К. В. ХОЛЩЕВНИКОВ

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АВИАЦИОННЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН



Великому
термодинамику
от человека, много
знавшего Холодильника

21. 2. 71.

К. В. ХОЛЩЕВНИКОВ

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АВИАЦИОННЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования РСФСР
в качестве учебника
для авиационных вузов и факультетов



ИЗДАТЕЛЬСТВО «МАШИНОСТРОЕНИЕ»
Москва 1970

УДК 629.7.036 : [621.438+621.51].001 (075.8)

В учебнике рассмотрены основы теории лопаточных машин, а также схемы и принципы работы лопаточных машин различного типа — осевых, центробежных и комбинированных компрессоров и осевых турбин. Значительное внимание уделено характеристикам и регулированию турбин и компрессоров, а также вопросам согласования их параметров в системе газотурбинного двигателя.

Учебник предназначен для студентов авиационных вузов и факультетов. Он может быть использован также инженерно-техническими работниками авиадвигателестроения.

Табл. 57, иллюстр 356, библ. 67 назв.

Рецензенты: академик **А. М. Люлька**
и кафедра авиационных турбомашин Казанского авиационного института

Редактор инж. **М. А. Колосов**

3-18-6
345-69

ет инженерам быстро освоить конкретные методы, применяемые в той или другой организации.

В книге применена международная система единиц измерения СИ. В приложении дана таблица перевода некоторых единиц измерения, выраженных в других, еще применяемых в практике системах, в систему СИ.

Разделы 7. 2 и 8.10—8. 13 написаны под руководством автора и совместно с ним доц., канд. техн. наук О. Н. Еминым, которым также выполнен пример расчета многоступенчатой турбины.

Расчеты, относящиеся к распределению осевых скоростей по радиусу в осевом компрессоре, и примерный расчет многоступенчатого компрессора сделаны доц., канд. техн. наук Е. В. Солохиной. Инж. Д. П. Хасилева произвела большое количество расчетов, относящихся к различным разделам курса.

Автор выражает признательность рецензентам — академику А. М. Люлька и сотрудникам кафедры Казанского авиационного института за ряд ценных замечаний по рукописи.

Автор благодарит также за полезные советы и замечания профессора, д-ра техн. наук В. И. Дмитриевского и кандидатов техн. наук В. Ш. Микиртичана, В. И. Дышлевского и Г. А. Комиссарова, а также т.т. Л. Р. Стоцкого и И. И. Дунского.

Автор с благодарностью примет пожелания и критические замечания, которые следует направлять по адресу: Москва, К-51, Петровка, 24, издательство «Машиностроение».

ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

a — скорость звука в *м/сек*;

$a_{кр}$ — критическая скорость в *м/сек*;

$в$ — хорда профиля в *м*;

$в/t$ — густота решетки в ступени компрессора или турбины;

c — скорость воздуха или газа в абсолютном движении в *м/сек*;

D — диаметр в *м*;

$\bar{d}$ — относительный диаметр втулки;

F — площадь проходного сечения в $м^2$;

G — массовый расход в *кг/сек*;

$\overline{G}$ — коэффициент производительности;

$H_к$ — удельная работа, затрачиваемая в компрессоре, в *дж/кг*;

$H_т$ — удельная работа, получаемая в турбине, в *дж/кг*;

H_{th} — теоретический напор компрессора в *дж/кг*;

$H_{тu}$ — теоретическая работа турбины в *дж/кг*;

$\overline{H}_{th}$ — коэффициент теоретического напора ступени компрессора;

$\overline{H}$ — коэффициент адиабатического напора ступени компрессора;

$\overline{H}_{тu}$ — коэффициент теоретической работы (коэффициент нагрузки) ступени турбины;

$h_л$ — высота лопатки в *м*;

k — показатель адиабаты для воздуха;

$k_г$ — показатель адиабаты для газа;

M — число Маха воздуха или газа в абсолютном движении;

$\widetilde{M}$ или M_w — число Маха воздуха или газа в относительном движении;

$n_к$ — показатель политропы сжатия в компрессоре;

$n_т$ — показатель политропы расширения в турбине;

N — мощность в *квт*;

n — число оборотов в *об/мин*;

p — давление в бар (10^5 *Па*);

R — универсальная газовая постоянная в *дж/кг · град*;

s — осевая ширина лопатки в *м*;

T — температура в °К;

t — температура в °С;

u — окружная скорость колеса в *м/сек*;

V — объемный расход в $м^3/сек$;

w — скорость воздуха или газа в относительном движении в *м/сек*;

z — число ступеней;

α — углы потока и лопаток в проточной части компрессора и турбины в абсолютном движении в *град*;

β — углы потока и лопаток в проточной части компрессора и турбины в относительном движении в *град*;

γ — плотность (объемная масса) в $кг/м^3$;

δ — коэффициент полного давления;

η — коэффициент полезного действия;

λ — приведенная скорость в абсолютном движении;

$\varkappa$ — теплопроводность в *вт/м · град*;

$\widetilde{\lambda}$ или λw — приведенная скорость в относительном движении;

μ — динамическая вязкость в *н · сек/м²* (*Па · сек*);

$\pi_к$ — степень повышения давления в компрессоре;

$\pi_т$ — степень понижения давления в турбине;

$\sigma_р$ — растягивающее напряжение в *н/см²*;

χ — отношение площади концевого поперечного сечения лопатки к площади сечения у основания.

Индексы

в — вход в компрессор; воздух;

к — компрессор и выход из компрессора;

т — турбина и выход из турбины;

г — вход в турбину; газ;

с — реактивное сопло и выходное его сечение (или горловина);

кр — критические параметры;

ад — адиабатический процесс.

Глава 1

СХЕМЫ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

1.1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АВИАЦИОННЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Лопаточными машинами называют компрессоры и турбины, в которых передача энергии газу для его сжатия (компрессоры) или отбор энергии от газа для получения полезной работы на валу (турбины) происходят в результате взаимодействия с газом лопаток специальной формы, размещенных на вращающихся дисках или барабанах.

Существуют машины, в которых газ сжимается или совершает работу и без применения лопаток (в частности, поршневые или другие объемные машины), но в настоящей книге эти машины не рассматриваются.

Лопаточные машины находят широкое применение в авиационной и в других областях техники. В авиационной технике лопаточные машины используются в первую очередь как основные элементы газотурбинных двигателей различного типа, в которых с их помощью осуществляются подача и процессы сжатия воздуха и расширения газа в рабочем цикле для получения заданной тяги или мощности.

Кроме того, лопаточные машины применяются во вспомогательных агрегатах (пусковые устройства, питание кабин сжатым воздухом и др.), а также в качестве оборудования испытательных высотных станций.

Для иллюстрации функций, выполняемых лопаточными машинами в газотурбинном двигателе, рассмотрим схему турбореактивного двигателя (ТРД) с осевым компрессором (рис. 1.1). Воздух поступает из атмосферы в компрессор *2*, ротор которого *3* вращается турбиной *6*. В компрессоре воздух сжимается, и его давление возрастает в 8—15 и более раз. Из компрессора воздух попадает в камеру сгорания *5*, куда впрыскивается через форсунки *4* жидкое топливо. Сгорание топлива происходит при почти постоянном давлении. При этом часть воздуха поступает непосредственно к форсункам в количестве, необходимом для сгорания при примерно стехиометрическом составе, а остальной воздух постепенно подмешивается к продуктам сгорания для их охлаждения до заданной температуры, которая в современных двигателях достигает 1300—1500° К. С этой температурой и давлением, близким к давлению за компрессором, газ поступает в турбину и расширяется в

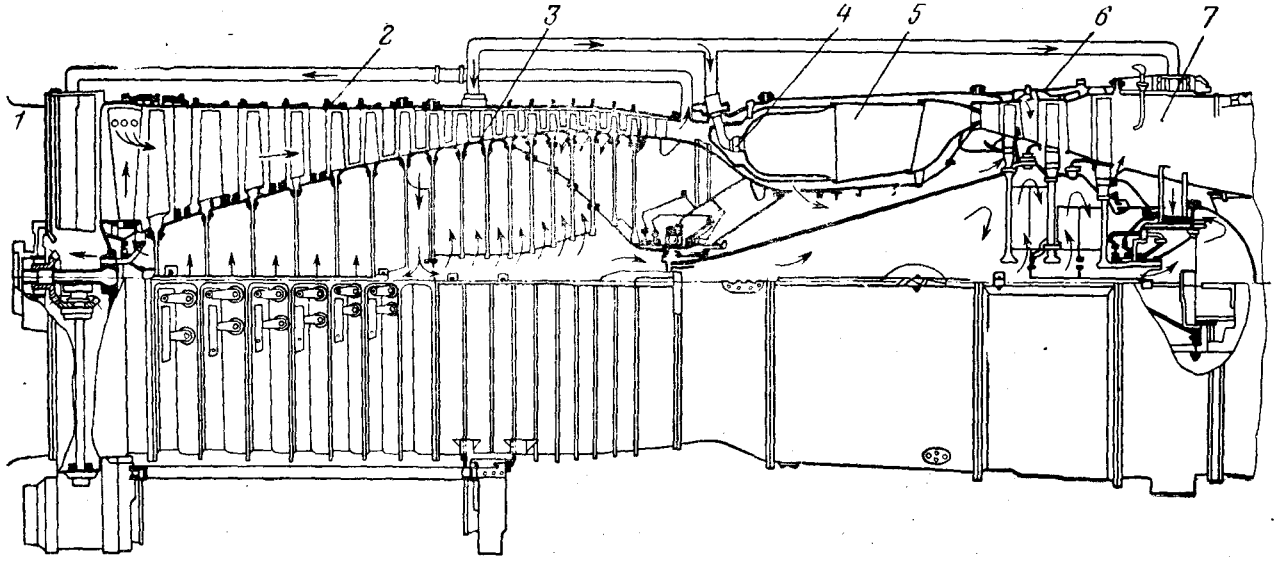


Рис. 1. 1. Схема турбореактивного двигателя:

1—входной патрубок; *2*—многоступенчатый компрессор; *3*—ротор компрессора; *4*—форсунки; *5*—камера сгорания; *6*—турбина; *7*—реактивное сопло

ней, передавая одновременно часть своей энергии с помощью лопаток на вал для вращения компрессора.

В турбине ТРД газ расширяется до давления, при котором мощность турбины равна мощности, потребляемой компрессором. Это давление больше атмосферного, и в реактивном сопле 7 происходит дальнейшее расширение газа, в результате чего газ вытекает со скоростью, критической или больше критической в зависимости от типа сопла и располагаемого перепада между давлением на входе в сопло и атмосферным давлением, создавая реактивную силу тяги. В турбовинтовом двигателе бо́льшая часть тяги получается от винта, и турбина развивает мощность, требующуюся не только для вращения компрессора, но и для вращения винта. Следовательно, в турбине ТВД срабатывается больший перепад давлений, чем в ТРД, а на долю реактивного сопла остается только небольшая часть общего перепада давлений $p_г^*/p_н$, где $p_г^*$ — полное давление перед турбиной и $p_н$ — атмосферное давление.

Аналогичные функции выполняют компрессоры и турбины и в других типах газотурбинных двигателей. Это краткое рассмотрение показывает, что турбина и компрессор являются основными элементами газотурбинных двигателей, обеспечивающими протекание рабочего процесса.

1.2. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К АВИАЦИОННЫМ ЛОПАТОЧНЫМ МАШИНАМ

К числу основных требований, которым должны удовлетворять авиационные лопаточные машины, относятся:

1) минимальные габариты и масса;
2) высокий к.п.д.;
3) благоприятное протекание характеристик;
4) высокая надежность.

1.2.1. МИНИМАЛЬНЫЕ ГАБАРИТЫ И МАССА

Эти требования, являющиеся основными для любой авиационной конструкции, имеют для газотурбинных двигателей особо важное значение, поскольку двигатели должны обеспечить полеты на больших скоростях и высотах. Выполнение их в значительной степени зависит от габаритов и массы лопаточных машин, поскольку габариты компрессора и турбины определяют в большой степени диаметр и длину двигателя, а их масса составляет 60—70% массы двигателя. Чтобы обеспечить получение минимальных габаритов и массы авиационных лопаточных машин, их проектирование основывают на ряде принципов, к числу которых, в частности, относятся:

1) применение больших скоростей воздуха и газа по тракту компрессора и турбины;

2) уменьшение числа ступеней за счет увеличения аэродинамической нагруженности каждой ступени и окружных скоростей рабочих колес турбины и компрессоров;

3) применение лопаток с большим удлинением (малой относительной шириной);

4) использование легких материалов (алюминиевые, магниевые и титановые сплавы) и жаропрочных сплавов.

Применение этих принципов привело к значительному усовершенствованию лопаточных машин, что видно из сопоставления современных значений некоторых параметров с их значениями в начале развития газотурбинных двигателей (табл. 1.1).

Уменьшение удельной массы (т. е. отнесенной к 1 *н* тяги) лопаточных машин может быть косвенно иллюстрировано уменьшением удельной массы всего двигателя. Как видно из табл. 1.1, за период 1945—1970 гг. удельная масса ТРД уменьшилась в 3—4 раза; расход воздуха, отнесенный к площади миделя компрессора, возрос в 2—$2^1/_2$ раза.

Следует одновременно отметить, что уменьшение удельной массы двигателей происходило не только за счет снижения удельной массы лопаточных машин, но еще и из-за роста рабочей температуры газа перед турбиной, благодаря чему росла удельная тяга.

1.2.2. ВЫСОКИЙ К. П. Д.

Высокий к.п.д. лопаточных машин требуется не только в авиационной технике. Однако в связи с применением в авиационных лопаточных машинах больших скоростей воздуха и газа и больших окружных скоростей, а также в связи с высокой аэродинамической нагруженностью ступеней достижение высоких к.п.д. в авиационных лопаточных машинах сопряжено со значительными трудностями и требует проведения специальных исследований.

Величина к.п.д. лопаточных машин оказывает существенное влияние на к.п.д. цикла двигателя и, следовательно, на его экономичность. В частности, в ТРД ухудшение на 1% к. п. д. компрессора или турбины увеличивает удельный расход топлива примерно на 1%. В турбовинтовом двигателе ухудшение к.п.д. турбины на 1% увеличивает удельный расход топлива на 2—2,5%.

К.п.д. лопаточных машин оказывает влияние также и на массовые характеристики двигателя, так как от значения к.п.д. зависит тяга, получаемая от одного килограмма воздуха (удельная тяга), а следовательно, расход воздуха, габариты и масса. Рост адиабатического к.п.д. компрессора и турбины на 10—13% за период 1945—1970 гг. (см. табл. 1.1) является также результатом совершенствования авиационных лопаточных машин.

Степень повышения давления в компрессорах возросла за это же время с 3—4 до 10—20, а это, в свою очередь, вызывало дополнительные трудности для получения более высоких к. п. д. В дальнейшем потребуется иметь еще большие степени повышения давления (25—30), однако для получения столь высоких к. п. д. необходимы дополнительные исследования.

1.2.3. БЛАГОПРИЯТНОЕ ПРОТЕКАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК

Авиационные газотурбинные двигатели в эксплуатации работают в широком диапазоне режимов по оборотам, а также по высоте и скорости полета и, следовательно, по температуре и давлению воздуха на входе.

Таблица 1.1

Параметр	1945 г.	1970 г.
Удельная масса ТРД в *кг/н*	7—8,5	1,6—2,0
Отношение расхода воздуха к миделю компрессора в *кг/сек·м²*	70—80	160—170
Адиабатический к. п. д.		
компрессора	0,75—0,80	0,85—0,88
турбины	0,8—0,85	0,90—0,94
Степень повышения давления	3—4	10—20

В связи с этим при неудовлетворительной характеристике может сильно снижаться к.п.д., а компрессор может попадать в область, где он работает неустойчиво и где нормальная работа двигателя невозможна из-за резкого уменьшения расхода воздуха, давлений и колебания этих параметров. Поэтому благоприятное протекание характеристик лопаточных машин, в первую очередь компрессоров, является весьма важным.

1.2.4. ВЫСОКАЯ НАДЕЖНОСТЬ

Выполнение этого требования обеспечивается правильным конструированием, выбором материалов, соответствующих условиям работы и нагрузкам, и рациональных запасов прочности, что подробно рассматривается в курсах конструкции двигателей.

С точки зрения газовой динамики лопаточных машин это требование связано с устранением опасных колебаний лопаток, часто вызывающих их поломку. Эти колебания могут быть устранены соответствующим благоприятным регулированием лопаточных машин и отдельными конструктивными решениями (например, шарнирный замок лопаток, бандажные полки и т. п.).

1.3. СХЕМЫ И ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ АВИАЦИОННЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

1.3.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Наиболее общей является классификация лопаточных машин по направлению потока, согласно которой машины делятся на:

а) осевые;
б) радиальные (центробежные и центростремительные);
в) диагональные;
г) смешанные.

К осевым относят машины, в которых направление потока в среднем параллельно оси. Если же направление потока в среднем радиальное (т. е. перпендикулярно оси), то такие машины называются радиальными. Причем в зависимости от того, протекает ли газ от центра к периферии или наоборот, радиальные машины делятся еще на центробежные и центростремительные.

Смешанными, или комбинированными, машинами, т. е. осецентробежными или оседиагональными, называют сочетания машин указанных выше типов. Эта классификация несколько условна, так как в действительности в осевых и радиальных машинах значительная часть линий тока отклоняется от указанных средних направлений. Наряду с классификацией по направлению потока все лопаточные машины могут подразделяться в зависимости от числа ступеней на:

а) одноступенчатые;
б) многоступенчатые.

К общей классификации относится также разделение лопаточных машин в зависимости от отношения скоростей потока на входе в рабочее колесо к местной скорости звука.

В связи с этим могут быть машины:

а) дозвуковые;
б) околозвуковые («трансзвуковые»);
в) сверхзвуковые.

Все многоступенчатые машины могут быть:

а) одновальные;
б) двухвальные;
в) трехвальные.

Наряду с общей классификацией, относящейся ко всем лопаточным машинам, существует еще классификация частная, относящаяся к отдельным видам лопаточных машин. Так, например, турбины могут быть:

а) с охлаждаемыми лопатками;

б) с неохлаждаемыми лопатками.

Центробежные компрессоры встречаются:

а) с односторонним входом;

б) с двухсторонним входом.

Частная классификация используется при изучении отдельных типов лопаточных машин.

Ниже рассматривается ряд схем компрессоров и турбин, применяющихся в авиационных газотурбинных двигателях и агрегатах.

1.3.2. СХЕМЫ И ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ КОМПРЕССОРОВ

1.3.2.1. Осевые многоступенчатые компрессоры

Осевые многоступенчатые компрессоры состоят из чередующихся рядов неподвижных лопаток, расположенных на корпусе, и вращающихся, расположенных на дисках или на барабанах (рис. 1.2, *а*). По тракту такого компрессора воздух движется в направлении, в среднем

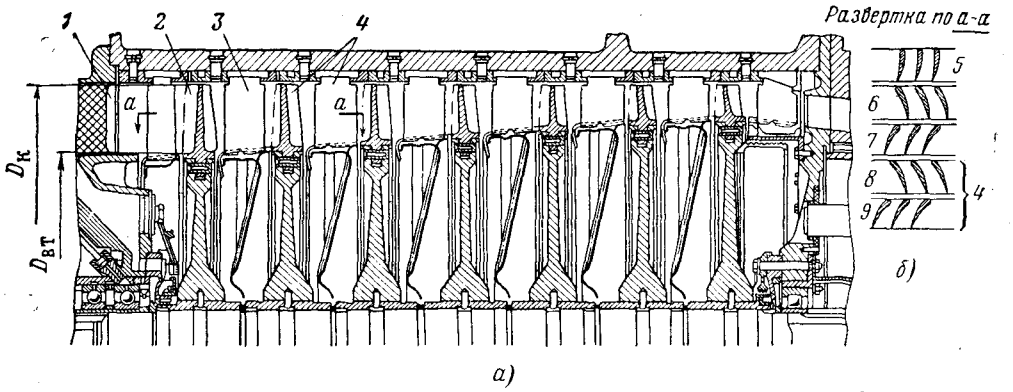


Рис. 1.2. Осевой компрессор с ротором дискового типа:

а—продольный разрез; *б*—развертка на плоскость
1—воздухозаборник; *2*—рабочее колесо; *3*—неподвижный спрямляющий аппарат; *4*—элементарная ступень; *5*—входной направляющий аппарат; *6—8*—рабочие колеса ступеней I и II; *7—9*—спрямляющие аппараты ступеней I и II

близком к осевому, чем и обусловлено его название. Вращающиеся ряды лопаток называются рабочими колесами или иногда роторами, а неподвижные ряды лопаток — спрямляющими аппаратами или статорами. Совокупность одного рабочего колеса и расположенного за ним спрямляющего аппарата называется ступенью. В первую ступень часто входит еще направляющий аппарат, расположенный перед рабочим колесом.

Сущность работы каждой ступени компрессора состоит в том, что лопатки рабочего колеса, вращающегося от постороннего источника мощности, увеличивают момент количества движения и энергию проходящего через них воздуха, вследствие чего возрастает его скорость и давление. В неподвижных аппаратах происходит только преобразование энергии. Например, в спрямляющем аппарате, расположенном после колеса, как правило, за счет торможения скорости возрастает давление, а в направляющем аппарате перед колесом первой ступени происходит увеличение скорости за счет снижения давления.

Для того чтобы в рабочих колесах передавать энергию, а в направляющих аппаратах ее преобразовывать с минимальными потерями, лопатки рабочих колес и направляющих аппаратов представляют собой совокупность аэродинамических профилей, расположенных по радиусу под различными углами к оси машин. Построение профилей и выбор углов их установки являются основной задачей расчета осевого компрессора.

Если рассечь ступень (или несколько ступеней) цилиндрической поверхностью и затем развернуть ее на плоскость, то получим так называемые плоские решетки профилей рабочих колес и спрямляющих аппаратов (рис. 1.2, *б*), из которых образуются «элементарные ступени». Для получения достаточно высоких к.п.д. приходится ограничивать энергию, передаваемую воздуху в каждой ступени, что характеризуется величиной теоретического напора в ступени, достигающего 30 000—40 000 *дж/кг*. Нагруженность решетки рабочего колеса можно еще характеризовать углом отклонения потока или так называемой кривизной профиля, находящимися в пределах 20—30° (см. гл. V).

Вследствие указанных ограничений достижимая степень повышения давления в каждой ступени невелика и в первой и средних ступенях находится примерно в пределах $\pi_i = 1{,}3—1{,}4$, а в последних — снижается до 1,2. Поэтому для получения требующихся для двигателя степеней повышения давления $\pi_к^* = 10—15$ и выше требуется иметь достаточно большое число ступеней, достигающее в отдельных двигателях $z = 15—17$. При этом в одной ступени удается получить к.п.д. $\eta = 0{,}88—0{,}9$, а во всем компрессоре в зависимости от суммарной степени повышения давления к.п.д. достигает значений 0,85—0,88.

Иногда применяют ступени с околозвуковыми и сверхзвуковыми скоростями потока на входе в рабочую лопатку. Такие ступени позволяют получать более высокие степени повышения давления, но к.п.д. их несколько ниже, чем у дозвуковых ступеней.

Для сокращения числа ступеней в современных авиационных осевых компрессорах применяются достаточно большие окружные скорости, которые на периферии рабочих колес достигают значений $u_к = 330 \div 350$ *м/сек*, а иногда и выше (370—400 *м/сек*). В последнем случае первые ступени, как правило, околозвуковые или сверхзвуковые.

Для получения при заданном расходе воздуха минимально возможных диаметральных габаритов компрессора применяются на входе большие осевые скорости потока, характеризующиеся значением приведенных скоростей $\lambda_a = 0{,}65—0{,}7$, а также малые относительные диаметры втулок $\bar{d} = D_{вт}/D_к \approx 0{,}35—0{,}4$, где $D_{вт}$ — диаметр втулки колеса, а $D_к$ — его наружный диаметр.

Вдоль компрессора осевые скорости постепенно уменьшаются с целью постепенного снижения их значений до величин, приемлемых для входа в камеры сгорания, и для того, чтобы высота лопаток последних ступеней была не слишком малой—обычно не менее 15—20 *мм*. В связи с возможностью получать достаточно высокие к.п.д. и степени повышения давления при относительно малых диаметральных размерах осевые компрессоры в настоящее время являются основными для газотурбинных двигателей.

Вместе с тем следует отметить и некоторые их недостатки.

1. Сравнительно узкий диапазон рабочих режимов, особенно при больших степенях повышения давления, что заставляет применять сложную систему регулирования (перепуск воздуха, поворот лопаток направляющего аппарата).

2. Большое число ступеней, что увеличивает длину компрессора и усложняет его производство.

3. Чувствительность к забоинам на входных кромках лопаток и ухудшению их поверхности из-за попадания посторонних частиц в компрессор.

В процессе совершенствования осевых компрессоров некоторые из этих недостатков частично устраняются.

1. 3. 2. 2. Двухкаскадные многоступенчатые осевые компрессоры

С увеличением степени повышения давления диапазон рабочих режимов многоступенчатого осевого компрессора сокращается, и при уменьшении приведенных оборотов компрессор попадает в область неустойчивой работы.

Для того чтобы избежать этого, приходится, как уже отмечалось, применять на компрессорах специальные способы регулирования. Почти такой же эффект можно получить, применяя двухкаскадный (двухвальный) многоступенчатый компрессор (см. рис. 10. 7), в котором каждый из каскадов вращается своей газовой турбиной. Распределение общей степени повышения давления между каскадами и их числа оборотов определяются в процессе согласования параметров компрессора и турбины с учетом характеристик каждого из каскадов. В остальном параметры этих компрессоров λ_a, $u_к$, $\bar{d}$ и др. и методы их расчета остаются такими, как и для одновального многоступенчатого компрессора.

1. 3. 2. 3. Центробежные компрессоры

Так как в центробежном компрессоре поток воздуха в колесе протекает в основном в радиальном направлении от центра к периферии, то, следовательно, на поток воздуха в числе других сил воздействуют еще центробежные силы.

Центробежный компрессор может быть как одноступенчатый, так и многоступенчатый.

В авиационной технике широко применяется только одноступенчатый и двухступенчатый компрессоры.

Одноступенчатый центробежный компрессор имеет следующие элементы (рис. 1. 3, *а*):

1) входной патрубок и направляющий аппарат;
2) рабочее колесо;
3) безлопаточный диффузор;
4) лопаточный диффузор;
5) выходные устройства.

Основным элементом является рабочее колесо, в котором, как и в осевом компрессоре, с помощью лопаток увеличиваются момент количества движения и энергия протекающего воздуха и вследствие этого его скорость и давление. В диффузоре, как и в спрямляющем аппарате осевого компрессора, часть скорости на выходе из колеса преобразуется в давление Для уменьшения потерь при входе воздуха в колесо входные кромки рабочих лопаток загнуты. В одноступенчатом центробежном компрессоре при окружных скоростях $u_2 = 350—370$ *м/сек* достигаются к.п.д. 0,82—0,83 и степень повышения давления $\pi_к^* = 2{,}5—3{,}0$, т. е. примерно в два раза больше, чем в ступени осевого компрессора при тех же примерно окружных скоростях. При окружных скоростях 450—480 *м/сек,* применяющихся в ТРД с центробежными компрессорами (двигатель ВК-1 и др), $\pi_к^* \approx 4{,}5$ при к.п.д. 0,76—0,78. В экспериментальных центробежных компрессорах достигнуты степень повышения давления $\pi_к^* = 6{,}0$ при окружной скорости $u_2 = 530$ *м/сек* и к.п.д. $\eta_к^* = 0{,}81$ [62].

Дальнейшее увеличение степени повышения давления связано с ростом окружной скорости и числа ступеней, что приводит к усложнению конструкции и некоторому снижению к.п.д.

Для уменьшения диаметральных размеров применяются центробежные компрессоры с двухсторонним колесом (рис. 1, 3, *б*). Центробежные компрессоры успешно применялись в агрегатах наддува авиационных поршневых двигателей, а также на первых советских и английских турбореактивных двигателях. Однако в связи с большими диамет-

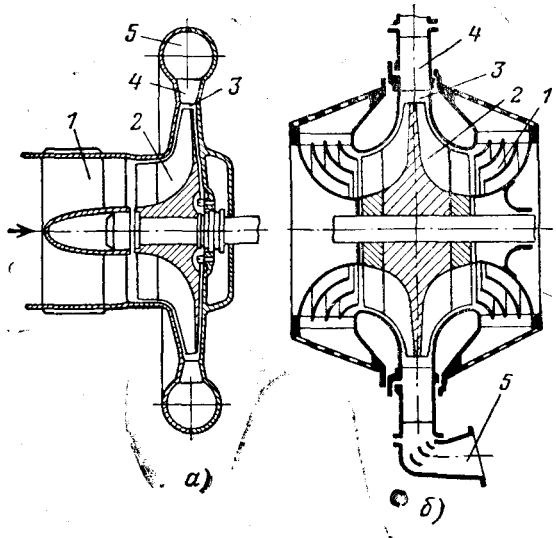


Рис. 1.3. Схемы центробежных компрессоров:

а—с односторонним входом; *б*—с двухсторонним входом. *1*—входной патрубок с неподвижным направляющим аппаратом; *2*—рабочее колесо; *3*—безлопаточный диффузор; *4*—лопаточный диффузор; *5*—выходное устройство

ральными размерами и ограниченной степенью повышения давления на более поздних конструкциях авиационных газотурбинных двигателей с большими расходом воздуха и тягой центробежные компрессоры не используются. Вместе с тем они пригодны для применения на транспортных и учебно-тренировочных самолетах, в двигателях с осецентробежными компрессорами, а также в наземных транспортных установках и др. Этому способствуют их положительные особенности, к числу которых, в частности, следует отнести:

1) относительно большую степень повышения давления в одной ступени;

2) достаточно широкий диапазон рабочих режимов, позволяющий в газотурбинных двигателях обходиться без регулируемых элементов;

3) простота конструкции и производства, а также надежность в эксплуатации.

1.3.2.4. Диагональные компрессоры

Малая степень повышения давления в ступенях осевого компрессора и большие диаметральные размеры центробежного компрессора привели к схеме диагонального компрессора (рис. 1.4), в котором поток направлен под углом к оси машин. Являясь промежуточным типом, этот компрессор имеет и промежуточные свойства. В частности, степень повышения давления может доходить в нем до 2,5—3,0 в зависимости от окружной скорости при значениях к. п. д. 0,84—0,85.

Однако поскольку степень повышения давления в одной ступени все же невелика, применение этого компрессора в качестве самостоятельного может быть весьма ограниченным и, по-видимому, оно вероятно лишь в сочетании с осевым компрессором.

1. 3. 2. 5. Комбинированные компрессоры (осецентробежные или оседиагональные)

Применение осевого компрессора при небольших расходах воздуха и достаточно высокой степени повышения давления неэффективно, так как лопатки последних ступеней получаются весьма короткими. Так, например, если принять расход воздуха $G_в = 2{,}5$ *кг/сек* и степень повышения давления $\pi_к^* = 7{,}5$, то при постоянном внешнем диаметре компрессора высота лопаток последней ступени должна составлять ~8 *мм*, что

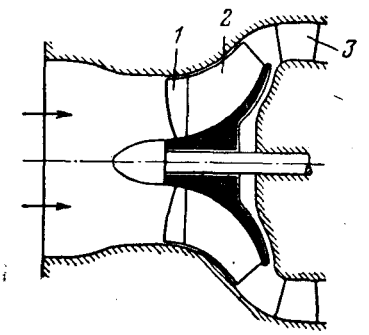


Рис. 1. 4. Схема диагонального компрессора:

1—входной направляющий аппарат; *2*—диагональное рабочее колесо; *3*—осевой диффузор

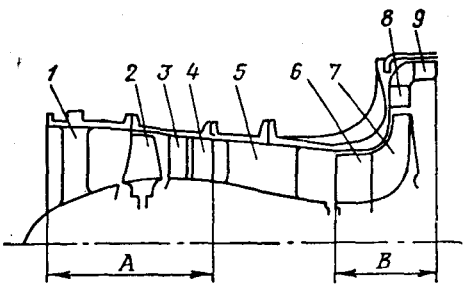


Рис. 1. 5. Схема комбинированного осецентробежного компрессора:

A—осевой околозвуковой компрессор; *B*—центробежный компрессор.
1—стойка; *2*—рабочее колесо осевого компрессора; *3*—первый спрямляющий аппарат; *4*—второй спрямляющий аппарат; *5*—опорные стойки; *6*—вращающийся направляющий аппарат; *7*—рабочее колесо центробежного компрессора; *8*—радиальный диффузор; *9*—осевой диффузор

неприемлемо. С другой стороны, центробежный компрессор достаточно удовлетворительно работает при малых расходах, но получение в нем степеней повышения давления больше 4—4,5 конструктивно сложно. В связи с этим рациональной является схема осецентробежного компрессора (рис. 1. 5), в котором вместо последних ступеней осевого компрессора используется центробежный компрессор.

Такие комбинированные компрессоры получили в настоящее время широкое применение на двигателях с небольшим расходом воздуха. В них окружная скорость центробежной ступени находится в широких пределах: $u_2 = 300$—450 *м/сек*.

В двигателе «Протей» фирмы Бристоль, являющемся одним из ранних образцов двигателей с комбинированным компрессором, применяется 12 осевых ступеней, которые вместе с центробежной ступенью дают $\pi_к^* = 7{,}2$. В нем окружная скорость центробежного компрессора составляет ~300 *м/сек*, т. е. близка к окружной скорости первой ступени осевого компрессора. Доля центробежного компрессора в общей работе сжатия не превышает 30%. В более поздних двигателях окружная скорость центробежного компрессора, а следовательно, и приходящаяся на него доля общей работы сжатия увеличивается. Например, в двигателе Т-63 (США) окружная скорость центробежного компрессора 360—380 *м/сек*, а осевого — 280 *м/сек* и на центробежный компрессор приходится 42—52% общей работы сжатия при $\pi_к^* = 6{,}2$. Встречаются также двигатели, в которых работа сжатия в центробежном комп-

рессоре доходит до 70—75% общей работы. В них комбинированный компрессор с общей степенью повышения давления $\pi_к^* = 5{,}5 \div 6{,}0$ состоит из одной центробежной и одной околозвуковой осевой ступени, как показано на рис. 1.5. К таким двигателям, например, относятся английский ТРД «Континентл» [55] и «Астазу» [52]. В них степень повышения давления в осевой ступени доходит до 1,6, а для получения общей степени повышения давления $\pi_к^* = 5{,}5—6{,}0$ необходимо иметь в центробежном компрессоре окружную скорость 450—475 *м/сек,* т. е. близкую к верхнему пределу окружных скоростей, применяемых в центробежных компрессорах.

Комбинированный компрессор может также состоять из осевых ступеней и ступени диагонального компрессора, что позволяет уменьшить диаметральные размеры. При этом встречались схемы таких комбинированных компрессоров, в которых осевые ступени размещались после диагонального компрессора, что позволяло иметь в этих ступенях высокую окружную скорость и повышенный напор при дозвуковых и околозвуковых скоростях потока на входе.

1.3.3. СХЕМЫ И ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

1.3.3.1. Одноступенчатые осевые турбины

На рис. 1.6, *а* показана принципиальная схема ступени осевой газовой турбины. Ступень состоит из рабочего колеса, аналогичного колесу осевого компрессора, и расположенного перед ним направляющего аппарата, который в данном случае принято называть сопловым аппаратом. В рабочем колесе ступени газовой турбины в результате взаимодействия газа с лопатками происходит уменьшение момента количества движения и энергии газа на некоторую величину, которая передается рабочему колесу и приводит его во вращение вместе с компрессором, винтом и другими агрегатами.

Таким образом, в ступени турбины протекает процесс, обратный процессу в ступени осевого компрессора, и обе машины в принципе обратимы. Однако, тогда как одноступенчатая турбина применялась и применяется до сего времени на некоторых двигателях с достаточно высоким к. п. д., одноступенчатый осевой компрессор из-за малой степени повышения давления в двигателях применяться не может. Это является следствием того, что из-за высоких температур в ступени турбины, даже при передаче от газа достаточно большой энергии, получаются умеренные числа M потока и связанные с ними умеренные потери. Кроме того, поскольку в турбине давление и температура понижаются (процесс расширения), то значительно меньшую роль играют потери в пограничном слое даже при большом отклонении потока в канале между лопатками.

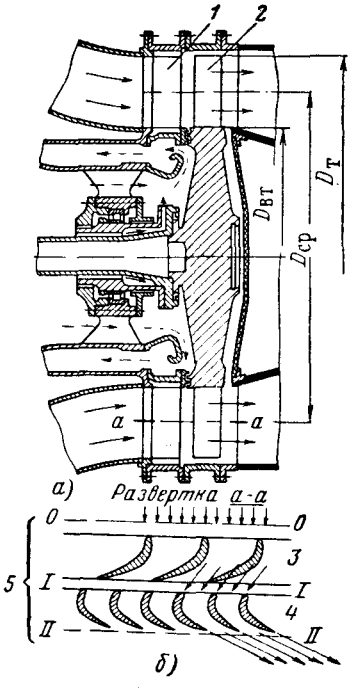


Рис. 1.6. Ступень газовой турбины:

а—принципиальная схема; *б*—развертка на плоскость.
1—сопловой аппарат; *2*—рабочее колесо; *3*—решетка соплового аппарата; *4*—решетка рабочего колеса; *5*—элементарная ступень

Если рассечь ступень турбины цилиндрической поверхностью, которую затем развернуть на плоскость, то получим решетки профилей соплового аппарата и рабочего колеса, образующих вместе элементарную ступень (рис. 1.6, *б*). В принципе эти решетки идентичны решеткам осевых компрессоров, но отличаются от них значительно большей кривизной профилей и соответственно бо́льшим углом отклонения потока.

В одноступенчатых газовых турбинах, применяющихся в газотурбинных двигателях, процесс расширения осуществляется как в сопловом аппарате, так и в рабочем колесе, т. е. они относятся к так называемым реактивным ступеням.

Современная одноступенчатая турбина может характеризоваться следующими данными:

окружная скорость на внешнем диаметре $u_т = 350 \div 400$ *м/сек*;

степень понижения давления $\pi_т^* = 2{,}0 \div 2{,}5$;

коэффициент полезного действия $\eta_т^* = 0{,}88 \div 0{,}9$;

температура газа перед турбиной $T_г^* = 1200 \div 1300°$ К.

В дальнейшем значение температуры газа будет увеличиваться. Одноступенчатые турбины в настоящее время встречаются относительно редко, так как с увеличением степени понижения давления в этих турбинах снижается коэффициент полезного действия. Однако они вероятно найдут применение в будущем в так называемых «подъемных» двигателях для самолетов с вертикальным взлетом и посадкой, в некоторых транспортных двигателях и т. п.

1. 3. 3. 2. Многоступенчатые осевые турбины

Многоступенчатые авиационные осевые турбины (рис. 1.7) представляют собой последовательное соединение ступеней турбин, рассмотренных выше. Такие многоступенчатые турбины принято называть турбинами со ступенями давления в отличие от турбин со ступенями скорости (ступени «Кертиса»), в которых все расширение газа происходит в первом сопловом аппарате, а в рабочих колесах изменяются только скорости без изменения статического давления. Турбины со ступенями скорости встречаются в паротурбинной технике и в турбинах привода различных авиационных агрегатов и насосов жидкостных ракетных двигателей. При выборе надлежащего числа ступеней многоступенчатые турбины со ступенями давления всегда могут обеспечить мощность, необходимую для привода компрессоров и винтов с высоким к.п.д.

В многоступенчатых турбинах современных двигателей число ступеней находится в пределах 2—8, причем последние цифры относятся к двухконтурным двигателям с высокой степенью повышения давления и с большой степенью двухконтурности.

Отдельные ступени многоступенчатой турбины работают в различных условиях. Так, например, первые ступени работают при наиболее высокой температуре газа, и лопатки этих ступеней часто специально охлаждаются.

Выбор числа ступеней, их окружных скоростей, диаметральных размеров и других параметров турбины согласовывается с газодинамическими параметрами и размерами компрессоров.

Коэффициенты полезного действия современных многоступенчатых турбин находятся приблизительно в пределах 0,90—0,94.

1. 3. 3. 3. Радиальные турбины

Осевые турбины, одноступенчатые и многоступенчатые, получили преимущественное применение благодаря их высокому к.п.д. и хорошим весовым и габаритным характеристикам. Однако при небольших

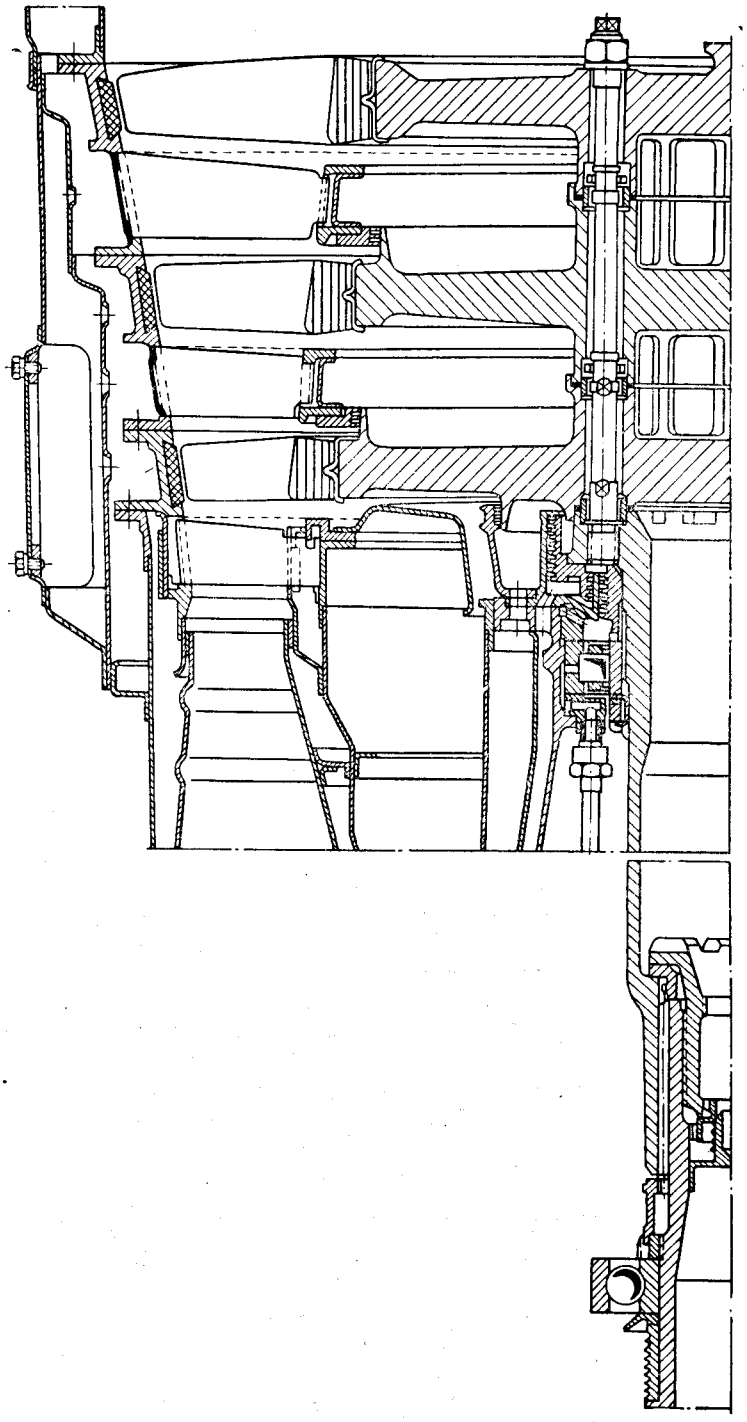


Рис. 1.7. Трехступенчатая турбина ТВД

расходах газа иногда отдают предпочтение более простым и дешевым радиальным турбинам, которые в этих условиях могут и по к.п.д. не уступать осевым турбинам. Радиальные газовые турбины, в частности центростремительные, в последнее время все чаще стали применяться в малоразмерных ГТД, предназначенных для привода различного рода агрегатов, а также в турбонасосных агрегатах жидкостных ракетных двигателей.

На рис. 1.8, *а* изображена схема центростремительной радиальной турбины и на рис. 1.8, *б* — центробежной. Обе турбины состоят, как и турбина осевая, из соплового аппарата и рабочего колеса.

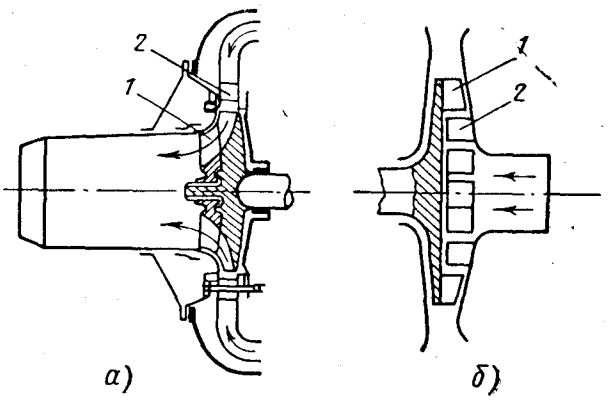


Рис. 1.8. Схемы радиальных турбин:
а—центростремительная; *б*—центробежная.
1—рабочее колесо; *2*—сопловой аппарат

В центростремительной турбине рабочее колесо аналогично колесу центробежного компрессора, причем центробежные силы в колесе, действующие на поток, преодолеваются за счет срабатываемого в турбине теплоперепада. Однако это мало влияет на величину полезной работы турбины и сказывается, в основном, на ее степени реактивности.

В то время как в ступени центробежного компрессора величина напора в два-три раза больше, чем в ступени осевого компрессора, ступень центростремительной турбины по величине полезной работы не превосходит одноступенчатую осевую турбину.

Центробежная турбина, в которой было несколько рядов рабочих и сопловых лопаток, впервые разработана в 1897 г. русским инженером П. Д. Кузьминским в связи с постройкой им газотурбинной установки.

В дальнейшем фирма «Юнгстрем» (Швеция) применила паровые турбины такого же типа, но с двумя дисками, вращающимися в противоположные стороны, что увеличивало срабатываемый теплоперепад.

1.4. КРАТКИЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР РАЗВИТИЯ АВИАЦИОННЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Газотурбинные двигатели, для которых потребовались эффективные лопаточные машины, разрабатывались еще в конце прошлого и в начале 20-го века. К ним относились уже упоминавшийся газотурбинный двигатель русского инженера П. Д. Кузьминского (1897 г.), двигатели французских инженеров Арменго и Лемаля (1903—1906 гг.) и др. Однако все эти двигатели предназначались для стационарного применения. Поэтому началом развития авиационных лопаточных машин можно считать появление агрегатов наддува, применявшихся для

увеличения земной и высотной мощности авиационных поршневых двигателей. В конце войны 1914—1918 гг. А. Рато предложил в качестве

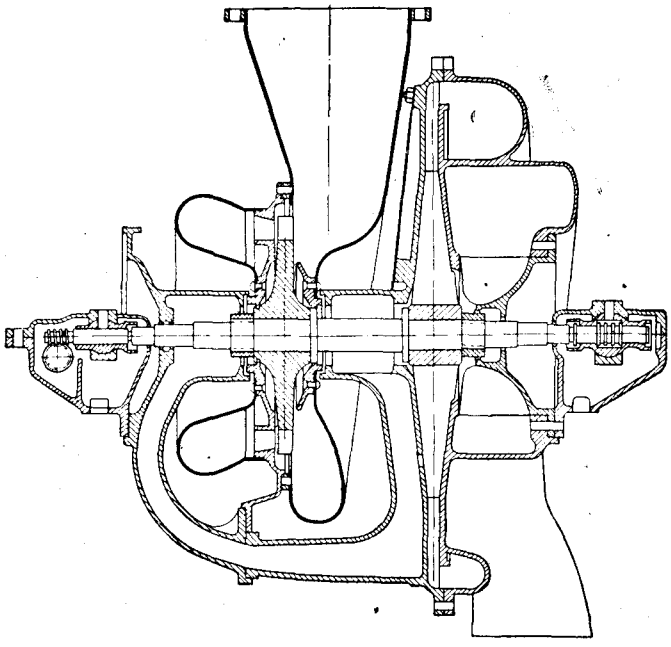


Рис. 1.9. Турбокомпрессор «Рато» для мотора мощностью 300 *л. с.*

агрегата наддува использовать так называемый турбокомпрессор, состоящий из центробежного компрессора и газовой турбины, работающей от выхлопных газов двигателя (рис. 1.9). В этом турбокомпрессоре окружная скорость на внешнем диаметре колеса компрессора достигала 360—380 *м/сек* и лопатки турбины работали при температуре 750—800° С. Турбокомпрессор был испытан в полете в 1918 г. и это было, по-видимому, одним из первых испытаний турбокомпрессоров в полете. По схеме Рато турбокомпрессоры строились в ряде стран и в том числе в США. Позднее в США, примерно в 1926—1927 гг., фирма «Дженераль электрик» начала разрабатывать собственную конструкцию турбокомпрессора для мотора мощностью около 450 *л. с.* (рис. 1.10).

Почти в то же время были разработаны турбокомпрессоры и в других странах. Например: турбокомпрессор Лоренца (Германия) с пустотелыми лопатками турбины, через которые проходил воздух, выходящий из каналов колеса центробежного компрессора; турбокомпрессор RAE к мотору Бристоль-Юпитер (Англия) и др. [13].

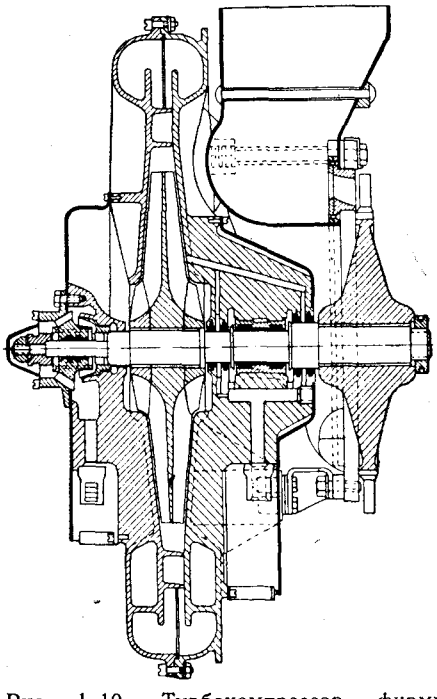


Рис. 1.10. Турбокомпрессор фирмы «Дженераль электрик»

Вначале применение турбокомпрессора носило большей частью экспериментальный характер, и практическое применение они получили в военной авиации во время войны 1941—1945 гг., когда турбокомпрессорами были снабжены двигатели самолета США В-27 «Летающая крепость», благодаря чему они могли летать на высотах $H \geqslant 11$ *км*.

На большинстве поршневых авиационных двигателей применялись приводные центробежные нагнетатели. В качестве примера на рис. 1. 11

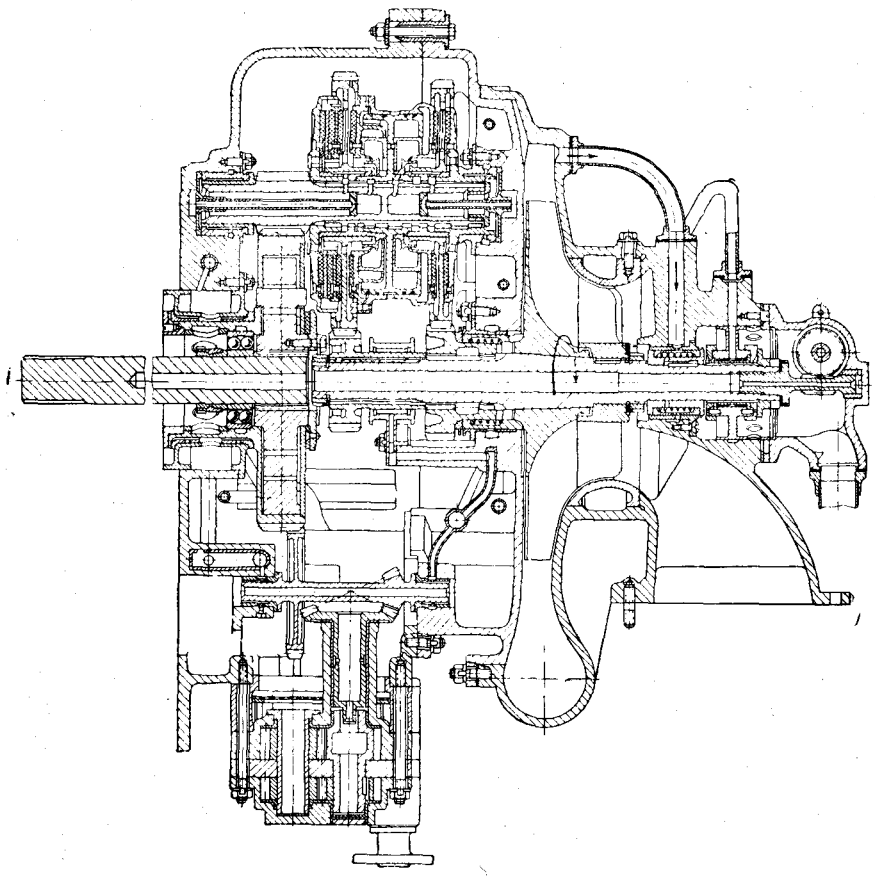


Рис. 1.11. Двухскоростной центробежный нагнетатель «Рато»

показана конструкция приводного нагнетателя «Рато». Этот нагнетатель был снабжен двухскоростным механизмом, с помощью которого на земле и малых высотах поддерживалось пониженное число оборотов рабочего колеса ($n_1 = 22000$ *об/мин*), а при максимальном числе оборотов ($n = 27500$ *об/мин*) нагнетатель мог поддерживать земное давление до высоты 6000 *м*.

В СССР нагнетатели и турбокомпрессоры начали исследоваться и создаваться с начала 30-х годов. На двигателях, созданных под руководством А. А. Микулина, применялся разработанный в 1934—1935 гг. центробежный нагнетатель (рис. 1. 12), который в последних модификациях имел окружную скорость ≈ 450 *м/сек* и входной направляющий аппарат с поворотными лопатками для регулирования его напорности. Приводные центробежные нагнетатели с двухскоростными механизмами, обеспечивающие необходимую высотность, были разработаны для двигателей, созданных под руководством В. Я. Климова и А. А. Швецова.

Проф. В. И. Дмитриевским был разработан и создан турбокомпрессор, успешно прошедший все летные испытания.

Турбокомпрессор специальной конструкции был разработан в 1938—1940 гг. автором этой книги (рис. 1. 13). Для получения большой окружной скорости (~400 *м/сек*) и высокого напора центробежного компрессора при умеренных числах оборотов турбины между турбиной

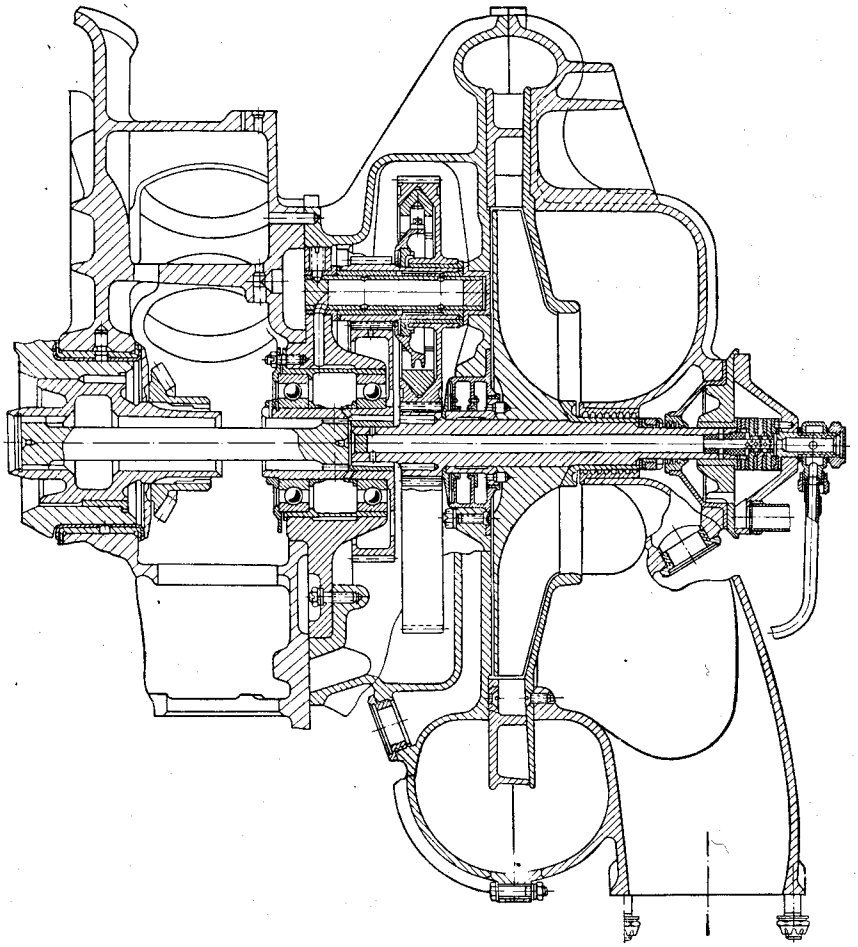


Рис. 1. 12. Приводной центробежный нагнетатель двигателя АМ-34

и компрессором был поставлен мультипликатор с передаточным числом $i \approx 2$. Турбокомпрессор обеспечил проектный прирост высоты и скорости полета самолета.

В целях создания авиационных лопаточных машин за границей и в СССР проводились специальные исследования, так как стационарные компрессоры и паровые турбины не имели столь больших окружных скоростей рабочих колес (до 400—450 *м/сек*) и таких высоких температур газа, как авиационные компрессоры и турбины.

Следует отметить работы академика Б. С. Стечкина и проф. В. И. Дмитриевского, которым также написана первая монография, посвященная теории высотных авиадвигателей и агрегатов наддува, главным образом, центробежных компрессоров [13].

Большие работы по центробежным компрессорам проведены канд. техн. наук М. Н. Этингофом и другими советскими учеными.

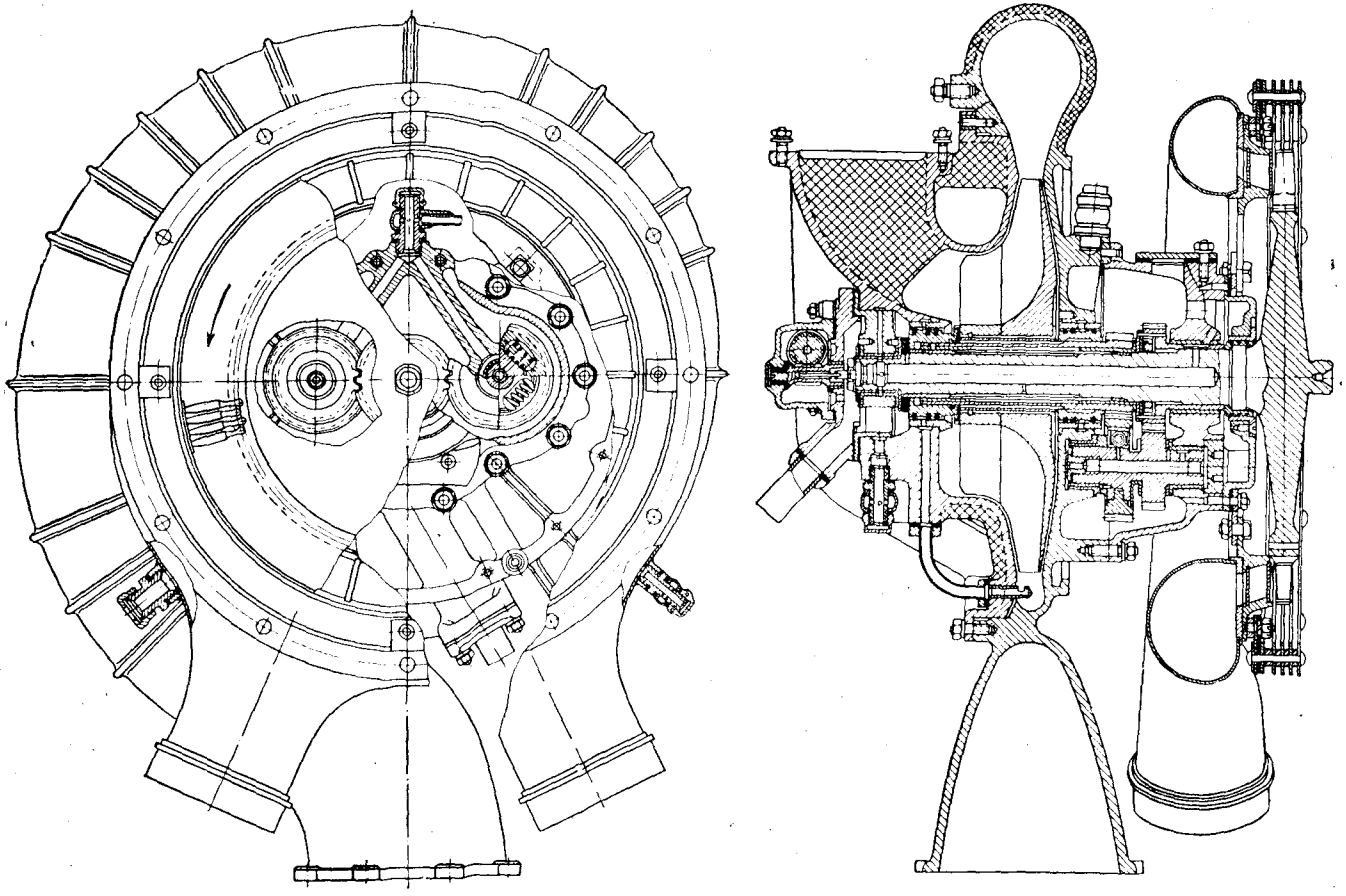


Рис. 1.13. Турбокомпрессор ТК-2

Несмотря на значительный объем исследований, к.п.д. и напор созданных компрессоров и турбин для агрегатов наддува были относительно невысоки. Так, например, к.п.д. центробежных компрессоров были равны 0,60—0,70 при степенях повышения давления $\pi_к^* = 2{,}0 \div 3{,}0$; к.п.д. турбин был не выше 0,7—0,75.

Низкие к.п.д. компрессоров и турбин агрегатов наддува авиационных двигателей объяснялись, с одной стороны, относительно малыми их размерами и, с другой стороны, несовершенством методов расчета и проектирования лопаточных машин.

Такие к.п.д. и степени повышения давления были недостаточны для создания газотурбинных двигателей. Кроме того, для газотурбинных двигателей большой интерес представляли еще осевые многосту-

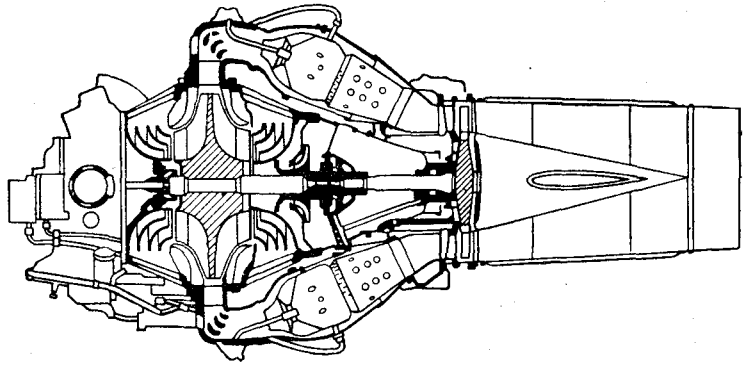


Рис. 1.14. Турбореактивный двигатель Роллс-Ройс «НИН»

пенчатые компрессоры, которые в агрегатах наддува не применялись. Поэтому, когда вплотную возникла задача создания авиационных газотурбинных двигателей, потребовалась большая работа по усовершенствованию методов расчета и проектирования центробежных компрессоров и газовых турбин и по разработке основ расчета и проектирования осевых компрессоров.

Разработка авиационных газотурбинных двигателей с центробежными и осевыми компрессорами началась в СССР (В. В. Уваров, А. М. Люлька) и за границей еще до войны 1941—1945 гг.

В. В. Уваровым на созданном им турбовинтовом двигателе с центробежным компрессором и осевой газовой турбиной с охлаждаемыми лопатками была применена еще центробежная турбина, работающая от потока воздуха, выходящего из колеса центробежного компрессора, и передающая свою мощность на винт.

На базе опыта, накопленного при создании центробежных компрессоров агрегатов наддува, удалось относительно быстро решить задачу повышения их к.п.д. (до 0,76—0,78) и степени повышения давления (до 4,0—4,5), в результате чего в 1945—1946 гг. в Англии и в СССР были созданы турбореактивные двигатели с центробежными компрессорами (рис. 1.14), имеющими двухстороннее колесо (двигатели «Дервент» и «НИН» английской фирмы Роллс-Ройс, отечественный двигатель ВК-1).

Первые турбореактивные двигатели с осевыми компрессорами ЮМО-004 и БМВ-003 были созданы в Германии в конце войны 1941—1945 гг. (рис. 1.15).

В связи с несовершенством осевых компрессоров и турбин (низкие к.п.д. и степень повышения давления, а также невысокая температура газа) эти двигатели имели большой удельный расход топлива, относительно большие удельные габариты и массу. Тем не менее по удельной

массе и габаритам они были значительно лучше поршневых двигателей и обеспечили резкое увеличение скоростей полета.

В 1945—1946 гг. появились первые турбореактивные двигатели с осевыми компрессорами в СССР (А. М. Люлька и А. А. Микулин), в Англии и США. Дальнейшее усовершенствование осевых компрессоров и газовых турбин привело к существенному улучшению экономичности, а также массовых и габаритных данных авиационных газотурбинных двигателей. Появились турбовинтовые двигатели в СССР (Н. Д. Кузнецов, А. А. Ивченко) и в Англии.

Разработка новых типов двигателей (двухконтурных, а также для самолетов с вертикальным взлетом и посадкой), предъявила к лопаточным машинам новые требования по массовым показателям и по производительности. В частности, для самолетов с вертикальным взлетом и посадкой потребовались двигатели с удельной массой 0,05—0,06,

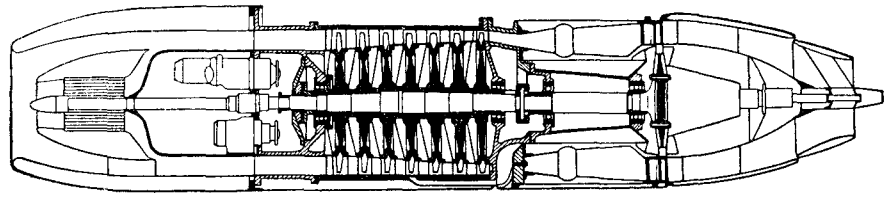


Рис. 1.15. Газотурбинный реактивный двигатель БМВ-003

что вызвало необходимость применения новых конструктивных и технологических решений и новых материалов. Улучшение параметров лопаточных машин и газотурбинных двигателей непрерывно продолжается, и в этом отношении большая заслуга принадлежит коллективам научно-исследовательских институтов ЦИАМ и ЦАГИ и конструкторских бюро, руководимых С. К. Туманским, А. М. Люлька, Н. Д. Кузнецовым, П. А. Соловьевым, а также кафедр проф. Т. М. Мелькумова, проф. Г. Н. Абрамовича и др.

В СССР разработка методов расчета осевых компрессоров и турбин производилась на основе классических работ Н. Е. Жуковского и С. А. Чаплыгина по аэродинамике крыла и решеток и по вихревой теории винта. Большой вклад в разработку гидродинамической теории решеток внесли советские ученые И. Н. Вознесенский, Л. Ф. Лесохин, Л. И. Седов, Л. А. Симонов, Г. Ю. Степанов и др. Весьма существенное значение в этой области имели также теоретические и экспериментальные работы зарубежных ученых (Вейнига, Хауелла и др.).

Основные труды по теории решеток перечислены в библиографии книги Г. Ю. Степанова [42].

В разработке методов расчета осевых компрессоров большую роль сыграли работы Б. С. Стечкина, К. А. Ушакова, К. К. Баулина, Л. А. Симонова.

Принципиальное значение для развития авиационных лопаточных машин имели работы проф. В. В. Уварова по теории газовых турбин, по способам их охлаждения и по профилированию длинных лопаток газовых турбин на основе закона постоянства циркуляции по высоте лопаток.

Большой вклад в развитие теории газовых турбин внесли проф. Г. С. Жирицкий, И. И. Кириллов, П. К. Казанджан, В. Х. Абианц.

Глава 2

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕОРИИ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

2.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПАРАМЕТРАХ ВОЗДУХА (ГАЗА) В СТУПЕНИ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ

Ступень лопаточной машины в общем случае состоит из направляющего аппарата, рабочего колеса и спрямляющего аппарата. Если ступень рассечь меридиональной плоскостью, то получим ее меридиональное сечение (рис. 2. 1).

Возьмем какую-либо точку A в зазоре между направляющим аппаратом *1* и рабочим колесом *2,* находящуюся на расстоянии r от оси. Точка A лежит на некоторой линии тока, меридиональная проекция которой на участке зазора обозначена через $b—d$.

Предположим, что движение установившееся; тогда линии тока должны совпадать с траекториями частиц. Касательная к линии тока в точке A будет давать направление меридиональной проекции скорости потока в этой точке. Обозначим меридиональную проекцию скорости через c_m и разложим ее в свою очередь по направлению радиуса r и по направлению x оси машины. Эти проекции принято называть радиальной составляющей скорости потока — c_r и осевой составляющей — c_a.

Кроме них полная скорость потока может иметь составляющую, перпендикулярную радиусу, которая называется окружной составляющей и обозначается через c_u.

Разложение скорости потока c в точке A по всем указанным направлениям показано на рис. 2. 2.

Значение полной скорости потока и ее составляющих по радиусу в осевом зазоре может изменяться различным образом в зависимости от принятого способа профилирования лопаток рабочего колеса, при котором сохраняются условия равновесия частиц по нормалям к линиям тока или по радиусу.

Обычно предполагается, что в окружном направлении на каждом данном радиусе скорости потока не изменяются, т. е. течение является осесимметричным. Однако такое предположение справедливо только на некотором расстоянии от кромок лопаток: теоретически — на бесконечном удалении, а практически — на расстоянии примерно одного шага. В непосредственной же близости от кромок скорости в окружном направлении будут изменяться на участке в пределах шага между

соседними лопатками. Это изменение скоростей будет периодически повторяться при переходе от одного канала к другому.

Давление и температура воздуха по радиусу будут изменяться в соответствии с изменением скоростей, а по окружности на данном радиусе в случае осесимметричного течения должны оставаться неизменными.

В направляющем аппарате при установившемся движении условие осесимметричности скоростей, температуры и давлений, естественно, соблюдаться не может, так как по ширине канала между лопатками все эти параметры изменяются, периодически повторяясь при переходе от канала к каналу.

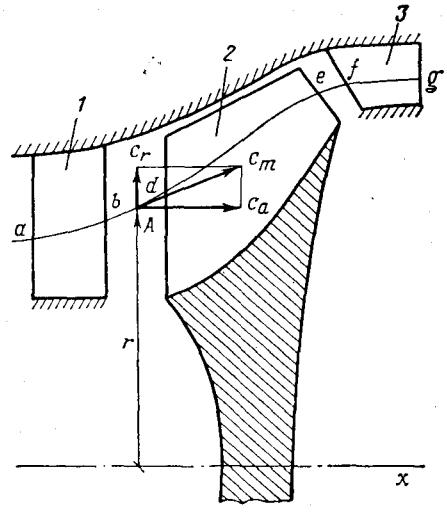


Рис. 2. 1. Меридиональное сечение ступени лопаточной машины:

1—направляющий аппарат; *2*—рабочее колесо; *3*—спрямляющий аппарат

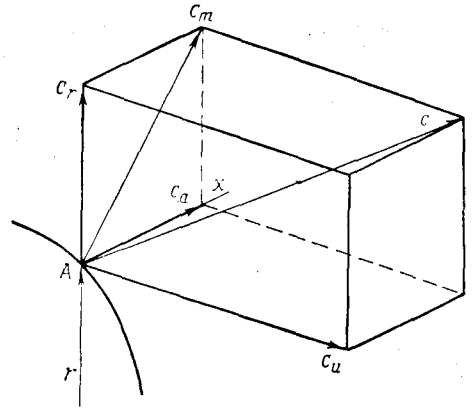


Рис. 2. 2. Разложение полной скорости в точке A по трем направлениям

В связи с этим на участке a—b (см. рис. 2. 1), соответствующем направляющему аппарату, линии тока могут быть различными в зависимости от их положения по ширине канала. Иногда в расчетах оперируют некоторыми средними значениями скоростей и соответствующей им линией тока. В этом случае течение и в направляющем аппарате рассматривается как осесимметричное.

Очевидно, что изложенное выше применительно к направляющему аппарату и зазору между ним и рабочим колесом, остается в силе и для спрямляющего аппарата и зазора между ним и рабочим колесом. Иная картина, однако, будет получаться при рассмотрении линий тока в рабочем колесе. Во-первых, применительно к неподвижным аппаратам и зазорам речь шла только об абсолютном движении, так как рассматривалась скорость потока в определенных точках неподвижного в данном случае относительно земли пространства, в которых как бы находился наблюдатель. Абсолютное движение можно определять также как движение по отношению к неподвижной системе координат.

Если лопаточная машина перемещается относительно земли вместе с летательным аппаратом, то, обращая движение, будем рассматривать неподвижный летательный аппарат в потоке воздуха, имеющем скорость, равную скорости полета, и применять понятие об абсолютном движении. При этом необходимо учитывать влияние скорости полета на значения абсолютных скоростей и других параметров воздуха и газа в лопаточной машине.

Применительно же к рабочему колесу, наряду с абсолютным движением необходимо рассматривать еще относительное движение, когда скорости потока определяются в точках пространства, вращающегося вместе с колесом. Очевидно, что это соответствует условию, когда наблюдатель перемещается вместе с движущимся телом, т. е. с колесом.

Иными словами, относительное движение можно определить как движение по отношению к системе координат, вращающихся вместе с колесом. Во-вторых, все частицы в колесе наряду со скоростью относительно колеса имеют еще так называемую переносную скорость, которой в данном случае является окружная скорость колеса в данной точке.

Таким образом, абсолютная скорость частиц газа складывается из скоростей переносной и относительной (по отношению к колесу) и является их геометрической суммой:

$$\vec{c}=\vec{u}+\vec{w}, \qquad (2.1)$$

где $\vec{c}$ — вектор абсолютной скорости;

$\vec{w}$ — вектор относительной скорости;

$\vec{u}$ — вектор переносной скорости (окружная скорость колеса в данной точке).

Уравнение (2.1) изображается треугольником скоростей (рис. 2.3), в котором вектор скорости c является замыкающей стороной.

Окружная скорость колеса в данной точке может быть записана так:

$$u=r\omega, \qquad (2.2)$$

где ω — угловая скорость вращения колеса.

Если рассматривать в относительном движении меридиональную, осевую и радиальную составляющие скорости w, то они по величине будут такими же, как и в абсолютном движении, так как проекции скоростей w и c на каждое из этих направлений равны между собой. Поэтому

$$w_m=c_m;\ w_r=c_r \text{ и } w_a=c_a. \qquad (2.3)$$

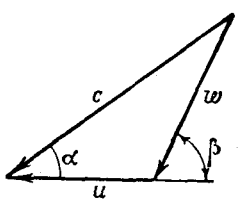


Рис. 2.3. Треугольник скоростей в рабочем колесе

Окружные же составляющие скоростей w и c, являющиеся их проекциями на направление окружной скорости, будут различны и связаны между собой соотношением

$$c_u=u\pm w_u. \qquad (2.4)$$

Знак плюс в этом уравнении берется, когда направление скорости w_u совпадает с направлением окружной скорости.

При равномерном вращении колеса и определенном расходе воздуха (газа) относительное движение будет установившимся. Следовательно, линии тока в каналах между лопатками не будут зависеть от времени, а должны определяться только положением частиц по отношению к поверхности лопаток.

Кроме того, на линию тока должно влиять расстояние от оси колеса, поскольку от этого расстояния зависят ширина канала и форма профиля. Однако абсолютное движение частиц, наблюдаемое в какой-либо неподвижной точке пространства, ометаемого лопатками, является неустановившимся, так как мимо этой точки будут проходить различные относительные линии тока и, следовательно, при одной и той же переносной скорости абсолютные скорости будут переменными во времени.

Если в определенный момент времени провести для ряда точек пространства, ометаемого лопатками, направления абсолютных ско-

ростей, то можно получить мгновенную картину абсолютного движения во всем рассматриваемом пространстве, представленную мгновенными абсолютными линиями тока. Если относительное движение установившееся, то картина мгновенных абсолютных линий тока как бы проходит мимо неподвижной точки пространства с переносной скоростью.

Для иллюстрации изложенного на рис. 2.4 показана решетка, движущаяся с равномерной скоростью u. Такая решетка может быть получена сечением колеса осевой ступени цилиндрической поверхностью с последующей разверткой этой поверхности на плоскость. При этом предполагается, что газ течет параллельно оси колеса.

На входе в решетку с помощью направляющего аппарата обеспечивается протекание газа под углом α_1 (рис. 2.4, *б*). Принято, что на-

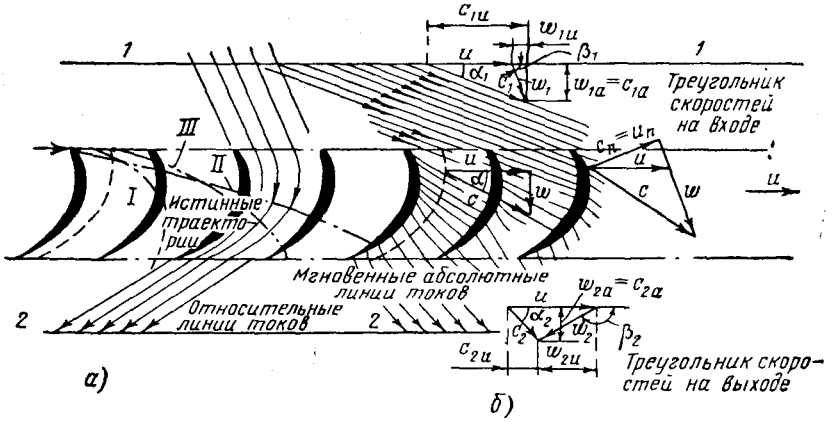


Рис. 2.4. Течение газа через плоскую прямую равномерно движущуюся решетку

правление и величина скоростей по всей ширине решетки постоянны (течение осесимметричное), так что расход газа будет вполне определенным. Поскольку при этом скорость u постоянна по времени, то относительное движение будет установившимся. Линии тока в относительном движении показаны на рис. 2.4, *а*.

Если геометрически сложить относительные и переносные скорости, то получим абсолютные скорости c и мгновенные абсолютные линии токов (см. рис. 2.4, *б*). Следует отметить, что по всему контуру лопасти нормальная составляющая c_n мгновенной абсолютной скорости c должна быть равна проекции u_n окружной скорости u на направление нормали в соответственной точке контура, т. е. $c_n = u_n$. Это показано для одной точки на рис. 2.4, *б*. Картина мгновенных абсолютных линий тока в каждый момент времени имеет один и тот же вид и то же расположение по отношению к решетке; она передвигается вместе с решеткой, как если бы была с ней жестко связана.

Таким образом, наблюдатель, находящийся в неподвижной точке пространства непосредственно у входа в решетку, будет видеть периодические по времени изменения абсолютной скорости. Это сказывается и на траектории отдельной частицы. В зависимости от того, близко или далеко от точки наблюдения находится в это мгновение лопасть, частица описывает совершенно различные траектории.

Таким образом, из одной и той же точки пространства исходят периодически колеблющиеся траектории; на рис. 2.4, *а* обозначена цифрой I истинная траектория частицы, которая в относительном движении проходит вдоль вогнутой стороны лопасти, и цифрой II — траектория частицы, движущейся вдоль ее выпуклой стороны. Наконец, циф-

рой III обозначена траектория частицы, которая движется в середине между лопастями.

Обратимся опять к схеме рис. 2. 1. Заменим действительное течение в рабочем колесе некоторым осредненным по времени и шагу течением [42] и проведем через некоторую среднюю относительную линию тока в канале этого рабочего колеса поверхность вращения, на которой можно рассматривать двумерные решетки. Эту поверхность назовем осредненной осесимметричной поверхностью тока.

Меридиональная проекция этой поверхности изобразится в общем случае кривой *d—e*, которая может рассматриваться как меридиональная проекция абсолютных мгновенных и относительных линий тока, лежащих на той же поверхности.

Если продолжить указанную поверхность тока в неподвижных аппаратах и в зазорах между ними и рабочим колесом, то в результате меридиональная проекция поверхности тока для всей ступени может быть изображена некоторой кривой *a—b—d—e—f—g*, проходящей через окружность, соответствующую точке *A*.

Статические значения давлений, температур и плотности в относительном и абсолютном движении равны.

Что же касается температур, давлений и плотности, соответствующих адиабатически заторможенным скоростям, то они в относительном и абсолютном движениях неодинаковы. Действительно, обозначая заторможенные параметры, соответствующие абсолютным скоростям, индексом c и относительным скоростям — индексом w, будем иметь:

$$\left.\begin{aligned} T_c^* &= T + \frac{c^2}{2c_p}; \\ T_w^* &= T + \frac{w^2}{2c_p}, \end{aligned}\right\} \tag{2.5}$$

откуда

$$T_c^* = T_w^* + \frac{c^2 - w^2}{2c_p} \tag{2.6}$$

или

$$T_w^* = T_c^* - \frac{c^2 - w^2}{2c_p}. \tag{2.7}$$

Скорости c и w не равны, что очевидно, в частности, из треугольника, показанного на рис. 2. 3.

Соотношение между этими скоростями зависит от окружной скорости и типа машин. Например, для турбины на входе в колесо $w<c$ и, следовательно, $T_w^* < T_c^*$.

Давления заторможенного потока связаны с соответствующими температурами законом адиабаты:

$$\frac{p_w^*}{p_c^*} = \left(\frac{T_w^*}{T_c^*}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(1 - \frac{c^2 - w^2}{2c_p T_c^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \tag{2.8}$$

2.2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РЕШЕТКАХ И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ СТУПЕНЯХ

Как следует из изложенного ранее, важным элементом лопаточной машины является плоская решетка, позволяющая пространственную кольцевую решетку, соответствующую рабочему колесу или неподвижному аппарату, расчленить на элементы с двумерным (плоским) пото-

ком. Плоская решетка получается в результате сечения кольцевой решетки поверхностью с последующей разверткой этой поверхности на плоскость, если секущая поверхность сама не является плоскостью.

В качестве секущей поверхности берется поверхность вращения, проходящая через некоторую среднюю линию тока и являющаяся, таким образом, некоторой осредненной поверхностью тока *).

В осевой лопаточной машине осредненные поверхности тока близки к соосным круговым цилиндрам. В этом случае в плоскости развертки любого из этих цилиндров получаются плоские прямые решетки с бесконечным числом профилей (см. рис. 1.2).

Аналогично в радиальных лопаточных машинах в плоскостях, перпендикулярных к оси вращения, образуются плоские круговые (или радиальные) решетки с конечным числом профилей (см. рис. 6.27).

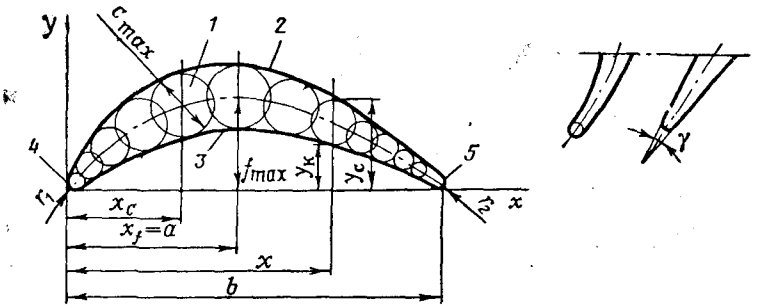


Рис. 2.5. Основные параметры профиля

В диагональной лопаточной машине в случае, когда осредненная поверхность тока является поверхностью круглого конуса, в развертке ее на плоскость можно получить плоскую решетку с конечным числом профилей.

Рассмотрим подробнее плоскую прямую решетку. Она состоит из бесконечного числа одинаковых профилей, расположенных эквидистантно вдоль прямой, которую условимся называть фронтом решетки.

Рассмотрим основные геометрические параметры профиля и решетки.

На профиле *1* (рис. 2.5) различают выпуклую сторону, или спинку *2*, вогнутую сторону, или корыто *3*, входную (переднюю) кромку *4* и выходную (заднюю) кромку *5*. Кромки могут быть радиусными и угловыми с углом схождения γ. Геометрическое место центров окружностей, вписанных в профиль, называют его средней линией.

Прямая, соединяющая концы средней линии у входной и выходной кромок, называют хордой профиля с длиной b. Диаметр c_{max} наибольшей из вписанных окружностей называют толщиной профиля; диаметры d_1 и d_2 крайних вписанных окружностей — толщинами кромок.

Профиль часто задается двумя координатами его точек: абсциссой x, отсчитываемой по хорде обычно от входной части к выходной, и ординатами точек, образующих вогнутую $y_к$ и выпуклую y_c стороны.

Обычно профиль характеризуется относительными значениями его основных параметров, иногда выраженными в процентах от хорды:

а) относительная абсцисса

$$\bar{x}=\frac{x}{b};$$

*) Высота плоской решетки (постоянная или переменная) соответствует сечению кольцевой решетки двумя близкими поверхностями тока с последующей их разверткой.

б) относительные ординаты

спинки $\bar{y}_c = \frac{y_c}{b}$;

корыта $\bar{y}_к = \frac{y_к}{b}$;

в) относительная толщина профиля

$$\bar{c} = \frac{c_{max}}{b};$$

г) относительная вогнутость (кривизна) профиля

$$\bar{f} = \frac{f_{max}}{b};$$

д) относительная абсцисса места максимальной толщины профиля

$$\bar{x}_c = \frac{x_c}{b};$$

е) относительная абсцисса места максимальной вогнутости

$$\bar{x}_f = \frac{x_f}{b} = \frac{a}{b}.$$

В случае если профиль образуется сопряжением дуг окружности и прямых линий, то его очертания могут задаваться координатами центров окружностей, их радиусами и координатами точек сопряжения.

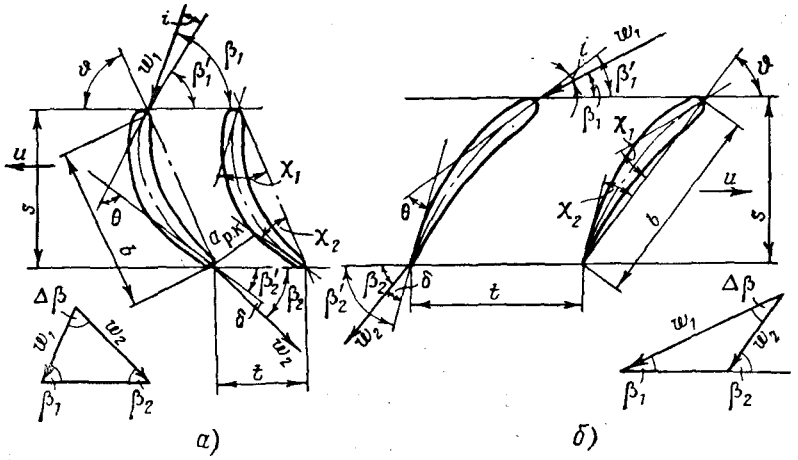


Рис. 2.6. Геометрические параметры рабочей решетки:
а—турбинная; *б*—компрессорная

Профиль в рабочей решетке (рис. 2.6) характеризуется следующими углами:

χ_1 и χ_2 — углы изгиба входной и выходной кромок профиля, образуемые направлением хорды и соответствующими касательными к средней линии профиля;

ϑ — угол выноса (угол установки профиля), образуемый направлением хорды и фронтом решетки;

β_1 — угол потока на входе в решетку;

β_2 — угол потока на выходе из решетки;

β'_1 и β'_2 — входной и выходной углы профиля, образуемые соответствующими касательными к средней линии профиля и фронтом решетки *);

θ — угол кривизны, или угол изгиба, профиля; $\theta = \chi_1 + \chi_2$, а также $\theta = \beta'_2 - \beta'_1$ для компрессоров и $\theta = 180° - (\beta'_1 + \beta'_2)$ для турбин;

i — угол атаки; $i = \beta'_1 - \beta_1$;

δ — угол отставания потока на выходе из решетки; $\delta = \beta_2 - \beta'_2$.

Исходя из общего уравнения параболы, по которой изгибается средняя линия профиля, можно установить следующую связь между углами χ_1 и χ_2 и отношением a/b:

$$\frac{a}{b} = \frac{3 \operatorname{ctg} \chi_1 + \operatorname{ctg} \chi_2}{4 \operatorname{ctg} \chi_1 + \operatorname{ctg} \chi_2}.$$

Ограничиваясь первыми членами разложения котангенса в ряд и учитывая, что $\chi_2 = \theta - \chi_1$, получим с точностью до полградуса:

$$\chi_1 = \frac{\theta}{2}\left[1 + 2\left(1 - 2\frac{a}{b}\right)\right]; \quad \chi_2 = \frac{\theta}{2}\left[1 - 2\left(1 - 2\frac{a}{b}\right)\right].$$

При

$$\frac{a}{b} = 0{,}45, \ \chi_1 = 0{,}6\,\theta \text{ и } \chi_2 = 0{,}4\,\theta.$$

Углы отставания δ потока на выходе определяются для компрессорных и турбинных решеток по эмпирическим зависимостям, которые приведены в гл. 5 и 7.

Для профилей и решетки неподвижного аппарата углы потока и профиля обозначаются буквами α с соответствующими индексами. Например, для решетки спрямляющего аппарата осевого компрессора приняты обозначения:

α_2 и α_3 — углы потока на входе и на выходе соответственно;

α'_2 и α'_3 — входной и выходной углы профиля соответственно.

Для решетки направляющего и соплового аппаратов приняты обозначения:

α_0 и α_1 — углы потока на входе и на выходе соответственно;

α'_0 и α'_1 — входной и выходной углы профиля соответственно.

В многоступенчатом компрессоре только первая ступень имеет самостоятельный направляющий аппарат. В остальных ступенях роль направляющего аппарата играет спрямляющий аппарат предыдущей ступени.

Решетка характеризуется следующими параметрами:

s — ширина решетки;

t — шаг решетки, равный расстоянию между двумя одноименными точками соседних профилей;

$\frac{b}{t}$ — густота решетки (обратная величина называется относительным шагом);

$\Delta\beta$ — угол отклонения потока в рабочей решетке, образованный векторами скоростей w_1 и w_2;

$\Delta\alpha$ — угол отклонения потока, образованный векторами скоростей c_2 и c_3 в спрямляющем аппарате компрессора или c_0 и c_1 в сопловом аппарате турбины.

*) В дальнейшем из соображений удобства углы лопаток будут иногда обозначаться индексом «л».

Как видно из рис. 2.6, *б*, $\Delta\beta=\beta_2-\beta_1$ и для решетки рабочего колеса турбины (рис. 2,6,*а*)

$$\Delta\beta=180^\circ-(\beta_1+\beta_2).$$

Углы отклонения потока в турбинной решетке, как правило, существенно больше, чем в решетке компрессорной. Так, например, в турбинной решетке в среднем $\Delta\beta=50^\circ\div80^\circ$, а в компрессорной — $\Delta\beta=15^\circ\div25^\circ$.

Турбинные решетки реактивного типа имеют непрерывно сужающиеся каналы, а активного типа составлены из более изогнутых и утолщенных профилей, образующих каналы с приблизительно постоянным проходным сечением. Компрессорные решетки в отличие от турбинных имеют расширяющиеся межлопаточные каналы, менее изогнутые, и более тонкие профили, напоминающие профили крыла самолета. В турбинных решетках имеют место конфузорные процессы в отличие от диффузорных процессов в решетках компрессоров. Этим и объясняется возможность применения больших углов поворота потока в турбинных решетках. Решетка, являясь наиболее общим объектом гидродинамического исследования, переходит в одиночный профиль или канал соответственно при $t\to\infty$ (при $b=\text{const}$) и при $b\to\infty$ (при $t=\text{const}$). Другим важным предельным случаем является бесконечно густая решетка, которой соответствует $t\to0$ при $b=\text{const}$ и $c/t=\text{const}$.

Наиболее исследован установившийся поток через плоские решетки в слое постоянной толщины, называемый просто плоским установившимся потоком. В большинстве теоретических исследований такого потока через решетку предполагается, что поток безвихревой (потенциальный) и жидкость несжимаемая.

Течение вязкой жидкости изучается при больших числах Рейнольдса, когда влияние вязкости сводится к образованию на профилях пограничного слоя и турбулентных следов за решеткой.

Наряду с теоретическими исследованиями решеток большое внимание уделяется экспериментам, которые наиболее полно позволяют изучить влияние различных факторов и в том числе влияние вязкости и сжимаемости. Вследствие этого экспериментальные данные широко используются в инженерных расчетах. Применяемые методы построения решеток в турбинах и компрессорах практически несколько различны.

2.3. УРАВНЕНИЯ МОМЕНТА, МОЩНОСТИ И УДЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

2.3.1. УРАВНЕНИЕ МОМЕНТА ДЛЯ РЕШЕТКИ РАБОЧЕГО КОЛЕСА

Мощность и удельную работу, получаемые с колеса или затрачиваемые на его вращение, следует определять, используя в качестве исходной величины момент колеса. Последний удобно находить с помощью теоремы о моменте количества движения. Для этого требуются только данные о состоянии потока на граничных поверхностях рассматриваемой области, но не внутри области. Это значительно упрощает задачу, так как позволяет не рассматривать сложные гидродинамические явления в колесе. Согласно теореме о моменте количества движения его производная по времени относительно какой-либо точки (или оси) равна главному моменту относительно той же точки (или оси) всех внешних сил, приложенных к массе. Вырежем сначала решетку из колеса, показанного на рис. 2.1, двумя весьма близкими конически-

ми поверхностями, предполагая, что они совпадают с поверхностями тока, и развернем ее на плоскости (рис. 2.7).

Применение теоремы о моменте количества движения к такой решетке проще, чем для всего колеса, так как из-за малости высоты решетки можно считать скорости постоянными по высоте. Кроме того, рассматривая поток на некотором расстоянии от решетки, можно также считать распределение скоростей вдоль нее равномерным, что следует из условия осесимметричности.

Определение моментов необходимо производить для абсолютного движения. Действительно, как видно из дальнейшего, момент зависит от произведения разности окружных составляющих абсолютных ско-

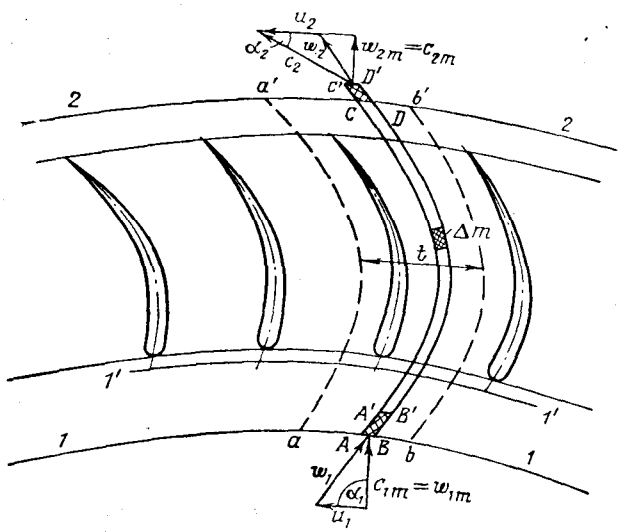


Рис. 2.7. Решетка с контрольными поверхностями

ростей на входе в решетку и на выходе из нее на соответствующий радиус, или от дифференциала произведения $c_u r$. Так как окружная составляющая в относительном движении отличается от аналогичной скорости в абсолютном движении на величину окружной скорости [см. уравнение (2.4)], то только при постоянстве окружной скорости для всех точек решетки моменты в абсолютном и относительном движениях будут одинаковы. В частности, это должно иметь место в плоской прямой решетке, рассмотренной на рис. 2.4, для которой предполагалось, что она движется с постоянной скоростью u, одинаковой для всех точек.

Для применения теоремы о моменте количества движения в решетке, показанной на рис. 2.7, выделим для определенного мгновения около одной лопатки контрольное пространство, ограниченное двумя поверхностями $a—a'$ и $b—b'$, отстоящими друг от друга на длину одного шага $t=2\pi r/z$ и совпадающими с относительными линиями тока, и цилиндрическими поверхностями *1—1* и *2—2*. Кроме того, поверхности профиля лопатки также являются границами контрольного пространства. Наконец, в качестве границ следует рассматривать две поверхности, лежащие в плоскости чертежа и ограничивающие высоту решетки. Для каждой частицы жидкости с массой Δm, находящейся в этом пространстве, на основании теоремы о моменте количества движения относительно оси колеса может быть написано уравнение

$$\Delta m \frac{d(c_u r)}{d\tau} = \Delta M. \qquad (2.9)$$

Суммируя эти выражения для всех находящихся в пространстве частиц, получаем

$$\sum \Delta m \frac{d(c_u r)}{d\tau} = \sum \Delta M, \qquad (2.10)$$

где ΔM — момент внешних сил относительно оси.

В правой части уравнения (2.10) сокращаются моменты всех сил, действующих между частицами, включая силы трения, так как все эти силы являются внутренними, и остаются только моменты сил на границах и моменты силы тяжести частиц. Последние обычно не учитываются вследствие их незначительности.

На поверхностях *1—1* и *2—2* появляются моменты от сил трения, касательных к элементам поверхности и перпендикулярных к радиусу. Вследствие малой вязкости трение между частицами невелико и в дальнейшем не принимается в расчет. Давление газа на эти поверхности направлено по нормали к ним и, следовательно, не создает момента.

Давление газа на границах поверхностей $a—a'$ и $b—b'$ дает моменты относительно оси, но так как поле течения и поле давления именно тем и характеризуются, что на расстоянии шага t моменты на поверхности $a—a'$ повторяются на поверхности $b—b'$, то каждому элементу на $a—a'$ с моментом $+\Delta M$ соответствует на $b—b'$ противоположный момент $-\Delta M$, так что обе эти поверхности не дают никакого дополнения к сумме моментов.

На поверхностях, ограничивающих высоту решетки и по которым вырезана решетка из колеса, в принципе существуют моменты от тангенциальных сил на торцах лопаток и от тангенциальных составляющих сил трения в потоке. Разность моментов от тангенциальных сил на торцах лопатки по условиям равновесия, очевидно, будет в точности равна моменту сил давления и трения, действующих на поверхности пера лопатки между плоскостями, ограничивающими ее высоту, и потому ничего к сумме моментов не добавляет. Что касается моментов от тангенциальных сил трения в потоках на ограничивающих плоскостях, то они, вообще говоря, будут оказывать некоторое влияние на c_u и $c_u r$. Однако вследствие малой вязкости влияние это невелико и его можно не учитывать, как это делалось выше для поверхностей *1—1* и *2—2*.

В результате остаются только моменты сил давлений и сил трения на поверхности пера лопатки, суммируя которые, мы получаем равнодействующий момент.

Для того чтобы определить численное значение левой части уравнения (2.10), рассмотрим элементарную струйку в относительном движении.

Принимая, что вращение колеса равномерное и расход газа имеет определенное значение, получим, что относительное движение будет установившимся.

Поскольку меридиональные скорости и плотности в относительном и абсолютном движении равны, то и расход газа в струйке в относительном и абсолютном движении через единицу площади будет одинаковым.

Для элементарной струйки уравнение (2.10) запишем в виде

$$\frac{d}{d\tau} \sum \Delta m (c_u r) = dM, \qquad (2.11)$$

где dM — момент внешних сил, действующих на струйку.

Левая часть уравнения (2.11) представляет собой изменение в единицу времени момента количества движения массы $\Sigma \Delta m$, находящейся в элементарной струйке. За время $d\tau$ рассмотренная масса переместится из положения $ABCD$ в положение $A'B'C'D'$. Изменение мо-

мента количества движения этой массы равно разности моментов количества движения масс в объемах $ABCD$ и $A'B'C'D'$. Так как движение установившееся, то эта разность равна моменту количества движения массы в объеме $CDC'D'$ минус момент количества движения массы в объеме $ABA'B'$. Обозначим массы и моменты количества движения элементарных объемов $CDC'D'$ и $ABA'B'$ через Δm_2, Δm_1, $c_{2u}r_2$ и $c_{1u}r_1$. Тогда вместо уравнения (2.11) можем написать

$$\frac{d}{d\tau}(\Delta m_2 c_{2u} r_2 - \Delta m_1 c_{1u} r_1) = dM_1.$$

Но так как массы объемов $CDC'D' = \Delta m_2$ и $ABA'B' = \Delta m_1$ представляют соответственно массы газа, вышедшего из концевого сечения струйки и вошедшего в начальное сечение струйки за промежуток времени $d\tau$, то следовательно, $\Delta m_2 = dF_2 \gamma_2 c_{m2} d\tau$; $\Delta m_1 = dF_1 \gamma_1 c_{m1} d\tau$, где dF_2, dF_1, γ_2, γ_1, c_{m2} и c_{m1} — площади сечения, плотности и меридиональные скорости струйки на выходе и на входе соответственно. Но $dF_2 \gamma_2 c_{m2} = dG_2$; $dF_1 \gamma_1 c_{m1} = dG_1$, где dG_1 и dG_2—массовый секундный расход газа, поэтому $\Delta m_2 = dG_2 d\tau$; $\Delta m_1 = dG_1 d\tau$.

Так как движение установившееся, то

$$\Delta m_1 = \Delta m_2 = \Delta m;\ dG_1 = dG_2 = dG \text{ и } \Delta m = dG \cdot \Delta\tau.$$

В результате для всей струйки вместо уравнения (2.11) будем иметь

$$dG(c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1) = dM. \tag{2.12}$$

Распространяя на все контрольное пространство около лопатки, получаем

$$M_л = \int_0^{t_1 = \frac{2\pi r_1}{z}} dG\,(c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1). \tag{2.13}$$

При интегрировании рассматривается сечение входа и предполагается, что высота решетки равна единице.

Так как на поверхностях *1—1* и *2—2* скорости распределены равномерно, то

$$M_л = G_л(c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1) = G_{л1}^2 \Delta\,(c_u r), \tag{2.14}$$

где $G_л$ и $M_л$ соответственно расход и момент для одной лопатки.

Если уравнение (2.12) распространить на всю решетку, то получим

$$M_i = \int_0^{2\pi r_1} dG_1^2 \Delta\,(c_u r),$$

или

$$M_i = G_{i1}^2 \Delta\,(c_u r), \tag{2.15}$$

где M_i и G_i — момент и расход для всей решетки.

Полученные уравнения можно представить еще в другом виде. Для контура, охватывающего контрольное пространство вокруг лопатки, составим интеграл $\int c \cos\alpha\, ds$, где c — скорость в точках контура, ds — элемент кривой и α — угол между ними. Величину $\int c \cos\alpha\, ds$ для замкнутой кривой называют циркуляцией по замкнутому контуру Γ_s. Если обозначить составляющую скорости в направлении s через $c(s)$, интеграл вдоль замкнутого контура через $\oint$, то

$$\Gamma_s = \oint c(s)\, ds.$$

Рассматривая отдельные участки всего контура, можем написать

$$\Gamma_s = -\int_a^b c(s)\,ds + \int_b^{b'} c(s)\,ds + \int_{b'}^{a'} c(s)\,ds - \int_{a'}^{a} c(s)\,ds.$$

Очевидно, что на границах поверхностей a—a' и b—b' величины интегралов будут равны по абсолютной величине и противоположны по знаку. На участке a—b величина интеграла запишется в виде

$$\Gamma_{1л} = -\frac{2\pi r_1 c_{1u}}{z};$$

на участке $a'-b'$

$$\Gamma_{2л} = \frac{2\pi r_2 c_{2u}}{z},$$

откуда

$$c_{1u} r_1 = -\frac{\Gamma_{1л} z}{2\pi}; \qquad c_{2u} r_2 = \frac{\Gamma_{2л} z}{2\pi}.$$

Следовательно, для лопатки получим

$$M_л = G_л \frac{\Gamma_{2л} - \Gamma_{1л}}{2\pi} z = G_л \frac{\Gamma_s}{2\pi} z. \tag{2.16}$$

Для решетки имеет $M_i = M_л z$; $G_i = G_л z$; $\Gamma_i = \Gamma_л z$. Тогда уравнению (2.16) можно придать вид

$$M_i = G_i \frac{\Gamma_{i2} - \Gamma_{i1}}{2\pi} = G_i \frac{\Gamma_{si}}{2\pi}. \tag{2.17}$$

В данном случае циркуляция вычислена исходя из абсолютной картины течения. Она может быть вычислена также и для относительной картины течения. В общем случае для рассмотренного замкнутого контура можно написать

$$\Gamma_s = \oint c(s)\,ds = \oint u(s)\,ds + \oint w(s)\,ds.$$

В случае, когда окружная скорость является постоянной по величине и направлению для всех точек контура, интеграл $\oint u(s)ds = 0$ и, следовательно,

$$\oint c(s)\,ds = \oint w(s)\,ds.$$

Учитывая это, можем для плоской прямой решетки написать

$$\Gamma_s = t(c_{2u} - c_{1u}) = t(w_{1u} - w_{2u}),$$

где t — шаг решетки.

Полученные уравнения будут справедливыми и для решеток неподвижных аппаратов (направляющего и спрямляющего). В этих случаях контрольные пространства около лопатки на ширине шага будут ограничиваться линиями тока в абсолютном движении и таким же линиям будут соответствовать элементарные струйки. Изложенные выводы также показывают, что за моменты $c_{1u} r_1$ и $c_{2u} r_2$ принимаются те, которые имеет поток перед колесом и после колеса в области, где поле скоростей равномерно. В связи с этим возникает вопрос, будут ли справедливы эти уравнения, если рассматривать сечения в непосредственной близости к колесу, где, как уже отмечалось, наблюдается неравномерное поле скоростей.

Следует отметить, что на участках перехода от равномерного потока к неравномерному или наоборот непосредственное воздействие колеса на поток еще отсутствует. Поэтому выравнивание потока (за ко-

лесом) или деформация поля скоростей (перед колесом) происходят за счет энергии самого потока. Поэтому если, например, в контрольном пространстве (см. рис. 2.7) выделить участок *1—1* и *1′—1′*, расположенный до колеса, то для этого участка момент внешних сил будет равен нулю и момент количества движения следует записать в виде

$$\int_0^{\frac{2\pi r_1}{z}} dG\,(c'_{1u}r'_1 - c_{1u}r_1) = 0.$$

Принимая во внимание, что на поверхности *1—1* поле скоростей равномерное, можем написать

$$G_л c_{1u} r_1 = \int_0^{\frac{2\pi r_1}{z}} dG c'_{1u} r'_1.$$

Если на поверхности *1′—1′* принять среднее значение окружной составляющей скорости, то получим

$$c_{1u}r_1 = c'_{1uср}r'_1.$$

Следовательно, изложенные выше выводы будут справедливы, если на поверхностях, где поле скоростей неравномерное, рассматривать средние скорости.

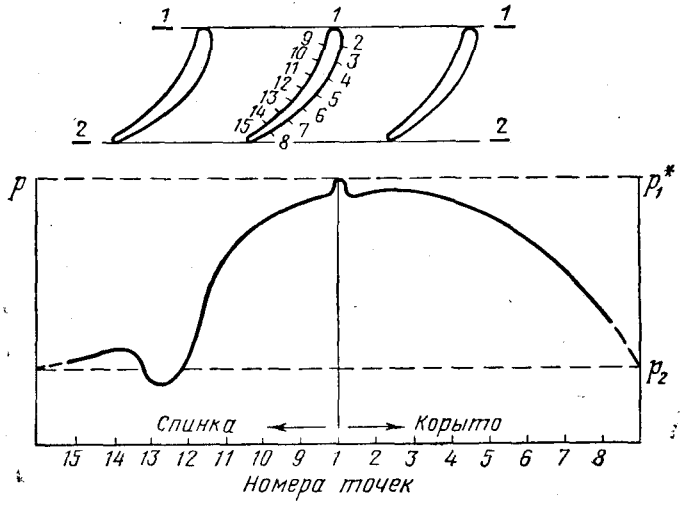


Рис. 2.8. Распределение давлений по профилю конфузорной решетки

Момент на отдельной лопасти решетки и на всей решетке, вырезанной из колеса, можно также определить, зная распределение давления по профилю. При этом под распределением давления понимается зависимость давления p на профиле от длины его дуги s. Конкретный вид этой функции определяется формой профиля, углами его установки и шагом решетки, а также условиями обтекания данной решетки, характеризуемыми чаще всего величинами угла атаки и скорости на входе. С распределением давления однозначно связано и распределение скорости на профиле. На рис. 2.8 показано для примера распределение давления на профиле лопатки осевой турбины, построенное для различных точек на выпуклой и вогнутой поверхностях профиля. Если обозначить длину контура профиля через L, то результирующую силу

давления газа, приходящуюся на единицу высоты лопатки, можно выразить в виде

$$R=\oint_L p(s)\,ds.$$

Проекция результирующей силы на плоскость, перпендикулярную оси колеса, будет являться ее тангенциальной составляющей, которая для вращающейся решетки будет совпадать с направлением окружной скорости.

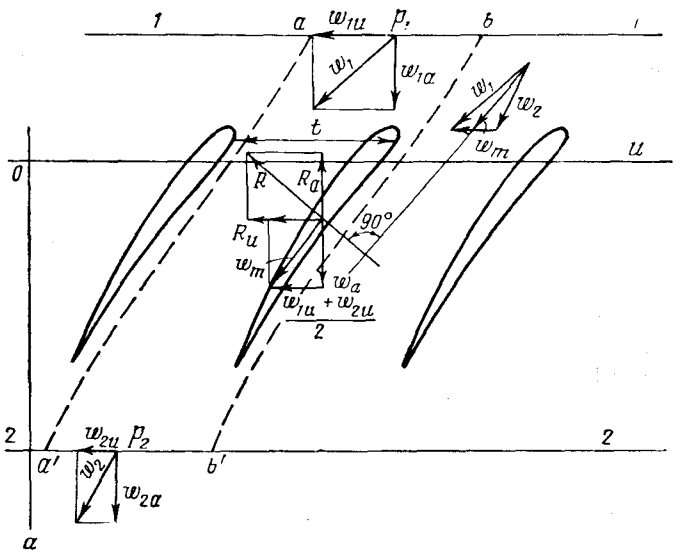


Рис. 2.9. Схема сил, действующих на профиль в решетке

Обозначая проекцию дуги s на указанную плоскость через s_u, можем проекцию результирующей силы записать в виде

$$R_u=\oint_L p(s)\,ds_u.$$

Тогда момент лопасти будет равен

$$M_л=\oint_L p(s)\,r\,ds_u.$$

Момент решетки, состоящей из z профилей, очевидно, выразится так:

$$M_i=M_л z.$$

Если профиль соответствует такой решетке осевой турбомашины, в которой все поверхности тока являются концентричными цилиндрами, то для всех элементов профиля радиус r будет одинаковым, и момент можно записать в виде

$$M_л=R_u r=r\oint_L p(s)\,ds_u.$$

Очевидно, что вычисление момента с помощью результирующей силы давления на профиль будет представлять значительные трудности по сравнению с методом, основанным на теореме о моменте количества движения. Результирующую силу давления на профиль плоской прямой решетки, соответствующий осевой машине, можно связать с циркуляцией вокруг профиля с помощью теоремы Жуковского.

Применим теорему о количестве движения к контрольному контуру $a—b—a'—b'$, проведенному вокруг профиля плоской прямой решетки (рис. 2.9), принимая для простоты жидкость несжимаемой и пренеб-

регая трением. Согласно этой теореме изменение количества движения во времени, т. е. производная по времени, равна равнодействующей всех внешних сил, действующих на выделенный контур. В рассматриваемом случае внешними силами будут являться силы давления на поверхностях $a—b$, $a'—b'$ и на поверхности профиля. Силы же давления на поверхностях $a—a$ и $b—b$, будучи равными и противоположно направленными, взаимно сокращаются. Выберем оси координат u и a так, что ось u совпадает по направлению с окружной скоростью (или с фронтом решетки), а ось a — с направлением осевой скорости. Все рассуждения, относящиеся к составлению уравнения (2. 14) на основе теоремы о моменте количества движения, остаются справедливыми и при использовании теоремы о количестве движения. Поэтому в соответствии с этой теоремой в проекции на ось a получим

$$G_{л}(w_{2a}—w_{1a}) = t(p_2—p_1)—R_a, \tag{2. 18}$$

где

$$R_a = \oint p(s)\, ds_a.$$

Таким образом, R_a — проекция на осевое направление результирующей силы давления жидкости на лопатки, приходящейся на единицу ее высоты.

Из уравнения равенства расхода через входные и выходные сечения получаем, что

$$G_{л} = \gamma t w_{1a} = \gamma t w_{2a},$$

откуда

$$w_{1a} = w_{2a} = w_a.$$

Вследствие этого уравнения (2. 18) примет вид

$$R_a = t(p_2—p_1).$$

Выразим давления через скорости, используя интеграл Бернулли, который при отсутствии потерь и при постоянстве для всех точек окружной скорости будет для относительного движения иметь вид

$$\frac{w^2}{2} + \frac{p}{\gamma} = \text{const}.$$

Тогда получаем

$$R_a = -\frac{\gamma t}{2}(w_2^2 - w_1^2) = -\frac{\gamma t}{2}(w_{2u}^2 - w_{1u}^2),$$

или

$$R_a = -\gamma t (w_{2u} - w_{1u}) \frac{w_{2u} + w_{1u}}{2}.$$

Используя уравнение для циркуляции вокруг профиля, получим

$$R_a = -\gamma \Gamma_s \frac{w_{2u} + w_{1u}}{2}. \tag{2.'19}$$

В проекции на ось u по теореме о моменте количества движения получаем аналогично:

$$G_{л}(w_{2u} - w_{1u}) = -R_u,$$

где

$$R_u = \oint p\,(s)\, ds_u,$$

откуда

$$R_u = -\gamma t (w_{2u} - w_{1u})\, w_a = -\gamma \Gamma_s w_a. \tag{2. 20}$$

Отношение

$$\frac{R_a}{R_u} = -\frac{w_{2u} + w_{1u}}{2} \Big/ -w_a,$$

вытекающее из формул (2.19) и (2.20), показывает, что равнодействующая сил R_a и R_u перпендикулярна к результирующей скорости

$$w_m \equiv \sqrt{\left(\frac{w_{2u}+w_{1u}}{2}\right)^2 + w_a^2},$$

получающейся при геометрическом сложении скоростей

$$\frac{w_{2u}+w_{1u}}{2} \text{ и } w_a.$$

В этом легко убедиться, рассматривая соответствующие подобные треугольники на рис. 2.9. Вектор скорости w_m делит пополам отрезок, соединяющий концы векторов скоростей w_1 и w_2. Каждая из этих половин численно равна $\frac{w_{1u}-w_{2u}}{2}$, а для прямой плоской решетки — одновременно равна $\frac{c_{2u}-c_{1u}}{2}$. Поэтому вектор скорости w_m является средним арифметическим векторов скоростей w_1 и w_2, т. е.

$$\vec{w}_m = \frac{\vec{w}_1 + \vec{w}_2}{2}.$$

Учитывая, что равнодействующая сил R_a и R_u равна $R=\sqrt{R_a^2+R_u^2}$, мы вместо уравнений (2.19) и (2.20) можем написать одно уравнение

$$R=\gamma\Gamma_s w_m. \qquad (2.21)$$

При применении уравнений (2.18)—(2.20) к неподвижной решетке относительные скорости и их проекции заменяются абсолютными скоростями и их проекциями.

Уравнение (2.21) и указание о направлении равнодействующей силы, действующей на профиль, составляет содержание теоремы Н. Е. Жуковского, полученной им как для одиночного профиля (крыла), так и для решетки профилей. Если увеличивать шаг между двумя соседними профилями, сохраняя при этом циркуляцию $\Gamma=\gamma t(w_{2u}-w_{1u})$ постоянной, то разность скоростей $w_{2u}-w_{1u}$ будет уменьшаться, и в пределе для $t\to\infty$, т. е. для одиночного профиля, она становится равной нулю. Следовательно, на достаточном расстоянии перед одиночным профилем и позади него скорости потока будут совпадать и поэтому среднюю скорость w_m можно принять равной скорости w_∞ невозмущенного потока в бесконечности.

Для дозвуковых скоростей практически используется теорема Н. Е. Жуковского в ее формулировке для несжимаемой жидкости, причем в качестве плотности γ берется средняя арифметическая величина $\gamma=\frac{1}{2}(\gamma_1+\gamma_2)$ или, более точно, средняя гармоническая величина $\frac{1}{\gamma}=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}\right)$ из значений плотности перед решеткой и за ней. Вектором средней скорости считается по-прежнему средний вектор $w_m=\frac{1}{2}(\vec{w}_1+\vec{w}_2)$ для вращающейся решетки или $\vec{c}_m=\frac{1}{2}(\vec{c}_1+\vec{c}_2)$ для неподвижной решетки [42]. При отсутствии потерь равнодействующая сила R является одновременно и подъемной силой профиля и, следовательно, может быть выражена уравнением

$$R=C_y\gamma b\frac{w_m^2}{2}, \qquad (2.22)$$

где b—хорда профиля;

C_y—коэффициент подъемной силы.

С учетом вязкости появится еще сила лобового сопротивления профиля, направленная противоположно скорости w_m и равная по величине

$$R_x = C_x \gamma b \frac{w_m^2}{2},$$

где C_x—коэффициент лобового сопротивления.

Возьмем дополнительные координаты x и y так, что ось x направлена по скорости w_m, а ось y перпендикулярна ей и, следовательно, совпадает по направлению с силой R (рис. 2.10). Примем, что при наличии вязкости сохраняются неизменными треугольники скоростей и окружная составляющая R_u результирующей силы давления. Тогда, нанося силу лобового сопротивления, получим новую подъемную силу R_y и равнодействующую силу R_p, а также осевую силу R_{ap}. Все эти силы меньше по величине соответствующих сил, получавшихся без учета вязкости.

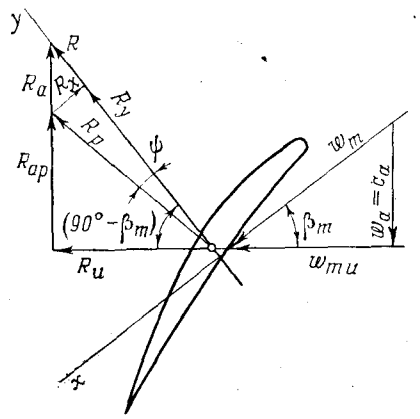


Рис. 2.10. Схема сил, действующих на профиль в решетке, с учетом потерь

Подъемная сила R_y может быть также выражена уравнением (2.22), но с другим (меньшим по величине) коэффициентом подъемной силы:

$$R_y = C_{yp} \gamma b \frac{w_m^2}{2}.$$

Обозначим через ψ угол между равнодействующей силой R_p и подъемной силой R_y. Тогда нетрудно видеть, что

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{R_x}{R_y} = \frac{C_x}{C_y} = \mu,$$

где μ—величина, обратная качеству профиля.

2.3.2. УРАВНЕНИЯ МОЩНОСТИ И УДЕЛЬНОЙ РАБОТЫ ДЛЯ РЕШЕТКИ РАБОЧЕГО КОЛЕСА

Для единичной струйки получим мощность, если момент умножим на угловую скорость:

$$dN = dM\omega = dG(c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1) = dG\,{}^2_1\Delta(c_u u).$$

Мощность, отнесенную к расходу, принято называть удельной работой лопаточной машины. Для элементарной струйки получаем

$$H = \frac{dN}{dG} = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1 = {}^2_1\Delta c_u u. \qquad (2.23)$$

Для решетки имеем

$$N_i = \int dM\omega = G_i(c_{2u}u_2 + c_{1u}u_1) \qquad (2.24)$$

и соответственно

$$H = \frac{N_i}{G_i} = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1 = {}^2_1\Delta c_u u. \qquad (2.25)$$

Таким образом, удельная работа для струйки и для всей решетки одинакова.

Если решетка осевая, то $u_1=u_2$ и, следовательно,

$$H=u\,(c_{2u}-c_{1u})=u_1^2\Delta c_u. \tag{2.26}$$

Если $c_u u$ при прохождении газа через решетку увеличивается, то и H возрастает (действие компрессора, насоса); если оно уменьшается, то падает и H (действие турбины).

Таким образом, при принятом обозначении скоростей и радиуса на выходе из колеса и на входе в него мощность и удельная работа для решетки компрессора в соответствии с уравнениями (2.24) и (2.25) будут иметь положительное значение, а для турбины—отрицательное.

Для получения в турбине положительных значений N и H меняют местами члены в скобках. В дальнейшем удельная работа по уравнению (2.25) называется теоретическим напором решетки для компрессора H_{th} и теоретической работой решетки турбины H_{tu}.

Такое наименование, однако, не означает, что речь идет о величинах, соответствующих идеальному процессу без потерь. В действительности, как следует из выводов, теоретический напор и теоретическая работа учитывают потери на трение между частицами и на поверхности профиля. Трению могут сопутствовать вихревые движения и отрывы потока. Если эти явления возникают внутри контрольного пространства, то в выводах ничего не меняется. Если же они выходят за пределы контрольного пространства, то должны быть приняты во внимание при вычислении $\int c_u u dG$.

Для удельной работы мы также можем ввести понятие циркуляции и записать уравнение (2.25) в таком виде:

$$H=\frac{\Gamma_s \omega}{2\pi}. \tag{2.27}$$

Как установлено в разд. 2.5, удельная работа характеризует изменение энергии в лопаточной машине. Из уравнения (2.25) получаем

$$dH=d(c_u u). \tag{2.28}$$

Таким образом, для движущейся частицы в каждой точке энергия течения меняется в той же мере и в том же направлении, в каком меняется произведение $c_u u$.

Очевидно, что удельная работа существует только в потоке, движущемся через вращающееся колесо. При этом, как уже указывалось, абсолютное движение будет неустановившимся.

Следовательно, увеличение (в компрессоре) или уменьшение (в турбине) энергии движущегося потока возможно только, если его абсолютное движение неустановившееся. Для такого движения полное мгновенное изменение энергии частицы потока в элемент времени $d\tau$ будет происходить вследствие изменения скорости и давления во времени в каждом данном месте потока и продвижения частицы на величину ds в направлении мгновенной абсолютной линии тока. Это изменение для направления касательной к линии тока запишется так:

$$\frac{dE}{d\tau}=\frac{\partial E}{\partial \tau}+c\frac{\partial E}{\partial s}. \tag{2.29}$$

Для идеальной несжимаемой жидкости

$$E=\frac{p}{\gamma}+\frac{c^2}{2}.$$

Подставляя, получим

$$\frac{dE}{d\tau}=\frac{\partial}{\partial \tau}\frac{p}{\gamma}+c\left(\frac{\partial}{\partial s}\frac{p}{\gamma}+\frac{\partial c}{\partial \tau}+c\frac{\partial c}{\partial s}\right). \tag{2.30}$$

Но выражение в скобках равно нулю, так как оно представляет собой уравнение Эйлера в направлении касательной, которое, как известно, имеет вид

$$\frac{\partial c}{\partial \tau}+\frac{\partial}{\partial s}\frac{c^2}{2}=-\frac{\partial}{\partial s}\frac{p}{\gamma}.$$

Поэтому получаем

$$\frac{dE}{d\tau}=\frac{\partial}{\partial \tau}\left(\frac{p}{\gamma}\right). \tag{2.31}$$

Следовательно, общее изменение энергии течения отдельной частицы равняется локальному изменению величины p/γ. При установившемся движении $\frac{\partial}{\partial \tau}\left(\frac{p}{\gamma}\right)=0$ и поэтому $E=\text{const}$.

В этом случае удельная работа будет равна нулю.

Уравнения (2.25) и (2.26) принято называть уравнениями Эйлера. Этим уравнениям можно придать еще другой вид, если ввести относительные скорости. Из треугольников скоростей (см. рис. 2.7) для входа и выхода получаем

$$w_1^2=u_1^2+c_1^2-2u_1c_1\cos\alpha_1=u_1^2+c_1^2-2u_1c_{1u};$$

$$w_2^2=u_2^2+c_2^2-2u_2c_2\cos\alpha_2=u_2^2+c_2^2-2u_2c_{2u}.$$

Отсюда

$$u_2c_{2u}-u_1c_{1u}=\frac{w_1^2-w_2^2}{2}+\frac{u_2^2-u_1^2}{2}+\frac{c_2^2-c_1^2}{2}.$$

Следовательно, уравнение для теоретического напора решетки компрессора можно записать в таком виде:

$$H_{th}=\frac{w_1^2-w_2^2}{2}+\frac{u_2^2-u_1^2}{2}+\frac{c_2^2-c_1^2}{2}. \tag{2.32}$$

Соответственно для турбины

$$H_{tu}=\frac{w_2^2-w_1^2}{2}+\frac{u_1^2-u_2^2}{2}+\frac{c_1^2-c_2^2}{2}. \tag{2.33}$$

Таким образом, уравнения (2.32) и (2.33) показывают изменения, которые должны происходить в потоке, протекающем через решетку рабочего колеса при затрате энергии (компрессор, насос) или при получении от потока энерии (турбина).

В зависимости от типа колеса и способа его проектирования отдельные члены в уравнениях (2.32) и (2.33) могут иметь различное значение. Так, например, в осевых машинах исчезает второй член. При проектировании осевых машин иногда принимают, что $w_1=w_2$, и тогда кинетическая энергия в относительном движении не будет изменяться (так называемые «активные» колеса). В этом случае вся энергия, сообщаемая в компрессоре или получаемая в турбине, будет соответствовать только изменению кинетической энергии в абсолютном движении.

Наряду с абсолютными значениями H_{th} и H_{tu} в расчетах компрессоров и турбин широко применяются следующие безразмерные коэффициенты, характеризующие удельную работу решеток лопаточных машин:

коэффициент теоретического напора $\overline{H}_{th}=\frac{H_{th}}{u^2}$;

коэффициент теоретической работы $\overline{H}_{tu}=\frac{H_{tu}}{u^2}$.

Последний часто называется также коэффициентом нагрузки.

2.3.3. УРАВНЕНИЕ МОМЕНТА ДЛЯ РАБОЧЕГО КОЛЕСА

Полученные для решетки уравнения момента, мощности и удельной работы не могут быть безоговорочно применены для всего колеса вследствие наличия дополнительных явлений на внешних границах колеса и переменного по радиусу поля скоростей и давлений. Для получения моментов и удельной работы для колеса в целом воспользуемся снова теоремой о моменте количества движения. Выделим около колеса контрольное пространство, которое в данном случае ограничено замкнутой поверхностью вращения A (рис. 2.11). На этой поверхности можно выделить следующие части:

1) a—a' и b—b', пересекающие поток на входе в колесо и выходе из него;

2) a'—a' и b'—d, соответствующие диску колеса;

3) a—b, соответствующая бандажу лопаток колеса;

4) d—d, соответствующая пересечению контрольной поверхности с валом. (Если колесо расположено неконсольно, то пересечение происходит в двух местах.)

В частях a'—a', b'—d и a—b контрольные поверхности должны вплотную примыкать к поверхности колеса, так как в дальнейшем будет идти речь о силах, приложенных на этих поверхностях к колесу.

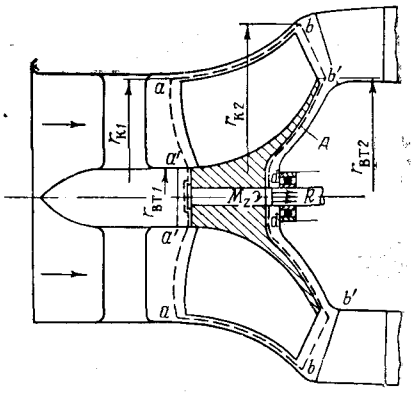


Рис. 2.11. Контрольные поверхности вокруг рабочего колеса

Если лопатки колеса не имеют бандажей, то на участке a—b контрольная поверхность также, в основном, будет проходить в потоке газа. Отметим, что в противоположность выводам в разд. 2.3.1. поверхности лопаток в данном случае не рассматриваются как поверхности контрольного пространства.

Применим для определенного момента времени для жидких и твердых частиц, находящихся в контрольном пространстве, теорему о моменте количества движения. Тогда для жидких частиц получим

$$\Delta m \frac{d(c_u r)}{d\tau} = \Delta M,$$

а для твердых частиц

$$\Delta m_{тв} \frac{d(ur)}{d\tau} = \Delta m_{тв} \frac{d(r^2\omega)}{d\tau} = \Delta M,$$

где u—окружная скорость на данном радиусе;

ω—угловая скорость колеса.

Суммируя эти выражения для всех частиц, находящихся в контрольном пространстве, получаем

$$\sum \Delta m \frac{d(c_u r)}{d\tau} + \sum \Delta m_{тв} \frac{d(r^2\omega)}{d\tau} = \sum \Delta M. \qquad (2.34)$$

Рассмотрим сначала правую часть уравнения. Отметим, что поскольку колесо симметричное, то центр тяжести всех масс, находящихся в контрольном пространстве, лежит на оси, поэтому в целом сила тяжести не дает момента. Все внутренние силы, т. е. давление и трение между жидкими частицами или напряжения между твердыми частицами, при сложении взаимно уничтожаются. Точно так же, пока частицы находятся внутри контрольного пространства, выпадают силы давления

и трения между жидкими и твердыми частицами и, следовательно, между потоком с одной стороны и поверхностью лопаток и других частей колеса с другой. Однако это не противоречит результатам, полученным в разд. 2. 1 при выводе момента для решетки, откуда вытекало, что момент определяется силами давления и трения на поверхности лопатки. При рассмотрении колеса момент от сил на лопатках проявляется в сечении d—d вала контрольной поверхностью. Кроме того, в момент внешних сил входят моменты от сил давлений и трений на остальных поверхностях контрольного пространства. При этом момент сил трения на поверхностях a—a' и b—b' можно не учитывать, так как эти поверхности находятся в газе и вследствие малой вязкости силы трения будут незначительны.

Момент сил трения на поверхностях диска и бандажа (части контрольной поверхности a'—a', b'—d и a—b) должен приниматься во внимание. Обозначим этот момент через M_f. Он действует всегда противоположно вращению. Следует отметить, что при отсутствии бандажа момент трения на этой поверхности уменьшается, но зато появляются потери в зазоре. Наличие бандажа полезно при длинных лопатках для уменьшения в них вибрационных напряжений, а при коротких лопатках — для уменьшения потерь, обусловленных радиальным зазором. Величину крутящего момента в сечении вала d—d, передаваемого от внешней части вала на внутреннюю (или наоборот), обозначим через M_z и будем считать его положительным, если он действует в направлении вращения колеса. В частности, этот момент должен иметь в компрессоре положительный знак и отрицательный в турбине. Таким образом, получаем

$$\sum \Delta M = M_z - M_f. \tag{2.35}$$

Для определения значения левой части рассмотрим в первую очередь твердые частицы. Сумму моментов количества движения для них можно записать в виде

$$\sum \Delta m_{\text{тв}} \frac{d(r^2\omega)}{d\tau} = \frac{d\omega}{d\tau} \int r^2 dm_{\text{тв}} = J \frac{d\omega}{d\tau}, \tag{2.36}$$

где J—момент инерции массы колеса.

Полученное выражение имеет существенное значение для неустановившихся режимов лопаточных машин (запуск, разгон) и на этих режимах вводится в расчет.

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением установившихся режимов, когда ω можно считать постоянной величиной, и поэтому момент от массы колеса будет равен нулю.

Для жидких частиц мы должны иметь в виду, что момент скорости $c_u r$ изменяется по двум причинам. Во-первых, потому что частицы в мгновенной картине течения двигаются по какой-либо линии тока (конвективное изменение). Именно такого рода изменения рассмотрены были выше при составлении уравнения моментов для решетки. Во-вторых, $c_u r$ изменяется потому, что из-за нестационарности потока изменяются во времени скорости в каждом данном месте потока (локальное изменение). Это второе изменение для частицы выражается в виде $\Delta m \frac{\partial (c_u r)}{\partial \tau}$, т. е. частной производной момента количества движения по времени.

Для всех частиц, находящихся в контрольном пространстве, получаем

$$\int_V \gamma \frac{\partial (c_u r)}{\partial \tau} dV,$$

где V—является полным объемом жидкости (газа), находящегося в контрольном пространстве. Но так как одно и то же распределение скоростей периодически повторяется, то этот интеграл, когда хотят получить среднюю картину течения, можно приравнять нулю. Следовательно, в левой части уравнения (2.34) необходимо учитывать только конвективное изменение момента количества движения. Для элементарной струйки было получено уравнение (2.12). Если распространить его на поверхность входа (или выхода), то получим момент количества движения для потока в колесе:

$$M=\int^{F_{вх}\text{ или }F_{вых}} dG(c_{2u}r_2-c_{1u}r_1), \tag{2.37}$$

где $F_{вх}$ и $F_{вых}$ — сечение на входе в колесо и на выходе из него соответственно частям контрольной поверхности $a—a'$ и $b—b'$.

Уравнение (2.37) можно записать еще в виде

$$M=\int^{F_{вых}} dGc_{2u}r_2-\int^{F_{вх}} dGc_{1u}r_1. \tag{2.38}$$

При применении этого уравнения достаточно знать распределение скоростей, давлений и температуры отдельно в каждой точке на входе и на выходе, независимо одно от другого, тогда как в уравнении (2.37) параметры в каждой точке на входе (или выходе) должны быть взаимно связаны с параметрами на выходе (или входе), так как речь идет об одной струйке.

Применяя для входа или выхода систему полярных координат, мы можем рассматривать скорости и др. параметры как функции радиуса и полярного угла φ, вследствие чего расход через струйку будем выражать зависимостью

$$dG=c_m\gamma r d\varphi dr.$$

Поэтому выражение для момента количества движения можно записать в виде

$$M=\int_0^{2\pi}\int_{r_{вт}}^{r_к} dG(c_{2u}r_2-c_{1u}r_1), \tag{2.39}$$

где $r_{вт}$ и $r_к$—радиусы втулки и периферийного сечения лопатки на входе в колесо и на выходе из него.

Если учесть принимавшееся выше условие, что поток является осесимметричным, то вместо двойного интеграла в уравнении (2.39) можно брать интеграл только по радиусу и, следовательно, в подынтегральном выражении величины dG и c_u будут соответствовать решеткам, находящимся на различных радиусах:

$$M=\int_{r_{вт}}^{r_к} dG_i(c_{2u}r_2-c_{1u}r_1). \tag{2.40}$$

Аналогично изменится и уравнение (2.38):

$$M=\int_{r_{вт2}}^{r_{к2}} dG_i(c_{2u}r_2)-\int_{r_{вт1}}^{r_{к1}} dG_i(c_{1u}r_1), \tag{2.41}$$

где $dG_i=2\pi r c_m\gamma dr$—расход через решетку на данном радиусе (на входе в колесо или на выходе из него).

В результате уравнение (2.34) с учетом уравнения (2.35) мы можем записать в виде

$$M=M_z—M_f, \tag{2.42}$$

где M то же, что и в уравнениях (2.37)—(2.41).

Из уравнения (2.42) следует, что момент на валу будет выражаться соотношением

$$M_z=M+M_f. \tag{2.43}$$

В этом уравнении M_f всегда считается положительным. Если $c_{2u}r_2>c_{1u}r_1$, то и M_z положительно, т. е. вал приводит в движение рабочее колесо и к валу должен быть приложен вращающий момент; в таком случае это есть компрессор (насос). Если, наоборот, $c_{2u}r_2<c_{1u}r_1$, то поскольку M_f составляет не более 10% правой части, M_z отрицательно.

Следовательно, вал приводится в движение рабочим колесом, т. е. мы имеем турбину. Учитывая, что применительно к турбине M_z и M имеют отрицательный знак, уравнение (2.43) можно написать в виде

$$—M_z=—M+M_f. \tag{2.44}$$

Переходя к положительным величинам, получим

$$M_z=M—M_f$$

или

$$M=M_z+M_f. \tag{2.45}$$

Момент M появляется в результате взаимодействия лопаток и потока. В турбине этот момент приводит в движение колесо (момент M_z) и затрачивается на преодоление момента трения M_f [см. уравнение (2.45)]. В компрессоре (насосе) на создание момента M расходуется внешний момент M_z, часть которого одновременно затрачивается на преодоление момента трения M_f [см. уравнение (2.43)].

Все полученные в разд. 2.3.3. уравнения применимы и для неподвижных направляющих и спрямляющих аппаратов, но момент M_f при этом всегда равен нулю.

2.3.4. УРАВНЕНИЯ МОЩНОСТИ И УДЕЛЬНОЙ РАБОТЫ ДЛЯ РАБОЧЕГО КОЛЕСА

Если уравнения для моментов умножить на угловую скорость колеса ω, то получим уравнения для мощностей. Мощность на валу, соответствующую моменту M_z, обозначим в турбине $N_т$ и в компрессоре $N_к$. Таким образом, для турбины [из уравнения (2.44)]—

$$N_т=N—N_f; \tag{2.46}$$

для компрессора [из уравнения (2.42)]—

$$N_к=N+N_f. \tag{2.47}$$

Следовательно, в этих уравнениях

N —мощность, обусловливаемая взаимодействием потока и лопаток рабочего колеса;

N_f—мощность, затрачиваемая на трение диска и обода колеса («боковое» трение).

С использованием уравнения (2.40) величину N для колеса турбины можем записать в виде

$$N=\int_{r_{вт}}^{r_т} dG_i(c_{1u}u_1+c_{2u}u_2). \tag{2.48}$$

При этом учтено, что окружная составляющая скорости за колесом ступени обычно направлена в сторону вращения и поэтому она записывается со знаком плюс. Для получения положительного значения N изменен знак у величины $c_{1u}u_1$.

Для колеса компрессора аналогично получаем

$$N=\int_{r_{вт}}^{r_к} dG_i\,(c_{2u}u_2-c_{1u}u_1). \tag{2.49}$$

В этом уравнении принято, что окружная составляющая скорости на входе направлена в сторону вращения колеса. В соответствии с уравнением (2.25) мы можем выражения в скобках под интегралом уравнений для N заменить удельной работой и, обозначая ее индексом i, записать эти уравнения:

для турбины

$$N=\int_{r_{вт}}^{r_т} dG_i H_{т\,ui}; \tag{2.50}$$

для компрессора

$$N=\int_{r_{вт}}^{r_к} dG_i H_{thi}. \tag{2.51}$$

В уравнение для N в общем случае должны входить действительные скорости c_{1u} и c_{2u} на различных радиусах, отличающихся от расчетных в силу ряда причин, в том числе в силу влияния радиального зазора, уменьшающего циркуляцию вокруг профиля в верхних сечениях и изменяющего соответственно углы выхода потока. Это явление вызывается перетеканием (при отсутствии бандажей) газа с вогнутой стороны профиля, где высокое давление, на выпуклую сторону с низким давлением. Существенное влияние, и особенно в средних и последних ступенях компрессора, оказывает также деформация поля скоростей по радиусу перед колесом из-за наличия пограничного слоя на периферии и у втулки. Это также вызывает уменьшение удельной работы.

Влияние этих и других факторов на расчетные значения окружных составляющих скоростей и удельной работы для решеток на различных радиусах условимся учитывать с помощью коэффициента Ω_i, который применительно к компрессору называется коэффициентом затраченной работы, а применительно к турбине — коэффициентом уменьшения работы.

Таким образом, для турбины вместо уравнения (2.50) получаем

$$N=\int_{r_{вт}}^{r_т} H_{т\,ui}\Omega_i dG_i. \tag{2.52}$$

Для компрессора вместо уравнения (2.51) будем иметь

$$N=\int_{r_{вт}}^{r_к} H_{thi}\Omega_i dG_i. \tag{2.53}$$

Если ввести средние по радиусу значения теоретической работы, теоретического напора и коэффициентов Ω, то можем написать

$$N=GH_{т\,u}\Omega \tag{2.54}$$

и

$$N=GH_{th}\Omega. \tag{2.55}$$

Средние значения H_{Tu} и H_{th} должны, очевидно, подчиняться уравнениям

$$H_{Tu}=\frac{\int_{r_{BT}}^{r_T} dG_i\,(c_{1u}u_1-c_{2u}u_2)}{G}; \tag{2.56}$$

$$H_{th}=\frac{\int_{r_{BT}}^{r_K} dG_i\,(c_{2u}u_2-c_{1u}u_1)}{G}. \tag{2.57}$$

В частности, если в исходных условиях для профилирования лопаток колеса принимается постоянство теоретической работы или теоретического напора по высоте лопаток, то в уравнения (2.54) и (2.55) должны входить эти расчетные значения H_{Tu} и H_{th}.

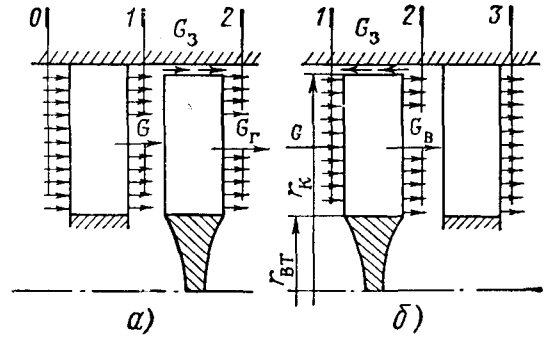


Рис. 2.12. Схема перетекания воздуха через радиальный зазор и обозначение сечений:
а—турбина, *б*—компрессор

Необходимо подчеркнуть, что коэффициент Ω не является коэффициентом потерь, связанных с ростом энтропии, а учитывает лишь степень отклонения теоретической работы и теоретического напора от их расчетных величин, которые фактически не реализуются вследствие того, что при реальных условиях обтекания претерпевают изменения окружные составляющие скорости. Таким образом, рабочие поверхности лопаток не передают газу или не воспринимают от него предполагаемой энергии.

Уравнения баланса мощностей (2.46) и (2.47) можно записать через удельные работы. Предварительно необходимо отметить, что в турбине расход газа непосредственно через рабочее колесо несколько меньше полного расхода, вследствие того, что часть газа проходит через радиальный зазор. Таким образом (рис. 2.12. *а*),

$$G=G_г-G_з,$$

где G —расход газа через колесо;

$G_г$—общий расход, полезно используемый за колесом;

$G_з$—расход через радиальный зазор.

В отличие от турбины, расход G через рабочее колесо компрессора превышает полезно используемый за колесом расход $G_в$, вследствие того что часть сжатого в колесе воздуха вновь возвращается на всасывание из-за наличия радиального зазора (рис. 2.12, *б*). Поэтому для колеса компрессора получим

$$G=G_в+G_з. \tag{2.58}$$

Разделим обе части уравнения (2.46) на используемый расход $G_г$ и обозначим

$$H_т=\frac{N_т}{G_г} \text{ и } L_f=\frac{N_f}{G_г}.$$

Очевидно, что $H_т$ представляет собой удельную работу на валу турбины, а L_f—удельную работу бокового трения. В дальнейшем $H_т$ будем называть сокращенно работой турбины. При делении мощности N на расход $G_г$ получим, принимая средние значения $H_{тu}$ и Ω:

$$\frac{N}{G_г}=\frac{GH_{тu}\Omega}{G_г}=\frac{G_г-G_з}{G_г}H_{тu}\Omega=H_{тu}\Omega-\frac{G_з}{G_г}H_{тu}\Omega.$$

Обозначив $\frac{G_з}{G_г}H_{тu}\Omega$ через $L_з$ и произведение $H_{тu}\Omega$ через $H'_{тu}$, получим

$$H_т=H'_{тu}-L_з-L_f. \qquad (2.59)$$

Если уравнение баланса мощностей для колеса компрессора (2.47) разделить на полезно используемый (за колесом) расход $G_в$, то аналогично получим

$$H_к=H'_{th}+L_з+L_f, \qquad (2.60)$$

где

$$H_к=\frac{N_к}{G_в};\quad L_з=\frac{G_з}{G_в}H_{th}\Omega;\quad L_f=\frac{N_f}{G_в};\quad H'_{th}=H_{th}\Omega.$$

Величина $H_к$ представляет собой удельную работу, затрачиваемую в компрессоре и учитывающую все потери, за исключением механических. В дальнейшем $H_к$ будет сокращенно называться «работа, затрачиваемая в компрессоре». Величины $H'_{тu}$ и H'_{th} могут быть соответственно названы теоретической работой турбины и теоретическим напором компрессора с учетом действительных значений окружных составляющих скорости.

2.3.5. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ ПРИМЕНЕНИЯ ОБЩИХ УРАВНЕНИЙ МОМЕНТА, МОЩНОСТИ И УДЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

В ряде случаев уравнения момента, мощности и удельной работы могут быть упрощены. Рассмотрим несколько примеров, ограничившись уравнениями для M, N и H_{th} или $H_{тu}$, т. е. величин, обусловленных только взаимодействием потока и лопаток, и без учета коэффициента Ω.

Пример I. Центробежное колесо насоса с радиальным входом (рис. 2.13).

В этих случаях в сечениях *1—1* и *2—2* $r_1=\text{const}$ и $r_2=\text{const}$. Кроме того, предполагается, что поток осесимметричен, т. е. по окружности распределение скоростей равномерное. Поэтому можно принять, что $c_{1u}=\text{const}$ и $c_{2u}=\text{const}$. Вследствие этого уравнения для M, N и H_{th} получат вид

$$M=G(c_{2u}r_2-c_{1u}r_1);$$

$$N=G(c_{2u}u_2-c_{1u}u_1);$$

$$H_{th}=c_{2u}u_2-c_{1u}u_1.$$

Таким образом, уравнения имеют такой же вид, какой получался выше для решеток. Если на входе не будет закрутки потока, т. е. если $c_{1u}=0$, то второй член во всех уравнениях исчезнет.

Пример II. Центробежное колесо с осевым входом (рис. 2.14).

В этом случае входные кромки лопаток расположены, как в осевых машинах, а выходные кромки — как в предыдущем примере.

В связи с этим уравнения в общем случае будут иметь вид

$$M = Gc_{2u}r_2 - \int_{r_{вт}}^{r_к} dGc_{1u}r_1;$$

$$N = Gc_{2u}u_2 - \int_{r_{вт}}^{r_к} dGc_{1u}u_1;$$

$$H_{th} = c_{2u}u_2 - \frac{\int_{r_{вт}}^{r_к} dGc_{1u}u_1}{G}.$$

Если на входе поток не будет закручен, то вторые члены в этих уравнениях исчезнут.

С другой стороны, закрутка на входе может подчиняться различным законам. В частности, встречается изменение c_{1u} по закону вращения «твердого тела» $\frac{c_{1u}}{r} =$

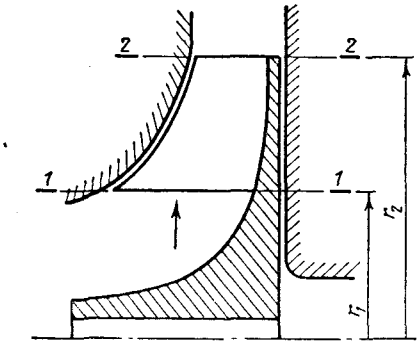


Рис. 2.13. Центробежное колесо с радиальным входом

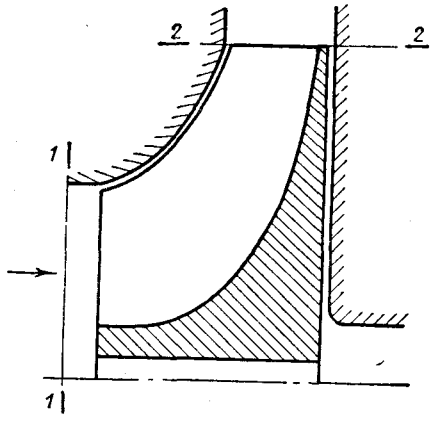


Рис. 2.14. Центробежное колесо с осевым входом

$=\text{const}$ и по закону постоянства циркуляции $\Gamma_1=\text{const}$ или $c_{1u}r_1=\text{const}$. В последнем случае уравнения примут такой же вид, как и в предыдущем примере:

$$M=G(c_{2u}r_2-c_{1u}r_1);$$

$$N=G(c_{2u}u_2-c_{1u}u_1);$$

$$H_{th}=c_{2u}u_2-c_{1u}u_1.$$

Рабочие колеса, рассмотренные в примерах I—II, применяются и в турбинах, причем газ входит с периферии к центру. Следовательно, для турбины параметры в периферийном сечении должны иметь индекс 1. В уравнениях M, N и H члены, соответствующие выходу (индекс 2), будут иметь знак плюс.

Пример III. Осевое колесо (рис. 2.15).

В общем случае уравнения M, N и H для осевого колеса будут иметь вид, рассмотренный выше [уравнения (2.37)—(2.40)], но в предположении чисто осевого направления потока $r_1=r_2=r$ и $u_1=u_2=u$.

В осевых колесах компрессоров и турбин часто окружные составляющие скоростей на входе в колесо и на выходе из него подчиняются закону постоянства циркуляции: $\Gamma_1=\text{const}$ и $\Gamma_2=\text{const}$ или $c_{1u}r_1=\text{const}$ и $c_{2u}r_2=\text{const}$. В связи с этим уравнения M, N и H приобретают в таких колесах простой вид. Так, например, для компрессора будем иметь

$$M=G(c_{2u}-c_{1u})r;$$

$$N=Gu(c_{2u}-c_{1u});$$

$$H_{th}=u(c_{2u}-c_{1u}).$$

При этом очевидно, что на каждом радиусе значения H_{th} будут одинаковыми и следовательно, равны средним значениям этих величин для колеса в целом. Следует отметить, что и в том случае, когда струйки в колесе не будут иметь чисто осевого направления, указанные уравнения должны оставаться справедливыми, так как независимо от радиуса выхода произведения $c_{2u}r_2$ или $c_{2u}u_2$ сохраняют свою величину.

Наряду с осевыми колесами, имеющими постоянную циркуляцию в потоке на входе и на выходе часто применяются колеса с переменной циркуляцией, но с постоянными по радиусу теоретическим напором и теоретической работой. В этом случае произведения $c_{1u}u_1$ и $c_{2u}u_2$ порознь не являются постоянными по радиусу, но их разность (например, для компрессора) или сумма (для турбины) будет на всех радиусах одинаковой. Тогда уравнения M, N и H будут такими же, как и при законе постоянства циркуляции.

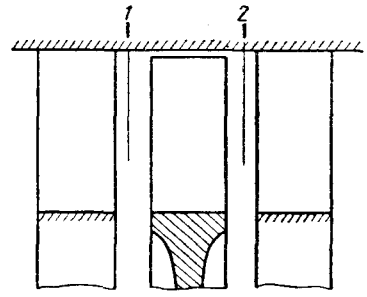


Рис. 2.15. Осевое колесо

2.4. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОСЕВЫХ СИЛ, ДЕЙСТВУЮЩИХ В КОЛЕСЕ

Для расчета подшипников и их опор необходимо знать осевые силы, действующие в лопаточной машине. Для определения этих сил в общем виде воспользуемся теоремой о количестве движения, согласно которой изменение количества движения во времени, т. е. его производная по времени, равно результирующей всех сил, приложенных к массе.

Рассмотрим колесо, показанное на рис. 2.11, с выделенным около него контрольным пространством. Применим для определенного момента времени для жидкой или твердой частицы, находящейся в контрольном пространстве, теорему о количестве движения в проекции на ось колеса. Тогда получим

$$\Delta m \frac{dc_a}{d\tau} = \Delta P_a,$$

где Δm—масса частицы;

c_a—составляющая скорости по направлению оси;

ΔP_a—составляющая вдоль оси равнодействующей всех внешних сил, действующих на частицу.

Суммируя эти выражения для всех частиц, находящихся в контрольном пространстве, получаем

$$\sum \Delta m \frac{dc_a}{d\tau} = \sum \Delta P_a. \qquad (2.61)$$

Рассмотрим сначала сумму сил в правой части уравнения (2.61). Ради общности не будем ограничивать положение вала; ось его может составлять любой угол с вертикалью.

В связи с этим в качестве составляющей суммы сил ΔP_a должны быть учтены осевые составляющие силы тяжести всех жидких и твердых частиц, находящихся в контрольном пространстве. Обозначим их соответственно через $(\Sigma\Delta m_{ж} \cdot g)_a$ и $(\Sigma\Delta m_{тв} \cdot g)_a$.

В общем случае надо учесть еще осевые силы, возникающие вследствие движения вместе с летательным аппаратом с ускорением или замедлением твердых и жидких частиц, находящихся в контрольном пространстве.

Если обозначить проекцию ускорения на ось машины через j_a, то осевая составляющая силы инерции может быть выражена произведением массы всех твердых и жидких частиц на это ускорение:

$$\Sigma\Delta m_{тв} \cdot j_a \text{ и } \Sigma\Delta m_{ж} \cdot j_a.$$

Все указанные составляющие считаются положительными, если они совпадают по направлению с осевой составляющей скорости потока. Аналогично тому, как было показано при составлении уравнения моментов (см. разд. 2.3.3), учитывается, что внутри контрольного пространства давление и трение между жидкими частицами, а также давление и трение между жидкими и твердыми частицами взаимно уничтожаются и остаются только действия сил давления, трения и напряжения на поверхности контрольного пространства.

На части этой поверхности, пересекающейся с валом (часть d—d), появляются осевые напряжения и их равнодействующая R от действия внешней части вала на внутреннюю, которую считаем положительной в направлении текущего вдоль оси газа. На всех остальных частях поверхности контрольного пространства должна быть рассмотрена осевая составляющая равнодействующей всех сил давления. Обозначая элемент этой поверхности через dF и давление на этот элемент через p, можем в общем виде осевую составляющую равнодействующей сил давления записать в виде интеграла $\int^{F} (pdF)_a$, где F—вся поверхность контрольного пространства, за исключением ее части d—d, относящейся к пересечению с валом. Таким образом, правая часть уравнения (2.61) может быть записана в виде

$$\sum \Delta P_a = \left(\sum \Delta m_{\text{ж}} \cdot g\right)_a + \left(\sum \Delta m_{\text{тв}} \cdot g\right)_a + \sum \Delta m_{\text{ж}} \cdot j_a + \\ + \sum \Delta m_{\text{тв}} \cdot j_a + R + \int^{F} (pdF)_a. \qquad (2.62)$$

Рассмотрим теперь левую часть уравнения (2.61). Пренебрегая локальным изменением количества движения, может рассмотреть его конвективное изменение сначала для элементарной струйки, а затем для решетки, совершенно аналогично тому, как это делалось при определении момента (в разд. 2.3.1). Распространяя затем конвективное изменение количества движения для решеток на всю поверхность входа и выхода, можем написать

$$\sum \Delta m \frac{dc_a}{d\tau} = \int_{r_{\text{вт1}}}^{r_{\text{к1}}} dG_i \, (c_{2a} - c_{1a}) \qquad (2.63)$$

или

$$\sum \Delta m \frac{dc_a}{d\tau} = \int_{r_{\text{вт2}}}^{r_{\text{к2}}} c_{2a} dG_i - \int_{r_{\text{вт1}}}^{r_{\text{к1}}} c_{1a} dG_i, \qquad (2.64)$$

где $dG_i = 2\pi r c_a \gamma dr$—расход через решетку на данном радиусе (на входе в колесо или на выходе из него);

$r_{\text{вт2}}$ и $r_{\text{вт1}}$—радиусы втулки колеса на выходе и входе;

$r_{\text{к2}}$ и $r_{\text{к1}}$—радиусы по концам лопаток на выходе и входе.

Используя полученные выражения и учитывая, что сила R противоположна и равна силе $R_{\text{подп}}$, с которой нагружается упорный подшипник (подпятник), можем для этой силы написать

$$R_{\text{подп}} = -R = \left(\sum \Delta m_{\text{ж}} \cdot g\right)_a + \left(\sum \Delta m_{\text{тв}} \cdot g\right)_a + \left(\sum \Delta m_{\text{ж}} + \Delta m_{\text{тв}}\right) j_a + \\ + \int^{F} (pdF)_a - \int_{r_{\text{вх}}}^{r_{\text{к}}} dG_i \Delta c_{ai}, \qquad (2.65)$$

где $\Delta c_{ai} = c_{2a} - c_{1a}$ для данного радиуса.

Величину $\int dG_i \Delta c_{ai}$ принято называть динамической частью осевого усилия, а сумму остальных членов правой части уравнения (2.65) — статической частью этого усилия.

Для лопаточных машин, работающих на газе и воздухе, значения $(\Sigma \Delta m_{ж} \cdot g)_a$ и $\Sigma \Delta m_{ж} \cdot j_a$ можно не учитывать.

Интеграл $\int\limits_F (pdF)_a$ можно выразить в виде суммы интегралов, представляющих осевые составляющие равнодействующих сил давлений, действующих на отдельные части поверхности контрольного пространства:

$$\int\limits_F p_a dF = \int\limits_{F_{вх}} (pdF_{вх})_a + \int\limits_{F_{вых}} (pdF_{вых})_a + \int\limits_{F_д} (pdF_д)_a + \int\limits_{F_б} (pdF_б)_a,$$

где $F_{вх}$ и $F_{вых}$—поверхности, соответствующие входу и выходу потока (части a—a' и b—b') контрольного пространства;

$F_д$—поверхность диска (части a'—a' и b'—d контрольного пространства);

$F_б$—поверхность бандажа.

Для каждой из этих поверхностей можно брать некоторое среднее значение давления. Если направление осевой составляющей сил давления на данную поверхность совпадает с направлением осевого потока, то соответствующий интеграл берется с положительным знаком.

Осевое давление обычно уменьшается с помощью специальных конструктивных мер. В частности, поскольку в газотурбинных двигателях осевые усилия компрессора и турбины направлены в противоположные стороны, то при надлежащем соединении валов существенно уменьшается результирующее усилие, действующее на упорные подшипники. Для этой же цели уменьшают разность давлений действующих на передний и задний диски компрессора и турбины [40].

В многоступенчатых лопаточных машинах полное осевое усилие, действующее на упорные подшипники, является суммой осевых усилий, возникающих на рабочих колесах отдельных ступеней.

Таким образом,

$$R_{подп} = \sum R_{i\ подп}.$$

Осевое усилие на каждом колесе определяется с помощью приведенных выше уравнений по известным из расчета отдельных ступеней давлениям, скоростям и размерам.

Уравнение (2.65) пригодно также для неподвижных аппаратов и физически будет представлять собою осевое усилие, воспринимаемое корпусом, в котором размещается аппарат. Покажем применение уравнения (2.65) на некоторых простейших примерах.

Пример 1. Колесо центробежного компрессора с двухсторонним входом (рис. 2.16).

Примем, что ось компрессора расположена горизонтально и движение летательного аппарата установившееся. Тогда первые члены в уравнении (2.65), учитывающие силу тяжести и силы инерции, выпадут. Так как ось выходного сечения совпадает с осью колеса, а входные сечения и параметры потока воздуха в них (давление, скорость) одинаковы, получаем

$$\int\limits_F (p\,dF)_a = 0 \quad \text{и} \quad \int\limits_{r_{вт}}^{r_{к1}} dG_i \Delta c_{ai} = 0.$$

Следовательно, для этого колеса

$$R_{подп} = 0.$$

В действительных условиях из-за влияния силы тяжести, сил инерции и неравномерного распределения расхода воздуха по входам в таком колесе будет существовать осевое усилие, хотя и относительно небольшое.

Пример II. Колесо промежуточной ступени многоступенчатого осевого компрессора с креплением лопаток на поверхности барабана (рис. 2.17).

Принимаем, как и в предыдущем примере,

$$\left(\sum \Delta m_{ж} \cdot g\right)_a = \left(\sum \Delta m_{тв} \cdot g\right)_a = 0 \text{ и } \left(\sum \Delta m_{ж} + \sum \Delta m_{тв}\right) j_a = 0.$$

Так как ось внешней поверхности колеса совпадает с осью барабана и в данной ступени отсутствуют торцовые поверхности барабана, то осевые составляющие сил давления возникнут только на поверхностях входа потока в колесо и выхода из него. Принимая средние значения давления в этих сечениях, получим

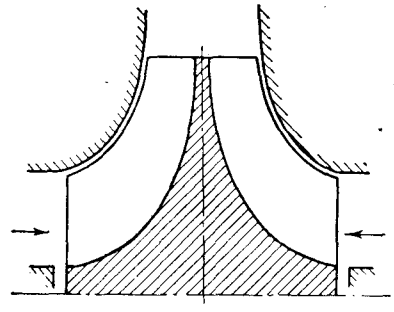


Рис. 2.16. Схема центробежного колеса с двухсторонним входом

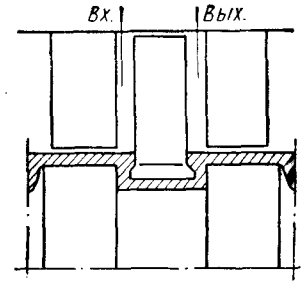


Рис. 2.17. Схема промежуточной ступени многоступенчатого осевого компрессора с креплением лопаток на барабане

$$\int (pdF)_a = F_{вых} p_{вых} - F_{вх} p_{вх}.$$

Если на входе в колесо и на выходе из него принять также среднее значение осевых скоростей, то получим

$$\int dG_i \Delta c_{ai} = G(c_{a\,вых} - c_{a\,вх}).$$

В результате

$$R_{подп} = F_{вых} p_{вых} - F_{вх} p_{вх} - G(c_{a\,вых} - c_{a\,вх}).$$

Если $F_{вых}$ и $F_{вх}$ близки по величине, то тогда

$$R_{подп} = F(p_{вых} - p_{вх}) - G(c_{a\,вых} - c_{a\,вх}).$$

Направление усилия противоположно направлению движения потока, при этом усилие от изменения количества движения имеет такой же знак, как и от перепада давления, вследствие того что, как правило, $c_{a\,вых} < c_{a\,вх}$.

2.5. УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ СТРУЙКИ И РЕШЕТКИ В КОЛЕСЕ И В СТУПЕНИ

2.5.1. УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ СТРУЙКИ И РЕШЕТКИ В КОЛЕСЕ

Под ступенью компрессора принято понимать сочетание рабочего колеса и расположенного за ним спрямляющего аппарата. Для турбины ступенью является сочетание соплового (направляющего) аппарата и рабочего колеса.

Примем обозначения сечений согласно рис. 2.12 и разд. 2.2. Рассмотрим сначала элементарную струйку, протекающую через канал между лопатками рабочего колеса (рис. 2.18). Как и ранее, будем считать, что струйка ограничена относительными линиями тока. Однако для определенного мгновения мы можем рассматривать параметры частиц этой струйки (скорости, температуры торможения и др.) в абсолютном движении.

Энергетический баланс струйки необходимо рассматривать именно в абсолютном движении, так как удельная работа, передаваемая газу лопатками или воспринимаемая ими от газа, изменяется, как показано выше, в соответствии с изменением $d(c_u u)$. В относительном же движении окружная скорость u колеса, а следовательно, и удельная работа, будут равны нулю. Принимаем, как и ранее, что границами струйки до входа в колесо и после выхода из колеса являются поверхности, где скорости, давления, температуры уже выравнены. Реально это происходит примерно на расстоянии шага от решетки. Для струйки $ABCD$ изменение энергии за промежуток времени $d\tau$, когда она передвинется в положение $A'B'C'D'$, можно написать в виде разности внутренней и кинетической энергий в объемах $CDC'D'$ и $ABA'A'$. Эти объемы равны расходу газа через струйку за промежуток времени $d\tau$, т. е. $dGd\tau$. Таким образом, обозначая сумму внутренней и кинетической энергий для объема $ABA'B'$ через E_1 и для объема $CDC'D'$ через E_2, можем изменение энергии записать в виде

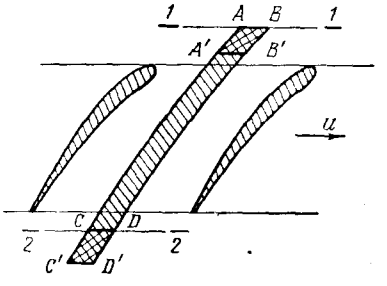


Рис. 2.18. Элементарная струйка в канале рабочего колеса

$$E_2 - E_1 = \left(c_v T_2 + \frac{c_2^2}{2}\right) dGd\tau - \left(c_v T_1 + \frac{c_1^2}{2}\right) dGd\tau.$$

Это изменение энергии вызвано следующими факторами.

1. Работой, полученной газом от действия лопаток или, наоборот, переданной лопаткам от газа. Обозначая удельную работу через H, можем всю работу записать в виде $\pm HdGd\tau$.

2. Работой, совершенной силами давления в сечениях *1—1* и *2—2*. Эту работу можно записать в виде

$$p_1 dF_1 c_{m1} d\tau - p_2 dF_2 c_{m2} d\tau,$$

где dF_1 и dF_2—сечения струйки на входе в колесо и на выходе из него;

p_1 и c_{m1}—давления и скорости на входе в колесо;

p_2 и c_{m2}—давления и скорости на выходе из колеса.

Умножив и разделив члены этого выражения на плотность γ, получим

$$\frac{p_1}{\gamma_1} dGd\tau - \frac{p_2}{\gamma_2} dGd\tau.$$

3. Работой, затраченной на преодоление потерь. Если удельную работу потерь обозначить через $L_{Rк}$, то всю работу можно записать в виде

$$L_{Rк} dGd\tau.$$

4. Теплом, эквивалентным потерям и подведенным к газу,

$$Q_{Rк} dGd\tau,$$

где $Q_{Rк}$—удельное тепло.

5. Теплом, отведенным во вне от газа или, наоборот, подведенным к нему от внешнего источника,

$$\pm Q_{qк} dGd\tau.$$

Знак плюс соответствует подводу тепла и знак минус—отводу тепла. Учитывая изложенное выше, можно написать для уравнения энергии следующее выражение (сократив все члены на произведение $dGd\tau$):

$$c_v(T_2-T_1)+\frac{c_2^2-c_1^2}{2}=\frac{p_1}{\gamma_1}-\frac{p_2}{\gamma_2}+H-L_{R\,к}+Q_{R\,к}\pm Q_{q\,к}. \qquad (2.66)$$

Так как

$$L_{R\,к}=Q_{R\,к}$$

и

$$\frac{p}{\gamma}=RT=(c_p-c_v)T,$$

то после преобразований получим

$$H=c_p(T_2-T_1)\pm Q_{q\,к}+\frac{c_2^2-c_1^2}{2}. \qquad (2.67)$$

Это уравнение не зависит от размеров струйки или расхода через нее газа, поэтому оно полностью пригодно и для решетки, поскольку в ней значения температур и скоростей на входе и на выходе для всех струек одинаковы.

Применительно к компрессорной решетке удельная работа H равна теоретическому напору H_{th} и берется со знаком плюс; температура $T_2>T_1$; кроме того, в компрессорах, как правило, может идти речь только об отводе тепла либо с помощью специального охлаждения, либо путем отвода конвекцией и излучением во внешнюю среду. Поэтому в уравнении (2.67) перед $Q_{qк}$ должен быть знак плюс [с учетом изменения знаков при переходе от уравнения (2.66) к уравнению (2.67)]. Таким образом, применительно к компрессорной решетке получим

$$H_{th}=c_p(T_2-T_1)+Q_{q\,к}+\frac{c_2^2-c_1^2}{2}. \qquad (2.68)$$

В турбине величина удельной работы H соответствует теоретической работе $H_{т\,и}$ со знаком минус. Температура $T_2<T_1$, и тепло в процессе расширения может в принципе как отводиться (во внешнюю среду или за счет охлаждения лопаток), так и подводиться (например, за счет догорания несгоревших в камере частиц топлива). Если и для $H_{т\,и}$ принять положительное значение, то можем написать

$$H_{т\,и}=c_p(T_1-T_2)\pm Q_{q\,к}+\frac{c_1^2-c_2^2}{2}. \qquad (2.69)$$

В дальнейшем и для турбины будет в основном рассматриваться, как наиболее вероятный, случай с отводом тепла и поэтому перед $Q_{qк}$ будет ставиться знак минус.

В случае действия на данную решетку факторов, уменьшающих теоретические значения напора или работы, левая часть уравнений (2.68) и (2.69) должна быть умножена на коэффициент Ω, учитывающий влияние этих факторов. Следовательно, с учетом этой поправки изменение температур и скоростей в данной решетке должно уменьшаться.

Если ввести температуры, соответствующие изэнтропически заторможенным скоростям потока

$$T^*=T+\frac{c^2}{2c_p},$$

то уравнения (2.68) и (2.69) примут вид

$$H_{th}=c_p(T_2^*-T_1^*)+Q_{q\,к}; \qquad (2.70)$$

$$H_{т\,и}=c_p(T_1^*-T_2^*)-Q_{q\,к}. \qquad (2.71)$$

Из уравнений (2.70) и (2.71) следует, что в компрессоре и в турбине при отсутствии подвода или отвода тепла удельная работа зависит только от разности температур торможения в выходном и входном сечениях. Полученные уравнения баланса энергии в элементарной струйке и в решетке можно записать еще в другом виде. Согласно первому закону термодинамики

$$dQ = c_p dT - \frac{dp}{\gamma}.$$

Теплом, сообщаемым воздуху или газу в колесе, является тепло трения и др. потерь минус тепло, отведенное во вне. Таким образом,

$$dQ_{R\,к} - dQ_{q\,к} = c_p dT - \frac{dp}{\gamma}$$

или

$$dQ_{R\,к} + \frac{dp}{\gamma} = c_p dT + dQ_{q\,к}.$$

Интегрируя это уравнение в пределах от сечения входа (*1—1*) до сечения выхода (*2—2*) и заменяя $Q_{R\text{к}}$ через $L_{R\text{к}}$, получим

$$L_{R\,к} + \int_1^2 \frac{dp}{\gamma} = c_p(T_2 - T_1) + Q_{q\,к}. \qquad (2.72)$$

Подставляя полученное уравнение в уравнения (2.68) и (2.69), будем иметь

$$H_{th} = \int_1^2 \frac{dp}{\gamma} + L_{R\,к} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}; \qquad (2.73)$$

$$H_{т\,и} = \int_2^1 \frac{dp}{\gamma} - L_{R\,к} + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2}. \qquad (2.74)$$

При подстановке уравнения (2.72) в уравнение (2.69) в нем изменены знаки на обратные и переставлены местами пределы интегрирования. Уравнения (2.73) и (2.74) называют обобщенными уравнениями Бернулли [1].

Если жидкость несжимаемая, то эти же уравнения примут вид

$$H_{th} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + L_{R\,к} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}; \qquad (2.75)$$

$$H_{т\,и} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} - L_{R\,к} + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2}. \qquad (2.76)$$

Уравнения (2.68) и (2.69) сохраняются и для несжимаемой жидкости. Однако при отсутствии потерь и подвода или отвода тепла в строго несжимаемой жидкости изменение температур происходить не будет. Действительно, из уравнения первого закона термодинамики при $\gamma = \text{const}$ следует

$$dQ_R \pm dQ_q = c_v dT.$$

Поэтому если $Q_R = 0$ и $Q_q = 0$, то изменения температуры жидкости быть не может. В общем случае, когда жидкость не является строго несжимаемой, то при изэнтропическом процессе ($Q_R = 0$; $Q_q = 0$) температура будет повышаться или понижаться, что должно определяться по таблицам или *T—s*-диаграмме при заданном подводе или отводе работы со-

ответственно. Однако изменение температуры при изэнтропическом процессе невелико. Например, для воды при повышении давления в насосе от 1 до 300 *бар* температура возрастет приблизительно на 0,5°, если начальная температура 20° С.

При той же величине затраченной работы на 1 *кг* жидкого водорода и начальной температуре 20° К изэнтропическое повышение температуры составит около одного градуса. Повышение температуры при наличии потерь может быть значительно более существенным.

Полезно еще получить уравнение энергии решетки в относительном движении. Сопоставляя уравнения (2.68) и (2.73) с уравнением (2.32), получаем

$$\frac{w_1^2-w_2^2}{2}+\frac{u_2^2-u_1^2}{2}=\int_1^2\frac{dp}{\gamma}+L_{R\,к} \tag{2.77}$$

и

$$\frac{w_1^2-w_2^2}{2}+\frac{u_2^2-u_1^2}{2}=c_p(T_2-T_1)+Q_{q\,к}. \tag{2.78}$$

В эти уравнения не входит работа, передаваемая от лопаток газу, что и должно быть для относительного движения.

Из сопоставления уравнений (2.69) и (2.74) с уравнением (2.33) можно получить и для турбинной решетки уравнения энергии в относительном движении:

$$\frac{w_2^2-w_1^2}{2}+\frac{u_1^2-u_2^2}{2}=\int_2^1\frac{dp}{\gamma}-L_{R\,к}; \tag{2.79}$$

$$\frac{w_2^2-w_1^2}{2}+\frac{u_1^2-u_2^2}{2}=c_p(T_1-T_2)-Q_{q\,к}. \tag{2.80}$$

В осевых компрессорах и турбинах, когда $u_1=u_2$ и $\pm Q_{qк}=0$, изменение давления и температуры в решетке будет определяться только изменением кинетической энергии в относительном движении.

2.5.2. УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ РЕШЕТКИ НЕПОДВИЖНЫХ АППАРАТОВ И ДЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТУПЕНИ

Полученные в предыдущем разделе уравнения энергии справедливы и для решеток неподвижных аппаратов, но удельные работы H_{th} и $H_{ти}$ в этом случае равны нулю. Поэтому для решетки спрямляющего аппарата компрессора получим

$$\int_2^3\frac{dp}{\gamma}+L_{R\,с}+\frac{c_3^2-c_2^2}{2}=0 \tag{2.81}$$

или

$$c_p(T_3-T_2)+Q_{q\,с}+\frac{c_3^2-c_2^2}{2}=0. \tag{2.82}$$

Для соплового аппарата турбины соответственно будем иметь

$$\int_1^0\frac{dp}{\gamma}-L_{R\,с}+\frac{c_0^2-c_1^2}{2}=0 \tag{2.83}$$

или

$$c_p(T_0-T_1)-Q_{q\,с}+\frac{c_0^2-c_1^2}{2}=0. \tag{2.84}$$

В неподвижных аппаратах происходит только преобразование энергии потока без изменения ее величины. Например, в сопловом аппарате турбины значительно растет скорость при соответствующем уменьшении температуры и давления. В спрямляющем аппарате компрессора, наоборот, в большинстве случаев имеет место уменьшение скорости при росте температуры и давления. Как известно из газовой динамики [1] и [4], в случае отсутствия подвода или отвода тепла температура торможения в неподвижных аппаратах остается постоянной. Это непосредственно следует и из уравнений (2.82) и (2.84), если в них считать Q_{qc} и ввести температуры торможения

$$T^*=T+\frac{c^2}{2c_p}.$$

Уравнение энергии для элементарной ступени, состоящей из решеток рабочего колеса и неподвижного аппарата, можно вывести, связывая между собой уравнения энергии, полученные для решеток. Так, например, для вывода уравнения энергии элементарной ступени компрессора в правой части уравнения (2.68) прибавим и вычтем член $c_3^2/2$.

Тогда получим

$$H_{th}=\int_1^2\frac{dp}{\gamma}+L_{R\,к}+\frac{c_2^2-c_3^2}{2}+\frac{c_3^2-c_1^2}{2},$$

но из уравнения (2.81) находим, что

$$\frac{c_2^2-c_3^2}{2}=\int_2^3\frac{dp}{\gamma}+L_{R\,с}.$$

Подставляя это выражение в предыдущее уравнение, будем иметь

$$H_{th}=\int_1^2\frac{dp}{\gamma}+L_{R\,к}+\int_2^3\frac{dp}{\gamma}+L_{R\,с}+\frac{c_3^2-c_1^2}{2}.$$

Вводя суммарные величины

$$\int_1^3\frac{dp}{\gamma}=\int_1^2\frac{dp}{\gamma}+\int_2^3\frac{dp}{\gamma};$$

$$L_R=L_{R\,к}+L_{R\,с},$$

получим

$$H_{th}=\int_1^3\frac{dp}{\gamma}+L_R+\frac{c_3^2-c_1^2}{2}. \qquad (2.85)$$

Аналогично можем получить

$$H_{th}=c_p(T_3-T_1)+Q_q+\frac{c_3^2-c_1^2}{2}. \qquad (2.86)$$

Таким образом, уравнение энергии для элементарной ступени по форме совершенно идентично уравнению энергии для решетки рабочего колеса, но в него входит изменение температур, давлений и скоростей, соответствующее всей ступени, и суммарные значения потерь и отведенного

тепла. Не повторяя выводов, напишем уравнения энергии для элементарной ступени турбины:

$$H_{т\,и}=\int_2^0 \frac{dp}{\gamma}-L_R+\frac{c_0^2-c_2^2}{2} \tag{2.87}$$

$$H_{т\,и}=c_p(T_0-T_2)-Q_q+\frac{c_0^2-c_2^2}{2}. \tag{2.88}$$

2.5.3. ОБЩАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ПОТЕРЬ И ПОЛНОЕ УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЛЯ РЕШЕТКИ РАБОЧЕГО КОЛЕСА И ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТУПЕНИ С УЧЕТОМ L_f И $L_з$

Рассмотренные выше уравнения энергии учитывали потери, имеющие место при обтекании профилей решеток и непосредственно на входе и на выходе из них. Эти потери будут в общем случае различны для решеток, расположенных на разных радиусах. Особенно должны отличаться от потерь на среднем радиусе потери вблизи внешнего и внутреннего радиусов лопатки, где добавляются трение на поверхности втулки между лопатками и с внутренней стороны бандажа, потери от «парного вихря» (см. разд. 7.2.3), а при отсутствии бандажа—потери, обусловленные завихрениями, возникающими при перетекании газа с вогнутой стороны профиля на выпуклую.

Принципиальной особенностью всех этих потерь является то, что они относятся к пространству, которое при выводе уравнений моментов ограничивалось контрольными поверхностями и поэтому не входили в явном виде в уравнения моментов и удельных работ. Эти потери, обозначавшиеся выше через $L_{R\text{к}}$ и $L_{R\text{с}}$, принято разделять на п р о ф и л ь ные и в т о р и ч н ы е.

К профильным потерям относятся:

1) потери на трение и вихреобразование в пограничном слое на профиле;

2) кромочные потери, возникающие у задней кромки при смешении потоков, сходящих с вогнутой и выпуклой частей профиля; если учесть, что контрольные поверхности проводятся на некотором расстоянии от решетки, то кромочные потери по существу включают в себя также потери в осевом зазоре между двумя рядами венцов и не включают потери на трение на внутренних поверхностях корпусов и втулок в осевом зазоре;

3) волновые потери, возникающие при околозвуковом и сверхзвуковом обтекании профиля с образованием местных скачков уплотнения, головных и ударных волн.

К вторичным потерям в рабочих и неподвижных лопатках относят:

1) потери от парного вихря, обусловленного наличием пограничного слоя у торцовых стенок и неравномерностью поля скоростей перед колесом;

2) потери от вихреобразований, возникающих при перетекании газа через торцовые поверхности лопаток (от корыта к спинке) в радиальном зазоре (при отсутствии бандажей);

3) потери, связанные с перетеканием пограничного слоя вдоль образующих вращающихся лопаток к периферии и наличием радиальных течений;

4) потери из-за нестационарности потока, обтекающего рабочие лопатки, как из-за наличия закромочных следов на выходе из предыдущего неподвижного лопаточного венца, так и в силу окружной неравномерности потока на входе в рабочее колесо.

Приведенная классификация профильных и, особенно, вторичных потерь является ориентировочной. Как видно из определения, значительная часть вторичных потерь связана с влиянием концов лопаток и поэтому существенно зависит от длины лопаток. Более подробно отдельные виды профильных и вторичных потерь и их зависимость от чисел M и Re рассматриваются в разделах, посвященных компрессорам и турбинам.

Для оценки профильных и вторичных потерь применяются коэффициенты потерь в виде

$$\xi = \frac{\Delta p^*}{\gamma^* \frac{c_1^2}{2}},$$

где Δp^* — потеря полного давления;

γ^* — плотность:

c_1 — скорость на входе в решетку.

В таком виде коэффициент потерь применяется в решетках осевых компрессоров. В турбинах под коэффициентами потерь часто понимают величины:

$$\xi_c = \frac{L'_{Rc}}{c_{1ад}^2/2} \quad \text{и} \quad \xi_к = \frac{L'_{Rк}}{w_{2ад}^2/2},$$

где L'_{Rc} и $L'_{Rк}$ — потери, выраженные в виде работы;

$c_{1ад}$ — скорость на выходе из решетки соплового аппарата и $w_{2ад}$ — на выходе из решетки рабочего колеса в предположении адиабатического процесса в них.

В расчетах газовых турбин профильные и вторичные потери часто учитывают с помощью коэффициентов скорости:

для решетки соплового аппарата $\varphi = \frac{c_1}{c_{1ад}}$;

для решетки рабочего колеса $\psi = \frac{w_2}{w_{2ад}}$.

Коэффициенты скорости связаны с коэффициентами потерь, записанными через работу потерь, соотношениями:

$$\varphi^2 = 1 - \xi_c; \quad \psi^2 = 1 - \xi_к.$$

Иногда потери в решетках характеризуют коэффициентами полного давления δ, т. е. отношением полного давления на выходе из решетки к полному давлению на входе в нее; например, для соплового аппарата имеем

$$\delta_{с.а} = \frac{p^*_{1c}}{p^*_{0c}},$$

для решетки рабочего колеса соответственно

$$\delta_{р.к} = \frac{p^*_{2w}}{p^*_{1w}}.$$

Легко показать, что потери полного давления при течении без теплообмена являются мерой возрастания энергии. Так, например, рассматривая в относительном движении решетки рабочего колеса, мы можем при отсутствии теплообмена принять

$$T^*_{1w} = T^*_{2w} = T^*_w.$$

Тогда возрастание энтропии можно подсчитать по формуле для изотермического процесса:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = -R \ln \frac{p^*_{2w}}{p^*_{1w}} = -R \ln \delta_{р.к}.$$

Применительно к турбинам связь $\delta_{р.к}$ (или $\delta_{с.а}$) с коэффициентами скорости ψ или φ определится формулой

$$\delta_{р.к} = \left[\frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\left(\frac{\lambda_{2w}}{\psi}\right)^2}{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2_{2w}} \right]^{\frac{k}{k-1}} = \frac{\Pi\left(\frac{\lambda_{2w}}{\psi}\right)}{\Pi(\lambda_{2w})},$$

где $\lambda_{2w} = \frac{w_2}{\sqrt{2\frac{k}{k+1}RT^*}}$ — приведенная скорость.

Эта зависимость показана графически на рис. 2. 19.

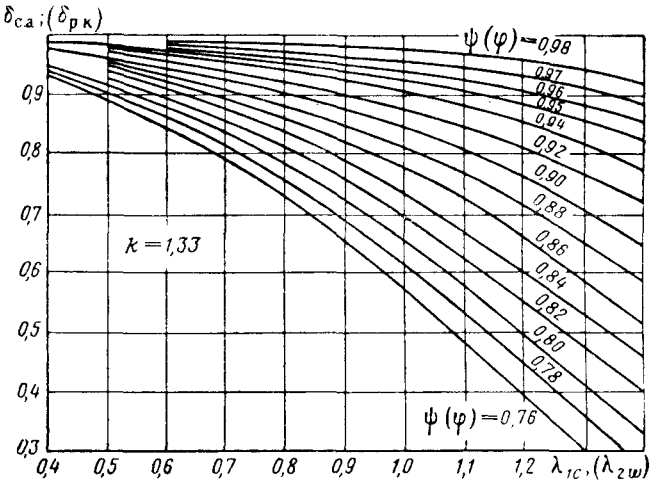


Рис. 2. 19. Зависимость коэффициента полного давления от коэффициента потери скорости и коэффициента скорости за решеткой

Для оценки профильных потерь главным образом в осевых компрессорах применяются коэффициенты лобового сопротивления

$$R_x = C_{xp}\,\gamma\,\frac{w_m^2}{2}F_п,$$

где R_x — сила лобового сопротивления решетки;
C_{xp} — коэффициент лобового сопротивления;
w_m — среднее значение относительной скорости;
$F_п$ — суммарная поверхность профилей в решетке (при высоте решетки, равной единице);

$\gamma = \frac{2\gamma_1\gamma_2}{\gamma_1+\gamma_2}$ — среднее значение плотности.

Наконец, при теоретическом изучении профильных потерь используются применяемые в теории пограничного слоя характерные толщины вытеснения [42]

$$\delta^* = \int_{n_1}^{n_2} \left(1 - \frac{\gamma w}{\gamma_{ал} w_{ал}}\right) dn$$

и потери импульса

$$\delta^{**} = \int_{n_1}^{n_2} \left(1 - \frac{w}{w_{ал}}\right) \frac{\gamma w}{\gamma_{ал} w_{ал}} dn.$$

В этих формулах ось n направлена по нормали к скорости потока; $n_2 - n_1$ — ширина следа за кромками. С коэффициентами ψ и φ величины δ^* и δ^{**} связаны соотношениями

$$\psi = 1 - \frac{\delta^{**}}{\mu_{0к} t \sin \beta_2}; \quad \varphi = 1 - \frac{\delta^{**}}{\mu_{0с} t \sin \alpha_1},$$

где $\mu_{0к}$ и $\mu_{0с}$ — коэффициенты расхода, представляющие собой отношения действительного расхода через выходное сечение решетки к расходу в изэнтропическом процессе при равномерном полном давлении по шагу:

$$\mu_{0к} = 1 - \frac{\delta^*}{t \sin \beta_2}; \quad \mu_{0с} = 1 - \frac{\delta^*}{t \sin \alpha_1}.$$

Наряду с профильными и вторичными потерями, учитываемыми уравнениями энергии для решеток, имеются потери, относящиеся ко всей ступени и обусловленные боковым трением диска и бандажа и перетеканием газа (воздуха) через радиальные зазоры. Удельная величина указанных потерь обозначена выше через L_f и $L_з$. Эти потери связаны в первую очередь с увеличением (в компрессоре) или уменьшением (в турбине) работы на валу и изменяют в основном средние параметры потока, получаемые на некотором расстоянии за ступенью в результате смешения всех струек. Условимся потери L_f и $L_з$ называть концевыми*), главная особенность которых состоит в том, что они являются внешними по отношению к пространству, ограниченному контрольными поверхностями, и потому входят в уравнения моментов и удельных работ. Отметим, что в потери L_f должны входить и потери трения на той части кольцевой поверхности, которая находится в осевом зазоре. Что же касается трения диска, то в осевых турбинах и осевых компрессорах авиационных двигателей относительная доля затрачиваемой на это мощности невелика и обычно отдельно она не учитывается. В центробежных компрессорах потери L_f и $L_з$ объединяют и подсчитывают по формулам, соответствующим трению диска (см. гл. 6), с использованием эмпирического коэффициента. Как уже отмечалось выше (см. рис. 2.12), потери $L_з$ соответствуют перетеканию части газа через радиальный зазор, что связано с потерей соответствующей работы в турбине или с затратой дополнительной работы в компрессоре. Потери $L_з$ и L_f в осевых лопаточных машинах оцениваются с помощью коэффициентов $\eta_з$ и η_f, численное значение которых дано в гл. 4 и 5.

Повлиять непосредственно на параметры потока в отдельных решетках и, особенно, тех, которые более удалены от концов лопатки, потери $L_з$ и L_f физически не могут. Однако в расчетах условно принимают, что эти потери относятся к потоку во всех решетках, и определяют параметры газа на выходе из них и к. п. д. решеток с учетом и этих потерь.

*) Это название неполностью характеризует их сущность, и к концевым потерям некоторые авторы относят еще часть вторичных потерь.

В первую очередь это относится к решетке, расположенной на среднем радиусе, по параметрам которой производится предварительный расчет ступени. С учетом рассмотренных потерь уравнения энергии для решеток рабочего колеса компрессора и турбины по аналогии с уравнениями (2.73) и (2.74) примут вид:

$$H_к=\int_1^2 \frac{dp}{\gamma}+L_{R\,к}+L_f+L_з+\frac{c_2^2-c_1^2}{2}; \qquad (2.89)$$

$$H_т=\int_2^1 \frac{dp}{\gamma}-L_{R\,к}-L_f-L_з+\frac{c_1^2-c_2^2}{2}. \qquad (2.90)$$

Таким образом, в эти уравнения войдут полная работа, затрачиваемая в компрессоре, и полезная работа, получаемая в турбине. Сопоставляя эти уравнения с уравнениями (2.73) и (2.74), следует иметь в виду, что интегралы $\int\frac{dp}{\gamma}$, являющиеся политропической работой сжатия и расширения, должны быть в них равны несмотря на то, что показатель политропы будет изменяться от дополнительных потерь L_f и $L_з$. Чтобы показать это, вычтем из обеих частей уравнения (2.89) сумму $L_f+L_з$. Тогда получим (при $\Omega=1{,}0$)

$$H_к-(L_з+L_f)=H_{th}=\int_1^2 \frac{dp}{\gamma}+L_{R\,к}+\frac{c_2^2-c_1^2}{2}. \qquad (2.91)$$

Если принять, что в уравнениях (2.91) и (2.73) скорости одинаковы, то должны быть равны и интегралы $\int_1^2\frac{dp}{\gamma}$. Однако показатель политропы в уравнении (2.91) будет больше, чем в уравнении (2.73), поскольку процесс сжатия происходил при наличии дополнительных потерь $L_з$ и L_f. Поэтому отношение давлений p_2/p_1 в интеграле $\int_1^2\frac{dp}{\gamma}$ для уравнения (2.91) будет меньше, чем в уравнении (2.73). Так, например, если предположить, что в уравнении (2.73) $n=1{,}5$ и $p_2/p_1=10$, а в уравнении (2.91) $n=1{,}55$, то будем иметь $p_2/p_1\approx 9{,}57$. Если уравнения энергии $H_к$ и $H_т$ записать в зависимости от разности теплосодержания, то очевидно, что, поскольку $H_к>H_{th}$ и $H_т<H_{т\,u}$, температура на выходе из колеса должна быть выше.

В уравнении энергии для всей элементарной ступени значения H_{th}, $H_{т\,u}$, L_f и $L_з$ (а следовательно, $H_к$ и $H_т$) остаются без изменения. В результате процессов, происходящих в неподвижном аппарате, в правой части уравнений (2.89)—(2.91) изменится величина $\int\frac{dp}{\gamma}$, добавятся потери $L_{R\,c}$ в неподвижном аппарате и изменится член, учитывающий разность кинетических энергий, как было показано при выводе уравнений (2.85)—(2.88). Кроме указанных выше потерь, в ступенях компрессора и турбины могут иметь место так называемые дополнительные потери.

1. Потери от перетекания газа через лабиринтные уплотнения и щели. Лабиринтные уплотнения могут стоять между ступенями, а также в начале и в конце многоступенчатой машины. Не приводя выводов, да-

дим окончательную формулу для определения расхода через лабиринтное уплотнение [2]:

$$G_s = \mu f \sqrt{\frac{p_0^2 - p_z^2}{z p_0 v_0}}.$$

Здесь μ — коэффициент расхода;

f — площадь проходного сечения, равная $\pi D \delta_0$, где D — диаметр лабиринта, δ_0 — зазор между гребешками лабиринта и валом;

p_0 и p_z — давление перед и за лабиринтом;

z — количество гребешков в лабиринтном уплотнении;

v_0 — удельный объем жидкости (газа) перед лабиринтом.

По исследованиям С. М. Шляхтенко величина коэффициента расхода находится в пределах 0,7—1,27. Поскольку расход через лабиринт пропорционален f, а значит и D, то уплотнение следует размещать на возможно малом диаметре. При перетекании газа через лабиринтное уплотнение и отводе его наружу в количестве G_s к. п. д. компрессора или турбины уменьшается на величину $G_s \Delta H / GH$, где ΔH — напор (или работа), соответствующая 1 *кг* перетекающего газа.

2. Потери от парциальности.

Эти потери встречаются в малоразмерных турбинах, которые иногда выполняют парциальными, т. е. с использованием только части полной окружности соплового венца, для того чтобы увеличить высоту лопатки. Потери, связанные с парциальностью, рассмотрены в гл. 9.

3. Потери от двухфазности потока. Эти потери встречаются только в случае, когда турбины работают на двухфазном рабочем теле, т. е. когда в основном потоке пара или газа имеются жидкие или твердые частицы. При течении двухфазного потока возникает ряд дополнительных потерь. Основными из них являются:

а) потери на «удар» жидких капель о стенку рабочих лопаток вследствие их отставания от потока и на отбрасывание жидкой пленки на периферию;

б) увеличение профильных потерь в сопловом аппарате из-за трения потока о жидкую волнистую пленку, текущую по поверхности лопаток. Эти потери трения в основном зависят от вязкости жидкой фазы.

В авиационных газотурбинных двигателях потерь, связанных с двухфазностью, как правило, не наблюдается, и поэтому они в настоящей книге не рассматриваются.

2.5.4. УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ КОЛЕСА, ПОЛНОЙ СТУПЕНИ И МНОГОСТУПЕНЧАТОЙ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ

В связи с тем, что значения отдельных параметров, входящих в уравнения энергии для решеток и элементарных ступеней, состоящих из решеток, в общем случае существенно изменяются по радиусу, уравнения энергии для всего колеса и полной ступени должны иметь интегральную форму; так, например, принимая, как и ранее (см. 2.5.3), поток осесимметричным, можно для колеса компрессора написать

$$\int_{r_{вт}}^{r_к} H_{к\,i} dG = \int_{r_{вт}}^{r_к} \left(\int_1^2 \frac{dp}{\gamma} + L_{R\,к} + L_f + L_э + \frac{\Delta c^2}{2} \right)_i dG$$

или

$$\int_{r_{вт}}^{r_к} H_{к\,i} dG = \int_{r_{вт}}^{r_к} \left(c_p \Delta T + Q_{q\,к} + \frac{\Delta c^2}{2} \right)_i dG,$$

где индексом «i» обозначены величины, соответствующие отдельным решеткам;

$dG=2\pi r\gamma c_a dr$ — расход через решетку.

Если в эти уравнения ввести средние значения величин H_i, ΔT, Δc^2, то уравнения энергии примут вид, какой был дан выше для решеток и элементарных ступеней.

Средние значения всех параметров потока в данном сечении должны быть такими, чтобы расход, энергия и момент количества движения, определяемые по ним и по действительным параметрам, были одинаковыми. Иными словами, должны соблюдаться соотношения:

$$\left.\begin{aligned} G_{ср}&=\int_{\bar r_{вт}}^{1} dG = 2\pi r_к^2 \int_{\bar r_{вт}}^{1} c_a \gamma \bar r d\bar r \\ T^*_{ср}&=\frac{\int_{\bar r_{вт}}^{1} T^* dG}{\int_{\bar r_{вт}}^{1} dG}; \\ M_{ср}&=\frac{\int_{\bar r_{вт}}^{1} M dG}{\int_{\bar r_{вт}}^{1} dG}, \end{aligned}\right\} \qquad (2.92)$$

где $\bar r_{вт}$ и $\bar r$ — относительные радиусы у втулки и текущий, являющиеся отношениями соответствующих радиусов к радиусу $r_к$ у конца лопатки;

T^* — температура, соответствующая изэнтропическому торможению скорости неравномерного потока и характеризующая полное теплосодержание (или энергию) потока (при $c_p=\text{const}$);

$M_{ср}$ — момент количества движения в осредненном неравномерном потоке.

Если в потоке нет закрутки, то вместо момента количества движения следует соблюдать в исходном неравномерном потоке и в осредненном равенство энтропий или количеств движения. Определение таких средних величин достаточно затруднительно и не всегда имеет существенное практическое значение. Однако в дальнейшем при изучении отдельных свойств ступеней мы в ряде случаев будем применять уравнения, соответствующие средним параметрам на входе и выходе, предполагая, что эти средние параметры удовлетворяют уравнениям (2.92).

При расчетах ступеней их часто характеризуют параметрами на так называемом среднем диаметре. В качестве среднего диаметра иногда принимают среднюю арифметическую величину между значениями диаметра втулки и наружного диаметра, т. е.

$$D_{ср}=\frac{D_н+D_{вт}}{2}=D_к\frac{1+\bar d}{2}, \qquad (2.93)$$

где $\bar d=\frac{D_{вт}}{D_к}$ — относительный диаметр втулки.

Иногда под средним диаметром понимают величину, соответствующую окружности, которая делит пополам рассматриваемое кольцевое сечение. В этом случае средний диаметр выражается формулой

$$D_{ср}=\sqrt{\frac{D_к^2+D_{вт}^2}{2}}=D_к\sqrt{\frac{1+\bar d^2}{2}}. \qquad (2.94)$$

Средний диаметр, определяемый по формуле (2.93), несколько меньше среднего диаметра, соответствующего формуле (2.94). Например, при $\bar{d}=0{,}5$ их отношение равно 0,95. С увеличением $\bar{d}$ это отношение стремится к единице, а при уменьшении $\bar{d}$ уменьшается. Наименьшее значение оно имеет при $\bar{d}=0$ и равно $\approx 0{,}7$.

В некоторых случаях поток на входе в ступень и на выходе из нее является достаточно равномерным, вследствие чего средние значения параметров можно считать весьма близкими к истинным. Такое положение, например, будет, если поток на входе в ступень и на выходе из нее не имеет закрутки, канал прямолинейный и расстояние от лопаток достаточно большое для выравнивания потока. Тогда уравнение энергии для всей ступени можно и для действительных параметров написать в виде, ранее записанном для элементарной ступени. Изменение энергии в многоступенчатой машине, очевидно, должно определяться суммой изменений, имевших место в отдельных ступенях. Поэтому для многоступенчатой лопаточной машины будем иметь:

$$H_к=\sum H_{к\,i};\quad H_т=\sum H_{т\,i};$$

$$L_R+L_f+L_э=\sum L_{Ri}+L_{fi}+L_{эi};\quad Q_q=\sum Q_{qi},$$

где индексом «i» обозначены величины, относящиеся к отдельным ступеням.

В дальнейшем применительно к одно- или многоступенчатым компрессорам ГТД обозначим параметры на входе в компрессор индексом «в» и на выходе из компрессора индексом «к»; на входе в одно- или многоступенчатую турбину — индексом «г» и на выходе из турбины индексом «т». Тогда если рассматривать в каждой ступени средние заторможенные параметры или параметры в элементарных ступенях, имеющих общие линии тока, то, очевидно, можем написать:

$$c_p(T^*_к-T^*_в)=\sum c_p\Delta T^*_i;\quad c_p(T^*_г-T^*_т)=\sum c_p\Delta T^*_i;$$

$$\int_в^к \frac{dp^*}{\gamma^*}=\sum\left(\int\frac{dp^*}{\gamma^*}\right)_i;\quad \int_т^г \frac{dp^*}{\gamma^*}=\sum\left(\int\frac{dp^*}{\gamma^*}\right)_t;$$

где ΔT^*_i — разность температур в отдельных ступенях.

Следовательно, уравнение энергии примет вид, рассмотренный ранее для отдельных ступеней, но с использованием в нем суммарных значений $H_к$, $L_{R\,к}$, разности температур и других величин.

Для определения общих параметров многоступенчатых компрессоров и турбин и, в частности, при рассмотрении их в системе двигателя, как правило, исходят из условий достаточной равномерности потока на входе и на выходе и для этих условий применяют уравнения энергии.

Однако следует иметь в виду, что в действительных условиях поля скоростей, температур и давлений достаточно неравномерны и поэтому для правильного определения затраченной или полезной работы и к. п. д. в существующей машине необходимо по данным измерений осреднять эти величины.

2.6. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В ПОЛОСТЯХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Скорости и другие параметры газа на различных радиусах и, следовательно, в отдельных решетках и элементарных ступенях связаны между собой соотношениями, которые в первую очередь определяются условиями равновесия частиц при их движении в полостях лопаточных машин.

Эти полости могут находиться: а) в зазорах между неподвижными и вращающимися лопатками, т. е. в пространстве, не занятом лопатками; б) в каналах между неподвижными лопатками; в) в каналах между вращающимися (рабочими) лопатками.

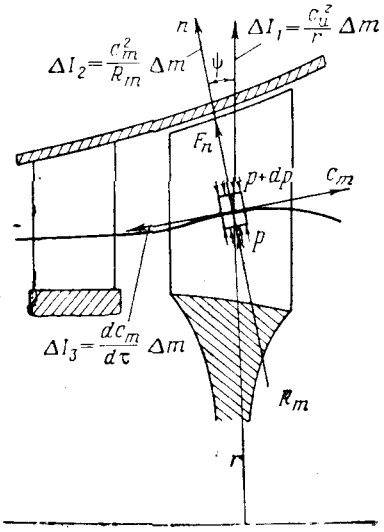


Рис. 2.20. Проекция на меридиональную плоскость сил, действующих на элементарный объем газа в канале рабочего колеса

В первом случае поток можно принять осесимметричным, установившимся и движущимся без воздействия внешних сил. Во втором случае поток *также будет установившимся, но не* осесимметричным, и находящимся под действием силы от лопаток. Наконец, в каналах между лопатками рабочего колеса — абсолютное движение неустановившееся и неосесимметричное, совершающееся под действием сил от лопаток.

Рассматривая поток в полостях, где расположены лопатки (неподвижные или рабочие), можно считать его осесимметричным, если наложить условие, что число лопаток бесконечно велико, или введя осреднение по шагу. Если для рабочих лопаток ввести осреднение по времени, то можно движение через них принять в среднем установившимся. Поверхность лопаток рассматривается при этом как поверхность разрыва всех функций, по нормали к которой на жидкость действуют поверхностные силы. Принципы осреднения по шагу и по времени, возможные при этом упрощения и погрешности подробно рассмотрены в работе [42].

Используя эти принципы, рассмотрим осредненный по шагу и времени поток в каналах между рабочими лопатками *).

Применим естественную систему координат (n, m, s), в которой ось m направлена по касательной к линии тока (рис. 2.20). Ось n ортогональна к линии тока и расположена в меридиональной плоскости и, наконец, ось s — ортогональна к осям n и m и направлена в сторону вращения. Для установления условий равновесия газа достаточно рассмотреть уравнение равновесия в направлении нормали n. Что касается уравнений в направлении осей m и s, то они будут соответствовать уравнениям энергии и момента количества движения для струйки, подробно рассмотренным выше.

В направлении оси n на частицу газа с массой Δm действуют следующие силы.

1. Проекция сил давления $p\Delta f_n$ и $-(p+\Delta p)\Delta f_n$, где Δf_n — боковые поверхности элементарного объема, перпендикулярные к оси n;

*) Эти выводы будут соответствовать также предельному случаю бесконечно большого числа бесконечно тонких лопаток.

2. Центробежная сила инерции $\Delta I_2 = \frac{\Delta m c_m^2}{R_m}$, обусловленная движением газа по криволинейной линии тока, имеющей в рассматриваемой точке радиус кривизны R_m, совпадающий с осью n. Эту силу будем считать положительной, если радиус кривизны направлен по оси n вверх от начала координат.

3. Проекция $\Delta I_1 = \frac{\Delta m c_u^2}{r} \cos\psi$ центробежной силы инерции, обусловленной движением газа вокруг оси машины с окружной составляющей скоростью c_u.

4. Проекция $F_n \Delta m$ на нормаль распределенной (объемной) силы действия лопаток на газ, где F_n сила, приведенная к единице массы (в межвенцовых зазорах F_n равна нулю).

Уравнение равновесия в проекции на ось n приобретает вид

$$\Delta I_2 + \Delta I_1 - \Delta p \Delta f_n + \Delta m F_n = 0$$

или

$$\frac{\Delta m c_m^2}{R_m} + \frac{\Delta m c_u^2}{r} \cos\psi - \Delta p \Delta f_n + \Delta m F_n = 0.$$

Разделив на Δm и заменяя $\Delta m = \gamma \Delta f_n \Delta n$, получим, переходя к пределу,

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{c_m^2}{R_m} + \frac{c_u^2}{r} \cos\psi + F_n. \qquad (2.95)$$

В таком виде это уравнение пригодно и для потока в неподвижных лопатках. Если же в нем положить $F_n = 0$, то оно будет соответствовать потоку в зазорах между неподвижными и вращающимися лопатками.

Для течения несжимаемой жидкости при цилиндрической форме проточной части и постоянном значении c_a меридиональные линии тока параллельны друг другу и оси лопаточной машины.

Для течения сжимаемой жидкости радиальное распределение линий тока в зависимости от расстояния по оси машины характеризуется такой величиной r, для которой справедливо следующее выражение:

$$\int_{r_{вт}}^{r} 2\pi\gamma c_a r\, dr = \text{const}.$$

Радиальное расстояние r линии тока больше при малых значениях γ и наоборот. Это приводит к искривлению линий тока. В общем случае их кривизна зависит еще и от других факторов (форма проточной части, толщина лопаток и др.).

Применительно к рабочим лопаткам уравнение (2.95) можно записать еще в относительном движении. Для этого перейдем в нем к относительным скоростям w и заменим

$$c_m = w_m = w \sin\beta$$

и

$$c_u = u \pm w \cos\beta,$$

где знаки зависят от типа машины (турбина, компрессор) и от направления закрутки потока в абсолютном движении. Так, например, если принять, что окружная составляющая c_u является положительной, когда

она совпадает по направлению с окружной скоростью, то перед рабочим колесом турбины всегда (см. рис. 7.1)

$$c_{1u}=u+w_1\cos\beta_1,$$

а за рабочим колесом турбины

$$c_{2u}=u-w_2\cos\beta_2.$$

Знак c_{2u} будет определяться численным соотношением между окружной скоростью u и проекцией относительной скорости на направление скорости u: $w_{2u}=w_2\cos\beta_2$. В компрессоре (см. рис. 5.1 и 5.2) для окружной составляющей на выходе из колеса получаем

$$c_{2u}=u\pm w_2\cos\beta_2.$$

При этом c_{2u} всегда совпадает по направлению с окружной скоростью; на входе в рабочее колесо

$$c_{1u}=u-w_1\cos\beta_1=u-w_{1u}.$$

Знак c_{1u} может быть положительным или отрицательным, что определяется соотношением между значениями u и $w_1\cos\beta_1$. В каналах между рабочими лопатками в общем случае мы получаем

$$c_u=u\pm w\cos\beta=u\pm w_u.$$

Подставив выражение для c_u в уравнение (2.95), получим

$$\frac{1}{\gamma}\frac{\partial p}{\partial n}=\frac{w^2\sin^2\beta}{R_m}+\frac{u^2+w^2\cos^2\beta\pm 2wu\cos\beta}{r}\cos\psi+F_n. \qquad (2.96)$$

Силу F_n можем выразить в виде

$$F_n=F_u\operatorname{tg}\delta,$$

где F_u — окружная составляющая силы действия лопаток;

δ — угол между нормалью n и средней поверхностью лопатки, в качестве которой можно брать поверхность, образуемую совокупностью по радиусу средних линий профилей.

Величину F_u можно выразить исходя из уравнения момента количества движения, которое для рассматриваемой частицы, как и ранее, запишется так:

$$\Delta M=\Delta m\,\frac{d(c_u r)}{d\tau}.$$

Заменим $d\tau=dl_m/c_m$ и $\Delta M=\Delta F_u r$, где dl_m — элемент длины координатной линии в меридиональном направлении, ΔF_u — окружная сила, действующая со стороны лопаток на частицу. Тогда получим

$$\frac{\Delta F_u r}{\Delta m}=c_m\frac{d(c_u r)}{dl_m}.$$

Так как $\Delta F_u/\Delta m=F_u$, т. е. является объемной окружной силой действия лопаток, отнесенной к единице массы, то, разделив обе части уравнения на радиус r, будем иметь

$$F_u=\frac{c_m}{r}\frac{d(c_u r)}{dl_m}=\frac{w_m}{r}\frac{d[(u\pm w_u)r]}{dl_m}.$$

В таком виде это уравнение пригодно как для рабочих, так и для неподвижных лопаток.

Если правую часть этого уравнения умножить и разделить на угловую скорость вращения колеса, то применительно к рабочим лопаткам его можно записать еще в виде

$$F_u = \frac{c_m}{u} \frac{d(c_u u)}{dl_m} = \frac{w_m}{u} \frac{d[(u \pm w_u) u]}{dl_m}.$$

Уравнения равновесия (2.95) и (2.96) относятся к так называемой прямой задаче расчета осесимметричного потока через турбомашину. Эта задача соответствует определению параметров потока через данную лопаточную машину при заданных граничных условиях. Действительно, в эти уравнения входят как известные величины углы потока и радиус кривизны линии тока, являющиеся функцией параметров потока и геометрии ступени.

В начальной стадии расчета многие из этих величин неизвестны и по существу решается обратная задача, заключающаяся в построении решеток и ступени, удовлетворяющих определенным заданным условиям (например, заданы расход, напор, окружная скорость, предельные числа M и др.). Обратная и прямая задачи должны дополнять друг друга. Вначале может решаться обратная задача в упрощенной постановке (например, $R_m = \infty$ при заданном законе изменения циркуляции по радиусу). По этим данным профилируют лопатки ступеней, добиваясь выполнения определенных требований к углам и скоростям потока в решетках на отдельных радиусах. После этого в качестве поверочного расчета следует решать прямую задачу с использованием полученных выше уравнений. При этом может оказаться целесообразным внести некоторые уточнения в параметры профилей.

Отметим также, что при решении прямой задачи краевые условия необходимо задавать не только для рабочего колеса, но включать и неподвижный аппарат, а также подводящий и отводящий каналы, так как их форма во многих случаях существенно сказывается на потоке в ступени. Кроме того, такое совместное рассмотрение дает возможность учитывать взаимное влияние венцов, подводящих и отводящих каналов.

Прямая задача решается путем последовательных приближений, причем в качестве исходного приближения используются результаты одномерного расчета. Применение принятой для уравнений (2.95) и (2.96) естественной системы координат связано с некоторым неудобством, так как эта система заранее неизвестна и должна определяться в процессе решения путем последовательных приближений. В связи с этим применяется и другой метод, при котором в начале расчета задается определенная фиксированная система координат [42]; [39].

Для получения некоторых общих соотношений рассмотрим уравнение (2.95) в предположении, что $F_n = 0$, т. е. применительно к зазору между неподвижным и рабочим колесом. В отдельных случаях полученные результаты будут близки и к осредненному потоку в каналах между лопатками. Отметим предварительно, что для конических течений, когда $R_m = \infty$, из уравнения (2.95) получим

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{c_u^2}{r} \cos \psi. \tag{2.97}$$

При цилиндрическом течении, когда $R_m = \infty$ и $\psi = 0$, ось n будет совпадать с осью r, и это уравнение примет вид

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{c_u^2}{r}. \tag{2.98}$$

она совпадает по направлению с окружной скоростью, то перед рабочим колесом турбины всегда (см. рис. 7.1)

$$c_{1u}=u+w_1\cos\beta_1,$$

а за рабочим колесом турбины

$$c_{2u}=u-w_2\cos\beta_2.$$

Знак c_{2u} будет определяться численным соотношением между окружной скоростью u и проекцией относительной скорости на направление скорости u: $w_{2u}=w_2\cos\beta_2$. В компрессоре (см. рис. 5.1 и 5.2) для окружной составляющей на выходе из колеса получаем

$$c_{2u}=u\pm w_2\cos\beta_2.$$

При этом c_{2u} всегда совпадает по направлению с окружной скоростью; на входе в рабочее колесо

$$c_{1u}=u-w_1\cos\beta_1=u-w_{1u}.$$

Знак c_{1u} может быть положительным или отрицательным, что определяется соотношением между значениями u и $w_1\cos\beta_1$. В каналах между рабочими лопатками в общем случае мы получаем

$$c_u=u\pm w\cos\beta=u\pm w_u.$$

Подставив выражение для c_u в уравнение (2.95), получим

$$\frac{1}{\gamma}\frac{\partial p}{\partial n}=\frac{w^2\sin^2\beta}{R_m}+\frac{u^2+w^2\cos^2\beta\pm 2wu\cos\beta}{r}\cos\psi+F_n. \qquad (2.96)$$

Силу F_n можем выразить в виде

$$F_n=F_u\operatorname{tg}\delta,$$

где F_u — окружная составляющая силы действия лопаток;

δ — угол между нормалью n и средней поверхностью лопатки, в качестве которой можно брать поверхность, образуемую совокупностью по радиусу средних линий профилей.

Величину F_u можно выразить исходя из уравнения момента количества движения, которое для рассматриваемой частицы, как и ранее, запишется так:

$$\Delta M=\Delta m\frac{d(c_u r)}{d\tau}.$$

Заменим $d\tau=dl_m/c_m$ и $\Delta M=\Delta F_u r$, где dl_m — элемент длины координатной линии в меридиональном направлении, ΔF_u — окружная сила, действующая со стороны лопаток на частицу. Тогда получим

$$\frac{\Delta F_u r}{\Delta m}=c_m\frac{d(c_u r)}{dl_m}.$$

Так как $\Delta F_u/\Delta m=F_u$, т. е. является объемной окружной силой действия лопаток, отнесенной к единице массы, то, разделив обе части уравнения на радиус r, будем иметь

$$F_u=\frac{c_m}{r}\frac{d(c_u r)}{dl_m}=\frac{w_m}{r}\frac{d[(u\pm w_u)r]}{dl_m}.$$

В таком виде это уравнение пригодно как для рабочих, так и для неподвижных лопаток.

Если правую часть этого уравнения умножить и разделить на угловую скорость вращения колеса, то применительно к рабочим лопаткам его можно записать еще в виде

$$F_u = \frac{c_m}{u} \frac{d(c_u u)}{dl_m} = \frac{w_m}{u} \frac{d[(u \pm w_u) u]}{dl_m}.$$

Уравнения равновесия (2.95) и (2.96) относятся к так называемой прямой задаче расчета осесимметричного потока через турбомашину. Эта задача соответствует определению параметров потока через данную лопаточную машину при заданных граничных условиях. Действительно, в эти уравнения входят как известные величины углы потока и радиус кривизны линии тока, являющиеся функцией параметров потока и геометрии ступени.

В начальной стадии расчета многие из этих величин неизвестны и по существу решается обратная задача, заключающаяся в построении решеток и ступени, удовлетворяющих определенным заданным условиям (например, заданы расход, напор, окружная скорость, предельные числа M и др.). Обратная и прямая задачи должны дополнять друг друга. Вначале может решаться обратная задача в упрощенной постановке (например, $R_m = \infty$ при заданном законе изменения циркуляции по радиусу). По этим данным профилируют лопатки ступеней, добиваясь выполнения определенных требований к углам и скоростям потока в решетках на отдельных радиусах. После этого в качестве поверочного расчета следует решать прямую задачу с использованием полученных выше уравнений. При этом может оказаться целесообразным внести некоторые уточнения в параметры профилей.

Отметим также, что при решении прямой задачи краевые условия необходимо задавать не только для рабочего колеса, но включать и неподвижный аппарат, а также подводящий и отводящий каналы, так как их форма во многих случаях существенно сказывается на потоке в ступени. Кроме того, такое совместное рассмотрение дает возможность учитывать взаимное влияние венцов, подводящих и отводящих каналов.

Прямая задача решается путем последовательных приближений, причем в качестве исходного приближения используются результаты одномерного расчета. Применение принятой для уравнений (2.95) и (2.96) естественной системы координат связано с некоторым неудобством, так как эта система заранее неизвестна и должна определяться в процессе решения путем последовательных приближений. В связи с этим применяется и другой метод, при котором в начале расчета задается определенная фиксированная система координат [42]; [39].

Для получения некоторых общих соотношений рассмотрим уравнение (2.95) в предположении, что $F_n = 0$, т. е. применительно к зазору между неподвижным и рабочим колесом. В отдельных случаях полученные результаты будут близки и к осредненному потоку в каналах между лопатками. Отметим предварительно, что для конических течений, когда $R_m = \infty$, из уравнения (2.95) получим

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{c_u^2}{r} \cos \psi. \qquad (2.97)$$

При цилиндрическом течении, когда $R_m = \infty$ и $\psi = 0$, ось n будет совпадать с осью r, и это уравнение примет вид

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{c_u^2}{r}. \qquad (2.98)$$

Это уравнение иногда называют уравнением радиального равновесия. Оно показывает, что для устранения перетекания частиц в радиальном направлении изменение давления по радиусу однозначно определяется законом изменения по радиусу окружной составляющей.

Так, например, при $c_u = \text{const}$ получаем

$$\int_{r_к}^{r} \frac{dp}{\gamma} = c_u^2 \ln \frac{r}{r_к},$$

где $r_к$ — внешний радиус колеса;

r — текущий радиус колеса.

Принимая, что давление и плотность в различных точках по радиусу связаны адиабатической зависимостью, получим

$$\frac{k}{k-1} RT_к \left[\left(\frac{p}{p_к} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = c_u^2 \ln \frac{r}{r_к}.$$

Обозначив $\frac{c_u^2}{kRT_к} = M_{u\,к}^2$, будем иметь

$$\frac{p}{p_к} = \left[1 + (k-1) M_{u\,к}^2 \ln \frac{r}{r_к} \right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2.99)$$

В случае, когда изменение окружной составляющей по радиусу подчиняется закону постоянства циркуляции, т. е. $c_u r = \text{const}$, получим

$$\int_{r_к}^{r} \frac{dp}{\gamma} = -\frac{\text{const}^2}{2} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_к^2} \right).$$

Заменяя const^2 через $c_{u\,к}^2 r_к^2$ и вводя обозначения $\frac{c_{u\,к}^2}{kRT_к} = M_{u\,к}^2$, получим после преобразований

$$\frac{p}{p_к} = \left\{ 1 - \frac{k-1}{2} M_{u\,к}^2 \left[\left(\frac{r_к}{r} \right)^2 - 1 \right] \right\}^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2.100)$$

Наконец, при изменении окружной составляющей по закону $\frac{c_u}{r} = \text{const}$, т. е. по закону вращения твердого тела, будем иметь

$$\frac{p}{p_к} = \left\{ 1 + \frac{k-1}{2} M_{u\,к}^2 \left[\left(\frac{r}{r_к} \right)^2 - 1 \right] \right\}^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2.101)$$

На рис. 2.21 показано изменение $p/p_к$ в зависимости от отношения $r/r_к$. При подсчетах принимается $M_{u\,к} = 0{,}35$. Как видно из графика, при уменьшении радиуса давление также уменьшается и особенно резко в случае, когда $c_u r = \text{const}$. Последнее является следствием возрастания c_u при уменьшении радиуса, и, как будет показано в гл. 5 и 7, это ограничивает применение закона $c_u r = \text{const}$ в ступенях осевых компрессоров и турбин с малым относительным диаметром втулки. Для межвенцового

зазора или для осредненного потока в каналах между неподвижными лопатками параметры газа в рассматриваемой точке можно выразить с помощью уравнения энергии для линии тока, к которой рассматриваемая точка относится:

$$\int \frac{dp}{\gamma} + L_R + \frac{c^2}{2} = E,$$

где L_R — потери на линии тока до рассматриваемой точки.

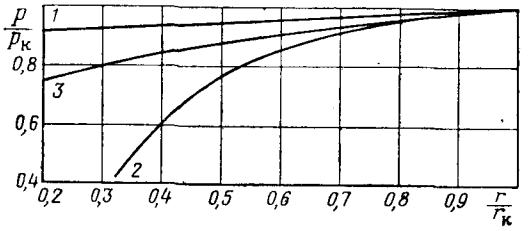


Рис. 2.21. Изменение давления в межвенцовом зазоре по радиусу для различных законов изменения закрутки по радиусу:

1—c_u=const; 2—$c_u r$=const; 3—c_u/r=const

Дифференцируя по нормали и предполагая, что поток уравновешен по нормали, вследствие чего составляющая скорости вдоль нормали равна нулю, получим

$$\frac{\partial E}{\partial n} = \frac{1}{\gamma}\frac{\partial p}{\partial n} + c_m \frac{\partial c_m}{\partial n} + c_u \frac{\partial c_u}{\partial n} + \frac{\partial L_R}{\partial n}.$$

Используя уравнение (2.95) и принимая, что работа силы $F_n = 0$, находим

$$\frac{\partial E}{\partial n} = \frac{c_m^2}{R_m} + \frac{c_u^2}{r}\cos\psi + c_m \frac{\partial c_m}{\partial n} + c_u \frac{\partial c_u}{\partial n} + \frac{\partial L_R}{\partial n}.$$

Если учесть, что $\cos\psi = \partial r/\partial n$, то сумма второго и четвертого членов в правой части может быть записана в виде

$$\frac{c_u^2}{r}\frac{\partial r}{\partial n} + c_u \frac{\partial c_u}{\partial n} = \frac{1}{2r^2}\frac{\partial (c_u r)^2}{\partial n}.$$

В результате получаем

$$\frac{\partial E}{\partial n} = \frac{1}{2}\frac{\partial c_m^2}{\partial n} + \frac{c_m^2}{R_m} + \frac{1}{2r^2}\frac{\partial (c_u r)^2}{\partial n} + \frac{\partial L_R}{\partial n}. \qquad (2.102)$$

По отношению к меридиональной скорости c_m это уравнение будет являться линейным дифференциальным уравнением первого порядка. Исходя из этого для меридиональной скорости получаем выражение

$$c_m^2 = e^{-\int_{n_0}^{n} \frac{2}{R_m} dn} \left[C - \int_{n_0}^{n} \left(\frac{1}{r^2}\frac{d(c_u r)^2}{dn} + 2\frac{dL_R}{dn} - 2\frac{dE}{dn} \right) e^{\int_{n_0}^{n} \frac{2}{R_m} dn} dn \right], \qquad (2.103)$$

где C — постоянная интегрирования.

Если принять, что вдоль нормали $E=\text{const}$, а также $L_R=\text{const}$ или $L_R=0$ (идеальный поток), то предыдущее уравнение примет вид

$$c_m^2=e^{-\int_{n_0}^{n}\frac{2}{R_m}dn}\left\{C-\int_{n_0}^{n}\left[\frac{1}{r^2}\frac{d(c_ur)^2}{dn}\right]e^{\int_{n_0}^{n}\frac{2}{R_m}dn}dn\right\}, \qquad (2.104)$$

Если $L_R=0$, то параметры газа (p, γ, T) по радиусу связаны между собой изэнтропической зависимостью. Когда $L_R=\text{const}$, то эти же параметры связаны между собой политропической зависимостью, причем показатель политропы n в общем случае будет переменным по радиусу.

В зависимости от исходного положения, принимаемого для координаты n_0, постоянная интегрирования C будет равна квадрату меридиональной скорости на среднем, внутреннем или внешних радиусах канала.

Следует отметить, что постоянство E имеет место для всех точек потока при потенциальном установившемся движении.

В случае вихревого движения величина E является постоянной для точек, находящихся на одной линии тока; для разных же линий тока она будет в общем случае иметь разные значения. Для потока в межвенцовом зазоре можно принять, что значение E будет постоянным по нормали, т. е. для различных линий тока, в следующих случаях:

1) если рассматриваемый зазор находится после первого направляющего аппарата компрессора или первого соплового аппарата турбины, т. е. при всасывании из атмосферы или при поступлении газа из камеры сгорания;

2) если этот зазор находится после рабочего колеса, в котором на каждом радиусе сообщается (или отнимается) одинаковая энергия ($H_{th}=\text{const}$ или $H_{т\,u}=\text{const}$) при постоянстве энергии перед колесом.

Рассмотрим в качестве примера распределение меридиональных скоростей для некоторых частных случаев.

Предположим, что $c_ur=\text{const}$ и $R_m=\infty$, тогда из уравнения (2.104) получаем

$$c_m=C=\text{const}.$$

В частности, для осевой машины, когда можно принять, что нормаль совпадает с радиусом, получаем

$$c_a=\text{const}.$$

Применительно к осевым турбинам иногда рассматривают случай, когда угол потока на выходе из соплового аппарата $\alpha_1=\text{const}$. Принимая и в этом случае $R_m=\infty$ и $c_m=c_a$, запишем уравнение (2.104) в дифференциальной форме:

$$\frac{dc_a^2}{dr}+\frac{1}{r^2}\frac{d(c_ur)^2}{dr}=0. \qquad (2.105)$$

Так как $c_a=c_u\operatorname{tg}\alpha_1$, то

$$\operatorname{tg}^2\alpha_1\frac{dc_u^2}{dr}+\frac{2c_u^2}{r}+\frac{dc_u^2}{dr}=0$$

или

$$\frac{dc_u^2}{dr}(1+\operatorname{tg}^2\alpha_1)+\frac{2c_u^2}{r}=0,$$

откуда

$$\frac{dc_u}{c_u}+\cos^2\alpha_1\frac{dr}{r}=0.$$

Решение этого уравнения имеет такой вид:

$$c_u r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const}.$$

Из этого также следует

$$c_a r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const}.$$

В некоторых случаях для центробежных и осевых компрессоров может представлять интерес закрутка потока перед колесом по закону $c_u/r = \text{const}$. Принимая и в этом случае $R_m = \infty$, получаем для распределения осевой скорости по радиусу выражение

$$c_a = \sqrt{c_{a\,к}^2 + 2c_{1u\,к}^2 (1 - \bar{r}^2)},$$

где $c_{a\,к}$ и $c_{1u\,к}$ — соответствуют внешнему радиусу колеса, а $\bar{r} = r/r_к$.

Если рассматривать канал между рабочими лопатками, то постоянство энергии будет сохраняться только для линии тока в относительном движении:

$$\int \frac{dp}{\gamma} + \frac{w^2}{2} - \frac{u^2}{2} + L_R = E = \text{const}.$$

Если продифференцировать E по n и подставить в уравнение (2.96), то получим

$$\frac{\partial E}{\partial n} = -\frac{w^2 \sin^2 \beta}{R_m} + \frac{u^2 + w^2 \cos^2 \beta \pm 2wu \cos \beta}{2} \cos \psi + \\ + F_n + w \frac{\partial w}{\partial n} - u \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{\partial L_R}{\partial n}. \qquad (2.106)$$

Это уравнение является нелинейным.

Уравнения (2.95) и (2.96) могут быть выражены еще с помощью газодинамических функций. Так, В. М. Акимовым дано уравнение (2.95) для абсолютного движения при $F_n = 0$ в виде

$$\frac{d\lambda^2}{dn} = -2\lambda^2 \left(\frac{\cos^2 \cos \psi}{r} + \frac{\sin^2 \alpha}{R_m} + \frac{k-1}{2k} \frac{d \ln p^*}{dn} \right) + \frac{k+1}{k} \frac{d \ln p^*}{dn}, \qquad (2.107)$$

где p^* — давление заторможенного потока в абсолютном движении;

α — угол между векторами абсолютной и окружной скорости.

Интеграл этого линейного уравнения будет иметь вид

$$\lambda^2 = e^{-\int p(n) dn} \left[\int Q(n) e^{\int p(n) dn} dn + C \right], \qquad (2.108)$$

где

$$p(n) = 2 \left(\frac{\cos^2 \alpha \cos \psi}{r} + \frac{\sin^2 \alpha}{R_m} + \frac{k-1}{2k} \frac{d \ln p^*}{dn} \right),$$

а

$$Q(n) = \frac{k+1}{k} \frac{d \ln p^*}{dn}.$$

Уравнение равновесия в относительном движении при $F_n=0$ приобретает с использованием газодинамических функций следующий вид:

$$\frac{d\lambda_w^2}{dn} = -\frac{2}{r}\left(\lambda_w \cos\vartheta - \frac{u}{a_{\text{кр}\,w}}\right)^2 \cos\psi - \\ -2\frac{\lambda_w^2 \sin^2\beta}{R_m} + \frac{k+1}{k}\tau(\lambda_w)\frac{d\ln p_w^*}{dn}, \qquad (2.109)$$

где

$$\lambda_w = \frac{w}{a_{\text{кр}\,w}}; \qquad a_{\text{кр}\,w} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_w^*}; \quad \tau(\lambda_w) = \frac{T}{T_w^*};$$

ϑ — угол между относительной и окружной скоростью;

T — термодинамическая температура;

T_w^* и p_w^* — температура и давление заторможенного в относительном движении потока.

Уравнение (2.109) является нелинейным и его следует решать численным образом.

Уравнения равновесия в безразмерном виде с использованием газодинамических функций и с учетом F_n в относительном движении даны в книге [42].

Применение уравнений равновесия при расчетах компрессоров и турбин дополнительно рассматривается в гл. 5 и 7, соответственно относящихся к этим машинам.

Глава 3

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЛОПАТОЧНЫХ МАШИНАХ И ИХ РАССМОТРЕНИЕ В *p—v*-, *T—s*- и *i—s*-ДИАГРАММАХ

Этот раздел расширяет сообщаемые в курсах термодинамики сведения по процессам работы компрессоров и турбины и их графическому изображению в *p—v*-, *T—s*- и *i—s*-диаграммах.

3.1. КОМПРЕССОР

3.1.1. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРОЦЕССА СЖАТИЯ В КОМПРЕССОРЕ В *p—v*-ДИАГРАММЕ

Процесс сжатия воздуха в компрессоре можно разделить на три этапа:

а) всасывание воздуха;

б) повышение давления;

в) подача воздуха к месту потребления.

Эти три этапа составляют цикл сжатия воздуха в компрессоре и могут быть изображены в *p—v*-диаграмме (рис. 3.1).

Будем оперировать средними значениями параметров воздуха на входе в компрессор и на выходе из него. Условимся называть отношение давлений $p_к/p_в=\pi_к$ степенью повышения давления, а отношение удельных объемов $v_в/v_к=\varepsilon_к$ степенью сжатия. Работу всасывания, представляющую собой работу сил давления на входе в компрессор, можем для промежутка времени τ *сек* написать в виде

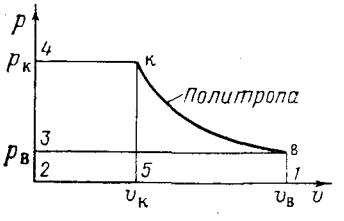


Рис. 3.1. Изображение работы компрессора в *p—v*-диаграмме

$$L_{вс}=p_в F_в c_в \tau=p_в v_в G_в \tau, \qquad (3.1)$$

где $F_в$ — площадь компрессора на входе (перед колесом) в $м^2$;

$c_в$ — средняя скорость воздуха на входе в *м/сек*;

$G_в$ — секундный массовый расход воздуха в *кг/сек*;

$p_в$ и $v_в$ — средние значения давления и удельного объема воздуха перед колесом в $н/м^2$ и $м^3/кг$.

Разделив уравнение (3.1) на $G_{в}\tau$, т. е. отнеся работу к 1 *кг* воздуха, получаем

$$L_{вс}=p_{в}v_{в}. \tag{3.2}$$

В p—v-диаграмме эта работа изобразится площадью, ограниченной контуром в—*1*—*2*—*3*—в. Для повышения давления 1 *кг* воздуха требуется работа

$$L_{сж}=\int_{в}^{к} p\,dv. \tag{3.3}$$

В p—v-диаграмме эта работа изобразится площадью к—в—*1*—*5*—к.

Работа сил давления на выходе из компрессора для 1 *кг* воздуха по аналогии с работой сил давления на входе запишется в виде

$$L_{п}=p_{к}v_{к}. \tag{3.4}$$

Эта работа, изображаемая площадью к—*5*—*2*—*4*—к, может быть названа работой выталкивания или подачи, так как она связана с подачей воздуха к месту потребления.

Работы $L_{сж}$ и $L_{п}$ совершаются внешними силами, приложенными к газу, а работа $L_{вс}$ — силой наружного давления перед компрессором. Если всасывание воздуха производится из атмосферы, то это давление непосредственно связано с атмосферным давлением $p_{н}$ соотношением

$$\frac{p_{в}}{p_{н}}=\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_{в}^{2}\right)^{\frac{k}{k-1}},$$

где $\lambda_{в}=c_{в}/a_{кр}$ — приведенная скорость на входе в компрессор.

Поскольку работу всасывания можно рассматривать как работу сил давления перед компрессором (в частности, атмосферного давления), то ее следует считать отрицательной по отношению к работам $L_{сж}$ и $L_{п}$.

Поэтому суммарная работа выразится уравнением

$$L_{\Sigma}=-p_{в}v_{в}+\int_{в}^{к} p\,dv+p_{к}v_{к}. \tag{3.5}$$

Очевидно, что эта работа выразится площадью к—в—*3*—*4*—к и может быть записана так:

$$L_{\Sigma}=\int_{в}^{к} v\,dp=\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}, \tag{3.6}$$

а полная работа, затрачиваемая на сжатие воздуха в компрессоре [см. уравнение (2.89)], в виде

$$H_{к}=\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}+L_{R}+\frac{c_{к}^{2}-c_{в}^{2}}{2}. \tag{3.7}$$

Таким образом, в p—v-диаграмме изображается только часть полной работы, затрачиваемой на компрессор, а именно: политропическая работа сжатия $L_{\Sigma}=\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}$. Эта работа будет выражаться различно в зависимости от того, по какому закону идет сжатие.

В общем случае процесс сжатия протекает с подводом тепла трения и отводом тепла во внешнюю среду. Поэтому все подведенное тепло может быть в дифференциальной форме записано следующим образом:

$$dQ=dQ_R-dQ_q=dL_R-dQ_q, \tag{3.8}$$

где Q — тепло, подведенное к воздуху в процессе сжатия, в *дж/кг*;
$Q_R=L_R$ — тепло трения и других потерь в *дж/кг*;
Q_q — тепло, отведенное во вне, в *дж/кг*.

Представим тепло dQ в виде

$$dQ=c_n dT,$$

где c_n — теплоемкость процесса. Напишем для dQ уравнение первого закона термодинамики в двух следующих видах:

$$dQ=c_n dT=c_p dT-vdp; \tag{3.9}$$

$$dQ=c_n dT=c_v dT+pdv \tag{3.10}$$

или

$$(c_n-c_p)\,dT=-vdp;$$

$$(c_n-c_v)\,dT=pdv.$$

Разделим последние уравнения одно на другое. Тогда

$$\frac{c_n-c_p}{c_n-c_v}=-\frac{dp/p}{dv/v}. \tag{3.11}$$

Обозначим отношение

$$\frac{c_n-c_p}{c_n-c_v}=n,$$

тогда уравнение (3.11) примет вид

$$n\frac{dv}{v}=-\frac{dp}{p}.$$

Принимая, что n — величина постоянная, получаем

$$pv^n=\text{const}.$$

Величина n представляет собой показатель политропы сжатия в компрессоре.

Отметим, что условие $n=\text{const}$ справедливо для процесса сжатия с бесконечно малым изменением параметров. В действительности, показатель n будет переменным и различным на отдельных участках процесса сжатия. Однако в теоретических исследованиях и в расчетах часто оперируют некоторым средним значением показателя n, принимаемого постоянным для всего процесса сжатия.

Проанализируем возможные значения n в зависимости от величины и знака тепла dQ.

Из уравнения для n находим

$$n=k\,\frac{1-(c_n/c_p)}{1-k\,(c_n/c_p)}. \tag{3.12}$$

Так как $c_n=dQ/dT$, то

$$n=k\,\frac{1-\dfrac{dQ}{c_p dT}}{1-k\dfrac{dQ}{c_p dT}}. \tag{3.13}$$

Возможны следующие случаи.

1. Если $dQ>0$, то $n>k$. Допустим, что $dQ/c_p dT=0{,}3$ и $k=1{,}4$. Тогда из уравнения (3.13) получаем

$$n=k\frac{0{,}7}{0{,}58}=1{,}69.$$

Если $\frac{dQ}{c_p dT}=0{,}2$, то $n=k\frac{0{,}8}{0{,}72}=1{,}55$.

В этом случае либо $dQ_R>dQ_q$, т. е. тепло, подводимое от трения и других потерь, больше тепла охлаждения, либо $dQ_q=0$ при $dQ_R\neq 0$ и, следовательно, $dQ=dQ_R$. Случай, когда $dQ>0$, соответствует реальным процессам в компрессоре.

Энтропия воздуха в компрессоре при этом возрастает, так как

$$ds=\frac{dQ}{T}>0.$$

В современных компрессорах средний показатель $n=1{,}45\div 1{,}55$.

2. Если $Q=0$, то $dQ=0$ и $n=k$. Это возможно, когда $dQ_R=dQ_q$ или $dQ_R=dQ_q=0$ (идеальный изэнтропический процесс). В обоих случаях процесс сжатия воздуха происходит по адиабате. Однако такое охлаждение, при котором отводится тепло в количестве, равном теплу потерь, в авиационных компрессорах не применяется*). Идеальный изэнтропический процесс используется в качестве эталона для оценки эффективности компрессора. В дальнейшем и этот процесс называется адиабатическим, хотя для адиабатического процесса достаточно лишь условия $dQ_q=0$, т. е. отсутствия отвода тепла во внешнюю среду.

3. Если $T=\text{const}$ и $dT=0$, то из уравнения (3.13) получаем $n=k/k=1{,}0$. В изотермическом процессе должно отводиться тепло при сжатии в количестве, определяемом соотношением $dQ=dQ_R-dQ_q=-vdp$ или $dQ_q=dQ_R+vdp$.

Для всего процесса

$$Q_q=Q_R+\int_в^к \frac{dp}{\gamma}.$$

Таким образом, в изотермическом процессе отводится тепло, эквивалентное теплу трения и политропической работе сжатия. Этот процесс практически в авиационных компрессорах невозможен и представляет только теоретический интерес.

4. Если в уравнении (3.13) положить $1-k\frac{dQ}{c_p dT}=0$, то

$$n=(k-1)/0=\infty.$$

Процесс изменения состояния, соответствующий $n=\infty$, может быть, как известно, найден следующим образом. Из уравнения политропы $pv^n=\text{const}$ получаем, извлекая корень n-й степени,

$$p^{\frac{1}{n}}v=\text{const},$$

откуда при $n=\infty$ находим $v=\text{const}$. Для воздуха или газа этот процесс возможен лишь при нереально большом подводе тепла в процессе сжатия.

---

*) При применении в двигателях в качестве топлива жидкого метана или водорода возможно и в авиационных двигателях иметь интенсивное охлаждение.

Из уравнений первого закона термодинамики при $v=\text{const}$ получаем

$$dQ=c_v\,dT=\frac{c_p}{k}\,dT=\frac{dQ+v\,dp}{k},$$

откуда

$$dQ=\frac{v\,dp}{k-1}$$

и

$$dQ_R=\frac{v\,dp}{k-1}+dQ_q.$$

Интегрируя и принимая $k=1{,}4$, получаем

$$Q_R=2{,}5\int\frac{dp}{\gamma}+Q_q.$$

Таким образом, при $k=1{,}4$ тепло трения и других потерь должно в 2,5 раза превышать работу сжатия и, кроме того, компенсировать тепло, отводимое во вне. Очевидно, что случай с такими большими потерями нереален. Однако процесс $v=\text{const}$ или $\gamma=\text{const}$ имеет и для газов практическое значение для случаев, когда степень повышения давления в компрессоре невелика ($p_к/p_в\leqslant 1{,}05$—$1{,}10$). В частности, при таких значениях $p_к/p_в$ ступень осевого компрессора иногда подвергают анализу при $v=\text{const}$, поскольку погрешность при предположении, что воздух ведет себя как несжимаемая среда, при таких значениях $p_к/p_в$ весьма невелика.

Насосы для жидкостей в большинстве случаев можно достаточно точно рассчитывать в предположении отсутствия сжимаемости, т. е. при $\gamma=\text{const}$.

Из изложенного видно, что показатель процесса n непосредственно связан с величиной подводимого тепла Q. Поэтому приведем еще формулы, которыми можно пользоваться для определения среднего значения n в отдельных элементах компрессора или для всего компрессора:

$$n=k\,\frac{1-\dfrac{k-1}{k}\,\dfrac{L_R-Q_q}{R\Delta T}}{1-(k-1)\dfrac{L_R-Q_q}{R\Delta T}},\qquad(3.14)$$

где ΔT — повышение температуры в данном элементе или во всем компрессоре.

Удобной для применения является также формула

$$\frac{n}{n-1}=\frac{k}{k-1}-\frac{L_R-Q_q}{R\Delta T}=\frac{k}{k-1}\left[1-\frac{L_R-Q_q}{c_p\Delta T}\right].\qquad(3.15)$$

Рассмотрев реальные и теоретически возможные процессы изменения состояния, выведем формулу для определения работы сжатия $\int\frac{dp}{\gamma}$, изображаемой в p—v-диаграмме. Если принять, что $n=\text{const}$, то можем написать

$$\int_в^к\frac{dp}{\gamma}=p_в^{\frac{1}{n}}v_в\int_в^к\frac{dp}{p^{\frac{1}{n}}}=\frac{n}{n-1}\,p_в v_в\left[\left(\frac{p_к}{p_в}\right)^{\frac{n-1}{n}}-1\right].\qquad(3.16)$$

Это же уравнение можно написать еще в следующих видах:

$$\int_{p}^{к} \frac{dp}{\gamma} = \frac{n}{n-1} RT_{в} \left[\left(\frac{p_к}{p_в} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \tag{3.17}$$

или

$$\int_{в}^{к} \frac{dp}{\gamma} = \frac{n}{n-1} R(T_к - T_в). \tag{3.18}$$

Уравнения (3.16)—(3.18) позволяют вычислить политропическую работу сжатия, если известен показатель n, начальная и конечная температуры или степень повышения давления.

Для адиабатического процесса все эти уравнения сохраняют свою силу при замене показателя n показателем k и температуры $T_к$ — ее адиабатическим значением. Таким образом, адиабатическую работу сжатия можно вычислять по одной из следующих формул:

$$\left(\int_{в}^{к} \frac{dp}{\gamma} \right)_{ад} = \frac{k}{k-1} RT_{в} \left[\left(\frac{p_к}{p_в} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]; \tag{3.19}$$

$$\left(\int_{в}^{к} \frac{dp}{\gamma} \right)_{ад} = \frac{k}{k-1} R(T_{к.ад} - T_в). \tag{3.20}$$

В компрессоре могут сжиматься как воздух, так и другие газы, имеющие различные значения k и R, показанные для некоторых газов в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Наименование газа	k	R *дж/кг·град*	$\frac{k}{k-1} R = E$ *дж/кг·град*	$\frac{E}{E_в}$
Воздух	1,4	287	1005	1,0
Водород	1,4	4160	14580	14,4
Гелий	1,66	2080	5240	5,2
Неон	1,66	416	1048	1,035
Аргон	1,66	208	524	0,52

Таким образом, при одной и той же степени повышения давления для сжатия 1 *кг* водорода потребуется затратить работу, превышающую в 14,4 раза работу сжатия воздуха.

Для изотермического сжатия, когда $n=1{,}0$, из уравнений (3.16)—(3.18), получаем неопределенность 0/0. Поэтому для изотермической работы сжатия находим выражение непосредственным интегрированием.

Так как для этого процесса соблюдается условие $pv = p_в v_в$, то $v = \frac{p_в v_в}{p}$. Следовательно,

$$\int_{в}^{к} v\,dp = p_в v_в \int_{в}^{к} \frac{dp}{p} = p_в v_в \ln \frac{p_к}{p_в} = RT_в \ln \frac{p_к}{p_в}. \tag{3.21}$$

Работа сжатия для $v=\text{const}$ найдется по очевидной формуле

$$\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}=\frac{p_к-p_в}{\gamma}=v(p_к-p_в). \qquad (3.22)$$

Из этого уравнения видно, что работа, затрачиваемая при $v=\text{const}$, существенно зависит от плотности рабочего тела. Так, например, для воды при условиях $p=0{,}981$ *бар* и $T=273°$ К $\gamma=1000$ *кг/м*^{3}, а для жидкого водорода при $p=0{,}981$ *бар* и $T=40°$ К — $\gamma=70$ *кг/м*^{3}. Таким образом, при одинаковом повышении давления работа водородного насоса будет в 14,3 раза больше, чем насоса водяного.

Насосы, используемые для повышения давления жидких металлов, приближаются по затрачиваемой ими работе к водяным насосам. Так, например, жидкий натрий имеет плотность $\gamma=800$ *кг/м*^{3}, т. е. 0,8 плотности воды.

Сопоставление работ сжатия при различных значениях показателя политропического процесса n показано на рис. 3.2, откуда следует, что минимальной является изотермическая работа сжатия, а максимальной — работа сжатия при $v=\text{const}$. При $n>k$ работа сжатия больше адиабатической и может быть записана в виде

$$\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}=\left(\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}\right)_{ад}+\Delta H \text{ или } H_v=H_{ад}+\Delta H.$$

3.1.2. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРОЦЕССА СЖАТИЯ В КОМПРЕССОРЕ В *T—s*-ДИАГРАММЕ

3.1.2.1. Основные свойства *T—s*-диаграммы

Для графического изображения процесса сжатия в компрессоре более удобной является *T—s*-диаграмма, которая позволяет представить все величины, входящие в полную работу компрессора.

Напомним кратко основные свойства *T—s*-диаграммы, используемые в дальнейшем при рассмотрении работы компрессора.

В *T—s*-диаграмме площадью, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами, измеряется в некотором масштабе количество подведенного или отведенного тепла в данном процессе. Действительно, если тело переходит из состояния *1* в состояние *2* по кривой *1—2* (рис. 3.3), уравнение которой $T=f(s)$, то согласно определению энтропии

$$ds=\frac{dQ}{T},$$

откуда

$$Q=\int_{1}^{2}T\,ds.$$

Это количество тепла соответствует площади внутри контура *1—2—3—4—1*.

Для процесса с постоянным давлением

$$ds = c_p \frac{dT}{T};$$

следовательно,

$$Q = \int_1^2 c_p dT.$$

Если $c_p = \text{const}$, то

$$Q = c_p (T_2 - T_1).$$

Для изобары изменение энтропии

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_p \frac{dT}{T}.$$

Так как для газа теплоемкость c_p есть функция только температуры, то, следовательно, приращение энтропии в изобарическом процессе зависит

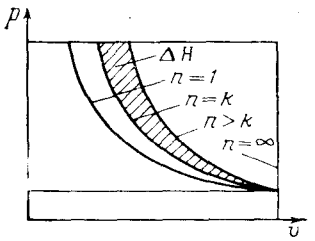


Рис. 3.2. Сравнение в p—v-диаграмме работ сжатия при различных показателях политропы n

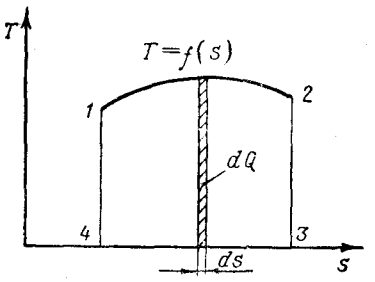


Рис. 3.3. Изображение произвольного процесса в T—s-диаграмме

исключительно от изменения температуры и не зависит от давления. Поэтому для всех изобар приращение энтропии в данных пределах температуры будет одинаковым. Отсюда, следовательно, все изобары данного газа одинаковы и лишь смещены относительно друг друга в горизонтальном направлении, т. е. являются эквидистантными относительно оси абсцисс s. При постоянной теплоемкости

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Таким образом, изобара является логарифмической кривой. Для изохорического процесса при постоянной теплоемкости аналогично получаем

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Следовательно, и изохора является логарифмической кривой и все изохоры будут эквидистантными относительно оси абсцисс s. Если в T—s-диаграмме из одной точки выходят изохора и изобара, то в случае возрастания энтропии изохора будет располагаться выше изобары, а в случае уменьшения энтропии — ниже изобары, поскольку $c_p > c_v$.

Если $dQ = 0$, то для этого процесса

$$ds = \frac{dQ}{T} = 0.$$

Следовательно, $s=\text{const}$, т. е. процесс является изэнтропическим и изображается в T—s-диаграмме вертикальной прямой.

Если $dQ>0$ (при подводе тепла), то процесс будет протекать с возрастанием энтропии, так как

$$ds=\frac{dQ}{T}>0.$$

Соответственно при $dQ<0$ будет $ds<0$, т. е. энтропия уменьшается. Поэтому при наличии подвода тепла за счет трения процесс расширения (AB) или сжатия (BC) изобразятся в T—s-диаграмме некоторыми кривыми с соответствующим увеличением энтропии (рис. 3.4).

Для удобства процесс сжатия в компрессоре в T—s-диаграмме рассмотрим сначала без отвода тепла и без учета скоростей потока, затем при отводе тепла и, наконец, с учетом скоростей.

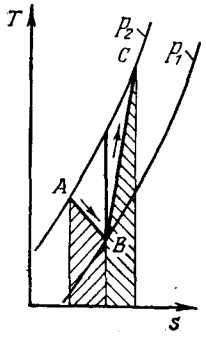


Рис. 3.4. Изображение в T—s-диаграмме процесса сжатия и процесса расширения с подводом тепла трения

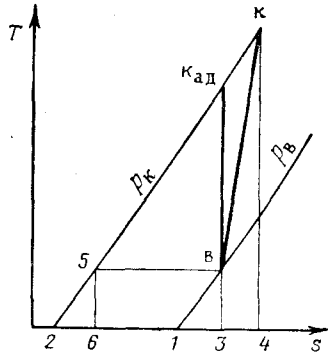


Рис. 3.5. Изображение в T—s-диаграмме работы компрессора при $Q_q=0$ и без учета скоростей потока

3.1.2.2. Изображение процесса сжатия в компрессоре в T-s-диаграмме без отвода тепла и без учета скоростей потока

Предполагая, что $Q_q=0$ и обозначая работу, затрачиваемую на компрессор, без учета скорости потока на входе и на выходе через $H_{к\,x}$ получим

$$H_{к\,x}=\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}+L_R, \qquad (3.23)$$

или

$$H_{к\,x}=c_p(T_к-T_в). \qquad (3.24)$$

Запишем последнее равенство в виде

$$H_{к\,x}=c_p(T_к-0)-c_p(T_в-0).$$

По смыслу T—s-диаграммы начальное теплосодержание $i_в=c_p(T_в-0)$ измеряется площадью треугольника в—*1*—*3* под изобарой в—*1* (рис. 3.5). Аналогично конечное теплосодержание

$$i_к=c_p(T_к-0)$$

измеряется площадью треугольника к—*2*—*4*. В действительности изобары в—*1* и к—*2*, будучи логарифмическими кривыми, асимптотически

приближаются слева к оси абсцисс, и поэтому точки *1* и *2* в действительности находятся в бесконечности. Для удобства рассуждения эти точки на рис. 3.5 показаны в пределах чертежа.

Однако полученной результирующей площадью к—*2*—*1*—в—*3*—*4*—к для измерения величины $H_{к\,x}$ пользоваться неудобно. Проведем изотерму в—*5*; тогда ввиду эквидистантности кривых к—*2* и в—*1* площадь в—*1*—*3*—в можно заменить равновеликой ей площадью треугольника *5*—*2*—*6*. В связи с этим $H_{к\,x}$=площадь (к—*2*—*4*—к)—площадь (*5*—*2*—*6*—*5*)=площади к—*5*—*6*—*4*—к. Рассмотрим отдельные элементы этой площади. Между точками в и к проходит политропа сжатия в—к. Площадь, ограниченная этой политропой и изэнтропами в—*3* и к—*4*, будет представлять тепло, подведенное в процессе сжатия к воздуху. В рассматриваемом случае, когда $Q_q=0$, тепло, подведенное к воздуху, равно теплу трения и других потерь. Следовательно, площадь в—к—*4*—*3*—в=$=Q_R=L_R$.

В соответствии с уравнением (3.23) оставшаяся часть площади будет равна политропической работе сжатия:

$$\text{площадь к}-5-6-3-\text{в}-\text{к}=\int_{\text{в}}^{\text{к}}\frac{dp}{\gamma}.$$

Если бы процесс сжатия происходил без потерь, то политропа в—к превратилась бы в изэнтропу или, так как $Q_q=0$ — в адиабату в—$к_{ад}$. Следовательно, адиабатическая работа сжатия $\left(\int_{\text{в}}^{к_{ад}}\frac{dp}{\gamma}\right)_{ад}$ будет соответствовать площади $к_{ад}$—*5*—*6*—*3*—$к_{ад}$. Разница между политропической и адиабатической работами сжатия будет измеряться площадью к—$к_{ад}$—в—к; следовательно,

$$\Delta H=\int_{\text{в}}^{\text{к}}\frac{dp}{\gamma}-\left(\int_{\text{в}}^{к_{ад}}\frac{dp}{\gamma}\right)_{ад}=\text{площадь к}-к_{ад}-\text{в}-\text{к}.$$

Разность между работами, затрачиваемыми в компрессоре при политропическом и адиабатическом сжатии, выразится величиной

$$H_{к\,x}-H_{к\,x\,ад}=\int_{\text{в}}^{\text{к}}\frac{dp}{\gamma}+L_R-\left(\int_{\text{в}}^{к_{ад}}\frac{dp}{\gamma}\right)_{ад}=L_R+\Delta H=L'_R.$$

Таким образом, при наличии потерь работа, затрачиваемая на компрессор, при одинаковом конечном давлении возрастает на величину бóльшую, чем требуется непосредственно для преодоления потерь. Физически это обусловлено тем, что, кроме затраты работы на преодоление самих потерь, необходимо еще при одном и том же конечном давлении затратить дополнительную работу ΔH в связи с ростом удельного объема воздуха из-за подвода тепла трения. Вследствие возрастания работы, затрачиваемой в компрессоре за счет потерь и ΔH, увеличивается и температура воздуха (газа) на выходе по сравнению с адиабатическим процессом. Если предположить, что при наличии и отсутствии потерь будет затрачиваться одинаковая работа, т. е. $H_{к\,x}=H_{к\,x\,ад}$, то из уравнений (3.23) и (3.24) следует, что при наличии потерь температура в конце сжатия останется неизменной, но уменьшатся $\int\frac{dp}{\gamma}$ и конечное давление $p_к$. На рис. 3.6 площадь $к_{ад}$—*1*—*2*—*3*—$к_{ад}$ соответствует исходной адиабатической работе сжатия $H_{к\,x\,ад}$ с конечным давлением

$p_{к.ад}$. При наличии потерь та же работа будет соответствовать давлению $p_к < p_{к.ад}$ и изобразится площадью к—*4*—*5*—*6*—к.

В *T*—*s*-диаграмме могут быть показаны также работы всасывания и выталкивания. Так, если из точки к (рис. 3.7) провести изобару $p_к = \text{const}$ и изохору $v_к = \text{const}$ до условного пересечения с осью абсцисс, то площадь треугольника к—*6*—*5* и будет соответствовать работе выталкивания $p_к v_к$.

Действительно, имеем

$$p_к v_к = RT_к = (c_p - c_v) T_к.$$

Запишем это выражение в виде

$$p_к v_к = c_p (T_к - 0) - c_v (T_к - 0).$$

Но $c_p(T_к - 0)$ изображается площадью треугольника к—*6*—*1* и $c_v(T_к - 0)$ — площадью треугольника к—*5*—*1*.

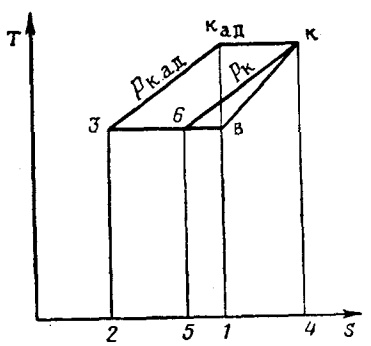


Рис. 3.6. Изображение в *T*—*s*-диаграмме работы сжатия при $H_к = \text{const}$ в случаях $L_R = 0$ и $L_R \neq 0$

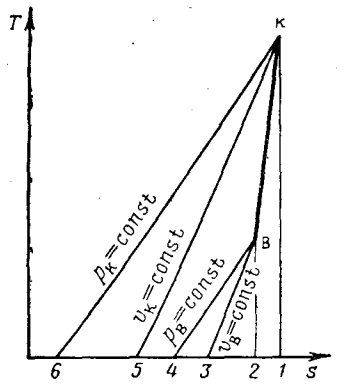


Рис. 3.7. Изображение в *T*—*s*-диаграмме работы всасывания и выталкивания

Разность этих площадей будет равна площади треугольника к—*6*—*5* или, следовательно, равна $p_к v_к$.

Аналогично получим $p_в v_в$ = площади треугольника в—*4*—*3*.

Воспользовавшись тем, что изохоры так же, как и изобары, между собой эквидистантны, получим (рис. 3.8)

$$(p_к v_к - p_в v_в) = \text{площади к—}5\text{—}4\text{—}3\text{—}6\text{—к}.$$

Следовательно, площадь к—*6*—*3*—*2*—в—к будет равна $\int p dv$.

В частном случае, когда процесс адиабатический, интеграл $\int p dv$ будет изображаться площадью $к_{ад}$—*7*—*8*—*2*—в—$к_{ад}$. Согласно первому закону термодинамики в этом случае $\int p dv$ будет равен одновременно изменению внутренней энергии ($U_{кад} - U_в$).

3. 1. 2. 3. Изображение процесса сжатия в компрессоре при отводе тепла и без учета скоростей

В авиационном компрессоре в процессе сжатия, как правило, отводится некоторое количество тепла во внешнюю среду в силу разности температур сжимаемого воздуха и воздуха, окружающего корпус компрессора. Этот отвод тепла обычно относительно невелик и в расчетах компрессора его не учитывают. Однако возможны случаи, когда применяются специальные меры для охлаждения сжимаемого воздуха. Так, например, с целью форсировать двигатель на входе в компрессор впры-

скивается вода или другая охлаждающая жидкость, которая испаряется в процессе сжатия и отводит часть тепла.

В компрессорах неавиационных известны и более интенсивные методы охлаждения, например введение промежуточных между ступенями холодильников или охлаждение корпусов водой. Однако эти методы связаны с увеличением массы и габаритов силовой установки и для авиационных компрессоров непригодны *).

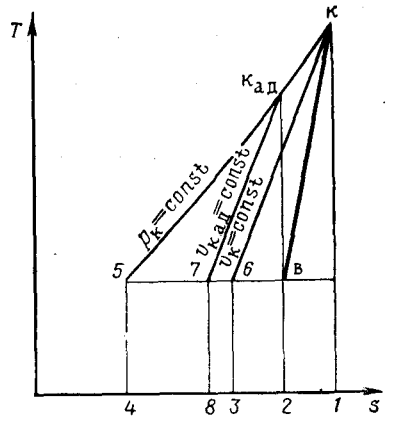


Рис. 3.8. Изображение в T—s-диаграмме адиабатического процесса всасывания и выталкивания

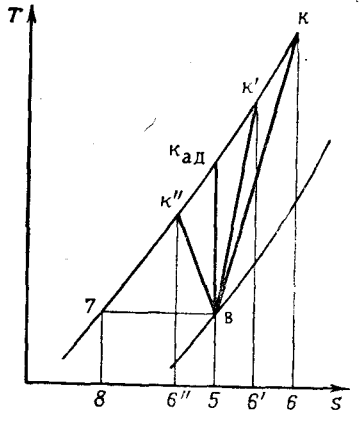


Рис. 3.9. Изображение в T—s-диаграмме работы компрессора с охлаждением

Если в процессе сжатия будет отводиться тепло, то политропа в—к (рис. 3.9) сдвинется влево и конечная точка процесса сжатия займет некоторое положение к′. Площадь под линией политропы в—к′ будет представлять собою тепло, подведенное в рассматриваемом случае, т. е.

$$\text{площадь } к'—в—5—6'—к' = Q_R—Q_q = L_R—Q_q.$$

Так как при $Q_q=0$ приведенное в процессе сжатия тепло было равно L_R и изображалось площадью к—в—*5*—*6*—к, то, следовательно, отведенное тепло Q_q будет измеряться разностью площадей к—в—*5*—*6*—к и к′—в—*5*—*6′*—к′. Изменение величины работы $H_{к\,x}$ при отводе тепла можно получить следующим путем: при $Q_q=0$ $H_{к\,x}=c_p(T_к—T_в)$;
при $Q_Q \neq 0$ $H'_{к\,x}=c_p(T'_к—T_в)+Q_q$.

Вычитая второе уравнение из первого, получим

$$H_{к\,x}—H'_{к\,x}=c_p(T_к—T'_к)—Q_q.$$

Так как $c_p(T_к—T_к')$ = площади к—к′—*6′*—*6*—к, то, прибавляя к этой площади — площадь к′—в—*5*—*6′*—к′, вычитая площадь к—в—*5*—*6*—к, получим площадь к—к′—в—к.

Таким образом, $H_{к\,x}>H'_{к\,x}$ на величину площади к—к′—в—к, равной $\Delta H—\Delta H'$, где $\Delta H'$ — разность между политропической и адиабатической работами сжатия в процессе с отводом тепла. Если тепло Q_q, отведенное в процессе сжатия, будет равно по величине $Q_R=L_R$, то точка к′ совпадает с точкой $к_{ад}$. Поскольку в этом случае $\Delta H'=0$, то выигрыш в затраченной работе будет равен ΔH, т. е. соответствовать площади к—$к_{ад}$—в—к.

*) См. сноску на стр. 84.

Если отведенное тепло будет по величине больше тепла Q_R, то линия политропического сжатия в—к″ пройдет левее линии адиабаты в—$к_{ад}$. Отведенное тепло в этом случае

$$Q_q = Q_R + \Delta Q_q, \tag{3.25}$$

где ΔQ_q = площади к″—в—*5*—*6*″—к″.

Экономия в затраченной работе будет составлять $H_{к\,x} - H''_{к\,x} = \Delta H + \Delta H''$ = площади треугольника к—$к_{ад}$—в + площадь треугольника $к_{ад}$—к″—в.

В пределе, когда процесс сжатия будет изотермический, линия сжатия совпадает с линией в—*7* и отведенное тепло выразится также уравнением (3.25), причем ΔQ_q = площади в—*7*—*8*—*5*—в.

3.1.2.4. Изображение процесса сжатия в *T*—*s*-диаграмме с учетом скоростей потока

Работа $H_{к\,x}$ может существенно отличаться от полной затраченной работы $H_к$, вследствие того что разность кинетических энергий потока воздуха на входе и на выходе из компрессора достигает значительной величины. Так, если принять, что скорость на входе $c_в = 180$ *м/сек* и на выходе $c_к = 120$ *м/сек*, то получим

$$\frac{c_к^2 - c_в^2}{2} = -9000 \text{ дж/кг}.$$

Для компрессора с полной затраченной работой $H_к = 200\,000$ *дж/кг* такая разность кинетических энергий будет составлять 4,5%. В компрессоре с меньшим значением $H_к$ относительное значение разности кинетических энергий будет еще более существенным. Поэтому графическое изображение процесса работы компрессора в *T*—*s*-диаграмме без учета скоростей является неполным.

Эти скорости можно учесть, если ввести параметры изэнтропически заторможенного тока:

$$T^* = \frac{T}{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2};$$

$$p^* = \frac{p}{\left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}}},$$

где λ — приведенная скорость потока.

При использовании параметров заторможенного потока точка в в *T*—*s*-диаграмме переместится в точку в*, которая лежит на изобаре с давлением $p_в^*$ и соответствует температуре $T_в^* = T_в + \frac{c_в^2}{2c_p}$ (рис. 3.10). Аналогично переместится и точка к, соответствующая параметрам потока на выходе из компрессора. Применяя построения, аналогичные рассмотренным выше, получим, что вся затраченная работа $H_к = c_p(T_к^* - T_в^*)$ изобразится площадью к*—*7*—*8*—*6*—к*, т. е. подобно тому, как изображалась работа $H_{к\,x}$. Если предположить, что изменение параметров заторможенного потока подчиняется некоторой непрерывной политропической зависимости, то точки в* и к* можно соединить некоторой кривой, являющейся политропой сжатия по заторможенным параметрам.

При этом можно записать

$$H_к = \int_{в^*}^{к^*} \frac{dp^*}{\gamma^*} + L_R^*, \tag{3.26}$$

где $\int_{в^*}^{к^*} \frac{dp^*}{\gamma^*}$ и L_R^* — политропическая работа сжатия и работа трения по параметрам заторможенного потока.

Тогда в соответствии с изложенным выше политропическая работа сжатия изобразится площадью к*—7*—8*—5—в*—к*, работа трения — площадью к*—в*—5—6—к*.

Таким образом, при введении параметров торможения и политропы по параметрам торможения изображение процесса работы компрессора в T—s-диаграмме становится совершенно идентичным рассмотренному выше изображению при использовании статических параметров. Необходимо, однако, подчеркнуть следующие условности такого изображения.

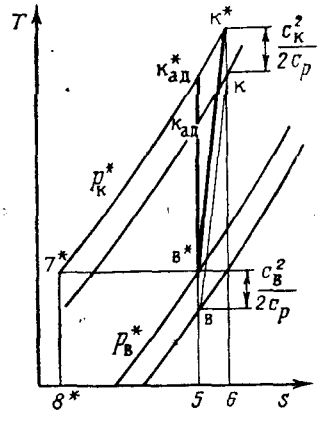


Рис. 3.10. Изображение в T—s-диаграмме работы компрессора с учетом скоростей потока

1. Работа трения по параметрам заторможенного потока получается больше работы трения по статическим параметрам. В действительности никаких оснований для возрастания работы трения нет, так как торможение по условию производится изэнтропически.

2. Возрастание работы трения является условным и объясняется введением понятия о политропическом процессе по заторможенным параметрам, которого физически не существует.

Несмотря на отмеченные условности, изображение процесса работы компрессора в T—s-диаграмме по заторможенным параметрам представляет интерес, в первую очередь, потому, что позволяет изобразить всю затраченную в компрессоре работу. Средний показатель политропы сжатия по параметрам торможения может быть легко связан с показателем политропического процесса по незаторможенным параметрам. Изменение энтропии для обоих политропических процессов одинаково и может быть записано в виде

$$\Delta s = s_6 - s_5 = c_n \ln \frac{T_к}{T_в};$$

$$\Delta s = s_6 - s_5 = c_n^* \ln \frac{T_к^*}{T_в^*},$$

где c_n^* — теплоемкость политропического процесса в заторможенных параметрах, принимаемая постоянной для диапазона температур от $T_в^*$ до $T_к^*$. Разделив одно уравнение на другое, получим

$$c_n^* = c_n \frac{\ln\left(\frac{T_к}{T_в}\right)}{\ln\left(\frac{T_к^*}{T_в^*}\right)}. \tag{3.27}$$

Выражая c_n^* и c_n через показатели процессов, будем иметь

$$\frac{\frac{n^*}{k}-1}{n^*-1}=\frac{\frac{n}{k}-1}{n-1}\cdot\frac{\ln\left(\frac{T_к}{T_в}\right)}{\ln\left(\frac{T_к^*}{T_в^*}\right)},$$

откуда

$$n^*=k\,\frac{1-\frac{n-k}{k(n-1)}B}{1-\frac{n-k}{n-1}B}, \qquad (3.28)$$

где

$$B=\frac{\ln\left(\frac{T_к}{T_в}\right)}{\ln\left(\frac{T_к^*}{T_в^*}\right)}.$$

Воспользовавшись выражением для температур торможения, можем записать следующее равенство:

$$\frac{T_к^*}{T_в^*}=\frac{T_к}{T_в}\cdot\frac{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_в^2\right)}{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_к^2\right)}. \qquad (3.29)$$

Если $\lambda_к=\lambda_в$, то $T_к^*/T_в^*=T_к/T_в$ и, следовательно, $B=1{,}0$. Тогда из уравнения (3.28) получаем $n^*=n$. Как правило, $\lambda_к<\lambda_в$ и поэтому $n^*>n$. В табл. 3.2 даны значения n^* для нескольких значений $\pi_к$ в предположении, что $n=1{,}5$; $\lambda_в=0{,}65$ и $\lambda_к=0{,}4$.

Таблица 3.2

$\pi_к$	1,5	2,0	3,0	6	10
n^*	1,575	1,53	1,519	1,51	1,507

Показатель n^* для отдельных элементов компрессора может существенно отличаться от среднего значения, определяемого для всего компрессора. В частности, в неподвижных аппаратах показатель n^* должен быть равен единице, поскольку при отсутствии отвода тепла температура торможения в этих элементах остается неизменной.

При изображении в T—s-диаграмме адиабатической работы сжатия по заторможенным параметрам наиболее естественно принимать, что конечное полное давление в адиабатическом процессе будет таким же по величине, как и в действительном. Поэтому точка $к^*_{ад}$ будет лежать на изобаре $p_к^*$. В этом случае статические давления в обоих процессах могут приниматься одинаковыми лишь тогда, когда для адиабатического процесса полное давление будет определяться с некоторой меньшей (адиабатической) скоростью. Действительно, принимая статическое давление $p_к$ и полное давление $p_к^*$ в адиабатическом и действительном процессах одинаковыми, можем написать

$$\left(\frac{p_к^*}{p_к}\right)^{\frac{k-1}{k}}=\frac{T_к^*}{T_к}=\frac{T_{к.ад}^*}{T_{к.ад}},$$

с другой стороны,

$$\frac{T_к^*}{T_к}=\frac{1}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_к^2};$$

$$\frac{T_{к.ад}^*}{T_{к.ад}}=\frac{1}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_{к.ад}^2}.$$

Следовательно,

$$\lambda_к=\lambda_{к.ад}$$

или

$$c_{к.ад}=c_к\sqrt{\frac{T_{к.ад}^*}{T_к^*}}.$$

Так как $T_{к.ад}^*<T_к^*$, то и адиабатическая скорость $c_{к.ад}$ должна быть меньше действительной скорости $c_к$. Хотя различие между $c_к$ и $c_{к.ад}$

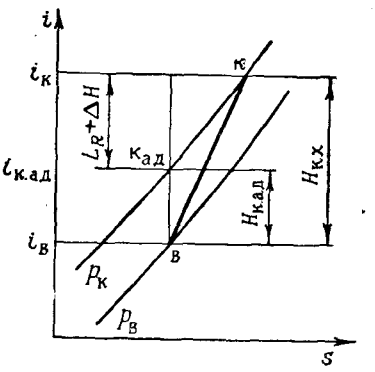


Рис. 3.11. Изображение в i—s-диаграмме работы компрессора

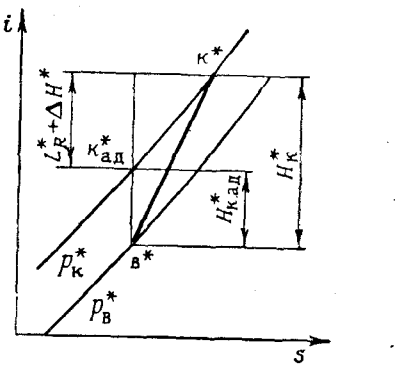


Рис. 3.12. Изображение в i—s-диаграмме работы компрессора в параметрах торможения

относительно невелико, однако в принципе оно должно учитываться. Адиабатическая работа сжатия по параметрам заторможенного потока изобразится площадью $к_{ад}^*-7^*-8^*-5-к_{ад}^*$. С использованием скорости $c_{к.ад}$ связь между адиабатическими работами сжатия по заторможенным и статическим параметрам можно выразить в виде

$$H_{ад}^*=H_{ад}+\frac{c_{к.ад}^2-c_в^2}{2}. \qquad (3.30)$$

3.1.3. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРОЦЕССА СЖАТИЯ В КОМПРЕССОРЕ В i—s-ДИАГРАММЕ

В i—s-диаграмме, в отличие от T—s-диаграммы, работы $H_{кx}$, $H_к$, $H_{ад}$ будут изображаться отрезками, а не площадями. В частности, величина $H_{кx}$ может быть записана в виде

$$H_{кx}=c_p(T_к-T_в)=i_к-i_в.$$

Следовательно, величина $H_{кx}$ изобразится отрезком, равным $i_к-i_в$ (рис. 3.11). Аналогично адиабатическая работа сжатия изобразится отрезком $i_{к.ад}-i_в$.

Так как

$$H_{к\,x}-H_{к.ад}=L_R+\Delta H,$$

то, следовательно, отрезок $i_к-i_{к.ад}$ в i—s-диаграмме будет представлять собой сумму $(L_R+\Delta H)$ в *дж/кг*.

Таким образом, в i—s-диаграмме работа трения и величина ΔH отдельно не изображаются. Следовательно, не может быть изображена и политропическая работа сжатия, если L_R или ΔH неизвестны.

Если применить параметры торможения, то в i—s-диаграмме, так же как и в T—s-диаграмме, может быть изображена полная работа $H_к$, а также адиабатическая работа сжатия по параметрам торможения $H^*_{к.ад}$ (рис. 3.12). Одновременно будет изображаться сумма $L^*_R+\Delta H^*$.

3.2. ТУРБИНА

Графическое изображение процесса расширения в турбине в p—v-, T—s- и i—s-диаграммах во многом аналогично рассмотренному выше процессу сжатия для компрессора.

3.2.1. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРОЦЕССА РАСШИРЕНИЯ В ТУРБИНЕ В p—v-ДИАГРАММЕ

Процесс расширения газа в турбине можно разбить на три этапа:

а) подача газа к сопловому аппарату турбины,

б) процесс понижения давления,

в) выталкивание газа, вышедшего из турбины.

Эти три этапа легко изображаются в p—v-диаграмме (рис. 3.13). Будем оперировать, как и в компрессоре, средними значениями параметров. Условимся называть отношение давлений $p_г/p_т=\pi_т$ — степенью понижения давления, а отношение удельных объемов $v_т/v_г=\varepsilon_т$ — степенью расширения. Работа подачи газа на входе в турбину будет характеризоваться работой сил давления, которую для промежутка времени τ *сек* можем написать в виде

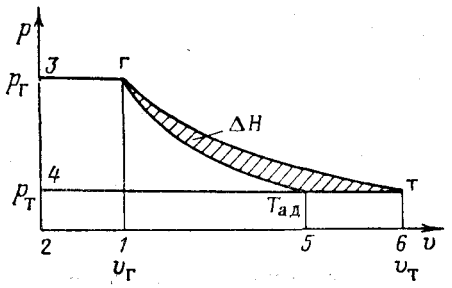


Рис. 3.13. Изображение работы турбины в p—v-диаграмме

$$L_n=p_г F_г c_г \tau=p_г v_г G_г \tau,$$

где $F_г$ — площадь турбины на входе в $м^2$;

$c_г$ — средняя скорость газа в *м/сек*;

$p_г$ и $v_г$ — средние значения давления и удельного объема газа перед сопловым аппаратом турбины соответственно в $н/м^2$ и $м^3/кг$;

$G_г$ — секундный массовый расход газа в *кг/сек*.

Разделив предыдущее уравнение на $G_г\tau$, т. е. отнеся работу к 1 *кг* газа, получаем

$$L_n=p_г v_г. \qquad (3.31)$$

В p—v-диаграмме эта работа изобразится площадью г—*1*—*2*—*3*—г.

При понижении давления от $p_г$ до $p_т$ будет совершаться работа расширения газа:

$$L_р=\int_г^т p\,dv. \qquad (3.32)$$

В p—v-диаграмме эта площадь изобразится площадью г—т—*6*—*1*—г.

Работа выталкивания газа на выходе из турбины представляет собой работу сил давления в выходном сечении и по аналогии с работой подачи запишется в виде

$$L_{\text{выт}} = p_{\text{т}} v_{\text{т}}.$$

Эта работа изобразится площадью т—*6*—*2*—*4*—т.

Работа $L_{\text{п}}$, представляющая собой работу внешней силы над газом, и работа расширения газа $L_{\text{р}}$ используются для получения полезной работы турбины и поэтому имеют одинаковый знак. Работа выталкивания, совершаемая газом против внешней силы и служащая для удаления газа из турбины, непосредственно в полезную работу турбины не входит и поэтому должна иметь противоположный знак по сравнению со знаком работ $L_{\text{п}}$ и $L_{\text{р}}$. Таким образом, суммируя рассмотренные работы и принимая для $L_{\text{п}}$ и $L_{\text{р}}$ знак плюс, сможем написать

$$L_{\Sigma} = p_{\text{г}} v_{\text{г}} + \int_{\text{т}}^{\text{г}} p\, dv - p_{\text{т}} v_{\text{т}}.$$

Очевидно, что эта работа изобразится площадью г—т—*4*—*3*—г и может быть описана выражением

$$L_{\Sigma} = \int_{\text{т}}^{\text{г}} v\, dp = \int_{1}^{\text{г}} \frac{dp}{\gamma}. \qquad (3.33)$$

Таким образом, и для турбины в p—v-диаграмме изображается только часть полной работы, которая в соответствии с изложенным выше имеет вид

$$H_{\text{т}} = \int_{\text{т}}^{\text{г}} \frac{dp}{\gamma} - L_R + \frac{c_{\text{г}}^2 - c_{\text{т}}^2}{2}.$$

Как и для компрессора, принимают, что связь между давлением и объемом выражается так:

$$pv^n = \text{const},$$

где n — является показателем политропы процесса расширения.

Для определения n остаются в силе все выводы, сделанные выше, в том числе и уравнение (3.13), только применительно к турбине член $dQ/c_p dT$ должен иметь знак минус, а поэтому уравнение (3.13) примет вид

$$n = k\, \frac{1 + \left(\frac{dQ}{c_p\, dT}\right)}{1 + k\left(\frac{dQ}{c_p\, dT}\right)}.$$

Если и в турбине $dQ>0$ и, следовательно, тепло трения и других потерь больше отводимого тепла, то показатель политропы n будет меньше показателя адиабаты k. Этот случай и является для турбин наиболее характерным. Так, например, если показатель k в авиационных турбинах для средних условий часто принимают равным 1,33, то показатель политропы $n=1{,}28 \div 1{,}29$.

При $Q=0$, $n=k$, и такой процесс в турбинах, так же как и в компрессорах, используется в качестве эталона для оценки эффективности турбины и называется **адиабатическим процессом**. Что касается изотермического процесса, когда $dT=0$ и $n=1{,}0$, то к нему несколько приближается процесс расширения в многоступенчатой турбине

с промежуточным (между ступенями) подогревом газа до одной и той же температуры $T_г^*$.

Для определения интеграла $\int \frac{dp}{\gamma}$ справедливы выводы, сделанные для компрессора. При этом, если рассматривать положительную его величину, можем написать

$$\int_т^г \frac{dp}{\gamma} = \frac{n}{n-1} RT_г \left[1 - \left(\frac{p_т}{p_г}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right] \tag{3.34}$$

или

$$\int_т^г \frac{dp}{\gamma} = \frac{n}{n-1} R(T_г - T_т).$$

Для адиабатической работы расширения справедливы эти же уравнения с заменой в них показателя n показателем k. Разность между политропической и адиабатической работами расширения, которую будем, как и для компрессора, обозначать ΔH, изобразится площадью г—т—$т_{ад}$—г.

3.2.2. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРОЦЕССА РАСШИРЕНИЯ В ТУРБИНЕ в T—s-ДИАГРАММЕ

Так же как это было сделано применительно к компрессору, процесс расширения в турбине в T—s-диаграмме будем рассматривать сначала при отсутствии отвода тепла и без учета скоростей потока, а затем последовательно учтем и эти факторы.

3.2.2.1. Изображение процесса расширения в турбине в T—s-диаграмме без отвода (подвода) тепла и без учета скоростей

Для $Q_q=0$ и без учета скоростей потока обозначим

$$H_{т\,x} = \int_т^г \frac{dp}{\gamma} - L_R, \tag{3.35}$$

или

$$H_{т\,x} = c_p(T_г - T_т). \tag{3.36}$$

Последнее равенство запишем в виде

$$H_{т\,x} = c_p(T_г - 0) - c_p(T_т - 0).$$

По смыслу T—s-диаграммы начальное теплосодержание $i_г = c_p(T_г - 0)$ измеряется площадью треугольника г—*1*—*2* (рис. 3.14) под изобарой г—*2*, условно пересекающей ось абсцисс в точке *2*. Аналогично конечное теплосодержание $i_т = c_p(T_т - 0)$ изобразится площадью треугольника т—*3*—*4*.

В силу свойства эквидистантности изобар может заменить площадь треугольника т—*3*—*4* площадью треугольника *5*—*2*—*6*, вследствие чего работа $H_{т\,x}$ будет эквивалентна площади г—*5*—*6*—*1*—г. Работа трения и других потерь (L_R) будет изображаться площадью г—т—*4*—*1*—г, расположенной под кривой г—т политропического процесса расширения.

Из исходного уравнения (3.35) следует

$$\int_{т}^{г} \frac{dp}{\gamma} = H_{т\,x} + L_R. \qquad (3.37)$$

Поэтому политропическая работа расширения $\int_{т}^{г} \frac{dp}{\gamma}$ изобразится площадью г—т—*4*—*6*—*5*—г.

Если процесс будет происходить без потерь, то конечной точкой процесса будет являться точка $т_{ад}$. Адиабатическая работа расширения $\left(\int_{т_{ад}}^{г} \frac{dp}{\gamma}\right)_{ад}$ изобразится площадью г—*7*—*8*—*1*—г, и эта площадь по величине будет одновременно равна работе $H_{т\,x\,ад}$.

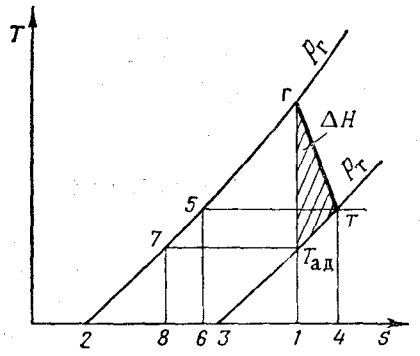


Рис. 3.14. Изображение в *T*—*s*-диаграмме работы турбины при $Q_q=0$ и без учета скоростей потока

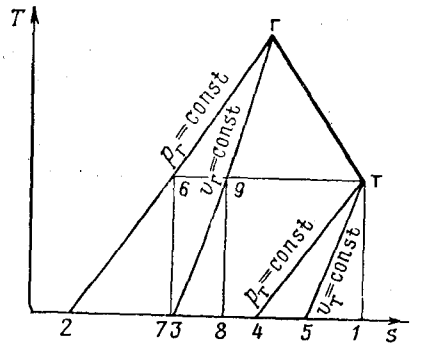


Рис. 3.15. Изображение в *T*—*s*-диаграмме работы подачи и выталкивания в турбине

Из рис. 3.14 нетрудно видеть, что разность между $H_{т\,x\,ад}$ и $H_{т\,x}$ равна площади *5*—*6*—*8*—*7*—*5*. С другой стороны, эта площадь равна площади т—$т_{ад}$—*1*—*4*—т. Последняя представляет собой только часть работы трения L_R. Следовательно, остальная часть работы трения, а именно площадь треугольника г—т—$т_{ад}$, полезно используется в турбине. Эта площадь эквивалентна величине ΔH, представляющей собой разность между политропической и адиабатической работами расширения. Таким образом, в отличие от компрессора, в турбине потерянная работа меньше работы, затраченной на потери, на величину ΔH. (Ср. на рис. 3.14 площади г—т—*4*—*1*—г и т—*4*—*1*—$т_{ад}$—т).

Так как

$$\int_{т}^{г} \frac{dp}{\gamma} = \left(\int_{т_{ад}}^{г} \frac{dp}{\gamma}\right)_{ад} + \Delta H,$$

то, следовательно, политропическая работа расширения изобразится еще площадью г—*7*—*8*—*1*—$т_{ад}$—т—г.

Исходя из принципов, изложенных в разд. 3.1.2.2 применительно к компрессору, в *T*—*s*-диаграмме для турбины могут быть изображены работы подачи, работы выталкивания и их разность. На рис. 3.15 площадь треугольника г—*2*—*3* между изохорой $v_г$=const и изобарой $p_г$=const представляет собой работу подачи $p_г v_г$. Соответственно пло-

щадь треугольника т—*4*—*5* является работой выталкивания $p_т v_т$ и, наконец, площадь г—*6*—*7*—*8*—*9*—г эквивалентна разности работ подачи и выталкивания ($p_г v_г - p_т v_т$). Соответственно площадь г—*9*—*8*—*1*—т—г будет изображать интеграл $\int pdv$.

3.2.2.2. Изображение процесса расширения в турбине в T—s-диаграмме при отводе (подводе) тепла и без учета скоростей потока

В реальных процессах турбины всегда существует некоторый отвод тепла от газа через лопатки, диск и наружный корпус. Обычно этот отвод относительно невелик и при расчетах турбины его не учитывают. Однако в турбинах с лопатками, специально охлаждаемыми, отвод тепла может составлять заметную величину, которую необходимо принимать во внимание.

В турбинах процесс расширения может иметь место и при подводе тепла. В частности, такой случай встречается при догорании топлива в каналах сопел и рабочих лопаток. С подводом тепла протекает отмечавшийся выше процесс с промежуточным подогревом между ступенями турбины.

Если процесс расширения будет происходить с отводом тепла, то политропа г—т на рис. 3.16 сдвинется влево. Предположим, что конечная точка т′ займет положение в промежутке между точками т и $т_{ад}$. Площадь под линией политропы г—т′, т. е. площадь г—т′—*2′*—*1*—г, будет представлять собою тепло, подведенное в рассматриваемом случае, т. е. величину $Q_R - Q_q = L_R - Q_q$.

Так как при $Q_q = 0$ подведенное тепло изображалось площадью г—т—*2*—*1*—г, то, следовательно, отведенное тепло будет изображаться разностью указанных площадей и будет эквивалентно площади г—т—*2*—*2′*—т′—г.

Уменьшение величины $H_{т\,x}$ при отводе тепла можно найти следующим образом:

$$\text{при } Q_q = 0 \quad H_{т\,x} = c_p(T_г - T_т);$$
$$\text{при } Q_q \neq 0 \quad H'_{т\,x} = c_p(T_г - T'_т) - Q_q.$$

Вычитая второе уравнение из первого, получим

$$H_{т\,x} - H'_{т\,x} = c_p(T'_т - T_т) + Q_q = Q_q - c_p(T_т - T'_т). \qquad (3.38)$$

Так как $c_p(T_т - T'_т)$ соответствует площади т—т′—2′—2—т, то, следовательно, разность работ $H_{т\,x}$ и $H'_{т\,x}$ будет равна площади треугольника г—т—т′, которая, как нетрудно видеть, представляет собой разность величин $\Delta H - \Delta H'$, так же как было получено для компрессора.

Если отведенное тепло будет равно L_R, то, следовательно, оно изобразится всей площадью г—т—*2*—*1*—г, а уменьшение работы турбины будет равно ΔH (площадь треугольника г—т—$т_{ад}$). Если в процессе расширения в турбине будет подводиться тепло, то политропа процесса расширения сдвинется на рис. 3.16 вправо и займет положение г—т″. Применяя рассуждения, использованные выше, получим, что подведенное тепло изобразится площадью г—т″—*2″*—*2*—т—г, а исходная (без подвода тепла) работа $H_{т\,x}$ возрастет на величину площади треуголь-

ника г—т″—т. В пределе при изотермическом процессе подведенное тепло изобразится площадью г—$т_{из}$—$2_{из}$—2—т—г, а увеличение исходной работы $H_{т\,x}$ площадью треугольника г—$т_{из}$—т.

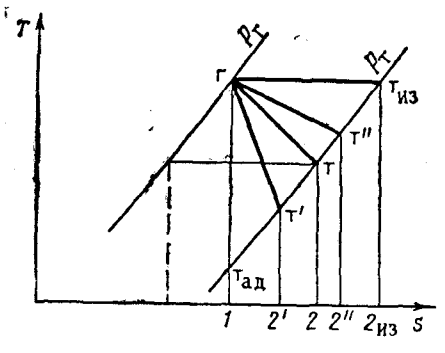


Рис. 3.16. Изображение в T—s-диаграмме работы турбины с охлаждением и подводом тепла

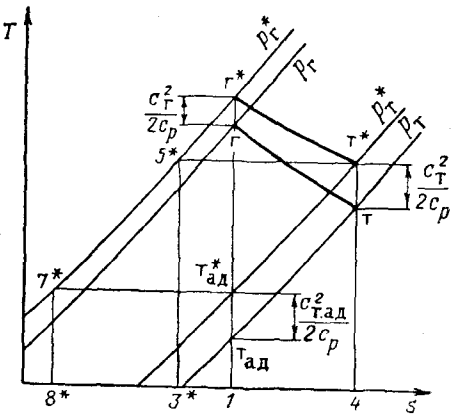


Рис. 3.17. Изображение в T—s-диаграмме работы турбины с учетом скоростей потока

3.2.2.3. Изображение процесса расширения в турбине в T—s-диаграмме с учетом скоростей газа

Работы $H_{т\,x}$ и $H'_{т\,x}$, как правило, значительно отличаются от полезной работы турбины $H_т$, поскольку скорость на выходе из турбины обычно велика, и поэтому разность кинетических энергий $(c_г^2—c_т^2)/2$ составляет значительную часть всей располагаемой энергии, особенно при умеренном значении теплоперепада. Так же как и в компрессорах, скорости потока могут быть учтены путем введения параметров заторможенного потока. При использовании этих параметров точка г переместится в точку г*, которая лежит на изобаре $p_г^*$ и соответствует температуре $T_г^* = T_г + \frac{c_г^2}{2c_p}$ (рис. 3.17). Аналогично переместится и точка т, соответствующая параметрам на выходе из турбины.

Применяя построения, производившиеся при определении работы $H_{т\,x}$, получим, что вся работа турбины $H_т = c_p(T_г^* — T_т^*)$ изобразится площадью г*—*5**—*3**—*1*—г*, т. е. подобно тому, как изображалась работа $H_{т\,x}$.

Если и для турбины предположить, что изменение параметров заторможенного потока подчиняется некоторой непрерывной политропической зависимости, то точки г* и т* можно соединить некоторой кривой, являющейся политропой расширения по параметрам заторможенного потока.

При этом можно записать

$$H_т = \int_{т^*}^{г^*} \frac{dp^*}{\gamma^*} - L_R^* = \left(\int_{т_{ад}^*}^{г^*} \frac{dp^*}{\gamma^*} \right)_{ад} - L_R^{*\prime}, \qquad (3.39)$$

где

$$L_R^{*\prime} = L_R^* - \Delta H^*,$$

$\int \frac{dp^*}{\gamma^*}$ и L_R^* — политропическая работа расширения и работа трения по параметрам заторможенного потока.

Тогда в соответствии с изложенным выше политропическая работа расширения изобразится площадью г*—*5**—*3**—*4*—т*—г*, а работа трения — площадью г*—т*—*4*—*1*—г*.

Таким образом, при введении параметров торможения и политропы по параметрам торможения изображение процесса расширения в турбине в *T*—*s*-диаграмме становится совершенно идентичным изображению при использовании статических параметров. Необходимо подчеркнуть, что и в данном случае существуют такие же условности, на которые уже обращалось внимание при рассмотрении процесса сжатия в компрессоре по параметрам заторможенного потока (см. 3.1.2.4).

Уравнение (3.27), устанавливающее связь показателя политропы по параметрам заторможенного потока с показателем политропы, соответствующим статическим параметрам, остается справедливым и для турбины, если коэффициент B принять равным

$$B=\frac{\ln\frac{T_т}{T_г}}{\ln\frac{T_т^*}{T_г^*}}.$$

В полной мере сохраняются и указания об условности показателя политропы n^*, сделанные ранее для компрессора.

При изображении адиабатической работы расширения в *T*—*s*-диаграмме по параметрам заторможенного потока также целесообразно предположить, что конечное полное давление в адиабатическом процессе будет таким же по величине, как и в процессе действительном. Поэтому точка $T_{ад}^*$ будет лежать на изобаре $p_т^*$. В этом случае статические давления в обоих процессах могут приниматься одинаковыми лишь тогда, когда для адиабатического процесса полное давление $p_т^*$ будет определяться с некоторой меньшей (адиабатической) скоростью:

$$c_{т.ад}=c_т\sqrt{\frac{T_{т.ад}^*}{T_т^*}}. \qquad (3.40)$$

Вывод этой формулы производится совершенно так же, как и вывод формулы для скорости $c_{к.ад}$ в компрессоре. При этом, как и в компрессоре, должно существовать условие

$$\lambda_т=\lambda_{т.ад}.$$

Адиабатическая работа расширения по параметрам заторможенного потока, являющаяся одновременно и полезной работой турбины в процессе без потерь, изобразится площадью г*—*7**—*8**—*1*—г*.

3.2.3. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРОЦЕССА РАСШИРЕНИЯ В ТУРБИНЕ В *i*—*s*-ДИАГРАММЕ

Для графического изображения процесса расширения в турбине наиболее часто применяется *i*—*s*-диаграмма, в которой работы или теплоперепады $H_{т\,x}$, $H_т$, $H_{т.ад}$ и др. будут изображаться отрезками *).

*)Применительно к изображению процесса работы турбины в *i*—*s*-диаграмме величины $H_{т\,x}$, $H_т$, $H_{т.ад}$ и соответствующие им отрезки принято называть теплоперепадами, тогда как ранее мы называли их работами. Это объясняется различной размерностью работы и теплосодержания в системе единиц, где калория является единицей измерения количества теплоты, но в связи с распространенностью термина «теплоперепад» мы сохраняем его в данной книге.

Так, например, величина $H_{т\,x}$ изобразится отрезком, равным $i_г - i_т$ (рис. 3.18). Аналогично адиабатический теплоперепад изобразится отрезком, равным $i_г - i_{т.ад}$. Так как

$$H_{т\,x\,ад} - H_{т\,x} = L_R - \Delta H = L'_R,$$

то, следовательно, величина L_R' изобразится отрезком $i_г - i_{т.ад}$. Таким образом, для турбины, как и для компрессора, величины L_R и ΔH в i—s-диаграмме порознь не изображаются. Поэтому не может быть изображена и политропическая работа расширения, если не известны L_R или ΔH. Если применить параметры торможения, то в i—s-диаграмме может

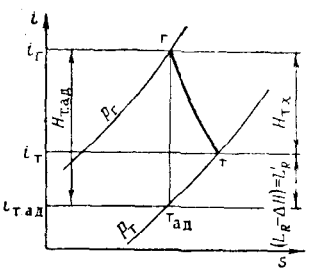


Рис. 3.18. Изображение в i—s-диаграмме работы турбины

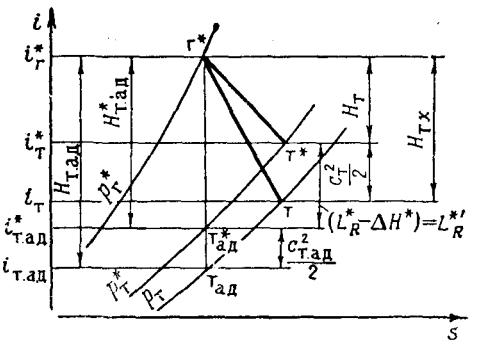


Рис. 3.19. Изображение в i—s-диаграмме работы турбины в параметрах торможения

быть изображена полная работа турбины $H_т$, а также адиабатическая работа расширения или теплоперепад по параметрам торможения (рис. 3.19). Одновременно будет изображаться

$$L^*_R - \Delta H^* = L^{*\prime}_R.$$

Перед турбиной в качестве исходных параметров часто принимают параметры заторможенного потока, даже когда на выходе из турбины рассматривают параметры статические. В этом случае процесс расширения условно изобразится линией г*—т и работа $H_{т\,x}$ выразится уравнением

$$H_{т\,x} = c_p(T^*_г - T^*_т) + \frac{c_т^2}{2} = c_p(T^*_г - T_т) = (i^*_г - i_т).$$

3.2.4. ВОЗМОЖНОСТЬ БОЛЕЕ ПОЛНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРОЦЕССОВ СЖАТИЯ В КОМПРЕССОРЕ И РАСШИРЕНИЯ В ТУРБИНЕ В p—v-ДИАГРАММЕ

При некоторых дополнительных построениях в p—v-диаграмме возможно изобразить не только политропическую и адиабатическую работы сжатия и расширения в виде интеграла $\int \frac{dp}{\gamma}$, но и работу трения и учесть скорости потока. Для изображения работы трения наиболее удобно воспользоваться сопоставлением процессов в p—v- и в T—s-диаграммах. Рассмотрим сначала компрессор, причем для простоты — без отвода тепла и без учета скоростей.

В T—s-диаграмме (рис. 3.20) адиабата, проведенная из точки к, пересечется с изотермой $T_в$ в точке в′ и вместе с политропой в—к ограничит площадь треугольника к—в—в′, являющегося частью работы трения. Если в p—v-диаграмме также провести из точки к адиабату, а из точки в изотерму, то после их пересечения в точке в′ получим площадь

к—в—в′—к, очевидно, эквивалентную соответствующей площадь в T—s-диаграмме.

Оставшаяся часть площади работы трения в—в′—*6*—*5*—в может рассматриваться как изотермическая работа сжатия (при переходе от точки в′ к точке в), и в соответствии с этим она изобразится в p—v-диаграмме площадью в—в′—*3′*—*3*—в.

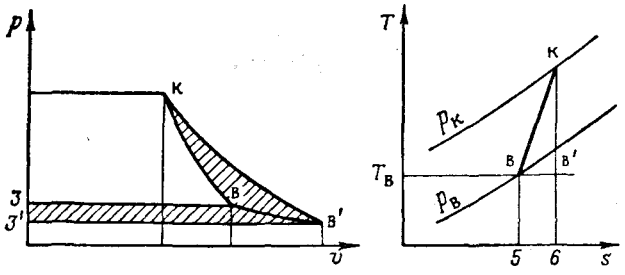


Рис. 3.20. Изображение в p—v и T—s-диаграммах работы трения в компрессоре

Таким образом, полная работа трения для компрессора в p—v-диаграмме изобразится заштрихованной площадью к—в′—*3′*—*3*—в—к.

Применительно к турбине построение можно произвести следующим образом (рис. 3.21). Проведем в T—s-диаграмме из точки $т_{ад}$ изотерму, которая пересечет адиабату т—*4* в точке т′. Тогда полная работа трения будет разделена на следующие части: площадь треугольника г—$т_{ад}$—т, эквивалентную величине ΔH, площадь треугольника т—$т_{ад}$—т′ и площадь *1*—$т_{ад}$—т′—*4*—*1*, представляющую собой изотермическую работу

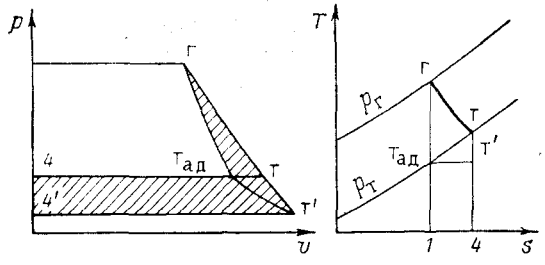


Рис. 3.21. Изображение в p—v- и T—s-диаграммах работы трения в турбине

расширения. Проведя в p—v-диаграмме изотерму $т_{ад}$—т′, адиабату т—т′ и изобару т′—4′, получим полную работу трения в виде площади г—т—т′—*4′*—*4*—$т_{ад}$—г.

Вводя политропические процессы сжатия и расширения по параметрам торможения, можно в p—v-диаграмме учитывать скорости потока с рассмотренными выше ограничениями, которые налагает условность процессов по параметрам торможения.

3.2.5. ПРИМЕНЕНИЕ p—v-, t—s- И i—s-ДИАГРАММ

p—v-, T—s-, i—s-диаграммы являются средством наглядного графического изображения процессов в турбинах и компрессорах. Кроме того, T—s- и i—s-диаграммы дают возможность относительно просто производить расчеты с учетом влияния переменной теплоемкости, необходимость в чем увеличивается с ростом степени повышения давления, температуры воздуха на входе в компрессор и температуры газа перед турбиной. При этом зависимости $i(s)$ и $T(s)$ могут быть даны не только

в виде диаграмм, но и в виде таблиц, что в ряде случаев более удобно. Иногда также применяются диаграммы или таблицы $i—T$ или $s—T$. С помощью указанных диаграмм или таблиц определяется с учетом переменной теплоемкости ряд величин, встречающихся в расчетах лопаточных машин и двигателей. Так, например, температура торможения воздуха перед компрессором определяется по полной энергии набегающего потока (или энтальпии, соответствующей температуре торможения):

$$i_H^* = i_H + \frac{V^2}{2},$$

где

$$i_H = c_p T_H.$$

Степень повышения давления от скоростного потока без учета потерь находится с помощью разности энтропий:

$$\lg \pi_{\text{в}}^* = \bar{s}(i_H^*) - \bar{s}(i_H), \quad \text{где} \quad \bar{s} = \frac{s}{2{,}305\,R}.$$

Адиабатическая работа сжатия воздуха в компрессоре по параметрам заторможенного потока

$$H_{\text{ад}}^* = i_{\text{к.ад}}^* - i_H^*.$$

Энтальпия $i_{\text{к.ад}}^*$, соответствующая адиабатическому сжатию, определяется с помощью энтропии в конце сжатия и степени повышения давления:

$$\bar{s}_{i_{\text{к.ад}}}^* = \bar{s}(i_H^*) + \lg \pi_{\text{к}}^*.$$

Аналогично определяется адиабатическая работа расширения в турбине по параметрам заторможенного потока

$$H_{\text{т.ад}}^* = i_{\text{г}}^* - i_{\text{т.ад}}^*.$$

Определение к. п. д. компрессора и турбины с учетом переменной теплоемкости при помощи $i—s$- и $T—s$-диаграмм приведено в гл. 4.

Глава 4

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ КОМПРЕССОРОВ И ТУРБИН

Возможны различные виды коэффициентов полезного действия компрессоров и турбин. Поскольку они могут существенно различаться по величине, необходимо для правильной оценки лопаточных машин произвести классификацию к. п. д. и выбрать те из них, какие наиболее целесообразно использовать в расчетах авиационной техники.

4.1. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ КОМПРЕССОРОВ

4.1.1. ОБЩЕЕ ПОНЯТИЕ О К. П. Д. КОМПРЕССОРА

Оценка эффективности компрессора по своему принципу отлична от оценки эффективности двигателя или турбины, так как компрессор только потребляет работу, но не совершает ее.

В применении к компрессору можно говорить не о полезной работе, а о некотором полезном эффекте, характеризующем степень использования работы, затраченной на его вращение. Таким образом, к. п. д. η_e компрессора можно выразить как отношение полезного эффекта компрессора к затраченной работе.

Обозначая полезный эффект через H и затраченную работу через $H_{\text{затр}}$, получим общее выражение для к. п. д. компрессора в виде

$$\eta = \frac{H}{H_{\text{затр}}}. \tag{4.1}$$

В связи с различными определениями полезного эффекта и затраченной работы возможны и различные виды к. п. д.

4.1.2. К. П. Д. КОМПРЕССОРА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДА ЗАТРАЧЕННОЙ РАБОТЫ

Если в качестве затраченной работы в ступени компрессора принять средний теоретический напор, то получим к. п. д. ступени компрессора в виде

$$\eta_{\text{к.и}} = \frac{H}{H_{th}}. \tag{4.2}$$

Этот к. п. д. можно назвать лопаточным, так как он учитывает профильные и вторичные потери, непосредственно связанные с обтеканием лопаток*), т. е. изолированно от прочих потерь. Лопаточный к. п. д. имеет ограниченное применение — только в расчетах отдельных ступеней компрессора. В насосах такой к. п. д. ступени принято называть гидравлическим.

Если в качестве затраченной работы принимать величину $H_к$, учитывающую все газодинамические потери в отдельной ступени (или во всех ступенях), то получим так называемый внутренний к. п. д. компрессора

$$\eta_к = \frac{H}{H_к}. \tag{4.3}$$

Внутренний к. п. д. является основным как для отдельной ступени, так и для многоступенчатого компрессора. Он находит преимущественное применение в расчетах, как отдельно компрессора, так и двигателя в целом.

Следует указать на разновидность внутреннего к. п. д. Когда в качестве затраченной работы принимается разность теплосодержаний по статическим температурам

$$H_к - \frac{c_к^2 - c_в^2}{2} = c_p(T_к - T_в),$$

то такой вид внутреннего к. п. д.**) называется к. п. д. по статическим параметрам, так как в нем и напор выражается также в статических параметрах.

Если кроме газодинамических потерь учитывать также потери механические (на трение в подшипниках и др.), то получим эффективный к. п. д.

$$\eta_{ке} = \frac{H}{H_{ке}}. \tag{4.4}$$

Применительно к отдельной ступени между рассмотренными к. п. д. можно установить связь с помощью частных коэффициентов. С этой целью запишем выражение для $\eta_{ке}$ в виде

$$\eta_{ке} = \frac{H}{H_{th}} \frac{H_{th}}{H_{th}+L_з} \frac{H_{th}+L_з}{H_{th}+L_f+L_f} \frac{H_{th}+L_з+L_f}{H_{th}+L_з+L_f+L_m}. \tag{4.5}$$

Так как

$$H_{th}+L_з+L_f = H_к$$

и

$$H_{th}+L_з+L_f+L_m = H_{ке},$$

то предыдущее уравнение примет вид

$$\eta_{ке} = \frac{H}{H_{th}} \frac{H_{th}}{H_{th}+L_з} \frac{H_{th}+L_з}{H_к} \frac{H_к}{H_{ке}}. \tag{4.6}$$

Обозначим

$$\frac{H_{th}}{H_{th}+L_з} = \eta_з.$$

Так как $L_з = \frac{G_з}{G_в} H_{th}$, то очевидно, что

$$\eta_з = \frac{1}{1+\frac{G_з}{G_в}}.$$

*) В осевых компрессорах вместо H_{th} должна использоваться величина $H_{th}' = H_{th}\Omega$.

**) Предложен акад. Б. С. Стечкиным.

Обозначим также

$$\frac{H_{th}+L_{\text{з}}}{H_{\text{к}}}=\eta_f$$

и

$$\frac{H_{\text{к}}}{H_{\text{к}\,e}}=\eta_m.$$

Так как одновременно $H/H_{th}=\eta_{\text{к.и}}$, то получаем

$$\eta_{\text{к}\,e}=\eta_{\text{к.и}}\eta_{\text{з}}\eta_f\eta_m. \tag{4.7}$$

Коэффициент $\eta_{\text{з}}$ учитывает затрату дополнительной работы, обусловленную утечкой воздуха через радиальный зазор; коэффициент η_f учитывает трение диска и обода и коэффициент η_m — механические потери. Радиальный зазор, если нет бандажей или покрывных дисков (в центробежных колесах), обусловливает еще перетекание газа поперек лопаток со стороны высокого давления на сторону с низким давлением, что вызывает дополнительные потери на вихреобразование и смешение, учитываемые $\eta_{\text{к.и}}$. Кроме того, в ступенях осевых компрессоров эти перетекания вызывают изменение угла выхода потока в верхних сечениях, что уменьшает теоретический напор.

Отсюда следует, что связь теоретического напора с внутренней работой устанавливается зависимостью

$$\frac{H_{th}}{H_{\text{к}}}=\eta_f\eta_{\text{з}}. \tag{4.8}$$

В осевых компрессорах дополнительно учитывается с помощью коэффициента Ω уменьшение теоретического напора из-за отклонения действительных окружных составляющих скорости от расчетных вследствие влияния деформации поля скоростей перед колесом, радиального зазора и других факторов. Тогда получаем

$$\frac{H_{th}}{H_{\text{к}}}=\frac{\eta_f\eta_{\text{з}}}{\Omega}. \tag{4.9}$$

4.1.3. К. П. Д. КОМПРЕССОРА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДА ПОЛЕЗНОГО ЭФФЕКТА

Полезный эффект компрессора принято называть напором, под которым понимается работа сжатия с учетом или без учета кинетической энергии.

В зависимости от вида работы сжатия напоры и соответствующие им к. п. д. могут быть политропические или адиабатические. Рассматривая эти виды к. п. д., будем предполагать, что они являются внутренними, т. е. в качестве затраченной работы принимается полная работа $H_{\text{к}}$, учитывающая все газодинамические потери. Поэтому все рассмотрение относится в равной степени как к одноступенчатому, так и к многоступенчатому компрессору.

4.1.3.1. Политропический к. п. д.

Если в качестве напора взять политропическую работу сжатия по статическим параметрам, то получим политропический к. п. д. в виде

$$\eta_v=\frac{\int_{\text{в}}^{\text{к}}\frac{dp}{\gamma}}{H_{\text{к}}}. \tag{4.10}$$

Выражая политропическую работу сжатия и работу $H_к$ через разность температур и предполагая, что отсутствует отвод тепла во внешнюю среду, можем написать для постоянного показателя политропы:

$$\eta_v = \frac{\frac{n}{n-1} R(T_к - T_в)}{\frac{k}{k-1} R(T_к - T_в) + \frac{c_к^2 - c_в^2}{2}}. \qquad (4.11)$$

Отсюда

$$\eta_v = \frac{\frac{n}{n-1} \Big/ \frac{k}{k-1}}{1 - \frac{c_к^2 - c_в^2}{2\frac{k}{k-1} R(T_к - T_в)}}.$$

В случае, если $c_к \approx c_в$, получаем

$$\eta_v = \frac{n}{n-1} \Big/ \frac{k}{k-1}. \qquad (4.12)$$

Таким образом, политропический к. п. д. будет зависеть только от показателя политропы.

В табл. 4.1 даны значения η_v по уравнению (4.12) в зависимости от величины n.

Таблица 4.1

n	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8
η_v	1,0	0,858	0,764	0,695	0,644

Политропический к. п. д. с работой сжатия (напором) по статическим параметрам при $c_к = c_в$ может быть выражен и через степень повышения давления. Так как

$$\frac{n}{n-1} = \frac{\lg \frac{p_к}{p_в}}{\lg \frac{T_к}{T_в}},$$

то, следовательно,

$$\eta_v = \frac{\lg \left(\frac{p_к}{p_в}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{\lg \frac{T_к}{T_в}}.$$

Как правило, скорость на входе в компрессор ($c_в$) существенно выше, чем на выходе ($c_к$). Поэтому политропический внутренний к. п. д. компрессора с напором по статическим параметрам [формула (4.11)] имеет преувеличенное значение, особенно для компрессоров с малой степенью повышения давления. В табл. 4.2 приведены значения политропического к. п. д. для различных степеней повышения давления по статическим параметрам при $n = 1{,}5$; $c_в = 180$ *м/сек* и $c_к = 120$ *м/сек*.

Таблица 4.2

$\pi_к$	1,5	2,0	3,0	4,0	6,0	10,0
$\pi_к^*$	1,33	1,765	2,62	3,475	5,18	8,57
η_v	1,1	0,976	0,923	0,905	0,89	0,88

Из табл. 4.2 видно, что при малых степенях повышения давления к. п. д. η_v для принятых значений $c_к$ и $c_в$ получается даже больше единицы. Избежать этой несообразности при применении напора по статическим параметрам возможно, если в знаменателе и при $c_в \neq c_к$ брать только разность теплосодержаний по статическим температурам, т. е. $\frac{k}{k-1} R(T_к - T_в)$. Это эквивалентно применению в качестве затраченной работы величины $H_к - \frac{c_к^2 - c_в^2}{2}$, которая при $c_в > c_к$ больше действительной затраченной работы $H_к$.

В предыдущем разделе при рассмотрении процесса сжатия в компрессоре в T—s-диаграмме по статическим параметрам для величины $H_к - \frac{c_к^2 - c_в^2}{2}$ применялось обозначение $H_{к\,x}$. В этом случае и при $c_к \neq c_в$ к. п. д. будет выражаться уравнением

$$\eta_v = \frac{n}{n-1} \Big/ \frac{k}{k-1}$$

и, следовательно, не может быть больше единицы. Характерной особенностью этого к. п. д. является также то, что полезный эффект и затраченная работа (т. е. $H_{к\,x}$) целиком изображаются в диаграмме.

Поскольку в данном случае как числитель, так и знаменатель выражены в статических параметрах, этот к. п. д. целесообразно называть к. п. д. по статическим параметрам.

Когда в знаменателе применяется вся затраченная работа $H_к$, что обычно и делается, то правильное представление о значении к. п. д. можно получить, применяя в качестве напора величину

$$H_{v\,п} = \int_{п}^{к} \frac{dp}{\gamma} + \frac{c_к^2 - c_в^2}{2}.$$

Величину $H_{v\,п}$ принято называть полным политропическим напором. Он отличается от затраченной работы на величину потерь $H_{v\,п} = H_к - L_R$. Поэтому к. п. д. компрессора по полному напору можно записать в виде

$$\eta_{v\,п} = 1 - \frac{L_R}{H_к}. \qquad (4.13)$$

В авиационной технике более употребителен политропический к. п. д. по заторможенным параметрам

$$\eta_v^* = \frac{\int \frac{dp^*}{\gamma^*}}{H_к} = \frac{H_v^*}{H_к}. \qquad (4.14)$$

Если политропическую работу сжатия по заторможенным параметрам выразить с помощью показателя политропы n^*, то при отсутствии отвода тепла к. п. д. η_v^* выразится следующим образом:

$$\eta_v^* = \frac{\frac{n^*}{n^*-1} R\left(T_к^* - T_в^*\right)}{\frac{k}{k-1} R\left(T_к^* - T_в^*\right)} = \frac{\frac{n^*}{n^*-1}}{\frac{k}{k-1}}. \qquad (4.15)$$

Таким образом, этот к. п. д. по форме идентичен напору по статическим параметрам при $c_к = c_в$ [см. формулу (4.12)] или к. п. д. по статическим параметрам. Политропическая работа сжатия по параметрам заторможенного потока отличается от затраченной работы на величину условных потерь:

$$H_v^* = H_к - L_R^*.$$

Следовательно, к. п. д. η_v^* можно записать в виде

$$\eta_v^* = 1 - \frac{L_R^*}{H_к}. \qquad (4.16)$$

Так как $L_R^* > L_R$, то из сопоставления уравнений (4.13) и (4.16) видно, что политропический к. п. д. по заторможенным параметрам будет меньше к. п. д. по полным напорам. В табл. 4.3 даны для нескольких $\pi_к^*$ значения к. п. д. по полным напорам и по заторможенным параметрам при $n = 1{,}5$; $c_к = 120$ *м/сек* и $c_в = 180$ *м/сек*.

Таблица 4.3

$\pi_к$	1,5	2,0	3,0	6,0	10,0
$\pi_к^*$	1,33	1,765	2,62	5,18	8,57
$\eta_{v\,п}$	0,882	0,872	0,866	0,862	0,86
η_v^*	0,806	0,832	0,84	0,846	0,852

Как видно из табл. 4.3, различие между η_v^* и $\eta_{v\,п}$ уменьшается по мере увеличения $\pi_к^*$. Это следует из того, что с увеличением $(T_к - T_в)$ и $T_к/T_в$ оба к. п. д. стремятся к $\eta_v = \frac{n/(n-1)}{k/(k-1)}$.

4.1.3.2. Адиабатические к. п. д.

В авиационной технике наиболее часто применяются адиабатические к. п. д., в которых в качестве полезного эффекта принимают адиабатические напоры. В зависимости от вида напора возможны и различные к. п. д.

Принимая в качестве полезного эффекта адиабатический напор по статическим параметрам, получаем следующее выражение для внутреннего адиабатического к. п. д.:

$$\eta_к = \frac{\left(\int_в^к \frac{dp}{\gamma}\right)_{ад}}{H_к}.$$

При отсутствии отвода тепла этому к. п. д. можно придать следующее выражение:

$$\eta_к = \frac{\pi_к^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\left(\frac{T_к}{T_в}\right) - 1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{c_к^2 - c_в^2}{2\frac{k}{k-1} R (T_к - T_в)}}. \qquad (4.17)$$

В случае, когда $c_к \approx c_в$, получаем

$$\eta_к = \frac{\pi_к^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\left(\frac{T_к}{T_в}\right) - 1}. \qquad (4.18)$$

Применение $\eta_к$ по формуле (4.17) при существенном отличии в значениях $c_к$ и $c_в$ нецелесообразно, так как этот к. п. д. будет иметь завышенное значение и при малых $\pi_к$ может быть даже больше единицы подобно политропическому к. п. д. с напором по статическим параметрам. Поэтому такими к. п. д. при $c_к \neq c_в$ не пользуются.

Если в качестве затраченной работы рассматривать только разность теплосодержаний по статическим температурам или соответственно величину $H_к - \frac{c_к^2 - c_в^2}{2}$, обозначавшуюся ранее через $H_{кх}$, то адиабатический к. п. д. по статическим параметрам будет также иметь вид, соответствующий уравнению (4.18). В этом случае полезный эффект и затраченная работа (т. е. $H_{кх}$) целиком изображаются в T—s-диаграмме, как установлено в предыдущем разделе для случая, когда отсутствует отвод тепла и не учитываются скорости на входе и на выходе. Такой к. п. д. может быть назван к. п. д. по статическим параметрам. Принимая в качестве полезного эффекта сумму адиабатической работы сжатия по статическим параметрам и величины $\frac{c_к^2 - c_в^2}{2}$, получим адиабатический к. п. д. по полному напору

$$\eta_{к.п} = \frac{\left(\int_{в}^{к_{ад}} \frac{dp}{\gamma}\right)_{ад} + \frac{c_к^2 - c_в^2}{2}}{H_к}. \qquad (4.19)$$

Этот к. п. д. можно записать еще в виде

$$\eta_{к.п} = 1 - \frac{L_R + \Delta H}{H_к}. \qquad (4.20)$$

Таким образом, в отличие от политропического к. п. д. по полному напору, в адиабатическом к. п. д. по полному напору к числу потерь относится и ΔH.

В последние годы наибольшее распространение получил адиабатический к. п. д. по заторможенным параметрам из-за относительной простоты определения параметров заторможенного потока и существенного упрощения расчетов двигателя:

$$\eta_к^* = \frac{\left(\int \frac{dp^*}{\gamma^*}\right)_{ад}}{H_к}. \qquad (4.21)$$

При отсутствии отвода тепла этот к. п. д. можно записать так:

$$\eta_к^* = \frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\left(\frac{T_к^*}{T_в^*}\right) - 1}. \qquad (4.22)$$

Таким образом, к. п. д. по параметрам заторможенного потока имеет такой же вид, как и к. п. д. с напором по статическим параметрам при $c_к \approx c_в$ или когда, кроме напора по статическим параметрам используется в качестве затраченной работы величина $H_к - \frac{c_к^2 - c_в^2}{2}$ [уравнение (4.18)].

К. п. д. по полному напору немного выше к. п. д. по заторможенным параметрам вследствие того, что значение полного адиабатического напора больше адиабатической работы сжатия по заторможенным параметрам. Действительно,

$$H_{ад.п} = H_{ад} + \frac{c_к^2 - c_в^2}{2};$$

$$H_{ад}^* = H_{ад} + \frac{c_{к.ад}^2 - c_в^2}{2}.$$

Вычитая одно уравнение из другого, имеем

$$H_{ад.п} - H_{ад}^* = \frac{c_к^2 - c_{к.ад}^2}{2};$$

так как

$$c_{к.ад} < c_к, \quad \text{то} \quad H_{ад.п} > H_{ад}^*.$$

Используя понятие о политропическом процессе по заторможенным параметрам, можем этот к. п. д. записать еще в виде, аналогичном уравнению (4.20):

$$\eta_к^* = 1 - \frac{L_R^* + \Delta H^*}{H_к}. \qquad (4.23)$$

С помощью уравнения (4.22) можно установить связь между адиабатическим и политропическим к. п. д. по заторможенным параметрам, так как

$$\frac{T_к^*}{T_в^*} = \pi_к^{*\frac{n^*-1}{n^*}} = \pi_к^{*\frac{k-1}{k\eta_v^*}}.$$

Следовательно,

$$\eta_к^* = \frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\pi_к^{*\frac{k-1}{k\eta_v^*}} - 1}. \qquad (4.24)$$

Когда $\pi_к^*=1{,}0$, то $\eta_к^*=0/0$. Раскроем эту неопределенность обычным путем:

$$\lim_{\pi_к^*\to 1{,}0}\eta_к^*=\lim_{\pi_к^*\to 1{,}0}\frac{\frac{d}{d\pi_к^*}\left(\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1\right)}{\frac{d}{d\pi_к^*}\left(\pi_к^{*\frac{k-1}{k\eta_v^*}}-1\right)}=$$

$$=\lim_{\pi_к^*\to 1{,}0}\eta_v^*\pi_к^{*\frac{k-1}{k}\left(1-\frac{1}{\eta_v^*}\right)}=\eta_v^*.$$

Таким образом, при степенях повышения давления, мало отличающихся от единицы, разница между адиабатическим и политропическим к. п. д. должна быть невелика.

В табл. 4.4 дано соотношение между адиабатическим и политропическим к. п. д. при различных $\pi_к^*$ для двух значений показателя политропы n^*.

Таблица 4.4

$\pi_к^*$	1,0	1,2	1,5	2,0	4,0	6,0	10
$\frac{\eta_к^*}{\eta_v^*}$ (при $n^*=1{,}5$)	1,0	0,992	0,990	0,985	0,984	0,952	0,938
$\frac{\eta_к^*}{\eta_v^*}$ (при $n^*=1{,}8$)	1,0	0,991	0,971	0,945	0,888	0,853	0,812

Из табл. 4.4 видно, что разница между адиабатическим и политропическим к. п. д. возрастает по мере увеличения $\pi_к^*$, а также при увеличении n^*, т. е. с ростом потерь в компрессоре.

4. 1. 3. 3. Влияние теплоотвода на к. п. д.

Если при наличии теплоотвода определять адиабатический к. п. д. по формуле (4.22), то он будет завышенным по сравнению с действительным значением, так как в затраченной работе не учитывается отвод тепла. В частности, когда отводимое тепло будет равно теплу, эквивалентному потерям, то $\eta_к^*=1{,}0$, так как в этом случае $T_к^*=T_{к.ад}^*$ и, следовательно, $T_к^*/T_в^*=\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}$. Чтобы при отводе тепла получить выражение для к. п. д., характеризующего действительную эффективность, надо затраченную работу $H_к$ рассматривать с учетом отведенного тепла. Запишем $H_к$ в виде

$$H_к=c_p(T_к^{*\prime}-T_в^*)+Q_q,$$

где $T_к^{*\prime}$ — температура заторможенного потока на выходе из компрессора при отводе тепла;

Q_q — количество отведенного тепла.

Тогда адиабатический коэффициент полезного действия по параметрам заторможенного потока запишется в виде

$$\eta_к^* = \frac{H_{ад}^*}{H_к} = \frac{c_p(T_{к.ад}^* - T_в^*)}{c_p(T_к^{*\prime} - T_в^*) + Q_q}. \quad (4.25)$$

Если отведенное тепло будет равно теплу, эквивалентному работе, затрачиваемой на потери, т. е. если $Q_q = L_R$, то $T_к^{*\prime} = T_{к.ад}^*$ и, следовательно, получим

$$\eta_к^* = \frac{1}{1 + \dfrac{Q_q}{c_p(T_{к.ад}^* - T_в^*)}}. \quad (4.26)$$

Поскольку применение формулы (4.22) при отводе тепла не дает истинного значения к. п. д., то получаемый в этом случае к. п. д. следует называть для отличия адиабатическим температурным, так как знаменатель учитывает только разность теплосодержаний, а не всю затраченную работу.

В приведенных выше формулах для к. п. д. компрессора предполагалось, что теплоемкость воздуха (газа) в процессе сжатия остается постоянной. Однако при больших степенях повышения давления, а также при высокой температуре на входе (большие сверхзвуковые скорости полета) изменение теплоемкости становится достаточно существенным. В этих случаях целесообразно пользоваться i—s-диаграммой (или таблицами) и определять к. п. д. с помощью значений энтальпий, полученных из этих диаграмм и учитывающих изменение теплоемкости. В частности, для адиабатического к. п. д. по заторможенным параметрам должно применяться выражение (см. рис. 3.12)

$$\eta_к^* \frac{i_{к,ад}^* - i_в^*}{i_к^* - i_в^*}. \quad (4.27)$$

При экспериментальном определении к. п. д., когда измеряется температура торможения на выходе из компрессора и на входе в него, а также степень повышения давления $\pi_к^*$, должно быть еще вычислено $i_{к.ад}^*$. Для этого вычисляется сначала энтропия, соответствующая $i_{к.ад}^*$, из соотношения

$$\bar{s}(i_{к.ад}^*) = \bar{s}(i_в^*) + \lg \pi_к^*, \quad (4.28)$$

где

$$\bar{s} = \frac{s}{2{,}305\,R}.$$

С помощью полученной энтропии находится либо температура $T_{к.ад}^*$ и затем $i_{к.ад}^*$, либо непосредственно $i_{к.ад}^*$ по i—s-диаграмме при известном давлении на выходе из компрессора.

4.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ТУРБИН

4.2.1. ОБЩЕЕ ПОНЯТИЕ О К. П. Д. ТУРБИНЫ

Коэффициент полезного действия турбины в общем случае может быть записан как отношение полезного эффекта к располагаемой энергии.

Для турбины в качестве полезного эффекта целесообразно принимать в том или ином виде механическую работу. Однако, как показано

ниже, иногда встречается и другое содержание понятия о полезном эффекте. Обозначая располагаемую энергию через $H_р$ и полезный эффект через $H_п$, запишем к. п. д. турбины в виде

$$\eta=\frac{H_п}{H_р}. \tag{4.29}$$

Рассмотрим различные к. п. д. турбин в зависимости от различных понятий $H_п$ и $H_р$.

4.2.2. К. П. Д. ТУРБИНЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДА ПОЛЕЗНОГО ЭФФЕКТА

Если в качестве полезного эффекта ступени турбины принять теоретическую работу, то получим к. п. д. ступени турбины в виде

$$\eta_{т.и}=\frac{H_{т.и}}{H_р}. \tag{4.30}$$

Аналогично соответствующему к. п. д. компрессора этот к. п. д. можно назвать лопаточным, так как он учитывает потери профильные и вторичные, непосредственно связанные с обтеканием лопаток. Иногда этот коэффициент полезного действия называется к. п. д. на ободе, поскольку потери, имеющие место вне обода, в нем не учитываются. Этот к. п. д. часто используется в расчетах ступеней турбин.

Если в качестве полезного эффекта принимать работу турбины на валу (без учета механических потерь), то получим так называемый внутренний к. п. д. турбины, учитывающий все газодинамические потери:

$$\eta_т=\frac{H_т}{H_р}. \tag{4.31}$$

Этот к. п. д. является основным при оценке эффективности как отдельной ступени, так и многоступенчатой турбины. Если кроме газодинамических потерь учитывать также потери механические, то получим к. п. д., который можно назвать эффективным:

$$\eta_{т\,e}=\frac{H_{т\,e}}{H_р} \tag{4.32}$$

Совершенно аналогично тому, как это было сделано для ступени компрессора, можно и для ступени турбины внутренний или эффективный к. п. д. выразить в виде произведения частных коэффициентов:

$$\eta_т=\eta_{т.и}\eta_з\eta_f \tag{4.33}$$

и

$$\eta_{т\,e}=\eta_{т.и}\eta_з\eta_f\eta_m, \tag{4.34}$$

где

$$\eta_з=\frac{H_{т.и}-L_з}{H_{т.и}}=1-\frac{G_з}{G_т};$$

$$\eta_f=\frac{H_{т.и}-H_з-L_f}{H_{т.и}-L_з}=\frac{H_т}{H_{т.и}-L_з};$$

$$\eta_m=\frac{H_{т\,e}}{H_т}.$$

Коэффициент $\eta_з$ учитывает уменьшение полезной работы турбины из-за утечек газа через радиальный зазор. Как и применительно к ступени компрессора, остальные потери, обусловленные этим зазором, должны учитываться коэффициентом $\eta_{т.и}$.

Связь между теоретической и внутренней работой турбины будет выражаться соотношением:

$$H_{т.и}=\frac{H_т}{\eta_з\eta_f}. \qquad (4.35)$$

Если учитывать уменьшение теоретической работы за счет факторов, влияющих на отклонение действительных треугольников скоростей от расчетных и оцениваемых коэффициентом Ω (см. 2.3.4), то будем иметь

$$H_{т.и}=\frac{H_т}{\eta_з\eta_f\Omega}. \qquad (4.36)$$

В дальнейшем применительно к турбине произведение $\eta_з\eta_f\Omega$ обозначается через $\delta_{р.к}$. На расчетном режиме величина $\delta_{р.к}$ может приниматься равной 0,97—0,98.

Иногда в качестве полезного эффекта турбины принимают разность теплосодержаний по статическим температурам на входе в турбину и на выходе из нее. В соответствии с уравнением энергии (2.69) эта разность теплосодержаний связана с работой турбины и скоростями на входе и на выходе соотношением

$$c_p(T_г-T_т)=H_т-\frac{(c_г^2-c_т^2)}{2}.$$

Следовательно, внутренний к. п. д. турбины при таком понятии о полезном эффекте будет иметь вид

$$\eta_т=\frac{H_т-\dfrac{(c_г^2-c_т^2)}{2}}{H_р}. \qquad (4.37)$$

Таким образом, полезный эффект в этом к. п. д. включает не только работу на валу, но и кинетическую энергию выходной скорости. Этот вид к. п. д. в дальнейшем назван к. п. д. по статическим теплоперепадам, так как в нем располагаемая энергия тоже выражается в виде разности теплосодержаний по статическим температурам. Этот к. п. д. может представлять известный интерес тем, что он непосредственно характеризует потери в проточной части.

Часто на входе в турбину рассматриваются параметры заторможенного потока, тогда уравнение (4.37) будет иметь вид

$$\eta_т=\frac{H_т+\left(\dfrac{c_т^2}{2}\right)}{H_р}. \qquad (4.38)$$

Этот к. п. д. также будет называться к. п. д. по статическим теплоперепадам.

4.2.3. К. П. Д. ТУРБИНЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДА РАСПОЛАГАЕМОЙ ЭНЕРГИИ

В зависимости от вида располагаемой энергии к. п. д. турбины могут быть политропические и адиабатические. В первом случае в качестве располагаемой энергии принимается политропическая работа расширения, а во втором — адиабатическая работа расширения.

Как уже отмечалось, часто на входе в турбину принимаются параметры, соответствующие заторможенному потоку. На выходе же из турбины рассматриваются как статические, так и заторможенные параметры. В последнем случае соответствующие к. п. д. называют к. п. д.

по заторможенным параметрам. В последующем изложении будем рассматривать только внутренние к. п. д., учитывающие все газодинамические потери, и поэтому к. п. д., отличающиеся по виду располагаемой энергии, будут в равной мере относиться как к одноступенчатой, так и к многоступенчатой турбинам.

4.2.3.1. Политропические к. п. д.

Эти к. п. д. в расчетах турбин применяется относительно редко. Поэтому ограничимся рассмотрением только внутреннего политропического к. п. д. по параметрам заторможенного потока. Общее выражение для этого к. п. д. будет

$$\eta^*_{v\,т}=\frac{H_т}{\int\limits_т^г \frac{dp^*}{\gamma^*}}. \tag{4.39}$$

Если в формуле (4.39) заменить

$$\int\limits_т^г \frac{dp^*}{\gamma^*}=\frac{n^*}{n^*-1}R(T^*_г-T^*_т)$$

и

$$H_т=\frac{k}{k-1}R(T^*_г-T^*_т),$$

то получим

$$\eta^*_{v\,т}=\frac{k}{k-1}\Big/\frac{n^*}{n^*-1}. \tag{4.40}$$

Таким образом, этот вид к. п. д. турбины, как и соответствующий к. п. д. компрессора, зависит только от значений k и n^*.

Для современных значений температуры газа перед турбиной показатель адиабаты k для процесса расширения можно принять в среднем равным 1,33. Среднее значение показателя политропы $n^*=1{,}29$. Для этих данных $\eta^*_{vт}=0{,}9$.

4.2.3.2. Адиабатические к. п. д.

Если в качестве полезного эффекта принять внутреннюю работу турбины, а в качестве располагаемой энергии — адиабатическую работу расширения при заторможенных параметрах на входе и на выходе, то получим внутренний адиабатический к. п. д. по параметрам заторможенного потока, выражение для которого будет иметь вид

$$\eta^*_т=\frac{H_т}{\left(\int\limits_{т.ад}^г \frac{dp^*}{\gamma^*}\right)_{ад}}=\frac{H_т}{H^*_{т.ад}}; \tag{4.41}$$

Подставив

$$H_т=c_p(T^*_г-T^*_т);$$
$$H^*_{т.ад}=c_p(T^*_г-T^*_{т.ад}),$$

получим

$$\eta_т^* = \frac{T_г^* - T_т^*}{T_г^* - T_{т.ад}^*} = \frac{1 - \left(\frac{T_т^*}{T_г^*}\right)}{1 - \frac{1}{\pi_т^{*\frac{k-1}{k}}}}, \qquad (4.42)$$

где $\pi_т^* = p_г^*/p_т^*$ — степень понижения давления в турбине по параметрам заторможенного потока.

Если применить показатель политропы расширения по параметрам заторможенного потока, то этот к. п. д. может быть записан только через степень понижения давления:

$$\eta_т^* = \frac{1 - \frac{1}{\pi_т^{*\frac{n^*-1}{n^*}}}}{1 - \frac{1}{\pi_т^{*\frac{k-1}{k}}}}. \qquad (4.43)$$

В табл. 4.5 даны значения этого к. п. д. в зависимости от $\pi_т^*$ при $k = 1{,}33$ и $n^* = 1{,}29$.

Таблица 4.5

$\pi_т^*$	2,0	4,0	6,0	8,0	10
$\eta_т^*$	0,91	0,915	0,918	0,922	0,925

Как следует из табл. 4.5, к. п. д. турбины по параметрам заторможенного потока при постоянном значении n^* относительно мало зависит от $\pi_т^*$.

Если в качестве располагаемой энергии принять адиабатическую работу расширения, определяя ее по статическому давлению и температуре на выходе из турбины, то получим следующий к. п. д.:

$$\eta_т = \frac{H_т}{H_{т.ад}} = \frac{T_г^* - T_т^*}{T_г^* - T_{т.ад}} = \frac{1 - \left(\frac{T_т^*}{T_г^*}\right)}{1 - \frac{1}{\pi_т^{\frac{k-1}{k}}}}, \qquad (4.44)$$

где $\pi_т = p_г^*/p_т$ — степень понижения давления в турбине от полного давления на входе до статического давления на выходе.

Этот коэффициент полезного действия турбины может называться внутренним адиабатическим к. п. д. по статическим параметрам на выходе. Часто его сокращенно называют мощностной к. п. д. Однако это наименование не является строгим, так как к. п. д. по заторможенным параметрам также является мощностным, поскольку и в нем в качестве полезного эффекта принимается работа на валу, соответствующая мощности, получаемой от 1 *кг* газа.

В соответствии с уравнением (4.38) адиабатический к. п. д. турбины по статическим теплоперепадам имеет вид

$$\eta_{\text{т.ад}}=\frac{H_\text{т}+\frac{c_\text{т}^2}{2}}{H_{\text{т.ад}}}=\frac{T_\text{г}^*-T_\text{т}}{T_\text{г}^*-T_{\text{т.ад}}}=\frac{1-\left(\frac{T_\text{т}}{T_\text{г}^*}\right)}{1-\frac{1}{\pi_\text{т}^{\frac{k-1}{k}}}} \qquad (4.45)$$

В этом случае как в числитель, так и в знаменатель входит статическая температура на выходе из турбины в действительном или в адиабатическом процессах.

Чтобы объяснить различие между рассмотренными видами внутренних к. п. д. по их физическому смыслу, целесообразно выразить все к. п. д., введя в их уравнения потери.

Так, учитывая уравнения (4.45) и (2.90), адиабатический к. п. д. по статическим теплоперепадам можно записать в виде

$$\eta_{\text{т.ад}}=\frac{H_\text{т}+\left(\frac{c_\text{т}^2}{2}\right)}{H_{\text{т.ад}}}=\frac{H_v-L_R-L_\text{з}-L_f}{H_{\text{т.ад}}}=\frac{H_{\text{т.ад}}-L_R'-L_\text{з}'-L_f'}{H_{\text{т.ад}}}.$$

где

$$L_R'=L_R-\Delta H;\quad L_\text{з}'=L_\text{з}-\Delta H_\text{з};\quad L_f'=L_f-\Delta H_f,$$

или

$$\eta_{\text{т.ад}}=1-\frac{\sum L_{Ri}'}{H_{\text{т.ад}}}. \qquad (4.46)$$

где $\sum L_{Ri}'$ — сумма всех газодинамических потерь, включая и потери, обусловленные радиальным зазором, а также трением диска и обода.

Таким образом, к. п. д. по статическим теплоперепадам непосредственно учитывает все газодинамические потери в турбине. Если аналогично рассмотреть мощностной к. п. д., то получим

$$\eta_\text{т}=\frac{H_\text{т}}{H_{\text{т.ад}}}=\frac{H_{\text{т.ад}}-L_R'-\frac{c_\text{т}^2}{2}}{H_{\text{т.ад}}}=1-\frac{L_R'+\frac{c_\text{т}^2}{2}}{H_{\text{т.ад}}}. \qquad (4.47)$$

Следовательно, в отличие от к. п. д. по статическим теплоперепадам этот к. п. д. характеризуется тем, что кинетическая энергия выходной скорости в нем относится к потерям.

В тех случаях, когда энергия выходной скорости после турбины не используется, применение такого к. п. д. является правомерным. (Например, стационарные турбины, турбины привода агрегатов и др.) В газотурбинных авиационных двигателях скорость после турбины используется в реактивном сопле, и поэтому в расчетах ГТД чаще всего применяется к. п. д. по заторможенным параметрам. Используя уравнение (3.39), этот к. п. д. можно записать в виде

$$\eta_\text{т}^*=\frac{H_{\text{т.ад}}^*-L_R^{*\prime}}{H_{\text{т.ад}}^*}=1-\frac{L_R^{*\prime}}{H_{\text{т.ад}}^*}. \qquad (4.48)$$

Таким образом, этот к. п. д. выражается аналогично к. п. д. по статическим теплоперепадам, если в формулу (4.48) включить условные потери, введенные выше при рассмотрении процесса работы турбины по заторможенным параметрам. Эти потери можно связать с действи-

тельными потерями следующим соотношением исходя из выражений для работы турбины:

$$H_т = H_{т.ад} - L'_R - \frac{c_т^2}{2}; \quad H_т = H^*_{т.ад} - L^{*'}_R,$$

откуда

$$H_{т.ад} - L'_R - \frac{c_т^2}{2} = H^*_{т.ад} - L^{*'}_R.$$

Так как

$$H^*_{т.ад} = H_{т.ад} - \frac{c^2_{т.ад}}{2},$$

то получаем

$$L^{*'}_R = L'_R + \frac{c_т^2 - c^2_{т.ад}}{2}. \qquad (4.49)$$

Таким образом, условные потери $L^{*'}_R$ отличаются от действительных потерь L_R' на величину разности кинетических энергий, соответствующих действительной и адиабатической скоростям на выходе из турбины.

Рассматривая выражения для трех к. п. д. турбин, нетрудно видеть, что

$$\eta_{т.ад} > \eta^*_т > \eta_т.$$

Только в пределе, когда $c_т \to 0$, все к. п. д. будут совпадать по величине.

Если пренебречь различием между $c_{т.ад}$ и $c_т$, то коэффициенты полезного действия $\eta_{т.ад}$, $\eta_т$ и $\eta_т^*$ можно связать между собой простым соотношением.

Запишем выражение для $\eta_т^*$ в виде

$$\eta^*_т = \frac{H_т}{H_{т.ад} - \frac{c_т^2}{2}}.$$

Учтя также выражения для $\eta_{т.ад}$ и $\eta_т$ и произведя преобразования, получим

$$\eta_т = \frac{\eta^*_т(1 - \eta_{т.ад})}{1 - \eta^*_т}, \qquad (4.50)$$

или

$$\eta^*_т = \frac{\eta_т}{1 - (\eta_{т.ад} - \eta_т)}. \qquad (4.51)$$

Из этих соотношений следует, что можно произвольно принимать значения только для двух из рассмотренных к. п. д. Третий же к. п. д. должен при этом иметь вполне определенное значение. Так, например, если принять $\eta_т^* = 0{,}9$ и $\eta_{ад} = 0{,}92$, то $\eta_т = 0{,}72$. Увеличение $\eta_{т.ад}$ при зафиксированном значении $\eta_т^*$ приводит к резкому уменьшению $\eta_т$. Так, например, если $\eta_т^* = 0{,}9$ и $\eta_{т.ад} = 0{,}94$, то $\eta_т = 0{,}54$. Такое изменение естественно, ибо рост $\eta_{т.ад}$ при неизменном $\eta_т^*$ является следствием увеличения выходной скорости $c_т$, что и приводит к снижению мощностного к. п. д. $\eta_т$.

В заключение покажем, как изображаются рассмотренные к. п. д. газовых турбин с помощью i—s-диаграммы.

Так, к. п. д. по статическим теплоперепадам изобразится отношением (см. рис. 3.19).

$$\eta_{т.ад}=\frac{H_{т\,x}}{H_{т.ад}}=\frac{i_г^*-i_т}{i_г^*-i_{т.ад}};$$

мощностной к. п. д.

$$\eta_т=\frac{H_т}{H_{т.ад}}=\frac{i_г^*-i_т^*}{i_г^*-i_{т.ад}};$$

к. п. д. по параметрам заторможенного потока

$$\eta_т^*=\frac{H_т}{H_{т.ад}^*}=\frac{i_г^*-i_т^*}{i_г^*-i_{т.ад}}.$$

Так как значения $i_г^*$, $i_т^*$, $i_{т.ад}^*$ берутся обычно из i—s-диаграмм (или таблиц), составленных с учетом зависимости теплоемкости от температуры для газа данного состава, то в этом случае получаемые к. п. д. турбин будут учитывать влияние переменной теплоемкости и состава газа в отличие от к. п. д., определяемых по уравнениям (4.42)—(4.45). При использовании i—s- и T—s-диаграмм связь степени понижения давления в турбине с энтропией устанавливается зависимостью

$$\bar{s}(i_г^*)-\bar{s}(i_{т.ад}^*)=\lg \pi_т^*,$$

где

$$\bar{s}=\frac{s}{2{,}305\,R}.$$

При расчетах турбины, когда известны $\pi_т^*$ и температура газа перед турбиной, эта зависимость используется для определения энтропии, соответствующей энтальпии $i_{т.ад}^*$, т. е. $\bar{s}(i_{т.ад}^*)$, и затем температуры $T_{ад}^*$ по T—s-диаграмме (или таблицам) и величины $i_{т.ад}^*$. Можно определять $i_{т.ад}^*$ и минуя нахождение температуры, если воспользоваться i—s-диаграммой при известных значениях $s(i_{т.ад}^*)$ и $p_т^*$. Аналогично поступают, если при экспериментальном определении к. п. д. турбины измеряется температура торможения газа на входе в турбину и степень понижения давления. Для определения к. п. д. требуется еще измерять температуру торможения на выходе из турбины и по ней находить значение $i_т^*$ или же измерять работу турбины $H_т$ по крутящему моменту на валу, числу оборотов и расходу газа.

4.3. СВЯЗЬ МЕЖДУ К. П. Д. МНОГОСТУПЕНЧАТОЙ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ И ОТДЕЛЬНЫХ ЕЕ СТУПЕНЕЙ

Все изложенное выше, относящееся к внутреннему к. п. д. компрессоров и турбин, в равной степени справедливо как для многоступенчатых, так и для одноступенчатых машин. Однако полезно рассмотреть еще связь между к. п. д. многоступенчатой лопаточной машины и ее отдельных ступеней, которую требуется учитывать при расчетах многоступенчатых машин. Хотя эта связь в компрессорах и турбинах имеет много общего, из методических соображений целесообразно рассмотреть отдельно каждый из этих типов машин.

4.3.1. МНОГОСТУПЕНЧАТЫЙ КОМПРЕССОР

Связь между к. п. д. многоступенчатого компрессора и отдельных его ступеней существенно зависит от того, политропические или адиабатические напоры принимаются в качестве полезного эффекта компрессора и, соответственно, рассматриваются ли политропические или адиабатические внутренние к. п. д.

Рассмотрим сначала случай, когда принимаются политропические напоры и к. п. д. Воспользуемся p—v-диаграммой и изобразим на ней политропическую работу сжатия многоступенчатой машины, состоящей из z ступеней. Обозначим параметры перед компрессором, как и ранее, буквой в, а на выходе буквой z, а не буквой к, как обозначалось выше.

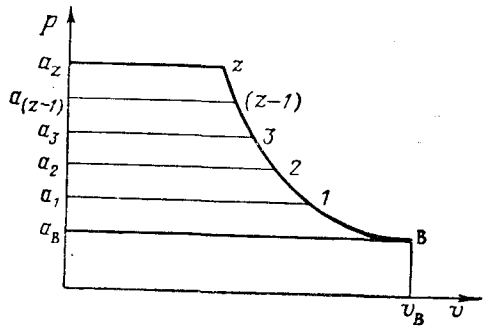


Рис. 4.1. Изображение в p—v-диаграмме политропической работы многоступенчатого компрессора

Соответственно политропическая работа сжатия всего компрессора изобразится площадью в—z—a_z—$a_в$—в (рис. 4.1). Эта работа сжатия может соответствовать статическим или заторможенным параметрам в зависимости от того, какие параметры рассматриваются на входе и на выходе. Будем в дальнейшем рассматривать заторможенные параметры и соответствующую им работу сжатия, поскольку к. п. д. по заторможенным параметрам является наиболее принятым. Участки политропы сжатия, соответствующие параметрам на выходе из отдельных ступеней, обозначим цифрами 1, 2, 3, ..., (z—1), z. Соответственно работы сжатия в отдельных ступенях изобразятся площадями

$$H^*_{v1}=(\text{в}-1-a_1-a_\text{в}-\text{в});\quad H^*_{v2}=(1-2-a_2-a_1-1);$$

$$\ldots;\quad H^*_{vz}=[(z-1)-z-a_z-a_{z-1}-(z-1)].$$

Обозначая работу сжатия всего компрессора через H_v^*, имеем из p—v-диаграммы

$$H^*_v=H^*_{v1}+H^*_{v2}+H^*_{v3}+\ldots+H^*_{vz}, \tag{4.52}$$

или

$$H^*_v=\sum_1^z H^*_{vi}. \tag{4.53}$$

Таким образом, политропическая работа сжатия многоступенчатого компрессора равна сумме политропических работ отдельных ступеней. Очевидно, что это останется справедливым и для случая, когда рассматривается работа сжатия по статическим параметрам. Наряду с уравнением (4.53) должно, очевидно, соблюдаться условие, что работа, затраченная на весь компрессор, равна сумме работ, затраченных на отдельные ступени, т. е.

$$H_\text{к}=H_\text{к1}+H_\text{к2}+\ldots+H_{\text{к}z}.$$

Заменяя затраченные работы через политропические напоры и соответствующие им к. п. д., получим

$$\frac{H_v^*}{\eta_v^*}=\frac{H_{v1}^*}{\eta_{v1}^*}+\frac{H_{v2}^*}{\eta_{v2}^*}+\ldots+\frac{H_{vz}^*}{\eta_{vz}^*},$$

откуда имеем

$$\eta_v^*=\frac{H_v^*}{\sum_1^z \frac{H_{vi}^*}{\eta_{vi}^*}}. \qquad (4.54)$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что при равенстве к. п. д. во всех ступенях получаем

$$\eta_v^*=\eta_{vi}^*.$$

Так как политропический к. п. д. выражается уравнением $\eta_v^*=\frac{n^*}{n^*-1}\Big/\frac{k}{k-1}$, то, следовательно, при одинаковых во всех ступенях к. п. д. показатель политропы сжатия для всего компрессора и для отдельных ступеней будет одним и тем же.

Условие $n^*=\text{const}$ иногда принимается в расчетах многоступенчатых осевых компрессоров, что достаточно удовлетворительно соответствует действительности.

При $n^*=\text{const}$ степень повышения давления в m-й ступени будет равна

$$\pi_m^*=\left(\frac{T_m^*}{T_{m-1}^*}\right)^{\frac{n^*}{n^*-1}}.$$

Отношение температур может быть выражено через напор ступени:

$$\frac{T_m^*}{T_{m-1}^*}=\frac{H_{vm}^*}{\frac{n^*}{n^*-1}RT_{\text{в}}^*+\sum_1^{m-1} H_{vi}^*}+1.$$

Следовательно,

$$\pi_m^*=\left(\frac{H_{vm}^*}{\frac{n^*}{n^*-1}RT_{\text{в}}^*+\sum_1^{m-1} H_{vi}^*}+1\right)^{\frac{n^*}{n^*-1}}. \qquad (4.55)$$

Если во всех ступенях $H_{vi}^*=\text{const}$, то степень повышения давления в m-й ступени можно выразить через степень повышения давления в первой ступени.

В этом случае

$$\pi_m^*=\left[\frac{1}{\frac{\frac{n^*}{n^*-1}RT_{\text{в}}^*}{H_{vi}^*}+(m-1)}+1\right]^{\frac{n^*}{n^*-1}}.$$

Принимая во внимание, что

$$\frac{\frac{n^*}{n^*-1}RT_в^*}{H_{vi}^*}=\frac{1}{\frac{T_1^*}{T_в^*}-1}=\frac{1}{\pi_1^{*\frac{n^*-1}{n^*}}-1},$$

получим

$$\pi_m^*=\left[\frac{1+m\left(\pi_1^{*\frac{n^*-1}{n^*}}-1\right)}{1+(m-1)\left(\pi_1^{*\frac{n^*-1}{n^*}}-1\right)}\right]^{\frac{n^*}{n^*-1}}. \qquad (4.56)$$

Когда $m=1$, то $\pi_m^*=\pi_1^*$, а если $m\to\infty$, то $\pi_m^*\to 1$. Таким образом, при одинаковых значениях напора в каждой ступени степень повышения давления в последующих ступенях уменьшается. Если во всех ступенях будет одинаковая степень повышения давления, то напор в последующих ступенях должен возрастать по закону геометрической прогрессии. Действительно, в этом случае

$$\frac{H_{vm}^*}{H_{v_{m-1}}^*}=\frac{\frac{n^*}{n^*-1}RT_m^*\left(\pi_i^{*\frac{n^*-1}{n^*}}-1\right)}{\frac{n^*}{n^*-1}RT_{m-1}^*\left(\pi_i^{*\frac{n^*-1}{n^*}}-1\right)}=\frac{T_m^*}{T_{m-1}^*}=\pi_i^{*\frac{n^*-1}{n^*}}=\text{const} \qquad (4.57)$$

или

$$H_{vm}^*=A^{m-1}H_{v1}^*,$$

где

$$A=\text{const}=\pi_i^{*\frac{n^*-1}{n^*}}.$$

Когда для многоступенчатого компрессора и для отдельных его ступеней принимается в качестве напора адиабатическая работа сжатия, то связь между напором и к. п. д. всего компрессора и отдельных его ступеней будет более сложной. В p—v-диаграмме адиабатический напор компрессора, имеющего z ступеней, изобразится площадью в—$z_{ад}$—a_z—$a_в$—в (рис. 4.2), где линия в—$z_{ад}$ — адиабата, соответствующая непрерывному адиабатическому сжатию от давления $p_в^*$ до давления p_z^*. С этой линией совпадает только адиабата первой ступени, у которой начальный объем $v_в$ соответствует начальному объему адиабаты в—$z_{ад}$, в последующих же ступенях начальными объемами для линий адиабатического сжатия являются объемы v_1, v_2 и т. д., соответствующие точкам 1, 2 и т. д. линии действительного (политропического) процесса сжатия. Поскольку

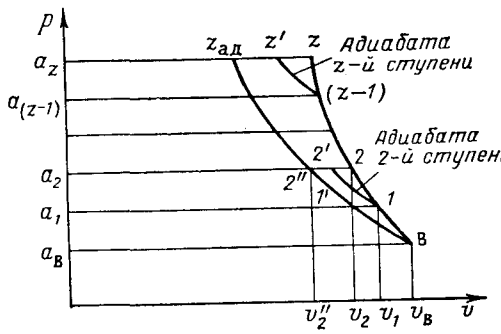


Рис. 4.2. Изображение в p—v-диаграмме адиабатической работы многоступенчатого компрессора

эти объемы больше объемов, соответствующих адиабате в—$z_{ад}$ (например, объем $v_2 > v_2''$), то линии адиабатического сжатия для всех ступеней, кроме первой, проходят на рис. 4.2 правее адиабаты в—$z_{ад}$. Адиабатические напоры ступеней выразятся соответственно: $H^*_{ад1}$ = площади (в—1′—a_1—$a_в$—в); $H^*_{ад2}$ = площади (1—2′—a_2—a_1—1) и т. д. При этом непосредственно из диаграммы видно, что сумма адиабатических напоров отдельных ступеней больше напора, соответствующего адиабате в—$z_{ад}$. Таким образом, если обозначить этот напор через $H^*_{ад}$, то очевидным является неравенство

$$H^*_{ад} < \sum_1^z H^*_{ад\,i}. \tag{4.58}$$

Исходя из равенства работы, затрачиваемой на весь компрессор, и суммы работ, затрачиваемых на отдельные ступени, получаем

$$H_к = \frac{H^*_{ад}}{\eta^*_к} = \frac{H^*_{ад1}}{\eta^*_{к1}} + \frac{H^*_{ад2}}{\eta^*_{к2}} + \ldots + \frac{H^*_{ад\,z}}{\eta^*_{кz}} = \sum \frac{H^*_{ад\,i}}{\eta^*_{к\,i}}, \tag{4.59}$$

где $H_к$ — работа, затрачиваемая на весь компрессор;

$H^*_{ад}$; $\eta^*_к$ — адиабатический напор и к. п. д. всего компрессора;

$H^*_{ад\,i}$; $\eta^*_{к\,i}$ — то же для отдельных ступеней.

Из уравнения (4.59) получаем

$$\eta^*_к = \frac{H^*_{ад}}{\sum_1^z \frac{H^*_{ад\,i}}{\eta^*_{к\,i}}}. \tag{4.60}$$

Если принять, что для всех ступеней $\eta^*_{к\,i}$ = const, то будем иметь

$$\frac{\eta^*_к}{\eta^*_{к\,i}} = \frac{H^*_{ад}}{\sum_1^z H^*_{ад\,i}} \tag{4.61}$$

Так как $H^*_{ад} < \sum_1^z H^*_{ад\,i}$, то и $\eta^*_к < \eta^*_{к\,i}$.

Таким образом, адиабатический к. п. д. многоступенчатого компрессора меньше к. п. д. отдельной ступени, если последние во всех ступенях одинаковы. Аналогичный вывод можно получить, если при переменных напорах и к. п. д. в ступенях принять их средние значения. В общем случае к. п. д. многоступенчатого компрессора должен определяться с помощью уравнения (4.60).

Если при решении этого уравнения заданными будут являться число ступеней, их адиабатические напоры и к. п. д., то предварительно следует вычислить суммарный адиабатический напор с помощью уравнения

$$H^*_{ад} = \frac{k}{k-1} RT^*_в \left(\pi^{*\frac{k-1}{k}}_к - 1 \right),$$

где $\pi^*_к$ — общая степень повышения давления.

Значение $\pi_к^*$ в данном случае не является независимой величиной, а должно вычисляться с помощью заданных значений $H_{ад\,i}^*$ и $\eta_{к\,i}^*$, исходя из следующих соотношений:

$$\pi_к^* = \pi_{к1}^* \pi_{к2}^* \ldots \pi_{к\,z}^*, \tag{4.62}$$

где $\pi_{к1}^*, \pi_{к2}^* \ldots \pi_{к\,z}^*$ — степени повышения давления в отдельных ступенях.

Значения $\pi_{к1}^*, \pi_{к2}^*, \ldots \pi_{к\,z}^*$ являются функциями напора и к. п. д. данной и предшествующей ступеней. Например, для m-ой ступени можем написать

$$\pi_m^* = \left(\frac{H_{ад\,m}^*}{\frac{k}{k-1} RT_в^* + \sum_1^{m-1} \frac{H_{ад\,i}^*}{\eta_{к\,i}^*}} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \tag{4.63}$$

Если будут заданы значения $H_{ад}^*$, $\pi_к^*$ и z, то для вычисления общего к. п. д. компрессора должны быть предварительно найдены путем подбора значения $H_{ад\,i}^*$ и $\eta_{к\,i}^*$, исходя из известных принципов распределения напоров по ступеням многоступенчатого компрессора и статистических данных по к. п. д. ступеней, обеспечивая при этом получение заданного $\pi_к^*$.

Наконец, если при решении уравнения (4.60) заданными будут значения $H_{ад\,i}^*$, $\eta_{к\,i}^*$, а также $H_{ад}^*$ (и, следовательно, $\pi_к^*$ при известном $T_в^*$), то предварительно должно быть определено число ступеней. Для этого вычисляются с помощью соотношения (4.63) значения $\pi_{к\,i}^*$ в отдельных ступенях, начиная с первой, и путем последовательного перемножения находится число ступеней, обеспечивающее заданную общую степень повышения давления.

Иллюстрируем примером последний случай для условия, когда во всех ступенях значения $H_{ад\,i}^*$ и $\eta_{к\,i}^*$ одинаковы. Уравнение (4.60) тогда примет вид

$$\eta_к^* = \frac{H_{ад}^*}{z H_{ад\,i}^*} \eta_{к\,i}^*. \tag{4.64}$$

Обозначив $\dfrac{H_{ад\,i}^*}{\frac{k}{k-1} RT_в^*} = C$, из выражения (4.63) находим

$$\pi_{к\,m}^* = \left[\frac{C}{1 + (m-1)\frac{C}{\eta_{к\,i}^*}} + 1 \right]^{\frac{k}{k-1}}. \tag{4.65}$$

Величину C можно выразить через степень повышения давления в первой ступени. Действительно,

$$C = \frac{H_{ад\,i}^*}{\frac{k}{k-1} RT_в^*} = \left(\pi_{к1}^{*\,\frac{k-1}{k}} - 1 \right),$$

где $\pi_{к1}^*$ — степень повышения давления в первой ступени.

Следовательно, степень повышения давления в любой m-й ступени может быть выражена как функция $\pi^*_{к1}$:

$$\pi^*_{к\,m}=\left[\frac{1+\left(1+\frac{m-1}{\eta^*_{к\,i}}\right)\left(\pi^{*\,\frac{k-1}{k}}_{к1}-1\right)}{1+\frac{m-1}{\eta^*_{к\,i}}\left(\pi^{*\,\frac{k-1}{k}}_{к1}-1\right)}\right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (4.66)$$

Воспользовавшись этими формулами, определим адиабатический к. п. д. многоступенчатого компрессора, имеющего при $T_в^*=288°$ К степень повышения давления $\pi_к^*=6{,}0$. Примем, что $H^*_{ад\,i}=29\,700$ *дж/кг*. Тогда при $T_в^*=288°$ К $\pi_{к1}^*=1{,}4$. Зададимся к. п. д. ступени $\eta^*_{к\,i}=0{,}85$. Применяя формулу (4.66), находим:

$$\pi^*_{к2}=1{,}352 \text{ и } {}^2_1\pi^*_к=1{,}893;$$

$$\pi^*_{к3}=1{,}318 \text{ и } {}^3_1\pi^*_к=2{,}495;$$

$$\pi^*_{к4}=1{,}293 \text{ и } {}^4_1\pi^*_к=3{,}225;$$

$$\pi^*_{к5}=1{,}267 \text{ и } {}^5_1\pi^*_к=4{,}08;$$

$$\pi^*_{к6}=1{,}238 \text{ и } {}^6_1\pi^*_к=5{,}05;$$

$$\pi^*_{к7}=1{,}226 \text{ и } {}^7_1\pi^*_к=6{,}19.$$

Следовательно, при $z=7{,}0$ степень повышения давления достаточно близко соответствует заданной. При большем различии необходимо было бы решать задачу путем подбора величины $H^*_{ад\,i}$ (или $\pi^*_{к1}$). Если принять $z=7$ и $\pi_к^*=6{,}19$, то, воспользовавшись уравнением (4.64), можем вычислить к. п. д. всего компрессора:

$$\eta^*_к=\eta^*_{к\,i}\frac{H^*_{ад}}{zH^*_{ад\,i}}=\eta^*_{к\,i}\frac{\pi^{*\,\frac{k-1}{k}}_к-1}{z\left(\pi^{*\,\frac{k-1}{k}}_{к1}-1\right)}=$$

$$=0{,}85\,\frac{6{,}19^{0{,}286}-1}{7\left(1{,}4^{0{,}286}-1\right)}=0{,}818.$$

Таким образом, к. п. д. всего компрессора приблизительно на 3—4% меньше к. п. д. отдельной ступени.

Изложенное показывает, что связь между адиабатическими к.п.д. всего компрессора и к.п.д. его отдельных ступеней устанавливается зависимостями, требующими для решения, как правило, подбора отдельных величин даже в простейших случаях, когда во всех ступенях $H^*_{ад\,i}$ и $\eta^*_{к\,i}$ являются одинаковыми. В отдельных исследованиях по данному вопросу даются приближенные соотношения между $\eta^*_к$ и $\eta^*_{к\,i}$.

Весьма удобными для употребления являются формулы, полученные с помощью метода эквивалентной политропы, разработанного автором. Сущность этого метода состоит в следующем. Изобразим в T—s-диаграмме процесс сжатия в многоступенчатом компрессоре, пренебрегая отводом тепла. Как и ранее, принимаем значения давления и температуры, соответствующими полному торможению скорости. Отметим также, что все выводы и формулы будут полностью применимы и при использовании статических давлений и температур для адиабатического напора и затраченной работы. Последняя должна при этом рассматри-

ваться в виде разности теплосодержаний по статическим температурам или соответственно в виде величины

$$H_к - \frac{c_к^2 - c_в^2}{2}.$$

Обозначим (рис. 4. 3) точки, соответствующие адиабатической температуре воздуха на выходе из ступеней через $1', 2', \ldots, z'$, а точки, соответствующие действительной температуре, — через $1, 2, \ldots, z$. Процесс изменения состояния на линиях $1'—1$; $2'—2$ и т. д. предполагается изобарическим.

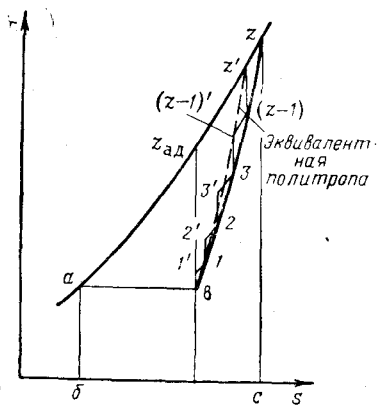


Рис. 4. 3. Эквивалентная политропа сжатия для многоступенчатого компрессора в T—s-диаграмме

Адиабатическое непрерывное сжатие от давления $p_в^*$ до давления p_z^* изобразится линией в—$z_{ад}$, а политропический процесс сжатия линией в—z. Заменим ступенчатый процесс в—$1'$—1—$2'$—... ...—$(z-1)$—z' некоторым плавным процессом в—z'. Этот процесс, протекающий с подводом тепла, очевидно, можно рассматривать как некоторый политропический процесс, имеющий в общем случае переменный показатель. Примем, что новый процесс энергетически эквивалентен исходному (ступенчатому) и назовем его эквивалентным политропическим процессом.

Полная энергия, соответствующая исходному процессу, очевидно, равна

$$c_p(T_{z'}^* - T_в^*) = \sum_1^z H_{ад\,i}^* + \sum_1^{z-1} L_{Ri}'; \qquad (4.67)$$

где $\sum_1^{z-1} L_{R_i}'$ — тепло, подведенное на участках $1'-1$; $2'-2$; ...; $(z-1)'-(z-1)$ в виде суммы $L_{Ri} + \Delta H_i$.

Если обозначить работу сжатия, соответствующую эквивалентному политропическому процессу, через $H_{эv}^*$ и принять, что подведенное в этом процессе тепло также равно $\sum_1^{z-1} L_{Ri}'$, то очевидно, что для него уравнение энергии запишется в следующем виде:

$$c_p(T_{z'}^* - T_в^*) = H_{эv}^* + \sum_1^{z-1} L_{Ri}'. \qquad (4.68)$$

Так как полная энергия и подведенное тепло в обоих случаях одинаковы, то, приравнивая правые части уравнений (4.67) и (4.68), получим

$$\sum_1^z H_{ад\,i}^* = H_{эv}^*. \qquad (4.69)$$

Положение точки z', характеризующей адиабатическую температуру на выходе из последней ступени, а также температуру в конце эквивалентного политропического сжатия, является функцией числа ступеней и распределения в них работы сжатия и потерь. Когда число ступеней компрессора $z = 1{,}0$, то точка z' совпадает с точкой $z_{ад}$. В этом случае $\sum_1^{z-1} L_{Ri}' = 0$ и эквивалентная политропа совпадает с адиабатой в—$z_{ад}$.

При безграничном увеличении числа ступеней точка z' приближается к точке z, а эквивалентный политропический процесс — к действительному, характеризуемому линией в—z.

В пределе, когда $z=\infty$, оба политропических процесса (эквивалентный и действительный) совпадают.

Политропический к.п.д., соответствующий работе $H^*_{эv}$, очевидно, выразится уравнением

$$\eta^*_{э\,v}=\frac{H^*_{э\,v}}{c_p\left(T^*_{z'}-T^*_{в}\right)}=\frac{H^*_{э\,v}}{H_к-c_p\left(T^*_{z}-T^*_{z'}\right)};$$

где $H_к$ — полная работа, затраченная в компрессоре и выражающаяся в T—s-диаграмме площадью z—а—б—с—z.

Так как

$$H_к=\sum_1^z\frac{H^*_{ад\,i}}{\eta^*_{к\,i}}\quad\text{и}\quad c_p\left(T^*_z-T^*_{z'}\right)=H^*_{ад\,z}\left(\frac{1}{\eta^*_{к\,z}}-1\right),$$

то, используя формулу (4.69), можем уравнение для $\eta^*_{э\,v}$ привести к виду

$$\eta^*_{э\,v}=\frac{\sum_1^z H^*_{ад\,i}}{\sum_1^z\frac{H^*_{ад\,i}}{\eta^*_{к\,i}}-H^*_{ад\,z}\left(\frac{1}{\eta^*_{к\,z}}-1\right)}. \qquad (4.70)$$

Исходя из равенства полной работы, затрачиваемой в компрессоре, как в действительном процессе, так и при эквивалентном политропическом сжатии, можно написать

$$H_к=\sum_1^z\frac{H^*_{ад\,i}}{\eta^*_{к\,i}}=\frac{H^*_{э\,v}}{\eta_v},$$

где η_v — некоторый к.п.д., соответствующий равенству затрачиваемой работы в обоих процессах.

Из этого уравнения находим

$$\eta_v=\frac{H^*_{э\,v}}{\sum_1^z\frac{H^*_{ад\,i}}{\eta^*_{к\,i}}}=\frac{\sum_1^z H^*_{ад\,i}}{\sum_1^z\frac{H^*_{ад\,i}}{\eta^*_{к\,i}}}. \qquad (4.71)$$

Используя величины $H^*_{э\,v}$ и η_v, можем уравнение (4.60) для $\eta^*_к$ записать следующим образом:

$$\eta^*_к=\eta_v\frac{H^*_{ад}}{H^*_{э\,v}}. \qquad (4.72)$$

Если с некоторым приближением принять, что показатель эквивалентной политропы на всем участке между точками в и z' величина постоянная, то уравнение (4.72) можно привести к виду

$$\eta_к^* = \eta_v \frac{\frac{k}{k-1}\left(\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1\right)}{\frac{n'}{n'-1}\left(\pi_к^{*\frac{n'-1}{n'}} - 1\right)}, \tag{4.73}$$

где $\pi_к^* = p_z^* / p_в^*$ — общая степень повышения давления в компрессоре;
n' — показатель эквивалентного политропического сжатия.

Величина n' связана с показателем k выражением $\frac{n'}{n'-1} = \eta_{э\,v}^* \frac{k}{k-1}$.

Используя эту зависимость вместо уравнения (4.73), получим

$$\eta_к^* = \frac{\eta_v}{\eta_{э\,v}^*} \frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\pi_к^{*\frac{k-1}{k\eta_{э\,v}^*}} - 1}. \tag{4.74}$$

Как показывают расчеты, уравнение (4.74) дает значения $\eta_к^*$, отличающиеся от действительных не более чем на 1÷2% в большом диапазоне изменения $\pi_к^*$ и z. Точность этого уравнения немного понижается только в случае весьма большого различия между напорами и к.п.д. в отдельных ступенях компрессора.

Применение метода эквивалентной политропы значительно упрощает определение к.п.д., подбор числа ступеней и решение некоторых других вопросов, относящихся к многоступенчатому компрессору. Для примера рассмотрим сначала наиболее простой случай, когда во всех ступенях $H_{ад\,i}^* = \text{const}$ и $\eta_{к\,i}^* = \text{const}$. Из уравнений (4.70) и (4.71) получаем

$$\eta_v = \frac{z H_{ад\,i}^*}{z \frac{H_{ад\,i}^*}{\eta_{к\,i}^*}} = \eta_{к\,i}^*; \tag{4.75}$$

$$\eta_{э\,v}^* = \frac{z H_{ад\,i}^*}{z \frac{H_{ад\,i}^*}{\eta_{к\,i}^*} - H_{ад\,i}^*\left(\frac{1}{\eta_{к\,i}^*} - 1\right)} = \frac{z\eta_{к\,i}^*}{z - 1 + \eta_{к\,i}^*}. \tag{4.76}$$

Уравнение для $\eta_к^*$ можем записать в виде

$$\frac{\eta_к^*}{\eta_{к\,i}^*} = \frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{э\,v}^*\left(\pi_к^{*\frac{k-1}{k\eta_{э\,v}^*}} - 1\right)}, \tag{4.77}$$

где $\eta_{э\,v}^*$ — определяется из уравнения (4.76).

Таким образом, если заданы $\pi_к^*$, $\eta_{к\,i}^*$ и z, то с помощью уравнений (4.77) и (4.76) легко определить $\eta_к^*$.

Так, для рассмотренного выше примера, когда было задано $\pi_к^* = 6{,}0$ и $\eta_{к\,i}^* = 0{,}85$, можно сразу определить к. п. д. всего компрессора, принимая то или другое число ступеней.

Например, при $z=7$ получаем

$$\eta^*_{э\,v}=\frac{7\cdot 0{,}85}{7-1+0{,}85}=0{,}87;$$

$$\eta^*_к=0{,}85\,\frac{6^{0{,}286}-1}{0{,}87\left(6^{\frac{0{,}286}{0{,}87}}-1\right)}=0{,}814.$$

Исходя из равенства работ находим: при $T_в{}^*=288°$ К

$$H_{к\,i}=\frac{H_к}{z}=\frac{H_{ад}}{\eta^*_к z}=\frac{1005\cdot 288\,(6^{0{,}286}-1)}{0{,}814\cdot 7}=34\,100\ дж/кг,$$

откуда

$$\pi^*_{к1}=\left(\frac{H_{к\,i}\,\eta^*_{к\,i}}{\frac{k}{k-1}RT^*_в}+1\right)^{\frac{k}{k-1}}=\left(\frac{34\,100\cdot 0{,}85}{1005\cdot 288}+1\right)^{3{,}5}=1{,}39.$$

Так же просто может быть произведен расчет и для другого числа ступеней.

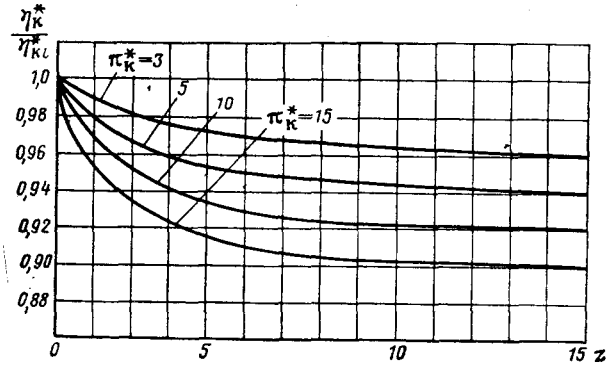


Рис. 4.4. Зависимость $\eta_к/\eta_{к\,i}$ от числа ступеней

Следует отметить, что для заданных значений $\pi^*_к$ и $\eta^*_{к\,i}$ с ростом числа ступеней отношение $\eta^*_к/\eta^*_{к\,i}$, а следовательно, и $\eta^*_к$, уменьшаются. На рис. 4.4 показано изменение $\eta^*_к/\eta^*_{кi}$ в зависимости от z при различных $\pi^*_к$ для $\eta^*_{к\,i}=0{,}8$. С ростом z величина $\eta^*_к$ асимптотически приближается к предельному значению, соответствующему условию $z=\infty$; в этом случае $\eta^*_{э\,v}=\eta^*_{к\,i}$ и формула для $\eta^*_к$ получит вид

$$\eta^*_к=\frac{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_к-1}{\pi^{*\frac{k-1}{k\eta^*_{к\,i}}}_к-1}. \qquad (4.78)$$

Нетрудно видеть, что эта формула идентична уравнению (4.24), связывающему между собой адиабатический и политропический к.п.д. Такое соответствие является закономерным, так как при $z=\infty$ эквивалентная политропа совпадает с действительной и к.п.д. ступени $\eta^*_{к\,i}$ будет являться политропическим к.п.д. ступени и всего компрессора.

Применение формулы (4.78) при конечном числе ступеней связано с известной ошибкой, более существенной при высоконапорных ступенях и пониженных к.п.д.

Так как к.п.д. ступени компрессора зависит от ее напора, то получить постоянное значение к.п.д. ступени для всех $\pi_к^*$ и z, приведенных на рис. 4.4, невозможно, ввиду того что напор ступеней будет при этом изменяться в больших пределах. Поэтому при решении задач, рассмотренных в предыдущем примере, необходимо для заданных значений $\pi_к^*$ и $\eta_{к\,i}^*$ произвести вычисления для нескольких чисел ступеней с целью согласовать значения $\eta_{к\,i}^*$ и напор каждой ступени.

Реально, в многоступенчатом осевом компрессоре напор и к.п.д. каждой ступени различны, а заданными, как правило, являются общая степень повышения давления и к.п.д. всего компрессора и, следовательно, при определенных внешних условиях известной является суммарная затраченная работа $H_к$.

Распределение общей затраченной работы по ступеням и изменение к.п.д. ступеней производятся исходя из соображений, изложенных ниже, в разделе «Осевые компрессоры». Метод эквивалентной политропы облегчает и в этом случае согласование к.п.д. ступеней и всего компрессора.

Из уравнения (4.74) получаем

$$\pi_к^{*\,k\eta_{э}v}=1+\frac{\eta_v}{\eta_{э}^*v}\,\frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1}{\eta_к^*}.$$

Логарифмируя, находим выражение для политропического к.п.д. $\eta_{э}^*v$, соответствующего эквивалентному политропическому процессу:

$$\eta_{э}^*v=\frac{\frac{k-1}{k}\lg\pi_к^*}{\lg\left(1+\frac{\eta_v}{\eta_{э}^*v}\,\frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1}{\eta_к^*}\right)}. \tag{4.79}$$

Отношение $\eta_v/\eta_{э}^*v$ можно выразить в виде функции к.п.д. и затраченной работы в последней ступени. С этой целью воспользуемся общими выражениями (4.70) и (4.71) для η_v и $\eta_{э}^*v$. После преобразований получаем

$$\frac{\eta_v}{\eta_{э}^*v}=1-\frac{H_{к\,z}}{H_к}(1-\eta_{к\,z}^*). \tag{4.80}$$

Если задаться значениями затраченной работы и к.п.д. последней ступени, то можно вычислить отношение $\eta_v/\eta_{э}^*v$ из уравнения (4.80), определить $\eta_{э}^*v$ из уравнения (4.79) и затем найти η_v. Отметим, что даже при существенном изменении $\eta_{к\,z}^*$ ($\sim$10%) величина η_v, определяющая результаты расчета согласования к.п.д. ступеней, изменяется весьма мало ($\sim$0,5%). Это объясняется тем, что с ростом $\eta_{к\,z}^*$ увеличивается отношение $\eta_v/\eta_{э}^*v$, но одновременно уменьшается $\eta_{э}^*v$. Поэтому некоторый произвол при выборе $\eta_{к\,z}^*$ относительно мало влияет на результаты расчета.

Затраченные работы в отдельных ступенях должны подчиняться условию

$$\sum_1^z H_{к\,i}=H_к.$$

Значения к.п.д. отдельных ступеней должны удовлетворять уравнению

$$H_к = \frac{H_{эv}}{\eta_v} = \frac{\sum_1^z H^*_{ад\,i}}{\eta_v} = \frac{\sum_1^z H_{к\,i}\eta^*_{кi}}{\eta_v}. \qquad (4.81)$$

При известных значениях $H_к$, $H_{к\,i}$ и η_v это уравнение должно решаться путем подбора к.п.д. отдельных ступеней.

Известные значения $H_{к\,i}$ и $\eta^*_{к\,i}$ позволяют определить степени повышения давления в отдельных ступенях по уравнению (4.63). Точность всех расчетов контролируется с помощью соотношения

$$\pi^*_к = \pi^*_{к1}\pi^*_{к2}\ldots\pi^*_{к\,z}.$$

4.3.2. МНОГОСТУПЕНЧАТАЯ ТУРБИНА

Если для многоступенчатой турбины и для ее отдельных ступеней принимать в качестве располагаемой энергии политропическую работу расширения и соответственно рассматривать политропический к.п.д., то аналогично тому, как было показано для многоступенчатого компрессора, получим

$$H^*_{v\,т} = \sum_1^z H^*_{v\,т\,i};$$

$$\eta^*_{v\,т} = \frac{\sum_1^z H_{v\,т\,i}\eta^*_{v\,т\,i}}{H^*_{v\,т}}$$

и при $\eta_{v\,т\,i} = \text{const}$

$$\eta^*_{v\,т} = \eta_{v\,т\,i},$$

где $H_{v\,г}$ и $H_{v\,т\,i}$ — политропические работы расширения всей турбины и отдельных ее ступеней по заторможенным параметрам;

$\eta^*_{v\,т}$ и $\eta^*_{v\,т\,i}$ — политропические к. п. д. всей турбины и отдельных ее ступеней по заторможенным параметрам.

В связи с тем, что политропические к. п. д. применяются в расчетах турбин редко, рассмотрим более подробно случай, когда в качестве располагаемой энергии принимается адиабатическая работа расширения и соответствующие ей к. п. д. Условимся и в данном случае рассматривать заторможенные параметры, но все выводы будут пригодны и для случая статических параметров.

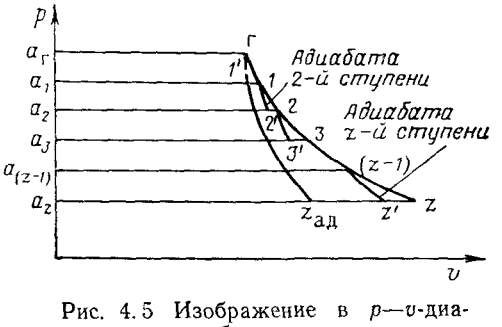


Рис. 4.5 Изображение в p—v-диаграмме адиабатического процесса расширения в многоступенчатой турбине

В p—v-диаграмме адиабатическая работа расширения турбины, имеющей z ступеней, изобразится площадью г—$z_{ад}$—a_z—$a_г$—г (рис 4.5), где линия г—$z_{ад}$ — адиабата, соответствующая непрерывному адиабатическому расширению от давления $p_г^*$ до давления p_z^*. С этой линией совпадает только адиабата первой ступени, у которой начальн-

ный удельный объем $v_г$ соответствует начальному удельному объему адиабаты г—$z_{ад}$.

В последующих ступенях начальными объемами для линий адиабатического сжатия являются объемы v_1, v_2, ..., v_z, соответствующие точкам *1, 2, ..., z,* — линии действительного (политропического) процесса расширения. Поскольку эти объемы больше объемов, соответствующих адиабате г—$z_{ад}$, то линии адиабатического расширения для всех ступеней, кроме первой, проходят правее на рис. 4. 5 адиабаты г—$z_{ад}$. Адиабатические работы расширения ступеней выразятся соответственно площадями $(г-1'-a_1-a_г-г)=H^*_{т.ад_1}$, $(1-2'-a_2-a_1-1)=H^*_{т.ад_2}$ и т. д. При этом непосредственно из диаграммы видно, что сумма адиабатических работ расширения отдельных ступеней больше адиабатической работы, соответствующей адиабате г—$z_{ад}$. Таким образом, если обозначить эту работу расширения через $H^*_{т.ад}$, то, очевидно, будем иметь

$$H^*_{т.ад} < \sum_1^z H^*_{т.ад\,i}. \tag{4.82}$$

Следовательно, соотношение между адиабатическими работами расширения всей турбины и ее ступеней аналогично полученному ранее соотношению между адиабатическими работами сжатия (напорами) всего многоступенчатого компрессора и его отдельных ступеней.

Суммарная внутренняя работа всей турбины будет, очевидно, равна сумме внутренних работ ступеней, т. е.

$$H_т = H_{т1} + H_{т2} + \ldots + H_{т\,z}.$$

Заменяя значения внутренних работ с помощью адиабатических работ расширения и коэффициентов полезного действия, получим

$$H^*_{т.ад}\eta^*_т = H^*_{т.ад1}\eta^*_{т1} + H^*_{т.ад2}\eta^*_{т2} + \ldots + H^*_{т.ад\,z}\eta^*_{т\,z} = \sum_1^z H^*_{т.ад\,i}\eta^*_{т\,i},$$

откуда

$$\eta^*_т = \frac{\sum_1^z H^*_{т.ад\,i}\eta^*_{т\,i}}{H^*_{т.ад}}. \tag{4.83}$$

Если принять, что для всех ступеней $\eta^*_{т\,i} = \text{const}$, то будем иметь

$$\frac{\eta^*_т}{\eta^*_{т\,i}} = \frac{\sum_1^z H^*_{т.ад\,i}}{H^*_{т.ад}}.$$

Учитывая соотношение (4. 82), можем написать

$$\eta^*_т > \eta^*_{т\,i}.$$

Таким образом, адиабатический к.п.д. многоступенчатой турбины больше к.п.д. отдельной ступени, если последние во всех ступенях одинаковы. Аналогичный вывод получим, принимая при переменных к.п.д. их среднее значение. Это соотношение между к.п.д. противоположно тому, какое ранее было получено для многоступенчатого компрессора.

Физический смысл полученного соотношения удобно пояснить с помощью *T—s*-диаграммы. Процесс политропического расширения в многоступенчатой турбине изобразится линией г—*z* (рис. 4. 6), а адиабатического расширения — линией г—$z_{ад}$.

Потерянная работа L'_R изобразится площадью $z_{ад}—z—a_z—a_г—z_{ад}$.

Политропические процессы в отдельных ступенях будут соответствовать отрезкам г—*1*; *1*—*2*; ... ; (*z*—*1*)—*z* общей политропы. Адиабатические процессы в ступенях изобразятся отрезками г—*1'*; *1*—*2'* и т. д., а потерянная в них работа изобразится площадями:
для первой ступени

$$L'_{R_1} = \text{площади } 1'-1-a_1-a_г-1';$$

для второй ступени

$$L'_{R_2} = \text{площади } 2'-2-a_2-a_1-2';$$

для *z*-ступени

$$L'_{R_z} = \text{площади } z'-z-a_z-a_{(z-1)}-z'.$$

С учетом этих соотношений из рис. 4. 6 следует, что работа, безвозвратно потерянная во всей турбине, меньше суммы работ, потерянных в отдельных ступенях, т. е.

$$L'_R < \sum_1^z L'_{Ri}.$$

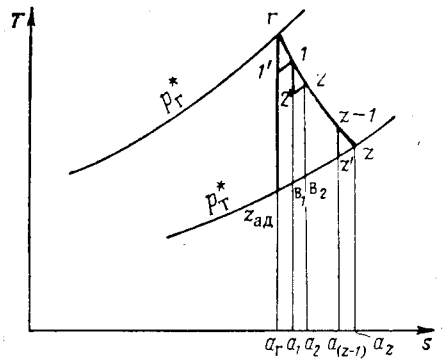


Рис. 4. 6. Изображение в *T*—*s*-диаграмме работы многоступенчатой турбины

Следовательно, часть работы потерь в предыдущих ступенях полезно используется в последующих ступенях турбины.

Так, например, в первой ступени полезно используемая часть ее потерь выразится площадкой *1'*—*1*—$в_1$—$z_{ад}$—1', во второй ступени — площадкой *2'*—*2*—$в_2$—$в_1$—*2'* и т. д. Это использование проявляется в том, что теплосодержание газа на входе в последующие ступени получается выше по сравнению с адиабатическим расширением, вследствие чего располагаемый тепловой перепад в последующих ступенях и во всей многоступенчатой турбине возрастает.

Это явление в турбинах принято характеризовать коэффициентом возврата тепла

$$\alpha = \frac{\sum_1^z H^*_{т.ад\ i}}{H^*_{т.ад}}. \qquad (4.84)$$

В общем случае к.п.д. многоступенчатой турбины должен определяться с помощью уравнения (4. 83). Принципы решения будут такими же, как и для многоступенчатого компрессора.

Если будут заданы число ступеней, адиабатическая работа расширения и к.п.д. в каждой ступени, то для вычисления общего к.п.д. турбины необходимо еще знать суммарную адиабатическую работу расширения. Последнюю можно вычислить по уравнению

$$H^*_{т.ад} = \frac{k}{k-1} RT^*_г \left(1 - \frac{1}{\pi_т^{*\frac{k-1}{k}}}\right),$$

где $\pi^*_т$ — общая степень понижения давления. Значение $\pi^*_т$ в данном случае не является независимой величиной, а должно вычисляться с по-

мощью известных значений $H^*_{т.ад}$ и $\eta^*_{т\,i}$, используя следующие соотношения:

$$\pi^*_т = \pi^*_{т1}\pi^*_{т2}\ldots\pi^*_{т\,z}, \tag{4.85}$$

где $\pi^*_{т1}, \pi^*_{т2}, \ldots, \pi^*_{т\,z}$ — степени понижения давления в отдельных ступенях. Значение степени понижения давления в любой m-й ступени может быть вычислено по уравнению

$$\pi^*_{т\,m} = \left(1 - \frac{H^*_{т.ад\,m}}{\frac{k}{k-1}RT^*_г - \sum_1^{m-1} H^*_{т.ад\,i}\eta^*_{т\,i}}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \tag{4.86}$$

Это уравнение следует из общего выражения для адиабатической работы расширения в m-й ступени:

$$H^*_{т.ад\,m} = \frac{k}{k-1}RT^*_{г\,m}\left(1 - \frac{1}{\pi_{т\,m}^{\frac{k-1}{k}}}\right),$$

где

$$T^*_{г\,m} = T^*_г - \frac{\sum_1^m H^*_{т.ад\,i}\eta^*_{т\,i}}{\frac{k}{k-1}R}.$$

Рассмотренный случай для многоступенчатой турбины является наиболее распространенным, так как обычно такая турбина рассчитывается по ступеням с последовательным определением в каждой из них $H^*_{т.ад\,i}$, $\eta^*_{т\,i}$ и $\pi^*_{т\,i}$. В общих теоретических исследованиях могут встречаться и другие случаи.

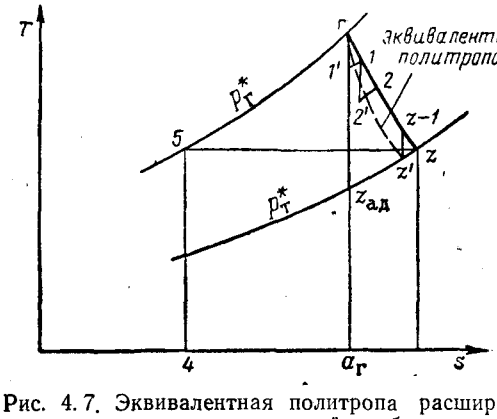


Рис. 4.7. Эквивалентная политропа расширения в многоступенчатой турбине

Так, например, если при известной температуре газа перед турбиной будут заданы значения суммарной адиабатической работы турбины (а следовательно, и $\pi_т^*$) и число ступеней, то для определения к. п. д. турбины адиабатическая работа расширения и к. п. д. каждой ступени могут быть найдены только путем подбора с учетом возможных значений к. п. д. ступени в зависимости от ее нагруженности и известных принципов распределения общего теплоперепада по ступеням.

Для общих теоретических исследований, а также и в отдельных практических задачах полезным является метод эквивалентной политропы, рассмотренный выше применительно к многоступенчатому компрессору.

Изобразим в T—s-диаграмме процесс расширения в многоступенчатой турбине, имеющей z-ступеней (рис. 4.7). Как и ранее, принимаем давления и температуры, соответствующие адиабатическому торможению скорости. Отметим также, что все выводы и формулы будут полностью приемлемы и при использовании статических давлений и темпе-

ратур, если рассматривать к.п.д., названные выше, как к.п.д. по полным статическим теплоперепадам.

Обозначим, как и на рис. 4. 6, точки, соответствующие адиабатической температуре газа на выходе из ступеней, соответственно *1'*, *2'*, ..., *z'*, а точки, соответствующие действительной температуре, — через *1*, *2*, ..., *z*. Процесс изменения состояния на линиях *1'—1*; *2'—2* и т. д. предполагается изобарическим. Адиабатическое непрерывное расширение от давления $p_г^*$ до давления p_z^* изобразится линией г—$z_{ад}$, а политропический процесс расширения — линией г—*z*. Заменим ступенчатый процесс г—*1'—1—2'*— ... *z'* некоторым плавным процессом г—*z'*. Этот процесс, протекающий с подводом тепла, очевидно, можно рассматривать как некоторый политропический процесс. Предполагая, как это делалось применительно к многоступенчатому компрессору, что процесс г—*z'* энергетически эквивалентен исходному (ступенчатому), назовем его эквивалентным политропическим процессом. Полная энергия, соответствующая исходному процессу, может быть записана в виде

$$c_p(T_г^* - T_{z'}^*) = \sum_1^z H_{т.ад\,i}^* - \sum_1^{z-1} L_{Ri}', \qquad (4.87)$$

где $\sum_1^{z-1} L_{Ri}'$ — тепло, подведенное на участках *1'—1*; *2'—2*; ...; $(z-1)'-(z-1)$.

Очевидно, что L_{Ri}' равно теплу или работе трения и других потерь в отдельной ступени за вычетом тепла, соответствующего дополнительной объемной работе расширения (ΔH).

Если обозначить работу расширения, соответствующую эквивалентному политропическому процессу, через $H_{э\,v}^*$ и принять, что подведенное в этом процессе тепло также равно $\sum_1^{z-1} L_{Ri}'$, то очевидно, что для этого процесса уравнение энергии запишется в следующем виде:

$$c_p(T_г^* - T_{z'}^*) = H_{э\,v}^* - \sum_1^{z-1} L_{Ri}'. \qquad (4.88)$$

Из сопоставления уравнений (4. 87) и (4. 88) получаем

$$\sum_1^z H_{т.ад\,i}^* = H_{э\,v}^*.$$

Очевидно, что при неограниченном увеличении числа ступеней точка *z'* будет приближаться к точке *z* и, следовательно, эквивалентный политропический процесс будет стремиться к совпадению с действительным. При $z = 1{,}0$ точка *z'* совпадает с точкой $z_{ад}$.

Политропический к.п.д., соответствующий работе $H_{э\,v}^*$, очевидно, выразится уравнением

$$\eta_{э\,v}^* = \frac{c_p(T_г^* - T_{z'}^*)}{H_{э\,v}^*} = \frac{H_т + c_p(T_z^* - T_{z'}^*)}{H_{э\,v}^*}, \qquad (4.89)$$

где $H_т$ — внутренняя работа многоступенчатой турбины, соответствующая площади г—$a_т$—*4*—*5*—г.

Так как

$$H_т = \sum_1^z H_{т.ад\,i}^* \eta_{т\,i}^* \text{ и } c_p(T_z^* - T_{z'}^*) = H_{т.ад}^*(1 - \eta_{т\,z}^*),$$

то выражение для $\eta^*_{э\,v}$ можем привести к виду

$$\eta^*_{э\,v}=\frac{\sum_1^z H^*_{т.ад\,i}\eta^*_{т\,i}+H^*_{т.ад\,z}\left(1-\eta^*_{т\,z}\right)}{\sum_1^z H^*_{т.ад\,i}}. \tag{4.90}$$

Исходя из равенства полной работы турбины как в действительном, так и при эквивалентном политропическом процессах, мы должны написать

$$H_т=\sum_1^z H^*_{т.ад\,i}\eta^*_{т\,i}=H^*_{э\,v}\eta_v,$$

где η_v — некоторый к.п.д., соответствующий равенству работ. Из последнего уравнения имеем, что

$$\eta_v=\frac{\sum_1^z H^*_{т.ад\,i}\eta^*_{т\,i}}{\sum_1^z H^*_{т.ад\,i}}. \tag{4.91}$$

Используя величины $H^*_{э\,v}$ и η_v, мы можем выражения для к.п.д. турбины записать следующим образом:

$$\eta^*_т=\eta_v\frac{H^*_{э\,v}}{H^*_{т.ад}} \tag{4.92}$$

и

$$\eta^*_т=\eta_v a. \tag{4.93}$$

Если и для турбины с некоторым приближением принять, что показатель эквивалентной политропы на всем участке между точками $г$ и z' — величина постоянная, то уравнение (4.92) можно привести к виду

$$\eta^*_т=\eta_v\frac{\frac{n'}{n'-1}\left(1-\frac{1}{\pi^{*\frac{n'-1}{n'}}_т}\right)}{\frac{k}{k-1}\left(1-\frac{1}{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_т}\right)}, \tag{4.94}$$

где n' — показатель эквивалентного политропического расширения. Величина n' связана с показателем k зависимостью

$$\frac{n'}{n'-1}=\frac{k}{(k-1)\eta^*_{э\,v}}.$$

Используя эту зависимость в уравнении (4.94), получим

$$\eta^*_т=\frac{\eta_v}{\eta^*_{э\,v}}\frac{1-\frac{1}{(k-1)\eta^*_{э\,v}}}{1-\frac{1}{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_т}}. \tag{4.95}$$

Из выражений (4.93) и (4.95) получим следующее уравнение для определения коэффициента возврата тепла:

$$\alpha=\frac{1}{\eta^*_{\text{э}\,v}}\cdot\frac{\pi^{*\frac{1-\frac{1}{(k-1)\eta^*_{\text{э}\,v}}}{k}}_{\text{т}}}{1-\frac{1}{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_{\text{т}}}}. \qquad (4.96)$$

Уравнения (4.95) и (4.96), являясь достаточно точными, упрощают анализ к.п.д. многоступенчатой турбины и подбор числа ступеней. Рассмотрим для примера случай, когда во всех ступенях теплоперепады $H^*_{\text{т.ад}\,i}$ и к.п.д. одинаковы.

Из уравнений (4.90) и (4.91) находим

$$\eta^*_{\text{э}\,v}=\frac{zH^*_{\text{т.ад}\,i}\eta^*_{\text{т}\,i}+H^*_{\text{т.ад}\,i}\left(1-\eta^*_{\text{т}\,i}\right)}{zH^*_{\text{т.ад}\,i}}=\eta^*_{\text{т}\,i}+\frac{1-\eta^*_{\text{т}\,i}}{z}; \qquad (4.97)$$

$$\eta_{\text{v}}=\frac{zH^*_{\text{т.ад}\,i}\eta^*_{\text{т}\,i}}{zH^*_{\text{т.ад}\,i}}=\eta^*_{\text{т}\,i}. \qquad (4.98)$$

Уравнение (4.95) для $\eta^*_{\text{т}}$ можно написать в виде

$$\frac{\eta^*_{\text{т}}}{\eta^*_{\text{т}\,i}}=\frac{1}{\eta^*_{\text{э}\,v}}\cdot\frac{\pi^{*\frac{1-\frac{1}{(k-1)\eta^*_{\text{э}\,v}}}{k}}_{\text{т}}}{1-\frac{1}{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_{\text{т}}}}, \qquad (4.99)$$

где $\eta^*_{\text{э}\,v}$ — определяется из уравнения (4.97).

Если задано $\pi^*_{\text{т}}$, $\eta^*_{\text{т}\,i}$ и z, то уравнение (4.99) позволяет легко определить к.п.д. многоступенчатой турбины.

С помощью полученного к.п.д. легко находится величина адиабатической работы расширения в ступени:

$$H^*_{\text{т.ад}\,i}=\frac{\eta^*_{\text{т}}}{\eta^*_{\text{т}\,i}}=\frac{H^*_{\text{т.ад}}}{z}=\alpha\frac{H^*_{\text{т.ад}}}{z},$$

где

$$\alpha=\frac{\eta^*_{\text{т}}}{\eta^*_{\text{т}\,i}}$$

и

$$H^*_{\text{т.ад}}=\frac{k}{k-1}RT\left(1-\frac{1}{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_{\text{т}}}\right).$$

Зная $H^*_{\text{т.ад}\,i}$, можно оценить нагруженность ступеней и реальность принятого для них к.п.д. исходя из известных данных, приведенных в гл. 7.

Обратим внимание на некоторые предельные значения $\eta_т^*$. Из уравнений (4.97) и (4.99) следует, что когда $z=1{,}0$, то $\eta_{э\,v}^*=1{,}0$ и $\eta_т^*=\eta_{т\,i}^*$; когда $z=\infty$, то $\eta_{э\,v}^*=\eta_{т\,i}^*$ и формула для $\eta_т^*$ получит вид

$$\eta_т^*=\frac{1-\frac{1}{(\pi_т^*)^{\frac{(k-1)\eta_{т\,i}^*}{k}}}}{1-\frac{1}{(\pi_т^*)^{\frac{k-1}{k}}}}. \qquad (4.100)$$

Таким образом, с увеличением числа ступеней при заданном $\pi_т^*$ величина $\eta_т^*$ приближается к некоторому предельному значению, которое зависит как от $\pi_т^*$, так и от к.п.д. отдельной ступени.

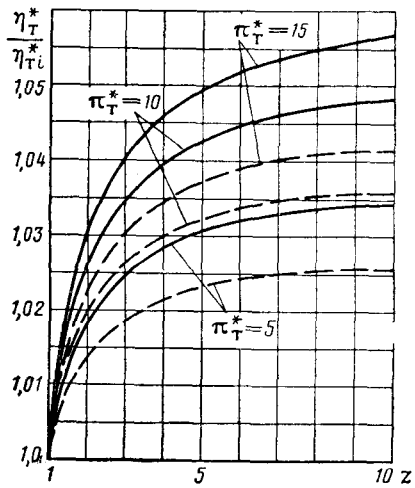


Рис. 4. 8. Зависимость $\eta_т^*/\eta_{т\,i}^*$ от числа ступеней:
——— $\eta_{т\,i}^*=0{,}8$;
–·–·– $\eta_{т\,i}^*=0{,}85$

На рис. 4. 8 показано изменение отношений $\eta_т^*/\eta_{т\,i}^*$ в зависимости от числа ступеней при различных $\pi_т^*$ для двух значений к.п.д. ступени: $\eta_{т\,i}^*=0{,}80$ и $\eta_{т\,i}^*=0{,}85$, откуда следует, что при всех значениях $\pi_т^*$ число ступеней целесообразно увеличивать, но лишь до некоторого предела, сверх которого выигрыш в к.п.д. будет весьма небольшой. Чем выше к.п.д. ступеней, тем быстрее достигается указанный предел, что естественно, так как с ростом к.п.д. ступеней уменьшается выигрыш за счет возврата в них тепла.

Практически стремятся иметь минимальное число ступеней, обеспечивающее возможность получать в каждой ступени, а следовательно, и во всей турбине максимальное для заданных условий значение к.п.д.

Глава 5

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ

Проблема расчета осевых компрессоров, в конечном счете, сводится к проблеме точного вычисления параметров потока, проходящего через лопаточные венцы. Основные вопросы, возникающие при этом, являются общими для всех лопаточных машин и, как указывалось выше, связаны в первую очередь с трудностями, возникающими вследствие того, что поток является трехмерным, вязким и сжимаемым и в общем случае нестационарным. Для получения приемлемых методов расчета вводятся различные упрощения, к числу которых, в частности, относятся: применение понятий об осредненном осесимметричном потоке, использование двухмерных решеток и элементарных ступеней с плоским установившимся потоком и др. Одновременно широко используются экспериментальные данные, полученные при продувке плоских решеток и при испытании отдельных ступеней и многоступенчатых компрессоров.

В гл. 2—4 были приведены общие уравнения для моментов, напора, к.п.д., изменения скоростей и давлений в лопаточных машинах, в том числе в полных и элементарных ступенях компрессоров, а также геометрические параметры ступеней. Ниже рассматривается применение этих уравнений для расчета осевых компрессоров с учетом их специфических особенностей. При этом сначала рассматриваются решетки и элементарные ступени компрессоров, а затем полные ступени и многоступенчатые машины.

5.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РЕШЕТОК И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ СТУПЕНЕЙ

5.1.1. ТРЕУГОЛЬНИКИ СКОРОСТЕЙ И ЧИСЛА М

Предположим, что элементарная ступень состоит из рабочей решетки и решетки спрямляющего аппарата за ней. Учитывая, кроме того, наличие спрямляющего аппарата предшествующей ступени в многоступенчатом компрессоре или входного направляющего аппарата в первой ступени, можно показать треугольники скоростей, как изображено на рис. 5.1. Совмещая треугольники скоростей на входе в рабочую решетку и на выходе из нее (рис. 5.2), получим треугольник скоростей рабочей решетки, являющийся основным при изучении осевых компрессоров. Осевые и другие скорости вдоль рабочей решетки будут изменяться не только вследствие изменения углов и проходных сечений, но еще и вслед-

ствие сжимаемости. Поэтому для рабочей решетки с постоянной высотой и радиусом треугольники скоростей будут характеризоваться тем, что осевые скорости на выходе должны быть меньше, чем на входе, т. е. $c_{2a}<c_{1a}$ (рис. 5.2, *а*). В специальных случаях, когда рассматриваются решетки с переменной высотой или расположенные на конической поверхности с уменьшающимся к выходу радиусом, может оказаться, что осевая скорость на выходе больше скорости на входе, т. е. $c_{2a}>c_{1a}$ (рис. 5.2, *б*). В теоретических расчетах и в случаях относительно небольших дозвуковых скоростей рассматривается преимущественно треугольник скоростей, в котором осевые скорости до и после рабочей решетки одинаковы, т. е. $c_{2a}=c_{1a}$ (рис. 5.2, *в*). Величины скоростей, характеризующиеся числами М, играют большую роль в осевых компрессорах. Наиболее существенное влияние оказывают числа $\widetilde{M}_1=w_1/a_1$ на входе в решетку рабочего колеса, подсчитанные по относительной скорости, и числа $M_2=c_2/a_2$ на входе в решетку спрямляющего аппарата. Эти числа М в каждой из указанных решеток имеют наибольшее значение именно на входе, так как скорости потока и, следовательно, числа М в самих этих решетках, как правило, уменьшаются. В зависимости от значений чисел $\widetilde{M}_1$ и M_2 компрессоры подразделяются на дозвуковые ($M\leqslant 0{,}75\div 0{,}85$), околозвуковые ($M=0{,}9\div 1{,}1$) и сверхзвуковые ($M>1{,}1$). При этом в околозвуковых и сверхзвуковых компрессорах указанные значения могут иметь только числа $\widetilde{M}_1$ или M_2 в зависимости от схемы ступеней, как рассмотрено ниже. На рис. 5.3 для иллюстрации

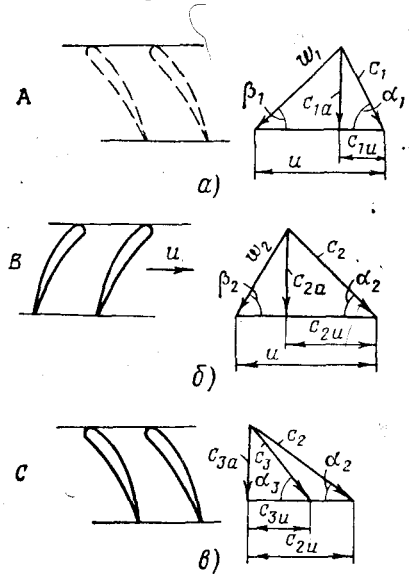


Рис. 5.1. Треугольники скоростей элементарной ступени:

а—на входе в рабочую решетку; *б*—на выходе из рабочей решетки; *в*—на входе в спрямляющую решетку и на выходе из нее;
А—решетка входного направляющего аппарата; *В*—рабочая решетка; *С*—решетка спрямляющего аппарата

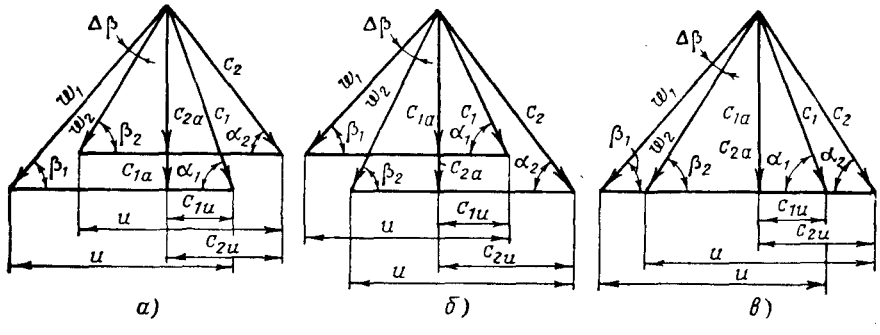


Рис. 5.2. Треугольники скоростей рабочей решетки

показан треугольник скоростей решетки рабочего колеса околозвукового компрессора. Влияние на коэффициент потерь полного давления $\xi=\Delta p^*/\frac{1}{2}\gamma c_1^2$ и чисел М на входе в решетку (т. е. $\widetilde{M}_1$ или M_2) показано на рис. 5.4 для решетки, состоящей из обычных 10% толстых профилей, откуда следует, что, начиная с чисел $M\approx 0{,}7\div 0{,}75$, коэффициент потерь

значительно возрастает. Число M, начиная с которого коэффициент потерь резко возрастает, принято называть критическим числом M. Оно характеризуется наличием местных сверхзвуковых зон на выпуклой поверхности профиля и скачков уплотнения. Таким образом, наряду с кромочными потерями *), потерями на трение и на вихреобразование появляются еще и волновые потери, доля которых в общей величине профильных потерь возрастает с увеличением значения числа M выше критического. Влияние чисел M на потери при различных углах атаки i_0 показано на рис. 5. 5, откуда видно, что при больших числах M на входе в решетку сильно сужается диапазон углов атаки с малыми коэффициентами потерь. Если число M становится достаточно большим, решетка запирается, образуются сильные скачки, вызывающие отрыв пограничного слоя при всех углах атаки, и сильно возрастает коэффициент потерь. Числа M на входе в решетку, при которых в узком сечении канала возникают скорости звука и происходит запирание решетки, принято называть максимальными числами M (M_{max}).

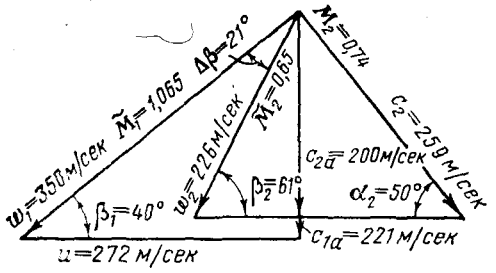


Рис. 5. 3. Треугольники скоростей рабочей решетки на среднем радиусе колеса околозвукового компрессора

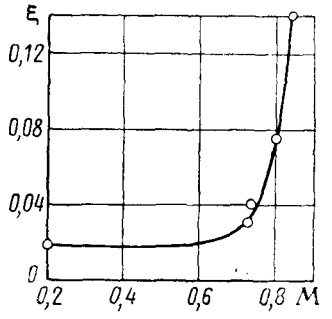


Рис. 5. 4. Влияние числа M на коэффициент потерь

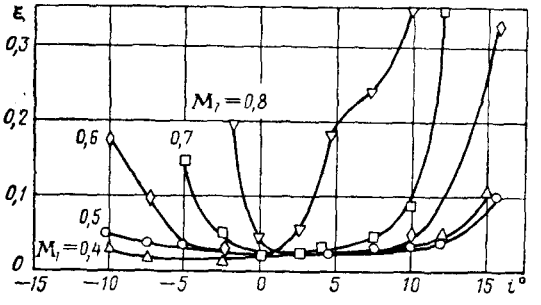


Рис. 5. 5. Влияние числа M на входе в решетку на характеристики потерь в ней

Рассматривая процесс расширения воздуха при переходе от сечения F_1 к сечению горловины F_{min} (рис. 5. 6) применительно к решетке рабочего колеса, нетрудно установить связь между M_{max} и F_{min}/F_1.

Из уравнения неразрывности для сечений F_1 и F_{min} имеем (без учета потерь и рассматривая течение как одномерное)

$$\frac{q(\lambda_{w1})}{q(\lambda)_{F_{min}}} = \frac{F_{min}}{F_1}.$$

*) Кромочные потери подробно исследовались применительно к турбинным решеткам и рассмотрены в разд. 7. 2. 1. 2.

При достижении максимального числа M — значение $q(\lambda)_{F_{min}} = 1{,}0$ и, следовательно, получаем

$$q(\lambda_{w1})_{M_{max}} = \frac{F_{min}}{F_1}. \qquad (5.1)$$

Так как

$$q(\lambda_{w1}) = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_{w1}^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda_{w1},$$

а λ_{w1} связано с числами $\widetilde{M}_1$ зависимостью

$$\widetilde{M}_1 = \frac{\lambda_{w1}\sqrt{\frac{2}{k+1}}}{\sqrt{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_{w1}^2}},$$

то, учитывая, что в данном случае $\widetilde{M}_1 = M_{max}$, получаем

$$M_{max}\left(\frac{\frac{k+1}{2}}{1 + \frac{k-1}{2}M_{max}^2}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} = \frac{F_{min}}{F_1}. \qquad (5.2)$$

Очевидно, что это уравнение справедливо и для решеток спрямляющих аппаратов. На рис. 5.6 представлены подсчитанные по уравнению (5.2)

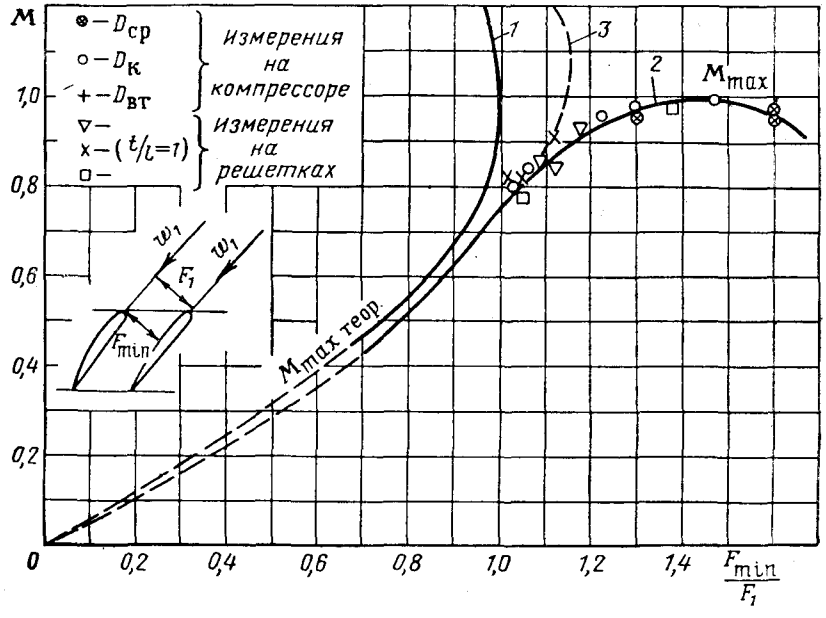


Рис. 5.6. Зависимость числа M от отношения F_{min}/F

максимально возможные числа $M_{max\ теор}$ (линия *1*) в зависимости от отношения площадей F_{min}/F_1 при адиабатическом изменении состояния.

Поскольку одному и тому же значению $q(\lambda)$ отвечают, как известно, два значения λ или M, то теоретическая кривая на рис. 5.6 при $F_{min}/F_1 < 1{,}0$ имеет две ветви: нижнюю — дозвуковую и верхнюю—сверхзвуковую.

С учетом потерь уравнение (5. 1) получит вид

$$q(\lambda_{w1})_{M_{max}} = \frac{F_{min}}{F_1}\,\delta_{к.в},$$

где $\delta_{к.в} = p^*_{F_{min}}/p^*_1$ — коэффициент полного давления во входном участке канала.

Кроме того, вследствие образования пограничного слоя сечение F_{min} уменьшается по сравнению с его номинальным значением.

Таким образом, в действительности при данном номинальном отношении F_{min}/F_1 значения $q(\lambda_{w1})_{M max}$ будут всегда меньше теоретических. Значения M_{max}, полученные при экспериментальных исследованиях компрессорных решеток, составленных из обычных дозвуковых профилей, представлены на рис. 5.6 кривой *2*, откуда следует, что в области $F_{min}/F_1 < 0{,}96$ значения M_{max} относительно близки к теоретическим, а в области $F_{min}/F_1 > 1{,}0$ существенно отличаются. При этом только когда $F_{min}/F_1 = 1{,}4 \div 1{,}5$, M_{max} может достигнуть значений, близких к единице. Это связано с тем, что в профилях со значительной кривизной и толщиной входного участка, обычно используемых в решетках с дозвуковыми скоростями, имеют место большие потери на входе при околозвуковых скоростях ($\lambda_{вх} = 0{,}85$—$1{,}2$). При использовании профилей лопаток, обеспечивающих малые потери во входном участке межлопаточного канала, протекание кривой M_{max} может не очень существенно отличаться от протекания кривой $M_{max\,теор}$ (кривая *3*).

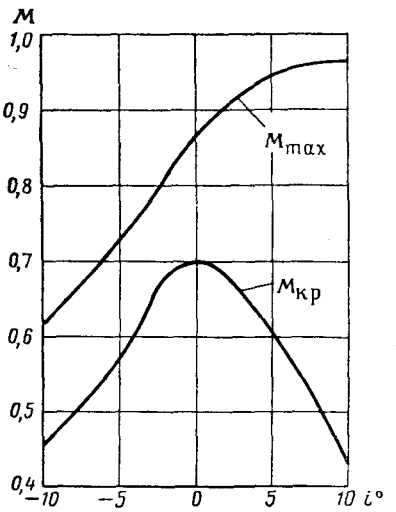


Рис. 5. 7. Зависимость критического и максимального числа M от угла атаки при $\alpha_2 = 30°$; $\theta = 28°$; $t/b = 1{,}0$ и $a/b = 10\%$

Поскольку $F_1 = t \sin \beta_1 = t \sin(\beta'_1 - i)$, то для данной решетки (т. е. при заданных F_{min}, t и β'_1) с увеличением угла атаки i должно увеличиваться отношение F_{min}/F_1, вследствие чего будет возрастать и M_{max} (рис. 5. 7). В то же время $M_{кр}$ уменьшается как при уменьшении, так и при увеличении угла атаки по сравнению с оптимальным.

Из изложенного следует, что увеличение M_{max} может достигаться как выбором надлежащего угла атаки (при допустимом $M_{кр}$), так и путем увеличения F_{min} за счет применения более тонких профилей. Последнее способствует увеличению $M_{кр}$, что используется в околозвуковых и сверхзвуковых решетках. Во втулочных решетках из условия прочности обычно применяются более толстые профили, что приводит к уменьшению M_{max} в этих решетках.

5.1.2. ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА

Для осевого компрессора, равно как и для других лопаточных машин, имеет существенное значение число Рейнольдса, являющееся наряду с числом M критерием подобия. Для решетки профилей компрессора число Рейнольдса целесообразно определять по хорде профиля и параметрам воздуха на входе в решетку. Поэтому для рабочей решетки

$$Re = \frac{w_1 \gamma_1 b_{р.к}}{\mu_1}.$$

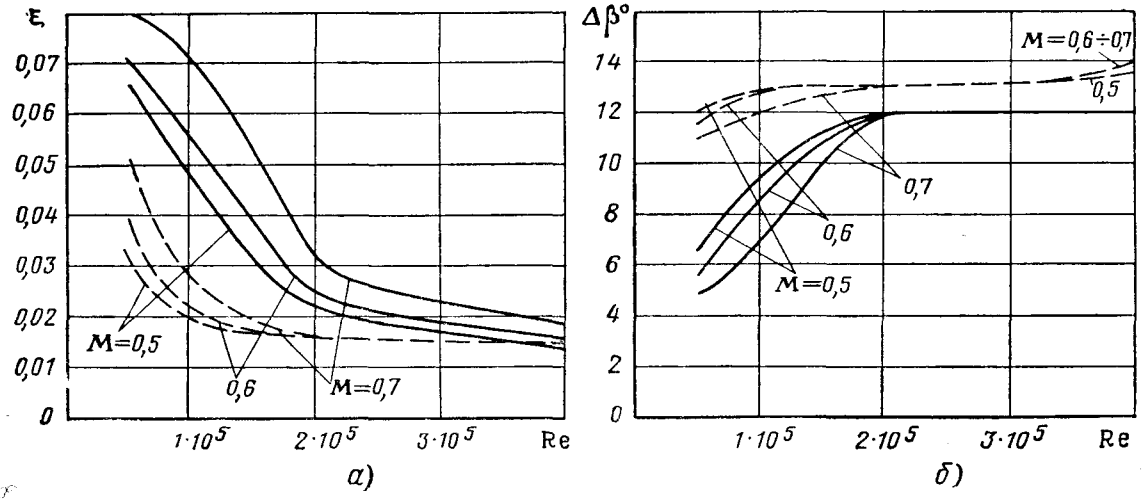


Рис. 5. 8. Влияние чисел Re, чисел M и толщины профиля на коэффициент потерь (*а*) и угол отклонения потока (*б*) в компрессорной решетке:

———— $\bar{c}=12\%$;

..... $\bar{c}=4\%$

Исследования [66] показывают, что при снижении чисел Re и уровня турбулентности коэффициенты потерь полного давления в решетке возрастают, а углы отклонения потока уменьшаются. Указанные явления обусловлены отрывом ламинарного пограничного слоя при малых числах Re. При высоких же числах Re и в зависимости от уровня турбулентности ламинарный пограничный слой переходит в турбулентный, вследствие чего возможность отрыва пограничного слоя уменьшается.

Числа Re, при которых начинается значительный рост потерь, называются критическими числами. При характерном для осевого компрессора уровне турбулентности потока критические числа $Re_{кр}$ для различных компрессорных решеток находятся в пределах $(2{,}0—3{,}0)\cdot 10^5$. На рост потерь при уменьшении чисел Re существенное влияние оказывает также сжимаемость (числа M_1) и толщина профиля. На рис. 5.8 показано влияние чисел Re, чисел M и толщины профиля на коэффициент потерь полного давления и угол отклонения потока для компрессорной решетки с густотой $b/t=1{,}0$ и углом установки $\vartheta=60°$. Из этого графика видно, что при числах Re $(2{,}0—2{,}5)\cdot 10^5$ существенно растет коэффициент потерь и уменьшается угол отклонения потока, причем более интенсивно при повышенных числах M и больших толщинах профилей, поскольку эти факторы способствуют расширению области отрыва ламинарного пограничного слоя.

Выше рассмотрено влияние чисел M и Re на профильные потери в компрессорных решетках. Что касается вторичных потерь, которые включают в себя потери от парного вихря, влияние радиального зазора и нестационарности, то количественных данных для их оценки применительно к компрессорным решеткам недостаточно *).

Физическая природа парного вихря в компрессорных и турбинных решетках одинакова, и качественно на компрессорные решетки можно распространить результаты, полученные при исследовании парного вихря в турбинных решетках (см. раздел 7.2.3). Однако количественные данные для компрессорных решеток требуют уточнения.

Влияние на к. п. д. потерь энергии, обусловленных перетеканием в радиальном зазоре с вогнутой на выпуклую поверхность профиля у периферии лопатки, теоретически рассмотрено в работе [68]. При этом предполагалось, что вся кинетическая энергия массы потока, связанная с составляющей скорости, нормальной к хорде, теряется при этом перетекании. Однако данные, получаемые по теоретическим уравнениям, не вполне согласуются с результатами экспериментальных исследований.

5.1.3. СТЕПЕНЬ РЕАКТИВНОСТИ

Из уравнений (2.32) и (2.77) мы можем применительно к рабочей решетке осевого компрессора написать:

$$H_{th}=\frac{w_1^2-w_2^2}{2}+\frac{c_2^2-c_1^2}{2}; \tag{5.3}$$

$$\int_1^2\frac{dp}{\gamma}+L_{R\,к}=\frac{w_1^2-w_2^2}{2}. \tag{5.4}$$

При заданном теоретическом напоре работа сжатия в решетке рабочего колеса, т. е. $\int_1^2\frac{ap}{\gamma}$, может иметь различные значения в зависимости от того, какую часть теоретического напора составляет член, характеризующий изменение кинетической энергии в относительном движении.

*) При рассмотрении вторичных потерь как здесь, так и в гл. 7 предполагается, что высота решетки имеет конечную величину.

Под степенью реактивности принято понимать отношение работы сжатия в решетке рабочего колеса при отсутствии потерь к теоретическому напору:

$$\varrho_{к.д}=\frac{\left(\int_1^2 \frac{dp}{\gamma}\right)_0}{H_{th}}=\frac{w_1^2-w_2^2}{2H_{th}}, \tag{5.5}$$

где $\left(\int_1^2 \frac{dp}{\gamma}\right)_0$ — работа сжатия в решетке ротора при отсутствии потерь.

В решетках выполненных компрессоров в зависимости от способа профилирования лопаток и положения решетки по высоте лопатки степень реактивности $\varrho_{к.д}$ находится в пределах 0,2—0,8.

Однако в принципе степень реактивности может равняться нулю и даже быть отрицательной. В последнем случае статическое давление в решетке рабочего колеса будет понижаться (конфузорный процесс). На расчетном режиме отрицательная степень реактивности, как правило, не допускается и встречается на нерасчетных режимах, сопровождаясь иногда переходом решетки с компрессорного режима на турбинный.

Степень реактивности может быть и больше единицы, когда в абсолютном движении скорости потока в решетке рабочего колеса уменьшаются. Степень реактивности можно выразить еще через абсолютные скорости, если в уравнение (5.5) вставить относительные скорости из уравнения (5.3):

$$\varrho_{к.д}=1-\frac{c_2^2-c_1^2}{2H_{th}}. \tag{5.6}$$

Заменим c_2 и c_1 окружными и осевыми составляющими, тогда

$$\varrho_{к.д}=1-\frac{c_{2u}^2-c_{1u}^2}{2H_{th}}-\frac{c_{2a}^2-c_{1a}^2}{2H_{th}}.$$

Во втором члене заменим H_{th} его выражением из уравнения (2.26) с учетом того, что в этом уравнении окружная составляющая c_{1u} положительная, когда ее направление совпадает с окружной скоростью, и отрицательная, когда c_{1u} направлена против окружной скорости. Тогда

$$\varrho_{к.д}=1-\frac{c_{2u}\pm c_{1u}}{2u}-\frac{c_{2a}^2-c_{1a}^2}{2H_{th}}. \tag{5.7}$$

Первые два члена правой части уравнения (5.7) принято называть кинематической степенью реактивности $\varrho_к$, т. е.

$$\varrho_к=1-\frac{c_{2u}\pm c_{1u}}{2u}=1-\frac{\bar{c}_{2u}\pm\bar{c}_{1u}}{2}. \tag{5.8}$$

В дальнейшем в уравнениях (5.7) и (5.8) перед c_{1u} будем писать только знак плюс, а значение c_{1u} принимать со своим знаком («плюс» при закрутке по вращению и «минус» при закрутке против вращения). Когда $c_{2a}=c_{1a}$, то $\varrho_к=\varrho_{к.д}$. Если $c_{2a}\neq c_{1a}$, то кинематическая степень реактивности по физическому смыслу характеризует тип треугольника скоростей. Прибавив и вычтя в правой части уравнения (5.8) (при знаке «плюс» перед $\bar{c}_{1u}$) величину $\bar{c}_{1u}/2$, получим также

$$\varrho_к=1-\bar{c}_{1u}-\frac{\overline{\Delta c_u}}{2}=1-\bar{c}_{1u}-\frac{\overline{H_{th}}}{2}, \tag{5.9}$$

так как $\Delta\bar{c}_u$ равно коэффициенту напора $\overline{H}_{th}$.

5.1.4. ТИПЫ ДОЗВУКОВЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ СТУПЕНЕЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СТЕПЕНИ РЕАКТИВНОСТИ

Как следует из уравнения (5.9), степень реактивности рабочей решетки зависит от относительного значения и знака окружной составляющей скорости на входе и от коэффициента напора. Если принять один и тот же коэффициент напора для всех степеней реактивности, то очевидно, что

$$\varrho_{к(\bar{c}_{1u}<0)} = \varrho_{к(\bar{c}_{1u}=0)} + \bar{c}_{1u};$$

$$\varrho_{к(\bar{c}_{1u}>0)} = \varrho_{к(\bar{c}_{1u}=0)} - \bar{c}_{1u},$$

где $\varrho_{к\ (\bar{c}_{1u}=0)}$ — соответствует осевому потоку (без закрутки) на входе в рабочее колесо, а индексы $\bar{c}_{1u}<0$ и $\bar{c}_{1u}>0$ соответственно указывают, когда окружная составляющая направлена против вращения и по вращению. В частности, на среднем радиусе дозвуковой ступени коэффициент теоретического напора H_{th} находится примерно в пределах 0,3—0,4. Тогда $\varrho_{к(\bar{c}_{1u}=0)}=0{,}85—0{,}8$. Следовательно, при закрутке потока против вращения степень реактивности будет больше, а при закрутке по вращению меньше указанных значений. При более высоких коэффициентах напора, что имеет место, например, в решетках, расположенных у втулки, степень реактивности должна уменьшаться. Наоборот, при более низких коэффициентах напора степень реактивности должна возрастать. Специальным подбором изменения окружной составляющей $\bar{c}_{1u}$ по высоте лопатки удается сохранять $\varrho_к=\text{const}$, несмотря на изменение коэффициента напора.

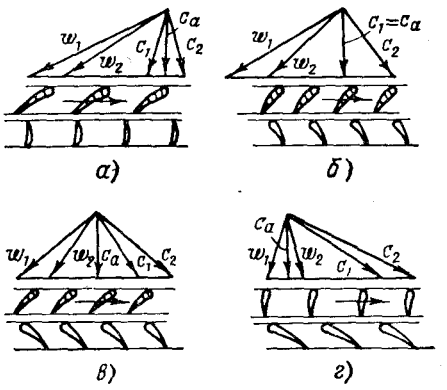


Рис. 5.9. Треугольники скоростей элементарных ступеней с различной степенью реактивности:

а—$\varrho_к=1{,}0$; *б*—$1{,}0>\varrho_к>0{,}5$; *в*—$\varrho_к=0{,}5$; *г*—$\varrho_к=0$.

На рис. 5.9 показаны треугольники скоростей в рабочих решетках для элементарных ступеней, имеющих постоянный коэффициент напора $H_{th}=0{,}4$ и одинаковую окружную скорость, но различные степени реактивности от 1,0 до 0. При $\varrho_к=1{,}0$ все повышение статического давления достигается только в рабочем колесе в результате торможения относительной скорости. В спрямляющем аппарате должно происходить только изменение направления скорости. Из сравнения треугольников скоростей видно, что относительная скорость на входе в эту ступень больше, чем у остальных, что является следствием закрутки потока против направления вращения. Поэтому, если в различных ступенях одинаковые числа $\widetilde{M}_1$, то в ступени, имеющей $\varrho_к=1{,}0$, должна быть ограничена окружная скорость, а следовательно, и напор.

В настоящее время такие ступени не применяются. В прошлом они использовались на компрессоре первого немецкого турбореактивного двигателя ЮМО-004.

В ступени, имеющей $c_{1u}=0$ (рис. 5.9, *б*), числа $\widetilde{M}_1$ также будут несколько ограничивать окружную скорость. Эта ступень характерна тем, что в ней степень реактивности всегда меньше единицы, так как $\varrho_к=1{,}0$ только при $\bar{H}_{th}=0$. В случае возрастания коэффициента напора до $\bar{H}_{th}=1{,}0$ степень реактивности будет равна $\varrho_к=0{,}5$ и в этой ступени будет получаться максимальный напор при заданном числе $\widetilde{M}_1$ (см. разд. 5.2.1). Ступени, имеющие $c_{1u}=0$ или очень малую закрутку, находят примене-

ние при сверхзвуковых скоростях на входе в рабочее колесо, а также как ступени вентилятора двухконтурного двигателя. Ступень (рис. 5.9, *в*), имеющая $\varrho_к=0{,}5$ при $c_{1u}>0$, т. е. при совпадении окружной составляющей потока на входе в рабочую решетку с направлением окружной скорости, имеет ряд характерных особенностей. Во-первых, треугольник скоростей такой ступени является симметричным, т. е. $w_1=c_2$ и $w_1=c_1$ и, следовательно, условия работы решетки рабочего колеса и решетки спрямляющего аппарата одинаковы. Во-вторых, при относительно небольших числах $\widetilde{M}_1<1{,}0$ в такой ступени можно иметь достаточно большие окружную скорость и напор. Наконец, как показано ниже, к.п.д. ступени, имеющей $\varrho_к=0{,}5$, является максимальным. Этим объясняется, что в дозвуковых компрессорах степень реактивности $\varrho_к=0{,}5$ часто применяется на среднем радиусе, а также и для всей лопатки, если она спрофилирована по закону $\varrho_к=\text{const}$ на всех радиусах. При $\bar{c}_{1u}\to 0$ эта ступень приближается к предыдущей ступени.

Ступень с $\varrho_к=0$ (рис. 5.9, *г*) по своему треугольнику скоростей противоположна ступени, имеющей $\varrho_к=1{,}0$. В таких ступенях в рабочем колесе происходит только поворот относительных скоростей без изменения их величины и сильно возрастает абсолютная скорость c_2, впоследствии замедляющаяся в спрямляющем аппарате.

К таким ступеням иногда приближаются элементарные ступени во втулочных сечениях.

5.1.5. ТИПЫ СВЕРХЗВУКОВЫХ (И ОКОЛОЗВУКОВЫХ) ЭЛЕМЕНТАРНЫХ СТУПЕНЕЙ

Из уравнения для теоретического напора рабочей решетки

$$H_{th}=u(c_{2u}-c_{1u})$$

следует, что в случае, когда $c_{1u}=0$ или $c_{1u}<0$, напор при данной окружной скорости будет возрастать. Однако с этим связано увеличение чисел $\widetilde{M}_1$ на входе в решетку. Поэтому применение профилей, эффективно работающих при больших числах $\widetilde{M}_1$, позволяет иметь ступень с большим напором.

Исследования [66] показывают, что эффективность работы решетки при повышенных числах $\widetilde{M}_1$ может быть достигнута путем уменьшения толщины лопаток и расположения максимальной толщины профиля ближе к середине хорды [66]. Последнее позволяет допускать малый угол заострения входной кромки профиля, что ослабляет возможные головные ударные волны и уменьшает связанные с ними потери, так как из газодинамики известно [1], что при сверхзвуковом обтекании клина, угол которого больше предельного для данного числа M, образование косого скачка становится невозможным и на некотором удалении от вершины клина образуется отсоединенная, или головная, ударная волна. Например, для $M=1{,}5$ угол клина не должен быть больше 12°.

В выполненных сверхзвуковых и околозвуковых компрессорах [58] поток на входе в рабочее колесо не имел окружной составляющей, т. е. ступень по своему типу относилась к ступени, треугольники скоростей которой показаны на рис. 5.9, *б*. Типичный треугольник скоростей околозвуковой ступени был показан на рис. 5.3. В треугольнике скоростей сверхзвуковой ступени рис. 5.10 — сверхзвуковая относительная скорость на входе в рабочее колесо и дозвуковая абсолютная скорость на входе в спрямляющий аппарат. Относительная скорость на выходе из рабочего колеса — дозвуковая, и переход от сверхзвуковой скорости к дозвуковой происходит в головной ударной волне или в системе скачков уплотнения (см. разд. 5.2.4). На рис. 5.11 показано течение на входе в ре-

шетку профилей, обтекаемую сверхзвуковым потоком с головными ударными волнами.

Известный интерес могут представлять также ступени с дозвуковой относительной скоростью на входе в рабочее колесо и сверхзвуковой

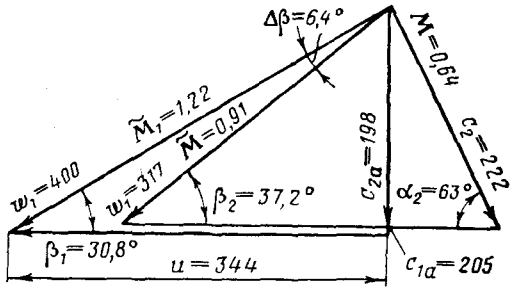


Рис. 5.10. Треугольники скоростей рабочих решеток сверхзвуковой элементарной ступени

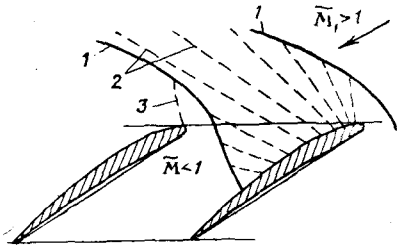


Рис. 5.11. Обтекание сверхзвуковым потоком решетки профилей:

1—головные волны; *2*—волны разрежения; *3*—линии перехода через скорость звука

скоростью на входе в спрямляющий аппарат, что достигается сужением сечений проточной части [66]. Исследованная ступень такого типа (рис. 5.12) имела пониженную кинематическую степень реактивности рабо-

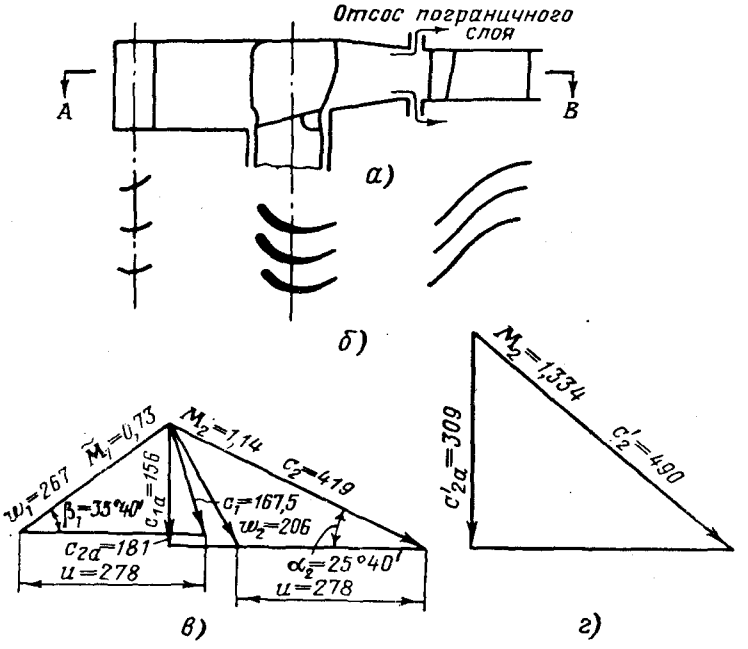


Рис. 5.12. Схемы проточной части ступени осевого компрессора со сверхзвуковой скоростью на входе в спрямляющий аппарат:

а—меридиональное сечение; *б*—схема решеток по среднему диаметру *A*—*B*; *в*—треугольники скоростей на входе в рабочее колесо и на выходе из него; *г*—треугольник скоростей на входе в спрямляющий аппарат

чего колеса ($\varrho_к$=0,328) и следующие числа M: в рабочей решетке на среднем диаметре $\widetilde{M}_1$=0,73 и на входе в спрямляющий аппарат M_2= =1,334.

5.1.6. СТУПЕНИ С ПРОТИВОПОЛОЖНЫМ ВРАЩЕНИЕМ РАБОЧИХ КОЛЕС

Наряду с обычными ступенями, состоящими из рабочего колеса и неподвижного спрямляющего аппарата, в отдельных случаях встречаются ступени, в которых два рабочих колеса вращаются в противоположных направлениях. Кроме этих колес в ступени могут быть и неподвижные направляющие аппараты.

Рассмотрим сначала случай, когда неподвижные аппараты отсутствуют и абсолютные скорости на входе в первое колесо и на выходе из

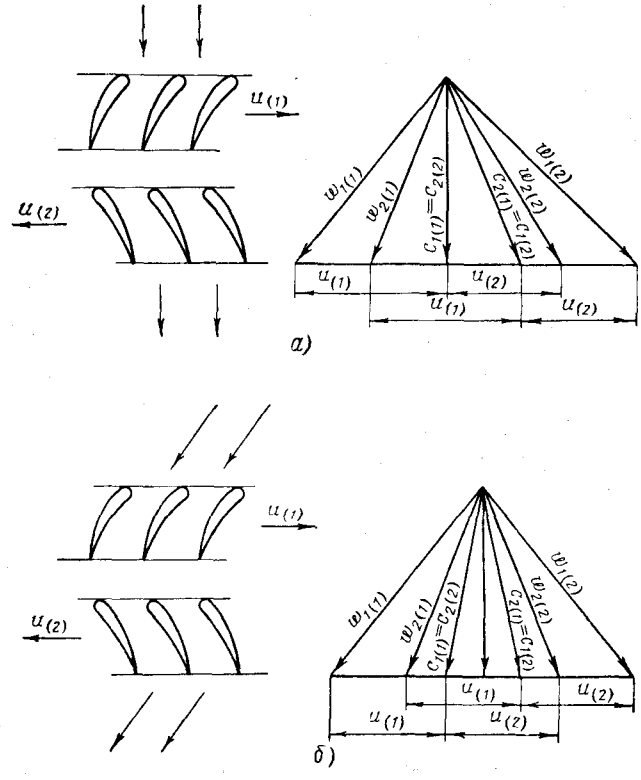


Рис. 5.13. Треугольники скоростей ступени с противоположным вращением рабочих колес

второго колеса не имеют окружных составляющих (рис. 5.13). Такая ступень может применяться как самостоятельная. В треугольниках скоростей векторы, относящиеся к первому колесу, имеют дополнительный индекс (1), а ко второму колесу — дополнительный индекс (2).

Треугольник скоростей (рис. 5.13, *а*) показывает, что первая рабочая решетка работает в этом случае по схеме рис. 5.9, *б*, т. е. имеет $0{,}5<\varrho_к<1{,}0$, а во второй решетке должна быть степень реактивности $\varrho_к>1{,}0$, так как на входе в нее имеется закрутка против направления вращения ($c_{1u}<0$), а окружная составляющая на выходе (c_{2u}) равна нулю. Из треугольника скоростей также видно, что при одинаковых окружных скоростях относительная скорость на входе во вторую рабочую решетку, а следовательно, и числа $\tilde{M}$ по относительной скорости должны быть значительно больше, чем на входе в первую решетку.

Если потребовать равенства чисел $\widetilde{M}$, то непосредственно из треугольника скоростей следует, что в этом случае должно быть

$$u_{(2)}+c_{2u(1)}=u_{(1)},$$

откуда

$$u_{(2)}=u_{(1)}-c_{2u(1)}$$

или

$$\frac{u_{(2)}}{u_{(1)}}=1-\bar{H}_{th(1)}.$$

При этом, очевидно, $\bar{H}_{th(1)}=\bar{H}_{th(2)}=\bar{H}_{th}$, так как $\bar{H}_{th}=\bar{c}_{2u(1)}=\bar{c}_{1u(2)}$.

В ступени с противоположным вращением рабочих колес можно осуществить одинаковые числа $\widetilde{M}$ и при равных окружных скоростях, введя промежуточный направляющий аппарат или создавая только окружные составляющие скорости на входе в первое колесо и на выходе из второго колеса.

В последнем случае окружная составляющая $\bar{c}_{1u(1)}$ должна быть направлена против вращения, так как иначе неравенство чисел $\widetilde{M}_1$ при $u_{(1)}=u_{(2)}$ возрастет еще в большей степени, чем при $\bar{c}_{1u}=0$. На рис. 5. 13, *б* показан треугольник скоростей, в котором скорости $w_{1(1)}=w_{1(2)}$ при $u_{(1)}=u_{(2)}=u$. Для небольших степеней повышения давления можно считать, что при $w_{1(1)}=w_{1(2)}$ будут мало отличаться и числа $\widetilde{M}_{1(1)}$ и $\widetilde{M}_{1(2)}$. В треугольнике рис. 5. 13, *б* абсолютная скорость $c_{1(1)}$ равна и по направлению симметрична скорости $c_{2(1)}$. Следовательно, степень реактивности первой рабочей решетки $\varrho_к=1{,}0$. Аналогичное положение будет и для второй решетки при $\Delta\beta_{(2)}=\Delta\beta_{(1)}$. Как уже отмечалось выше, при $\varrho_к=1$ и заданных числах $\widetilde{M}_1$ ограничивается величина окружной скорости, а следовательно, и напор. Но когда $\widetilde{M}_1>1{,}0$, то несмотря на эти ограничения возможно получить достаточно высокие значения u и H_{th}. Создание многоступенчатого компрессора с противоположным вращением рабочих колес связано с большими конструктивными трудностями.

5. 1. 7. СТЕПЕНЬ ДИФФУЗОРНОСТИ, ГУСТОТА И УГОЛ ОТКЛОНЕНИЯ ПОТОКА В РЕШЕТКЕ

Важными параметрами решеток являются степень диффузорности, густота b/t и угол отклонения или поворота потока $\Delta\beta$ или $\Delta\alpha$, тесно связанные между собой (см. рис. 2. 6).

Диффузорность канала решетки можно характеризовать с помощью угла эквивалентного диффузора. Очевидно, что для каждой диффузорной решетки, работающей на определенном режиме, можно построить эквивалентный плоский диффузор, длина которого равна длине средней линии канала, а площади входа и выхода равны соответственно живым сечениям в потоке при входе и выходе из канала. На рис. 5. 14 изображены три решетки и эквивалентные им плоские диффузоры. Решетки типа *а* и *б* имеют одинаковую густоту и углы поворота потока, работают при одинаковом угле атаки, но у решетки *б* угол потока на выходе β_2 меньше, чем у решетки *а*. Из рис. 5. 14 видно, что решетке *б* соответствует эквивалентный диффузор со значительно большим углом раскрытия. Так, если для решетки *а* принять угол $\theta_д$ за единицу, то в решетке *б* $\theta_д=1{,}43$. В решетке *в* густота и углы потока на выходе оставлены такими же, как и в решетке *а,* но угол поворота потока в решетке увеличен за счет уменьшения угла потока на входе β_1 при том же угле атаки. В результате угол раскрытия в решетке *в* по сравнению с углом в решетке *а* возрастет примерно в два раза. Принимая высоту решетки равной

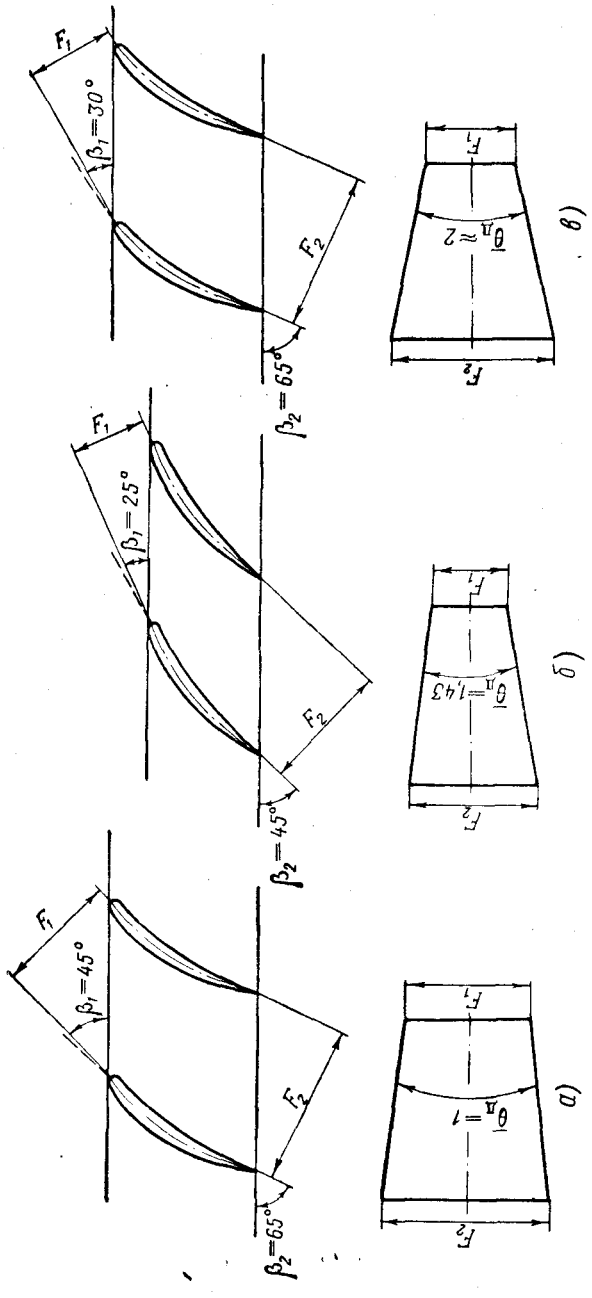


Рис. 5.14. Эквивалентные диффузоры $b/t=1{,}0$; $i=2°$

единице, угол раскрытия эквивалентного диффузора можно записать в виде

$$\theta_д = \frac{180}{\pi} \frac{t(\sin\beta_2 - \sin\beta_1)}{l}.$$

Значение $\theta_д$ можно выразить еще в виде

$$\theta_д = \frac{180}{\pi} \frac{b}{l} \frac{\sin(\Delta\beta + \beta_1) - \sin\beta_1}{\frac{b}{t}}. \qquad (5.10)$$

Из уравнения (5.10) следует, что угол раскрытия диффузора должен при заданном значении β_1 возрастать с увеличением угла поворота потока. Одновременно $\theta_д$ увеличивается с уменьшением густоты решетки. Как известно из газовой динамики, сопротивление диффузора слагается из потерь на трение и на вихреобразования. Вихревые потери вызываются отрывом пограничного слоя от стенок диффузора, что в пер-

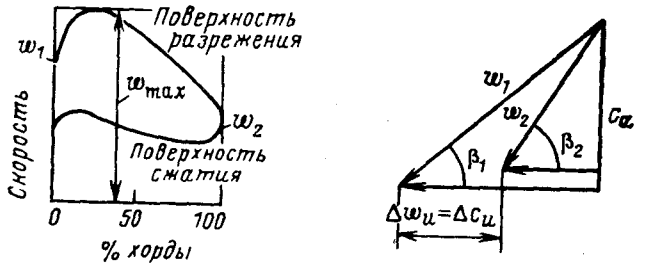


Рис. 5.15. К выводу коэффициента диффузорности

вую очередь определяется углом раствора диффузора. Оптимальными углами являются углы $\theta_д = 6 \div 10°$. В этой области не наблюдается видимого отрыва струй от стенки диффузора. Таким образом, выбор углов поворота потока и густоты, а в конечном итоге, и напора решетки необходимо согласовать с допустимым углом раствора диффузора, как рассматривается ниже.

Применяется оценка допустимой диффузорности еще в форме так называемого коэффициента диффузорности [66], который также является критерием допускаемой расчетной нагрузки на лопатку. В основе этого параметра лежит торможение скорости на выпуклой поверхности профиля. На рис. 5.15 приведено типичное распределение скорости на поверхности профиля в компрессорной решетке. Вблизи передней кромки на верхней поверхности профиля наблюдается увеличение скорости до значения w_{max}, превышающего скорость набегающего потока w_1. Затем скорость непрерывно падает и у задней кромки мало отличается от скорости потока за решеткой. Уменьшение скорости сопровождается отклонением потока из-за циркуляции скорости вокруг профиля, равной $\Gamma = \Delta w_u t$.

Циркуляция проявляется в увеличении скорости на спинке профиля и в уменьшении ее на нижней поверхности. Пренебрегая отличием дуги верхней и нижней поверхности от хорды (для малоизогнутого профиля) и принимая линейное изменение скоростей на этих поверхностях, можем приближенно циркуляцию вокруг профиля записать в виде

$$\Gamma = \frac{b}{2\varkappa}[(w_{max} - w_2) - (w_1 - w_2)] = \frac{b}{2\varkappa}(w_{max} - w_1),$$

где $\varkappa$ — некоторый поправочный коэффициент.

Заменяя Γ через произведение $\Delta w_u t$, получим

$$\frac{w_{\max}}{w_1} = 1 + 2\varkappa \frac{\Delta w_u}{(b/t)\, w_1} = \alpha_D.$$

Коэффициент α_D называют коэффициентом диффузорности. По данным различных исследователей, $2\varkappa = 0{,}4 \div 0{,}6$, т. е. в среднем 0,5.

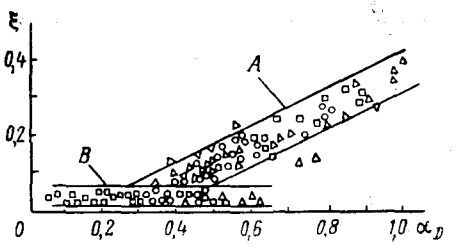


Рис. 5.16. Зависимость коэффициента потерь от коэффициента диффузорности:
A—периферийные решетки рабочего колеса; *B*—втулка рабочего колеса и направляющий аппарат

Для неподвижной (спрямляющей) решетки этот коэффициент будет иметь вид

$$\alpha_D = 1 + \frac{\Delta c_u}{(b/t) c_2},$$

где c_2 — скорость на входе в неподвижную решетку.

Таким образом, коэффициент диффузорности при заданных значениях скоростей на входе возрастает с увеличением Δw_u (а следовательно, $\Delta\beta$) и с уменьшением густоты.

Зависимость коэффициента потерь полного давления в решетке $\xi = \Delta p^* \Big/ \frac{1}{2} \gamma_1 w_1^2$ от коэффициента диффузорности для сечений рабочего колеса и направляющего аппарата показана на рис. 5.16, откуда очевидно, что можно ожидать весьма больших потерь, если коэффициент диффузорности для периферийных рабочих решеток превосходит величину, равную приблизительно 0,4.

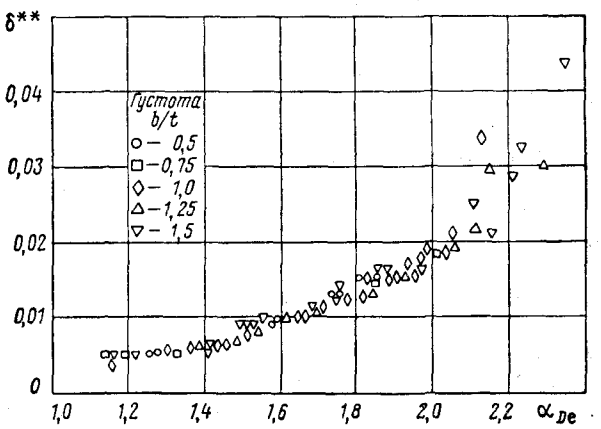


Рис. 5.17. Зависимость толщины потери импульса от эквивалентного коэффициента диффузорности при оптимальных углах атаки

При исследовании потерь и помпажных характеристик компрессорных решеток пользуются и другими определениями коэффициента диффузорности. В частности, применяется параметр, представляющий отношение максимальной скорости на поверхности профиля к выходной скорости:

$$\frac{w_{\max}}{w_2} = \alpha_D \frac{w_1}{w_2} = \alpha_{De}.$$

Как показано в работе [65], с использованием теории пограничного слоя этот параметр дает общее соотношение между толщиной потери импуль-

са и геометрией решетки (рис. 5. 17). Найдено, что указанные выше параметры обычно применимы, пока максимальное местное число М на поверхности лопатки соответствует дозвуковой или околозвуковой области (числа М на входе в решетку примерно 1,1—1,2).

5.2. ВЛИЯНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ НАПОР РЕШЕТКИ И ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТУПЕНИ

5.2.1. ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ РЕАКТИВНОСТИ И ЧИСЕЛ М. СТУПЕНЬ МАКСИМАЛЬНОГО НАПОРА

Запишем коэффициент теоретического напора в виде

$$\overline{H}_{th} = \bar{c}_{2u} - \bar{c}_{1u}, \qquad (5.11)$$

где

$$\bar{c}_{2u} = \frac{c_{2u}}{u}; \quad \bar{c}_{1u} = \frac{c_{1u}}{u}$$

окружные составляющие, связанные между собой еще через кинематическую степень реактивности зависимостью

$$\varrho_к = 1 - \frac{\bar{c}_{2u} + \bar{c}_{1u}}{2},$$

откуда

$$\bar{c}_{2u} = 2(1 - \varrho_к) - \bar{c}_{1u}. \qquad (5.12)$$

Подставив выражение (5.12) в уравнение (5.11), получим

$$\overline{H}_{th} = 2[(1 - \varrho_к) - \bar{c}_{1u}]. \qquad (5.13)$$

Так как $\bar{c}_{1u} = \bar{c}_{1a} \operatorname{ctg} \alpha_1$, то можем также написать

$$\overline{H}_{th} = 2[(1 - \varrho_к) - \bar{c}_{1a} \operatorname{ctg} \alpha_1]. \qquad (5.14)$$

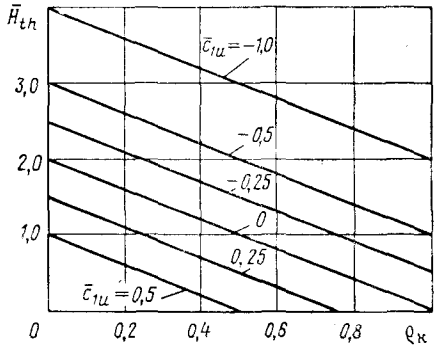


Рис. 5. 18. Зависимость $\overline{H}_{th}$ от $\varrho_к$ и c_{1u}

На рис. 5. 18 показано изменение $\overline{H}_{th}$ в зависимости от $\varrho_к$ при различных значениях $\bar{c}_{1u}$, откуда видно, что значение $\overline{H}_{th}$ может в принципе изменяться в весьма широких пределах. При $\varrho_к = 0{,}5$, например, $\overline{H}_{th} = 0{,}5$, если $\bar{c}_{1u} = 0{,}25$, и $\overline{H}_{th} = 1{,}0$, когда $\bar{c}_{1u} = 0$. Величина $\overline{H}_{th}$ будет больше единицы, когда окружная составляющая на входе направлена против вращения ($\bar{c}_{1u} < 0$). Для примера на рис. 5. 19 показан треугольник скоростей при $\bar{c}_{1u} = 1{,}0$ и $\varrho_к = 0{,}5$, когда $\overline{H}_{th} = 3{,}0$. Однако получение столь высоких коэффициентов напора даже при умеренных окружных скоростях будет связано с большими значениями чисел $\widetilde{M}_1$ на входе в рабочую решетку (а также и в решетку спрямляющего аппарата). Из треугольника скоростей, приведенного на рис. 5. 19, имеем

$$w_1^2 = c_a^2 + (2u)^2 = c_a^2 + 4u^2$$

или

$$\widetilde{M}_1 = \sqrt{M_a^2 + 4M_u^2}.$$

Примем, что $u = 290$ *м/сек*, $c_a = 170$ *м/сек* и $a = 340$ *м/сек*. Тогда $M_u = 0{,}85$ и $M_a = 0{,}5$. Следовательно,

$$\widetilde{M}_1 = \sqrt{0{,}25 + 2{,}89} = 1{,}775.$$

Интересно отметить, что если бы компрессор работал в системе с замкнутым контуром, заполненным гелием, в среде которого скорость звука (при $T_н=288°$ К) составляет 1000 *м/сек*, то при тех же значениях u и c_u число $\widetilde{M}_1$ равнялось бы 0,6. Однако угол отклонения потока в рабочем колесе этой ступени настолько велик ($\Delta\beta=130°$), что даже и при малом значении $\widetilde{M}_1$ такая ступень не может быть практически использована и представляет лишь теоретический интерес.

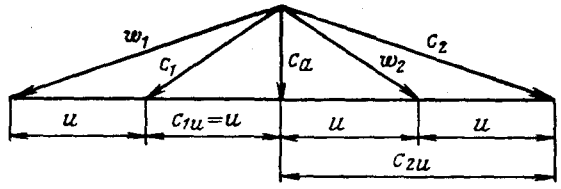


Рис. 5.19. Треугольники скоростей для $\overline{c}_{1u}=-1{,}0$ и $\varrho_к=0{,}5$

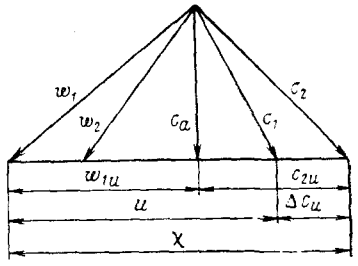


Рис. 5.20. Треугольники скоростей

Таким образом, напор ступени в первую очередь ограничен числами $\widetilde{M}_1$ и M_2 и при заданных числах M может иметь некоторое максимальное значение. Из треугольника скоростей (рис. 5.20) имеем:

$$u+\Delta c_u=w_{1u}+c_{2u}=\chi,$$

тогда $\Delta c_u=\chi-u$.
Следовательно,

$$H_{th}=u\Delta c_u=u\chi-u^2 \qquad (5.15)$$

и

$$\overline{H}_{th}=\frac{\chi}{u}-1. \qquad (5.16)$$

Величина χ представляет собой функцию чисел $\widetilde{M}_1$, M_2, M_a. Действительно,

$$w_{1u}^2=w_1^2-c_{1a}^2=a_1^2(\widetilde{M}_1^2-M_{1a}^2);$$
$$c_{2u}^2=c_2^2-c_{2a}^2=a_2^2(M_2^2-M_{2a}^2).$$

Следовательно,

$$\chi=a_1\sqrt{\widetilde{M}_1^2-M_{1a}^2}+a_2\sqrt{M_2^2-M_{2a}^2}. \qquad (5.17)$$

Примем, что в уравнении (5.15) величины χ и, следовательно, чисел M заданы, а переменной будет окружная скорость u. Дифференцируя уравнение (5.15) по u и приравнивая производную нулю, получим

$$\frac{dH_{th}}{du}=(\chi-2u)=0,$$

откуда

$$u=\frac{\chi}{2}.$$

Подставляя значение χ, получаем $u=\frac{u+\Delta c_u}{2}$, или $u=\Delta c_u$. Следовательно, при заданных числах M максимальному напору соответствует условие $u=\Delta c_u$, а сам напор выражается уравнением $H_{th}=u^2$ и коэффициент напора будет равен единице. Численная величина максимального

напора будет определяться абсолютным значением окружной скорости и, следовательно, чисел M в соответствии с уравнением (5.17).

Поскольку в этой ступени для получения максимального напора должно быть $u=\chi/2$, то, следовательно:

$$u=\frac{a_1}{2}\sqrt{\widetilde{M}_1^2-M_{1a}^2}+\frac{a_2}{2}\sqrt{M_2^2-M_{2a}^2}. \qquad (5.18)$$

Из уравнения (5.18) следует, что окружная скорость будет иметь наибольшее значение, когда числа $\widetilde{M}_1$ и M_2 будут одинаковыми и равными числу M, принятому в качестве предельно допустимой величины.

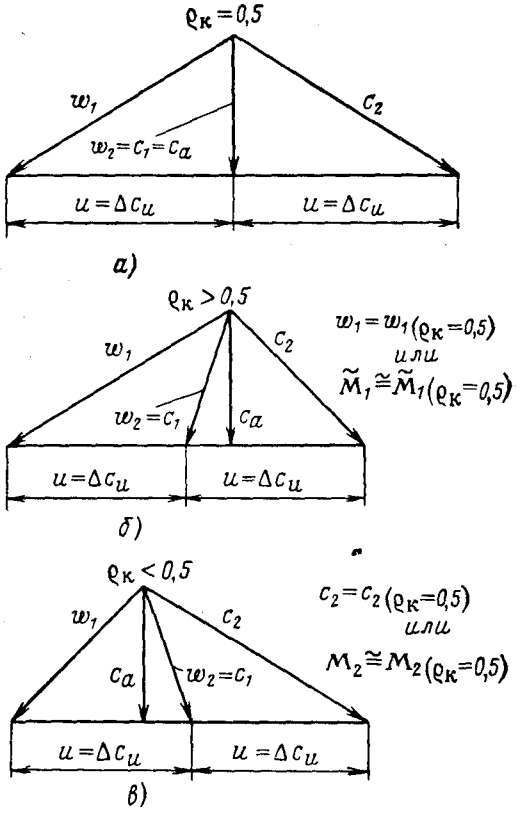


Рис. 5.21. Треугольники скоростей ступеней, имеющих $\Delta c_u=u$

Если приближенно принять, что одинаковыми являются скорости звука a_1 и a_2 и числа M_{1a} и M_{2a}, то получим

$$u=a\sqrt{\widetilde{M}_1^2-M_a^2}.$$

Следовательно, для ступени с максимальным напором имеем

$$H_{th}=u^2=a^2(\widetilde{M}_1^2-M_a^2). \qquad (5.19)$$

Для принятых условий ($u=\Delta c_u$; $a_1=a_2$; $\widetilde{M}_1=M_2$ и $M_{1a}=M_{2a}$) треугольник скоростей будет симметричен, причем закрутка на входе отсутствует и $w_2=c_a$ (рис. 5.20, *а*). Степень реактивности при этом равна $\varrho_к=0{,}5$. В двух верхних строчках табл. 5.1 приведены сравнительные данные ступени такого типа для чисел $\widetilde{M}_1=1{,}50$; $\widetilde{M}_1=0{,}85$ и $a=340$ *м/сек*.

Таблица 5.1

$\varrho_к$	$\widetilde{M}_1$	M_a	H_{th} *дж/кг*	$\overline{H}_{th}$	u *м/сек*	$\Delta\beta°$	β_1	β_2	Примечание
0,5	1,5	0,72	200 000	1,0	445	61°19′	28°4′′	90°	Ступени с максимальным напором
0,5	0,85	0,6	42 200	1,0	205	45°	45°	90°	
0,735	1,5	0,72	52 500	0,265	445	8°12′	28°41′	36°53′	
0,5	0,85	0,6	33 000	0,368	300	20°	45°	65°	
0,735	0,85	0,6	22 200	0,53	205	20°	45°	65°	

Из табл. 5.1 видно, что сверхзвуковая ступень максимального напора имеет напор примерно в пять раз больше, чем ступень дозвуковая. Обе ступени характеризуются большими углами поворота потока. В дозвуковой ступени с максимальным напором окружная скорость получается низкой.

Условие $u=\Delta c_u$, характеризующее ступень с максимальным напором, может реализоваться и при степенях реактивности $\varrho_к \leqslant 0{,}5$. Треугольники скоростей таких ступеней показаны на рис. 5.21, *б, в*. В этих ступенях напор также подчиняется выражению $H_{th}=u^2$, но окружные скорости будут меньше, чем при $\varrho_к=0{,}5$, если наложить условие, что наибольшее число M ($\widetilde{M}_1$ при $\varrho_к>0{,}5$ или M_2 при $\varrho_к<0{,}5$) по величине одинаково с числами $\widetilde{M}_1$ и M_2 в ступени с $\varrho_к=0{,}5$. Ступени, в которых реализуется условие $u=\Delta c_u$, не находят применения вследствие больших углов поворота потока, трудности получения высоких к.п.д. при сверхзвуковых скоростях, как на входе в рабочее колесо, так и на входе в спрямляющий аппарат, и из-за малой окружной скорости при заданных числах $\widetilde{M}_1$ и M_2 в дозвуковой ступени. Последняя может встретиться только во втулочных сечениях лопаток с постоянной степенью реактивности по высоте, поскольку в этих сечениях небольшая окружная скорость и повышенный угол $\Delta\beta$. Реально же используются ступени с коэффициентами теоретического напора $\overline{H}_{th}<1{,}0$. Для иллюстрации в табл. 5.1 помещены данные сверхзвуковой и дозвуковой ступеней с такими же значениями $\widetilde{M}_1$ и M_a, которые приняты для соответствующих ступеней с максимальным напором, но с коэффициентами напора $\overline{H}_{th}<1{,}0$. При этом сверхзвуковая ступень ограничена условием, что на входе в спрямляющий аппарат число $M_2=0{,}8$ и ее треугольник скоростей аналогичен треугольнику, показанному на рис. 5.10. По величине окружной скорости и числа $\widetilde{M}_1$ данные такой элементарной сверхзвуковой ступени соответствуют периферийным сечениям полной ступени. Реально в этих сечениях значения $\overline{H}_{th}$ у сверхзвуковых ступеней находятся в пределах 0,2—0,4, а числа $\widetilde{M}_1 \leqslant 1{,}3$—$1{,}5$ [66].

Дозвуковая ступень ограничена так называемым номинальным углом поворота потока.

Из табл. 5.1 также видно, что переход от ступеней с максимальным напором к ступеням с $\overline{H}_{th}<1{,}0$ связан с существенным уменьшением напора, но при этом одновременно уменьшается и угол поворота потока. В дозвуковых ступенях при $\overline{H}_{th}<1{,}0$ и одинаковых углах поворота потока бóльшая окружная скорость и больший напор получаются в ступени со степенью реактивности $\varrho_к=0{,}5$.

5.2.2. ВЛИЯНИЕ НА ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ НАПОР УГЛОВ ОТКЛОНЕНИЯ ПОТОКА И УГЛОВ ПОТОКА НА ВХОДЕ В РАБОЧУЮ РЕШЕТКУ И НА ВЫХОДЕ ИЗ НЕЕ

Запишем уравнение для теоретического напора в виде

$$H_{th}=u(w_{1u}-w_{2u}).$$

Заменим

$$w_{1u}=c_a \operatorname{ctg}\beta_1 \text{ и } w_{2u}=c_a \operatorname{ctg}\beta_2,$$

тогда

$$H_{th}=uc_a(\operatorname{ctg}\beta_1-\operatorname{ctg}\beta_2).$$

Заменив разность котангенсов известным выражением, получим

$$H_{th}=uc_a\frac{\sin(\beta_2-\beta_1)}{\sin\beta_1\cdot\sin\beta_2},$$

или

$$H_{th}=uc_a\frac{\sin\Delta\beta}{\sin\beta_2\cdot\sin(\beta_2-\Delta\beta)}. \qquad (5.20)$$

Это уравнение можно записать еще в виде

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a}=\frac{\sin\Delta\beta}{\sin\beta_2\cdot\sin(\beta_2-\Delta\beta)}. \qquad (5.21)$$

Из уравнений (5.20) и (5.21) следует, что при заданных значениях окружной и осевой скоростей или коэффициента расхода теоретический напор и коэффициент теоретического напора возрастают при увеличении угла отклонения потока $\Delta\beta$ и при уменьшении угла β_2. Для примера в табл. 5.2 показано изменение различных параметров и в том числе теоретического напора и коэффициента напора при постоянном угле отклонения потока $\Delta\beta=25°$ и различных углах β_2, а также при постоянном $\beta_2=65°$ и переменном $\Delta\beta$.

При расчетах принято $\varrho_к=0{,}5$; $u=300$ *м/сек*; $c_a=187$ *м/сек* и $b/t=1{,}3$.

Таблица 5.2

$\Delta\beta°$	25	25	25	20	25	30
$\beta_2°$	65	60	55	65	65	65
$\beta_1°$	40	35	30	45	40	35
c_{2u} в *м/сек*	223	266	324	187	223	266
c_{1u} в *м/сек*	86,5	108	131	86,5	86,5	86,5
Δc_u в *м/сек*	136,5	158	193	100,5	136,5	179,5
H_{th} в *дж/кг*	41000	47500	58000	30200	41000	53800
$\overline{H}_{th}$	0,455	0,528	0,65	0,335	0,455	0,598
$\overline{H}_{th}\cdot\overline{c}_a$	0,728	0,845	1,04	0,535	0,728	0,958
$\theta_д°$	11,7	12,9	14	8,8	11,7	14,6

Однако, как уже рассматривалось выше [см. (5.17) и рис. 5.14], уменьшение угла β_2 при заданном $\Delta\beta$ или увеличение $\Delta\beta$ при заданном β_2 влечет за собой рост угла расширения эквивалентного диффузора решетки $\theta_д$, что связано с увеличением потерь. Изменение углов $\theta_д$ также приведено в табл. 5.2.

Если величину угла расширения эквивалентного диффузора ограничить пределами, обеспечивающими низкий уровень потерь, то углы отклонения потока $\Delta\beta$ и углы выхода потока будут при каждой густоте решетки связаны однозначной зависимостью, которая должна ограничивать величину теоретического напора в ступени.

Для дозвуковых решеток углы отклонения, связанные с углами выхода потока условием малых потерь, получены в результате многочисленных продувок и дают возможность производить подбор решеток для заданных условий.

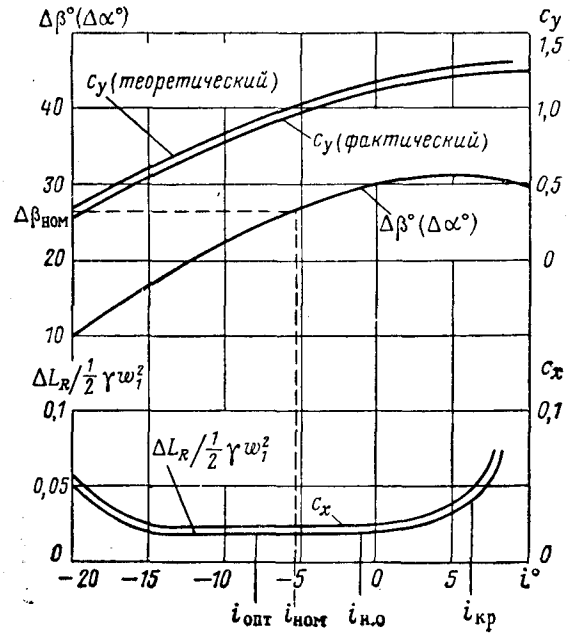


Рис. 5.22. Типичные результаты испытаний решеток при малых скоростях:

$\alpha_1'=47{,}5°$; $\alpha_2'=7{,}5°$; $a/b=0{,}5$; $t/b=0{,}94$; $\vartheta=40°$

Для испытаний решеток применяются аэродинамические трубы типа рассмотренных в разд. 7. 2.

При заданной геометрической форме решетки и данных значениях критериев M и Re углы отклонения потока $\Delta\beta(\Delta\alpha)$, повышение давления Δp и потеря полного напора (давления) зависят только от угла атаки i. Типичные результаты испытаний решеток изображены на рис. 5. 22, где по оси абсцисс отложены значения угла атаки i, а по оси ординат — измеряемые параметры потока: угол отклонения потока $\Delta\beta$ или $\Delta\alpha$, коэффициент подъемной силы C_y, коэффициент лобового сопротивления C_x и потеря полного напора ΔL_R, отнесенная к скоростному напору на входе.

При увеличении угла атаки i отклонение потока $\Delta\beta$ ($\Delta\alpha$) возрастает до некоторого максимального значения, а затем вновь начинает уменьшаться.

Угол атаки, соответствующий максимальному углу отклонения потока, называется критическим. Уменьшение угла отклонения потока при увеличении угла атаки выше критического обусловлено отрывом потока от поверхности профиля. При этом резко увеличиваются гидравлические потери вследствие неизбежного вихреобразования при отрыве. Испытания показывают, что при критическом обтекании потеря полного напора увеличивается приблизительно вдвое по сравнению с ее минимальным

значением, соответствующим оптимальному углу атаки $i_{опт}$. Угол атаки $i_{н.о}$, при котором только начинается резкое увеличение потери полного напора, по-видимому, соответствует началу отрыва потока и расположен примерно посредине между углом $i_{опт}$, соответствующим минимальному сопротивлению, и $i_{кр}$. При расчетах компрессора обычно выбирают такой наибольший угол отклонения потока, который может быть достигнут в решетке без значительного увеличения потерь, т. е. при угле атаки $i<i_{н.о}$.

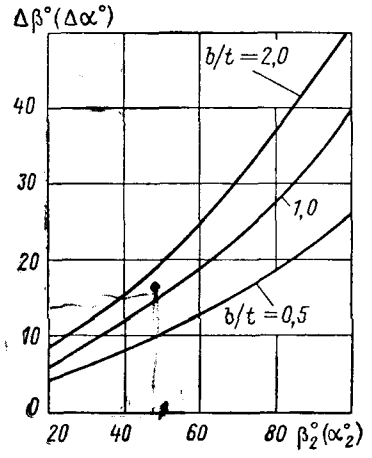


Рис. 5.23. Зависимость номинального угла отклонения потока в решетках от густоты и угла выхода потока

Таким углом отклонения, или поворота, условно считают $\Delta\beta=0{,}8\Delta\beta_{max}$ (или $\Delta\alpha=0{,}8\Delta\alpha_{max}$) и называют его номинальным. Как показали результаты испытаний, при постоянных числах Re и M номинальный угол отклонения потока практически зависит только от двух параметров: от густоты решетки b/t и от угла выхода потока β_2. Это можно объяснить тем, что при заданных β_2, b/t и максимально допустимой диффузорности однозначно определяется угол β_1, а следовательно, и $\Delta\beta$. Такая зависимость показана на рис. 5.23 при различных значениях густоты решетки [50]. Эта зависимость справедлива как для рабочих, так и для неподвижных решеток. Если с помощью рис. 5.23 определить для различных значений $\beta_2(\alpha_2)$ соответствующие номинальные отклонения, то оказывается, что отношение этих отклонений к отклонению при $b/t=1{,}0$ не зависит от угла выхода потока β_2, а зависит только от густоты решетки. Обозначая это отношение через $E=\frac{\Delta\beta}{\Delta\beta_{b/t=1,0}}$ или $E=\frac{\Delta\alpha}{\Delta\alpha_{b/t=1,0}}$, можно построить график зависимости E от b/t (рис. 5.24).

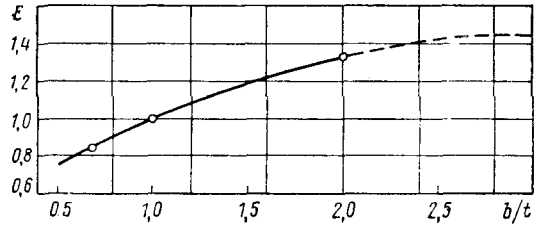


Рис. 5.24. Зависимость номинального отклонения от густоты решетки

Как следовало ожидать, номинальные режимы характеризуются относительно небольшими углами расширения эквивалентного диффузора, близкими к оптимальным углам, указанным выше (5.17). В табл. 5.3 приведены значения $\theta_д$, соответствующие номинальному режиму при различных β_2 для решетки с густотой $b/t=1{,}0$.

Таблица 5.3

$\Delta\beta°(\Delta\alpha)$	—10	0	10	20	30	40	50	60
$\beta_2(\alpha_2)$	39	33	28	24	19,5	15,5	12,0	8,8
$\theta_д$	6,2	9,2	11,3	12,7	12,4	11,5	9,9	7,9

При заданных углах β_1 и β_2 (или α_1 и α_2) входной угол β_1' (α_1')

лопатки определяется углом атаки i, а выходной угол β_2' (α_2') — углом отставания потока δ согласно уравнениям

$$\beta_1' = \beta_1 - i; \quad \beta_2' = \beta_2 - \delta.$$

Для угла атаки на номинальном режиме можно ориентировочно указать оптимальный диапазон:

$$0 \leqslant i \leqslant 5°.$$

Для номинального режима величина δ подчиняется уравнению

$$\delta = m\theta \sqrt{\frac{t}{b}}, \tag{5.22}$$

где

$$m = 0{,}23 \left(2\frac{a}{b}\right)^2 + 0{,}1 \left(\frac{\alpha_2}{50}\right).$$

Обычно

$$a/b = 0{,}40—0{,}45.$$

Далее для номинального режима мы можем написать

$$\theta = \beta_1' - \beta_2' = \beta_1 - i - \beta_2 + \delta = \Delta\beta - i + \delta,$$

откуда

$$\theta - \delta = \Delta\beta - i.$$

Заменяя θ из уравнения (5.22), получим

$$\delta = \frac{m\sqrt{\frac{t}{b}}(\Delta\beta - i)}{1 - m\sqrt{\frac{t}{b}}}.$$

Следовательно, если при заданных для номинального режима величинах $\beta_2(\alpha_2)$ и $\Delta\beta(\Delta\alpha)$ выбирается угол атаки i, то тем самым предопределяется и величина угла отставания δ. Данные по величине углов i, β_1', β_2', δ требуются для построения профиля. Более подробно сведения о технике построения даны в разд. 5.6.

Для околозвуковых и сверхзвуковых решеток обобщенных зависимостей типа показанных на рис. 5.20 не существует, и выбор угла отклонения потока и густоты решеток производится по известным из опыта средним данным в зависимости от числа $\widetilde{M}_1$.

В ступенях с околозвуковой и сверхзвуковой скоростью на входе в рабочее колесо и дозвуковой скоростью на входе в спрямляющий аппарат значения $\Delta\beta$ в решетках, соответствующих среднему диаметру, невелики и находятся в пределах 10—20° [66], но у втулки они имеют повышенные значения (30—60°). Для околозвуковых решеток ($\widetilde{M}_1 \leqslant 1{,}1 \div 1{,}2$) угол отставания мало зависит от чисел $\widetilde{M}_1$ и в первом приближении может определяться по формулам для дозвуковых решеток.

5.2.3. ОБОБЩЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НАПОРА ОТ ЧИСЛА $\widetilde{M}_1$ И $\varrho_к$ ПО ДАННЫМ ПРОДУВКИ РЕШЕТОК

Данные продувки рабочих решеток целесообразно изображать еще в виде связи $\bar{H}_{th}$ с $\bar{c}_a$ и $\varrho_к$. Если учесть, что на номинальных режимах угол отклонения $\Delta\beta$ при данной густоте однозначно определяется величиной угла выхода потока, то левую часть уравнения (5.21) можно записать в виде функции только от β_2, т. е.

$$\frac{\bar{H}_{th}}{\bar{c}_a} = f(\beta_2).$$

Однако часто более удобно эту зависимость выразить в другом виде. Из треугольника скоростей получаем

$$\operatorname{ctg}\beta_2 = \frac{u - c_{2u}}{c_a}.$$

Прибавим и вычтем в числителе величину c_{1u} и воспользуемся уравнением (5.9) для степени реактивности; тогда получим

$$\operatorname{ctg}\beta_2 = \frac{u - c_{2u} - c_{1u} + c_{1u}}{c_a} = \frac{u\,(1 - \bar{c}_{1u} - \overline{H}_{th})}{c_a} = \frac{\varrho_к}{\bar{c}_a} - \frac{\overline{H}_{th}}{2\bar{c}_a}. \qquad (5.23)$$

Следовательно, для номинальных условий, т. е. при изменении $\Delta\beta$ по рис. 5.23, зависимость $\overline{H}_{th}/\bar{c}_a = f(\beta_2)$ может быть с учетом влияния густоты решетки изображена в виде

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a} = f\left(\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a};\ \frac{b}{t}\right).$$

На рис. 5.25 показана эта зависимость для различных густот. В связи с тем, что при подборе параметров рабочих решеток часто в

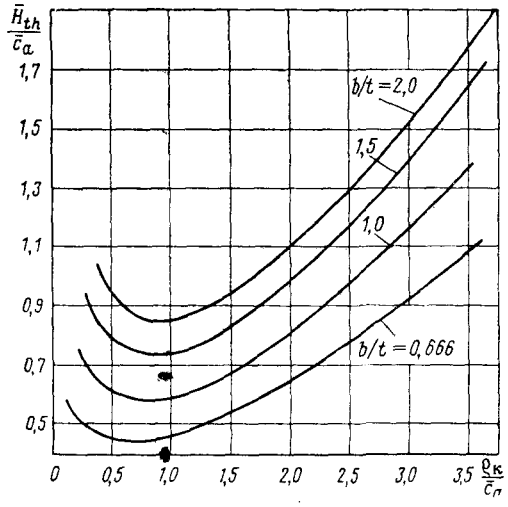


Рис. 5.25. Зависимость $\overline{H}_{th}/\bar{c}_a$ от $\varrho_к/\bar{c}_a$

качестве исходных величин принимают степень реактивности и коэффициент расхода, график, приведенный на рис. 5.25, позволяет при выбранной густоте непосредственно определить коэффициент напора. Выше отмечалось, что отношение угла отклонения при любой густоте к углу отклонения при $b/t = 1{,}0$ для всех углов выхода потока остается постоянным. Аналогично ведет себя и отношение

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a} \Big/ \left(\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a}\right)_{\frac{b}{t}=1{,}0}.$$

Поэтому, обозначая это отношение через J, можно изображать его в зависимости от b/t одной кривой для всех углов $\beta_2(\alpha_2)$ (рис. 5.26). Непосредственно из рис. 5.25 видно, что в некотором диапазоне величин $\varrho_к/\bar{c}_a$ функция $\overline{H}_{th}/\bar{c}_a$ изменяется очень мало и, следовательно, при за-

данном значении $\bar{c}_a$ коэффициент напора от степени реактивности не зависит. Этот диапазон приблизительно подчиняется соотношению

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a}=\frac{1{,}5}{1+1{,}5\left(\frac{t}{b}\right)}. \qquad (5.24)$$

Соотношение (5.24) рекомендуется применять только в диапазоне от

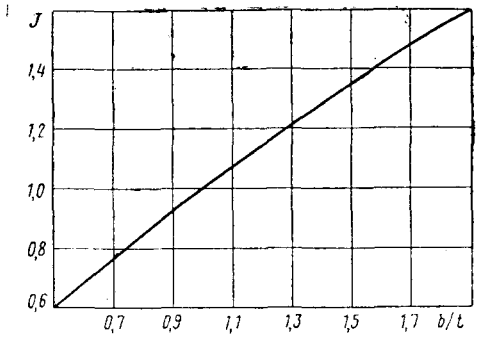


Рис. 5.26. Изменение коэффициента $J=\dfrac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a}\Big/\left(\dfrac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a}\right)_{b/t=1,0}$ в зависимости от густоты решетки

$\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}=1{,}2$ до $\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}=\frac{1{,}2}{1+1{,}5\,(t/b)}$.

При отклонении $\varrho_к/\bar{c}_a$ от указанных предельных значений функция $\overline{H}_{th}/\bar{c}_a$ возрастает, что свидетельствует об увеличении коэффициента напора при данном коэффициенте расхода.

При заданном $\overline{H}_{th}$ величина теоретического напора найдется исходя из допустимой окружной скорости и чисел $\widetilde{M}_1$ на входе в рабочую решетку. Эти параметры также можно для номинального режима выразить в виде функции от $\varrho_к/\bar{c}_a$ и b/t. Запишем выражение для относительной скорости в виде

$$w_1^2=c_a^2+(u-c_{1u})^2=c_a^2+\left(u-c_{1u}+\frac{\Delta c_u}{2}-\frac{\Delta c_u}{2}\right)^2.$$

Учитывая уравнение (5.9) для степени реактивности, получаем

$$w_1=u\bar{c}_a\sqrt{1+\left(\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}+\frac{\overline{H}_{th}}{2\bar{c}_a}\right)^2},$$

откуда

$$\widetilde{M}_1=M_u\bar{c}_a\sqrt{1+\left(\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}+\frac{\overline{H}_{th}}{2\bar{c}_a}\right)^2}$$

или

$$\frac{\widetilde{M}_1}{M_u\bar{c}_a}=\sqrt{1+\left(\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}+\frac{\overline{H}_{th}}{2\bar{c}_a}\right)^2}. \qquad (5.25)$$

Учитывая, что $\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a}=f\left(\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a};\ \frac{b}{t}\right)$, можно, следовательно, написать

$$\frac{\widetilde{M}_1}{M_u\bar{c}_a}=f\left(\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a};\ \frac{b}{t}\right).$$

Эта зависимость показана на рис. 5.27. Для всех густот получается почти одна кривая. Таким образом, выбор значений степени реактивности, коэффициента расхода и густоты решетки однозначно определяет коэффициент напора, а также отношение $\widetilde{M}_1/M_u$; выбирая значение $\widetilde{M}_1$, находим допустимую окружную скорость $u=M_u a$ и теоретический напор $H_{th}=\overline{H}_{th}u^2$.

Из рис. 5.27 следует, что с увеличением $\varrho_к$ при заданном $\bar{c}_a$ отношение $\widetilde{M}_1/M_u$ возрастает, что приводит при заданном $\widetilde{M}_1$ к уменьшению M_u и, следовательно, окружной скорости и напора (рис. 5.28). Такое влияние степени реактивности отмечалось и выше. Оно связано с тем, что

по мере роста степени реактивности окружная составляющая на входе в решетку, первоначально направленная по вращению, уменьшается, а затем изменяет свое направление, т. е. против вращения.

В результате при заданном числе $\widetilde{M}_1$ уменьшаются окружная скорость и напор, хотя по данным продувок решеток коэффициент напора несколько возрастает.

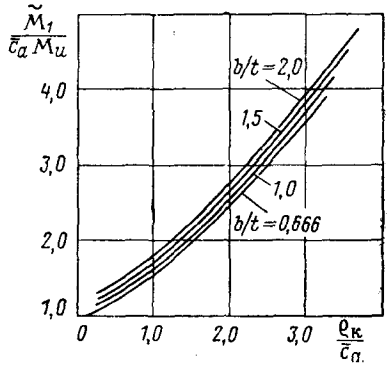


Рис. 5.27. Зависимость параметра $\widetilde{M}_1/\bar{c}_a M_u$ от $\varrho_к/\bar{c}_a$ и b/t

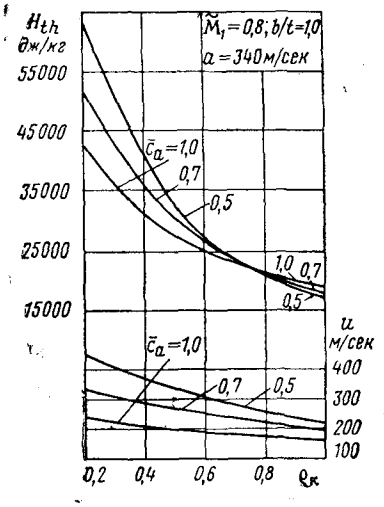


Рис. 5.28. Зависимость теоретического напора от степени реактивности при постоянном значении $\widetilde{M}_1$ и b/t

Следует отметить, что рост H_{th} при уменьшении $\varrho_к$ связан с увеличением чисел M_2 на входе в спрямляющий аппарат, которые при построении рис. 5.28 не были ограничены по величине.

5.2.4. ВЛИЯНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕШЕТОК И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ СТУПЕНЕЙ НА ИХ К. П. Д.

Рассмотрим закономерность изменения к.п.д. решеток и элементарных ступеней в зависимости от их основных параметров. Запишем к.п.д. элементарной ступени в виде

$$\eta_{к\,u} = 1 - \frac{L_R}{H_{th}} = 1 - \frac{L_{R\,к}}{H_{th}} - \frac{L_{R\,с}}{H_{th}}, \qquad (5.26)$$

где $L_{R\,к}$ — профильные потери в рабочей решетке;

$L_{Rс}$ — профильные потери в решетке спрямляющего аппарата.

Используя теорему Жуковского и рис. 2.10 (см. 2.3.1), выразим теоретический напор через коэффициент подъемной силы и степень реактивности для рабочей решетки, высота которой равна единице. В соответствии с теоремой Жуковского и с учетом потерь

$$R_y = C_{yp}\gamma\frac{w_m^2}{2}F_п.$$

При этом суммарную поверхность $F_п$ всех профилей можно записать в виде $F_п = b \cdot z$. Тангенциальная составляющая результирующей аэродинамической силы, характеризующая крутящий момент и теоретический напор, выразится через подъемную силу уравнением

$$R_u = R_p\cos(90° - \beta_m - \psi) = R_p\sin(\beta_m + \psi).$$

Так как

$$R_p = R_y/\cos\psi,$$

то, следовательно,

$$R_u = C_{yp}\gamma \frac{w_m^2}{2} F_{\text{п}} \frac{\sin(\beta_m + \psi)}{\cos\psi} = C_{yp}\gamma \frac{w_m^2}{2} F_{\text{п}} \sin\beta_m (1 + \operatorname{ctg}\beta_m \operatorname{tg}\psi).$$

Но

$$\sin\beta_m = \frac{c_a}{w_m} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg}\psi = \frac{R_x}{R_y} = \mu_{\text{к}},$$

где $\mu_{\text{к}}$ — величина, обратная качеству профиля в решетке. Следовательно,

$$R_u = C_{yp}\gamma \frac{w_m}{2} F_{\text{п}} c_a (1 + \mu_{\text{к}} \operatorname{ctg}\beta_m). \tag{5.27}$$

С другой стороны, из проекции уравнения количества движения на направление окружной скорости имеем

$$R_u = G_i (c_{2u} - c_{1u}) = tz\gamma c_a (c_{2u} - c_{1u}),$$

где G_i — расход через решетку.
Умножив и разделив правую часть на окружную скорость u, получим

$$R_u = tz\gamma \bar{c}_a H_{thu}.$$

Подставив это выражение для R_u в уравнение (5.27), получим

$$H_{th} = C_{yp} \frac{b}{t} \frac{w_m u}{2} (1 + \mu_{\text{к}} \operatorname{ctg}\beta_m). \tag{5.28}$$

Следует отметить, что $\operatorname{ctg}\beta_m = \varrho_{\text{к}}/\bar{c}_a$. Действительно, из треугольника скоростей на рис. 2.10 и с учетом уравнения (5.9) имеем

$$\operatorname{ctg}\beta_m = \frac{w_{mu}}{c_a} = \frac{u - c_{1u} - \frac{\Delta c_u}{2}}{c_a} = \frac{u\varrho_{\text{к}}}{c_a} = \frac{\varrho_{\text{к}}}{\bar{c}_a}.$$

Выразим потери в решетке рабочего колеса через коэффициент лобового сопротивления и w_m:

$$R_x = C_{xp}\gamma \frac{w_m^2}{2} F_{\text{п}}.$$

Тогда мощность, затраченная на преодоление потерь, будет равна

$$N_p = R_x w_m = C_{xp}\gamma \frac{w_m^3}{2} F_{\text{п}},$$

но

$$L_{R\,\text{к}} = \frac{N_p}{G_i} = \frac{C_{xp}\gamma \frac{w_m^3}{2} bz}{tz c_a \gamma} = C_{xp} \frac{b}{t} \frac{w_m^3}{2} \frac{1}{c_a}. \tag{5.29}$$

Аналогично для спрямляющего аппарата получим

$$L_{R\,\text{с}} = C_{xp} \frac{b}{t} \frac{c_m^3}{2} \frac{1}{c_a}. \tag{5.30}$$

Используя уравнения (5.28) и (5.29), заменяя $\operatorname{ctg}\beta_m = \varrho_{\text{к}}/\bar{c}_a$ и $w_m^2 = u^2(\bar{c}_a^2 + \varrho_{\text{к}}^2)$, получим

$$\frac{L_{R\,\text{к}}}{H_{th}} = \frac{\mu_{\text{к}}}{\bar{c}_a} \frac{\bar{c}_a^2 + \varrho_{\text{к}}^2}{1 + \mu_{\text{к}} \frac{\varrho_{\text{к}}}{\bar{c}_a}}. \tag{5.31}$$

Принимая для спрямляющего аппарата $c_{3u}=c_{1u}$ и учитывая, что при этом условии степень реактивности спрямляющего аппарата $\varrho_c=1-\varrho_к$, можем теоретический напор выразить через параметры спрямляющего аппарата:

$$H_{th}=C_{yp}\frac{b}{t}\frac{uc_m}{2}\left(1+\mu_c\frac{1-\varrho_к}{\bar{c}_a}\right) \tag{5.32}$$

и так как

$$c_m^2=u^2[\bar{c}_a^2+(1-\varrho_k)^2],$$

то, используя уравнения (5.30) и (5.32), получим

$$\frac{L_{R\,c}}{H_{th}}=\frac{\mu_c}{\bar{c}_a}\,\frac{\bar{c}_a^2+(1-\varrho_к)^2}{1+\mu_c\dfrac{1-\varrho_к}{\bar{c}_a}}. \tag{5.33}$$

В результате к.п.д. элементарной ступени можно записать в виде

$$\eta_{к\,u}=1-\frac{1}{\bar{c}_a}\left\{\frac{\mu_к\left(\bar{c}_a^2+\varrho_к^2\right)}{1+\mu_к\dfrac{\varrho_к}{\bar{c}_a}}+\frac{\mu_c\left[\bar{c}_a^2+(1-\varrho_к)^2\right]}{1+\mu_c\dfrac{1-\varrho_к}{\bar{c}_a}}\right\}. \tag{5.34}$$

Таким образом, к.п.д. элементарной ступени является функцией степени реактивности, коэффициента расхода и коэффициентов $\mu_к$ и μ_c. Послед-

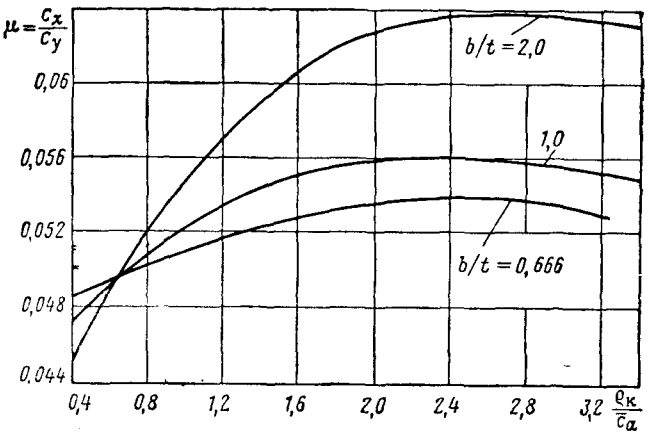


Рис. 5.29. Зависимость коэффициента μ от b/t и $\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}$ по данным продувки плоских решеток

ние, в свою очередь, зависят от чисел М на входе в решетки, густоты решетки, а также степеней реактивности и коэффициента расхода.

На рис. 5.29 показано изменение μ в зависимости от b/t и $\varrho_к/\bar{c}_a$ для номинальных режимов при небольших значениях чисел М. Очевидно, что этот график справедлив и для спрямляющих аппаратов, если заменить $\varrho_к$ на ϱ_c.

При некоторых допущениях из уравнения (5.34) можно выяснить условия, при которых достигаются максимальные значения $\eta_{к\,u}$.

В связи с относительно небольшой величиной коэффициентов $\mu_к$ и μ_c можно пренебречь членами $\mu_к\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}$ и $\mu_c\frac{1-\varrho_к}{\bar{c}_a}$, стоящими в знаменателях правой части уравнения (5.34). Допустим также, что можно принять коэффициенты $\mu_к$ и μ_c постоянными при изменении $\varrho_к$ и $\bar{c}_a$. Тогда, взяв

частную производную от $\eta_{к\,и}$ по степени реактивности $\varrho_к$ и приравняв ее нулю, получим

$$\varrho_{к\,опт}=\frac{\mu_с}{\mu_к+\mu_с}. \tag{5.35}$$

Если взять частную производную от $\eta_{к\,и}$ по коэффициенту расхода и приравнять ее нулю, то получим

$$\bar{c}^2_{a\,опт}=\frac{\mu_к\varrho_к^2+\mu_с(1-\varrho_к)^2}{\mu_к+\mu_с}. \tag{5.36}$$

Подставляя в это выражение значение $\varrho_{к\,опт}$, получим значение $\bar{c}_{a\,опт}$, соответствующее минимуму $\eta_{к\,и}$ по двум переменным:

$$\bar{c}_{a\,опт}=\frac{\sqrt{\mu_к\mu_с}}{\mu_к+\mu_с}. \tag{5.37}$$

При $\mu_к=\mu_с$ будем иметь $\bar{c}_{a\,опт}=0{,}5$ и $\varrho_{к\,опт}=0{,}5$. Для $\varrho_к=0{,}5$ условие $\mu_к=\mu_с$ обеспечивается и, следовательно, при $\varrho_к=0{,}5$ и $\bar{c}_a=0{,}5$ будет

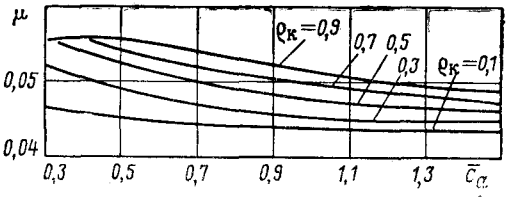


Рис. 5.30. Зависимость μ от $\bar{c}_a$ при $b/t=1{,}0$

действительно существовать максимум к.п.д. элементарной ступени по двум переменным ($\varrho_к$ и $\bar{c}_a$). Подставляя в уравнение (5.34) $\varrho_к=0{,}5$; $\bar{c}_a=0{,}5$ и $\mu_к=\mu_с$, получаем

$$\eta_{к\,и}=\frac{1-\mu}{1+\mu}.$$

В частности, при $\mu=0{,}05$ будем иметь $\eta_{к\,и}=0{,}905$.

При степенях реактивности $\varrho_к\leqslant 0{,}5$ коэффициенты $\mu_к$ и $\mu_с$ не будут одинаковыми, что непосредственно следует и из рис. 5.29, если учесть, что степень реактивности решетки спрямляющего аппарата $\varrho_с$ связана со степенью реактивности рабочей решетки соотношением $\varrho_с=1-\varrho_к$. На рис. 5.30 и 5.31 показана для $b/t=1{,}0$ зависимость μ и $\mu_с/\mu_к$ от $\bar{c}_a$ при различных значениях $\varrho_к$ (или $\varrho_с$). При степенях реактивности, не существенно отличающихся от 0,5, отношение $\mu_с/\mu_к$ мало отличается от единицы.

На рис. 5.32 показано изменение $\eta_{к\,и}$ в зависимости от $\bar{c}_a$ при $b/t=1{,}0$ и нескольких значениях степеней реактивности $\varrho_к$. На каждой кривой в скобках поставлены значения степени реактивности, для которой эти кривые также действительны вследствие симметричности треугольников скоростей, а следовательно, и изменения $\eta_{к\,и}$. Из рис. 5.32 видно, что с увеличением (и с уменьшением) $\varrho_к$ по сравнению с $\varrho_к=0{,}5$ к.п.д. уменьшается и его максимум перемещается на бо́льшие значения $\bar{c}_a$. Наивысшее значение $\eta_{к\,и}$ достигается при $\varrho_к=0{,}5$ и $\bar{c}_a=0{,}5$, как было показано выше.

Из рис. 5.32 также видно, что при уменьшении $\bar{c}_a$ по сравнению с оптимальным значением к.п.д. уменьшается более резко, чем при увеличении $\bar{c}_a$. Это объясняется тем, что при $\bar{c}_a<\bar{c}_{a\,опт}$ уменьшается теоретический напор и несмотря на некоторое уменьшение потерь их отноше-

ние к теоретическому напору возрастает быстрее. Рассмотрим для примера случай, когда $\varrho_к=0{,}5$. В этом случае потери в рабочем колесе и в спрямляющем аппарате одинаковы и поэтому достаточно рассмотреть

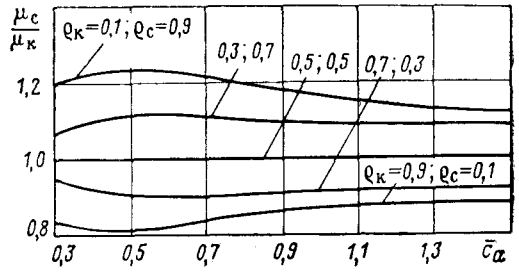


Рис. 5.31. Зависимость $\mu_c/\mu_к$ от $\bar{c}_a$ при $b/t=1{,}0$

только изменение отношения $L_{Rк}/H_{th}$. Если пренебречь произведением $\mu_к\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}$, то оно запишется в виде

$$\frac{L_{R\,к}}{H_{th}}=\mu\left(\bar{c}_a+\frac{\varrho_к^2}{\bar{c}_a}\right).$$

Производная по $\bar{c}_a$ имеет вид

$$\frac{d\dfrac{L_{R\,к}}{H_{th}}}{d\bar{c}_a}=\mu\left(1-\frac{\varrho_к^2}{\bar{c}_a^2}\right).$$

При $\varrho_к=\bar{c}_a$ производная равна нулю, т. е. $L_{Rк}/H_{th}$ имеет минимум, как и должно быть для этого соотношения, а при $\varrho_к=0{,}5$ $L_{R\,к}/H_{th}=1{,}0\mu$. При $\bar{c}_a=1{,}5\varrho_к$ $(\Delta\bar{c}_a=+0{,}25)$ получаем, что отношение $L_{R\,к}/H_{th}=1{,}085\mu$, а его

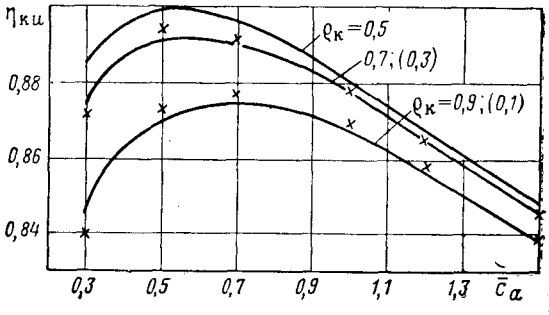


Рис. 5.32. К. п. д. элементарной ступени в зависимости от $\bar{c}_a$ и $\varrho_к$ при $b/t=1{,}0$

производная равна $0{,}555\mu$. При $\bar{c}_a=0{,}5\varrho_к$ $(\Delta\bar{c}_a=-0{,}25)$ отношение $L_{R\,к}/H_{th}=1{,}25$, а производная равна -3μ, т. е. для меньших $\bar{c}_a$ как отношение потерь к H_{th}, так и его производная существенно больше, что и приводит к более резкому падению к.п.д. в этой области.

Отметим, что если принять для всех степеней реактивности $\mu_к=\mu_c=\mu$ при $\varrho_к=0{,}5$, то к.п.д. относительно мало отличаются от их значений, подсчитанных при $\mu_к\neq\mu_c$ (см. рис. 5.32). Это объясняется тем, что различие между $\mu_к$ и μ_c в широком диапазоне $\bar{c}$ и $\varrho_к$ относительно невелико (см. рис. 5.31), а на величину к.п.д. оказывает превалирующее влияние абсолютное значение $\varrho_к$ (ϱ_c). Поэтому в первом приближении оптималь-

ный коэффициент расхода можно, исходя из уравнения (5. 36), определять для каждой степени реактивности по формуле

$$\bar{c}_{a\,\text{опт}} = \sqrt{\frac{\varrho_к^2 + (1-\varrho_к)^2}{2}}. \qquad (5.38)$$

В частности, если $\varrho_к = 0{,}9$, то $\bar{c}_{a\,\text{опт}} = \sqrt{0{,}41} = 0{,}64$, что достаточно близко к $\bar{c}_{a\,\text{опт}}$ при $\mu_к \neq \mu_с$. Кроме $\varrho_к$ и $\bar{c}_a$, важное значение для к.п.д. имеют числа M и густота решеток. Влияние чисел M на потери в решетке было показано выше (см. рис. 5. 4). Можно считать, что, начиная с чисел $M \approx 0{,}7$, уже будет проявляться заметное влияние дальнейшего роста этого параметра на потери и к.п.д. Как уже отмечалось, рост этих потерь замедляется при применении так называемых околозвуковых профилей, характеризующихся малой толщиной профиля и более острой входной кромкой.

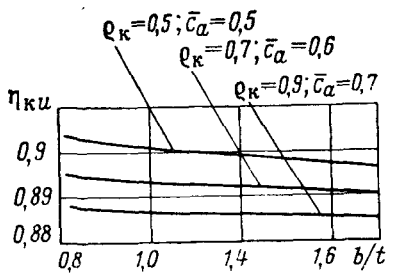


Рис. 5. 33. Влияние густоты решетки на к. п. д. ступени

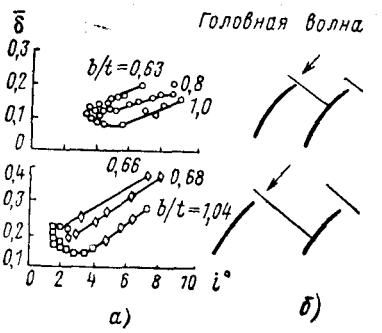


Рис. 5. 34. Влияние густоты на потери в околозвуковой решетке

Для дозвуковых решеток уменьшение густоты положительно влияет на $\mu_с$ и $\mu_к$, как видно из рис. 5. 29, и, следовательно, повышает к.п.д., что показано на рис. 5. 33.

В околозвуковых и сверхзвуковых решетках, наоборот, установлено, что при уменьшении густоты потери возрастают (рис. 5. 34, *а*). Исследования показали, что увеличение потерь является следствием, главным образом, потерь в скачке, связанном с числом M на поверхности профиля [66]. Было обнаружено, что при уменьшении густоты место пересечения головной ударной волны с поверхностью профиля перемещается назад вдоль лопатки, как это показано схематически на рис. 5. 34, *б*. В результате этого смещения местное число M на спинке профиля возрастает и, следовательно, возрастают потери, вызываемые скачком и взаимодействием скачка с пограничным слоем. Было обнаружено, что потери при малой густоте решетки значительны, даже когда околозвуковые числа M на входе относительно малы.

Поэтому для уменьшения потерь, связанных с возникновением головных волн, необходимо применять достаточно густые решетки, как указано ниже (см. 5. 3.3).

Однако исследования этой схемы течения показывают, что при наличии головных волн обтекание решетки всегда происходит с положительными углами атаки и что даже при больших густотах местное число M перед замыкающим скачком остается больше, чем $\tilde{M}_1$, что приводит к увеличению потерь и заставляет ограничивать число $\tilde{M}_1$.

Ограничения чисел $\tilde{M}_1$ вызываются также возможностью отрыва пограничного слоя на спинке профиля в месте расположения замыкающего скачка.

Поэтому для получения достаточно высоких значений к.п.д. в ступенях, работающих с системой головных волн перед лопатками рабочего колеса, целесообразно иметь $\widetilde{M}_1$ не более 1,3—1,4 (в периферийных сечениях).

Ступени, работающие при более высоких числах $\widetilde{M}_1$, имеют пониженные к.п.д. Избежать появления головных волн и осуществить сжатие в системе скачков внутри канала теоретически возможно при наличии очень острых входных кромок и путем соответствующего профилирования углов заострения кромки (углов клина) на входном участке лопаток. В этом случае числа $\widetilde{M}_1$, имеющиеся на входе, будут снижаться до минимального значения в узком сечении за счет системы косых скачков уплотнения, распространяющихся от входной кромки и замыкающихся прямым скачком. В такой системе скачков потери оказываются меньше, чем при наличии головных волн. Однако практически такую систему трудно реализовать из-за необходимости выполнения очень острых кромок и неустойчивости замыкающего скачка, расположенного в узком сечении канала. На к.п.д. решеток и элементарных ступеней должно оказывать также влияние число Рейнольдса, если оно становится меньше критической величины $\mathrm{Re} = (2 \div 3) \cdot 10^5$.

С уменьшением чисел Re убывает и коэффициент адиабатического напора, так как при неизменном Δc_u повышение полного давления и коэффициент напора зависят от к.п.д. ступени. Испытания изолированных профилей показывают, что с повышением турбулентности, так же как и с ростом чисел Re, увеличивается максимально достижимое значение коэффициента подъемной силы. Физические причины этого явления заключаются в том, что при турбулентном движении к замедленному слою у стенки подводятся новые импульсы от главного потока, вследствие чего отрыв появляется при бо́льших углах атаки, что увеличивает коэффициент подъемной силы. Такой же эффект появляется и у решетки профилей.

Увеличение коэффициента подъемной силы влечет за собой возрастание максимального значения коэффициента напора.

Выше профильные потери характеризовались коэффициентом μ. Имеются и другие рекомендации для определения этих потерь. В работе [14] приводится зависимость

$$c_{x\,\min} = 0{,}012 + 0{,}042\,\bar{f} + 0{,}0023\,\frac{b}{t},$$

где $c_{x\,\min}$ — минимальное значение коэффициента профильных потерь, соответствующее режиму безотрывного обтекания.

Формула справедлива для решеток, составленных из профилей с относительной толщиной $5\% < \bar{c} < 10\%$ при $45° < \vartheta < 100°$.

Для расчета потерь на режиме максимального качества решетки рекомендуется формула [28]

$$\xi = \frac{0{,}065 + 2\left(\frac{\varepsilon}{100}\right)^2}{100\,t\sqrt{\sin\beta_1}},$$

где $\xi = \dfrac{\Delta p^*}{\frac{\gamma c_1^2}{2}}$; ε — угол поворота потока ($\Delta\beta$ или $\Delta\alpha$).

Для расчета потерь при оптимальном угле атаки и числе M набегающего потока, равном критическому, предлагается использовать соотношение

$$1-\delta=0{,}06\,\frac{b}{t}\left[0{,}27\,(90^{\circ}-\vartheta)+0{,}01\varepsilon\left(16\,\frac{t}{b}+9\right)+1\right],$$

где δ — отношение полного давления за решеткой к полному давлению до решетки [28].

Поскольку расчет производится обычно для случая, когда $M\approx M_{кр}$, то применение последней формулы более целесообразно.

5.3. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ТИПЫ ЛОПАТОК ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ

5.3.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Рабочие и неподвижные лопатки ступеней осевых компрессоров можно рассматривать как совокупность бесконечно большого числа решеток, связанных между собой определенными условиями, и характеризовать их некоторыми средними параметрами, к числу которых, в частности, относятся:

средний теоретический напор

$$H_{th\,ср}=\frac{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к} H_{thi}\,dG}{G}, \tag{5.39}$$

средний лопаточный к.п.д.

$$\eta_{к.\,ср}=\frac{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к} \eta_{к\,i} H_{thi}\,dG}{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к} H_{thi}\,dG}, \tag{5.40}$$

средняя степень реактивности

$$\varrho_{к.ср}=\frac{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к} H_{thi}\varrho_{к\,i}\,dG}{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к} H_{thi}\,dG}. \tag{5.41}$$

К числу средних параметров можно также отнести среднюю осевую скорость и ряд других.

В частном случае, когда во всех решетках

$$H_{thi}=\text{const};\quad \eta_{к\,i}=\text{const};\quad \varrho_{к\,i}=\text{const},$$

получаем

$$H_{th\,ср}=H_{thi};\quad \eta_{к.ср}=\eta_{к\,i}\ \text{и}\ \varrho_{к.ср}=\varrho_{к\,i}.$$

5.3.2. ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ ДИАМЕТР ВТУЛКИ И КОЭФФИЦИЕНТ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ

Как рассмотрено ниже, закономерность изменения отдельных параметров по радиусу и значения средних величин зависят от выбранного

типа лопаток и относительной высоты лопаток $\bar{h}_D = h/D_{ср}$, где $D_{ср}$ — средний диаметр, делящий пополам высоту лопаток.

Отношение $D_{вт}/D_к = \bar{d}_к$ называется относительным диаметром втулки. Относительная высота лопатки и относительный диаметр втулки связаны между собой соотношением

$$\bar{h}_D = \frac{1 - \bar{d}_к}{1 + \bar{d}_к}. \qquad (5.42)$$

Величина относительного диаметра втулки различных ступеней многоступенчатого компрессора изменяется в широких пределах от $\bar{d}_к = 0{,}35 \div 0{,}4$ в первой ступени до $0{,}90 \div 0{,}92$ в последней ступени.

Малые значения $\bar{d}_к$ в первой ступени многоступенчатого компрессора, где низкая плотность воздуха, позволяют при заданном расходе воздуха уменьшать диаметр первой ступени и всего компрессора или увеличивать расход воздуха при заданных диаметральных габаритах. Тот и другой эффект означает увеличение производительности компрессора, т. е. увеличение расхода воздуха через единицу входной площади.

Производительность компрессора в большой степени зависит не только от относительного диаметра втулки, но и от скорости воздуха на входе и характеризуется коэффициентом производительности. Этот коэффициент представляет собой отношение действительного расхода воздуха к теоретическому расходу, достижимому в случае отсутствия втулки ($\bar{d}_к = 0$), а также при скорости воздуха на входе, равной критической скорости, и при отсутствии окружной составляющей. Обозначая параметры, относящиеся к теоретическому расходу, индексом «0» можем выражение для коэффициента производительности написать в виде

$$\bar{G}_к = \frac{G_в}{G_{в0}} = \frac{F_в p^*_в q(\lambda_в) \sin\alpha_в \cdot s_в \sqrt{T^*_в}}{\sqrt{T^*_в} F_{в0} \sin\alpha_{в0} \cdot p^*_{в0} q(\lambda_в)_0 s_{в0}},$$

где $q(\lambda_в) = \frac{yc}{y_{кр} c_{кр}}$ — газодинамическая функция, выражающаяся через λ уравнением

$$q(\lambda) = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda;$$

$$s_в = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{1}{R}}$$

[Для воздуха при $k = 1{,}4$ и $R = 287{,}3$ *дж/кг·град* $s_в = 0{,}0404$ *кг·град/дж*$)^{0{,}5}$].

Так как

$$F_в = \frac{\pi D^2_к}{4}(1 - \bar{d}^2_к);$$

$$F_{в0} = \frac{\pi D^2_к}{4},$$

а также

$$p^*_в = p^*_{в0};\ T^*_в = T^*_{в0},\ s_в = s_{в0},\ q(\lambda_в)_0 = 1{,}0$$

и $\sin\alpha_{в0} = 1{,}0$,

то получаем

$$\bar{G}_к = q(\lambda_в)(1 - \bar{d}^2_к)\sin\alpha_в. \qquad (5.43)$$

Значения $\lambda_в$ и $\alpha_в$ обычно берут на среднем диаметре. Очевидно, что при заданных значениях $\bar{d}_к$ и $\alpha_в$ величина коэффициента производительности непосредственно связана с числом $\widetilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо первой ступени, поскольку $\widetilde{M}_1$ зависит от $\lambda_в$ и $\alpha_в$, которые соответственно равны значениям λ_1 и α_1 этой ступени на среднем диаметре. Большое влияние на M_1 оказывает также окружная скорость, или $\lambda_u = u/a_{кр}$. Используем выражение для относительной скорости w_1 на входе:

$$w_1^2 = c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos\alpha_1.$$

Разделив обе части этого уравнения на произведение критической скорости и скорости звука, получим

$$\widetilde{M}_1 = \left(\frac{a_{кр}}{a_1}\right)^2 (\lambda_1^2 + \lambda_u^2 - 2\lambda_u\lambda_1 \cos\alpha_1), \qquad (5.44)$$

где

$$\left(\frac{a_{кр}}{a_1}\right)^2 = \frac{1}{\frac{k+1}{2}\left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2\right)} = \frac{1}{\frac{k+1}{2}\tau(\lambda_1)}.$$

На рис. 5.35 показана зависимость $\widetilde{M}_1$ от $\bar{G}_к$ при $\bar{d}_к = 0{,}4$; $\lambda_u = 0{,}8$; 0,9 и 1,0 и $\alpha_1 = 90°$; 75° и 65°. Эта же фигура может быть использована и для определения $\widetilde{M}_1 = f(\bar{G}_к)$ при других значениях относительного диаметра втулки, если умножить показанные на оси абсцисс значения $\bar{G}_к$ на отношение $\frac{1-\bar{d}_к^2}{1-0{,}4^2} = \frac{1-\bar{d}_к^2}{0{,}84}$, где $\bar{d}_к$—новое значение относительного диаметра.

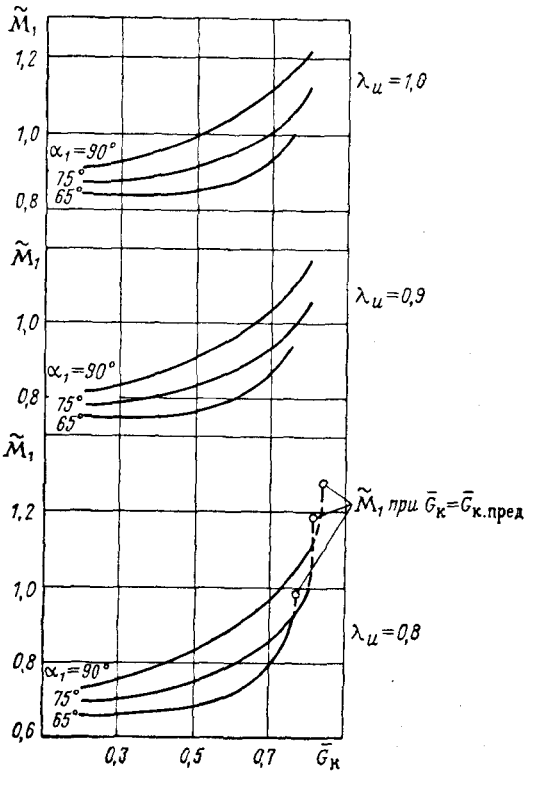


Рис. 5.35. Зависимость $\widetilde{M}_1$ от $\bar{G}_к$ при различных λ_u и α_1

Из рис. 5.35 видно, что для дозвуковых компрессоров, когда в первой ступени $\widetilde{M}_1 = 0{,}75 \div 0{,}8$, максимальные значения $\bar{G}_к = 0{,}60 \div 0{,}65$, причем допустимые величины $\lambda_u \leqslant 0{,}9$ и $\alpha_1 < 90°$. В околозвуковых или сверхзвуковых компрессорах коэффициент производительности может достигать значений $\bar{G}_к = 0{,}7 \div 0{,}75$ при $\lambda_u \geqslant 0{,}9$ и $\alpha_1 \approx 90°$.

Большое влияние на величину $\bar{G}_к$ при заданном значении $\widetilde{M}_1$ оказывают λ_u и α_1.

Предельная величина коэффициента производительности ограничивается значением $q(\lambda_1) = 1{,}0$ и, следовательно, $\lambda_1 = 1{,}0$. Таким образом, $\bar{G}_{к.пред} = \sin\alpha_1 \cdot (1 - \bar{d}_к^2)$. На рис. 5.35 показаны для примера значения $\bar{G}_{к.пред}$ и соответствующие им $\widetilde{M}_1$ для $\lambda_u = 0{,}8$ и трех значений α_1. На расчетном режиме $\lambda_1 < 1{,}0$ и соответствует значениям $\bar{G}_к$, указанным выше для дозвуковых и сверхзвуковых компрессоров.

При прочих равных условиях рост коэффициента производительности позволит уменьшить диаметр первой ступени и всего компрессора, так как обычно диаметр первой ступени одновременно является и наибольшим. Связь диаметра первой ступени с коэффициентом производительности определяется уравнением расхода через входное сечение компрессора:

$$G_{\text{в}} = \frac{F_{\text{в}} p^*_{\text{в}} q(\lambda_{\text{в}}) \sin\alpha_{\text{в}} \cdot s_{\text{в}} K_G}{\sqrt{T^*_{\text{в}}}},$$

где K_G — коэффициент, учитывающий неравномерность поля скоростей по высоте лопатки и влияние пограничного слоя у наружной и внутренней стенок (см. разд. 5.5.4). Заменяя

$$F_{\text{в}} = \frac{\pi D_{\text{к}}^2}{4}\left(1 - \bar{d}_{\text{к}}^2\right)$$

и

$$q(\lambda_{\text{в}})\left(1 - \bar{d}_{\text{к}}^2\right)\sin\alpha_{\text{в}} = \bar{G}_{\text{к}},$$

получим

$$D_{\text{к}} = \sqrt{\frac{4 G_{\text{в}} \sqrt{T^*_{\text{в}}}}{\pi s_{\text{в}} p^*_{\text{в}} \bar{G}_{\text{к}} K_G}}. \qquad (5.45)$$

Иногда производительность компрессора оценивают, относя расход воздуха к лобовой площади колеса компрессора на входе, т. е. в виде

$$\frac{G_{\text{в}}}{F_{\text{в}}} = \frac{G_{\text{в}}}{\frac{\pi D_{\text{к}}^2}{4}} \ кг/сек \cdot м^2.$$

Обозначив эту величину через $\bar{G}_{\text{лоб}}$, нетрудно показать, что она связана с коэффициентом производительности соотношением

$$\bar{G}_{\text{лоб}} = \bar{G}_{\text{к}} \frac{p^*_{\text{в}} s_{\text{в}}}{\sqrt{T^*_{\text{в}}}}.$$

Таким образом, при заданном значении $\bar{G}_{\text{к}}$ величина $\bar{G}_{\text{лоб}}$ будет зависеть от условий работы компрессора, т. е. от высоты и скорости полета. Для ориентировки в табл. 5.4 приведены соотношения между $\bar{G}_{\text{лоб}}$ и $\bar{G}_{\text{к}}$ для стандартных земных условий, т. е. $p^*_{\text{в}} = 1{,}014$ *бар* и $T^*_{\text{в}} = 288°$ К.

Таблица 5.4

$\bar{G}_{\text{лоб}}$	120	130	140	150	160	170	180	190
$\bar{G}_{\text{к}}$	0,496	0,538	0,58	0,621	0,662	0,704	0,745	0,785

5.3.3. УДЛИНЕНИЕ ЛОПАТОК И ГУСТОТА РЕШЕТОК

Важным параметром ступени является удлинение лопаток, под которым понимается отношение высоты лопаток к хорде на среднем радиусе:

$$\bar{h} = \frac{h}{b_{\text{ср}}}.$$

Бо́льшие значения этого параметра соответствуют узким лопаткам, что уменьшает массу ступени и ее продольные размеры. Наоборот, малые значения $\bar{h}$ соответствуют ступени с широкими лопатками, что не только увеличивает ее массу, но и уменьшает ее к.п.д. из-за роста потерь на трение.

В первых дозвуковых ступенях значения $\bar{h}$ доходят до 3,5÷4,5. В последних ступенях $\bar{h}=2{,}0\div2{,}5$. Это объясняется тем, что в первых ступенях, где лопатки имеют большую высоту, весьма важно увеличивать их удлинение как с точки зрения массы, так и с точки зрения продольных габаритов компрессора. В последних ступенях относительно малые удлинения оправданы рядом соображений; к числу их, в частности, относится стремление уменьшить число лопаток. Действительно, число лопаток можно записать в виде

$$z=\frac{\bar{h}\dfrac{b}{t}\pi D_{\text{ср}}}{h}=\frac{\bar{h}\dfrac{b}{t}\pi}{\bar{h}_D}.$$

При относительно малой абсолютной и относительной высоте лопаток h и $\bar{h}_D$ в последних ступенях выбор больших удлинений $\bar{h}$ может при данной густоте привести к излишне большому и практически нецелесообразному числу лопаток с весьма малыми хордами и пониженными числами Re. Кроме того, большие удлинения снижают запас устойчивой работы в этих ступенях. Действительно, с ростом удлинения угол раскрытия круглого диффузора, эквивалентного криволинейному диффузору всего межлопаточного канала, должен увеличиваться, что может приводить к более раннему срыву в этих ступенях. В околозвуковых и сверхзвуковых ступенях требуется иметь несколько меньшие удлинения, исходя главным образом из получения канала с малым углом расширения на участке торможения скоростей после завершающего скачка. Однако, как показали испытания [66], при умеренных числах $\widetilde{M}_1$, можно спроектировать рабочее колесо с малой хордой, обладающее удовлетворительными данными как на расчетном, так и на нерасчетном режимах.

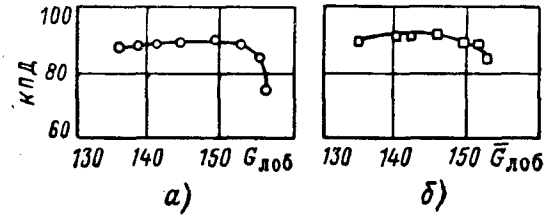


Рис. 5.36. Влияние удлинения лопаток на характеристику компрессора:
$а$—$\bar{h}=1{,}5$; $б$—$\bar{h}=3{,}0$

На рис. 5.36 сравниваются к.п.д. околозвуковых рабочих колес, имеющих удлинение лопаток $\bar{h}=3{,}0$ и $\bar{h}=1{,}5$. К.п.д. даны для разных расходов воздуха при постоянном числе оборотов.

Оба рабочих колеса имели лопатки, построенные с помощью двух дуг окружности, относительный диаметр втулки $\bar{d}_{\text{к}}=0{,}5$, степень повышения давления $\pi^*_{\text{к}}=1{,}35$, окружную скорость $u_{\text{к}}=300$ *м/сек* и числа $\widetilde{M}_{1\ \text{расч}}=1{,}1$. Как видно, и при удлинении $\bar{h}=3{,}0$ можно получить к.п.д., не уступающие по величине к.п.д. колеса с удлинением $\bar{h}=1{,}5$.

Влияние густоты решеток на коэффициент диффузорности, коэффициент напора и к.п.д. рассмотрено было выше. Величина густоты выбирается для первых дозвуковых ступеней на среднем диаметре в пределах $b/t=0{,}6\div1{,}0$.

В средних и последних ступенях $b/t=1{,}2\div1{,}4$. В околозвуковых и сверхзвуковых ступенях густота решетки увеличивается и достигает на среднем диаметре значений 1,4—1,6, а у втулки 2,0÷2,2 [66].

Для спрямляющих аппаратов h/b и b/t могут иметь такие же значения, какие принимаются для рабочих колес соответствующих ступеней.

5.3.4. ТИПЫ ЛОПАТОК РАБОЧИХ КОЛЕС И СТУПЕНЕЙ

Тип лопаток рабочих колес в первую очередь определяется законом изменения циркуляции (см. разд. 2.3) по их высоте, от чего зависит изменение по высоте теоретического напора, степени реактивности, чисел $\widetilde{M}_1$, осевых скоростей и к.п.д.

Различные законы изменения циркуляции по радиусу можно выразить зависимостью.

$$c_{um} r^m = \text{const}, \tag{5.46}$$

где

$$c_{um} = \frac{c_{1u} + c_{2u}}{2}. \tag{5.47}$$

Скорость c_{um} является окружной составляющей скорости c_m, непосредственно связанной со скоростью w_m, определяющей в соответствии с теоремой Жуковского величину равнодействующей силы на профиле решетки [см. уравнение (2.21)]. Скорость c_m связана со скоростью w_m соотношением

$$c_m = \sqrt{w_m^2 + u(u - 2w_{um})} = \sqrt{w_m^2 + u(c_{um} - w_{um})}.$$

Для симметричного треугольника скоростей, когда $c_{um} = w_{um}$, $c_m = w_m$. Для неподвижной решетки скорость c_m заменяет скорость w_m. Величина показателя m характеризует свойства различных типов ступеней компрессора.

Используя выражения (5.46) и (5.47), а также уравнение для теоретического напора, получаем

$$c_{2u} = c_{um} + \frac{H_{th}}{2u}; \quad c_{1u} = c_{um} - \frac{H_{th}}{2u}.$$

Заменяя c_{um} из уравнения (5.46), получаем

$$c_{2u} = \frac{\text{const}}{r^m} + \frac{H_{th}}{2u}; \quad c_{1u} = \frac{\text{const}}{r^m} - \frac{H_{th}}{2u}. \tag{5.48}$$

С помощью этих соотношений находим выражение для кинематической степени реактивности:

$$\left.\begin{aligned} \varrho_к &= 1 - \frac{\text{const}}{\omega r^{m+1}} = 1 - \frac{B}{r^{m+1}}, \\ B &= \frac{\text{const}}{\omega} = \frac{c_{um} r^m}{\omega}. \end{aligned}\right\} \tag{5.49}$$

где

В настоящее время известны следующие типы лопаток и соответствующих им ступеней, получившие практическое применение:

а) с постоянной по радиусу циркуляцией, у которых показатель $m = 1{,}0$;

б) с постоянной по радиусу кинематической степенью реактивности, для которых $m = -1{,}0$;

в) лопатки промежуточного типа, для которых $1{,}0 > m > -1{,}0$.

Ниже рассматриваются основные свойства этих лопаток и ступеней.

5.3.4.1. Лопатки и ступени с постоянной по радиусу циркуляцией

Такие лопатки и ступени иногда в литературе называют лопатками (ступенями) «со свободным вихрем» или просто «вихревыми». Они ха-

рактеризуются тем, что на входе в рабочие лопатки и на выходе из них выдерживается на всех радиусах постоянство циркуляции:

$$\Gamma_{i1}=2\pi r_1 c_{1u}=\text{const};$$

$$\Gamma_{i2}=2\pi r_2 c_{2u}=\text{const}.$$

Эти условия соответствуют значению показателя $m=1{,}0$ в уравнении $c_{um}r^m\approx\text{const}$. Действительно, умножив на r обе части соотношения (5.47), получаем

$$c_{um}r=\text{const},$$

что соответствует показателю $m=1{,}0$.

Постоянство значений $c_{1u}r$ или $c_{1u}u$, а также $c_{2u}r$ или $c_{2u}u$ обусловливает и постоянное значение теоретического напора по радиусу, т. е. $H_{th\,i}=\text{const}$. Коэффициент теоретического напора будет изменяться обратно пропорционально квадрату радиуса. Так, например, если в качестве исходного взять значение $\bar{H}_{th\,\text{ср}}$ на среднем радиусе, то величина $\bar{H}_{th}$ на любом другом радиусе будет связана с $\bar{H}_{th\,\text{ср}}$ соотношением

$$\frac{H_{th}}{\bar{H}_{th\,\text{ср}}}=\left(\frac{r_{\text{ср}}}{r}\right)^2=\left(\frac{\bar{r}_{\text{ср}}}{\bar{r}}\right)^2,$$

где

$$\bar{r}_{\text{ср}}=\frac{r_{\text{ср}}}{r_{\text{к}}}\quad\text{и}\quad\bar{r}=\frac{r}{r_{\text{к}}}.$$

На рис. 5.37 показано изменение этого отношения в зависимости от относительного диаметра втулки для периферийных и втулочных решеток, откуда следует, что при нормальных коэффициентах напора на среднем радиусе втулочные решетки при $\bar{d}_{\text{к}}=0{,}4\div0{,}5$ могут быть по коэффициенту напора в два с половиной — три раза перегружены. Это вызывает необходимость уменьшения коэффициента напора в первых ступенях осевых компрессоров с постоянным напором по радиусу, имеющих малый относительный диаметр втулки.

Как было показано в гл. 2, при постоянстве циркуляции по радиусу будут постоянными и осевые скорости по радиусу:

$$c_{1a}=\text{const};\ c_{2a}=\text{const}.$$

Однако, если учесть взаимное влияние всех лопаточных венцов, а также влияние формы проточной части компрессора, изменение полного напора по радиусу и другие факторы, то и в данном типе ступени осевые скорости несколько изменяются по радиусу, что, однако, в расчетах часто не учитывают.

Ступени с постоянной циркуляцией характеризуются существенным изменением по высоте лопатки степени реактивности и чисел $\widetilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо и M_2 на входе в спрямляющий аппарат. Это видно из рис. 5.38, где показаны треугольники скоростей при профилировании лопаток по закону $c_u r=\text{const}$. Из выражения (5.49) для кинематической степени реактивности получаем при $m=1{,}0$

$$\varrho_{\text{к}}=1-\frac{B}{r^2},\qquad(5.50)$$

где

$$B=\frac{c_{um}r^m}{\omega}=\frac{c_{1u}r+c_{1u}r}{2\omega}.$$

Из этого выражения следует, что при постоянной циркуляции на входе и на выходе степень реактивности должна уменьшаться от периферии к

корню. Только при $B=0$, когда $c_{2u}r=-c_{1u}r$ или $c_{2u}=-c_{1u}$ степень реактивности является величиной постоянной ($\varrho_к=1{,}0$). Степень реактивности на среднем радиусе выразится уравнением

$$\varrho_{к\,r_{ср}}=1-\frac{B}{\bar{r}_к^2}\,\frac{4}{(1+\bar{d}_к)^2}. \qquad (5.51)$$

Степень реактивности на текущем радиусе можно связать со степенью реактивности на среднем радиусе соотношением

$$\varrho_к=1-(1-\varrho_{к\,r_{ср}})\,\frac{(1-\bar{d}_к)^2}{4\bar{r}^2}, \qquad (5.52)$$

где $\bar{r}=r/r_к$.

Чем меньше относительный диаметр втулки, тем значительнее степени реактивности на внешнем радиусе ($\bar{r}=1{,}0$) и у втулки ($\bar{r}=\bar{d}$) отли-

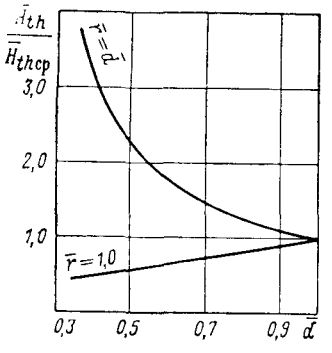


Рис. 5.37. Изменение коэффициента напора на внешнем радиусе и у втулки в зависимости от относительного диаметра втулки

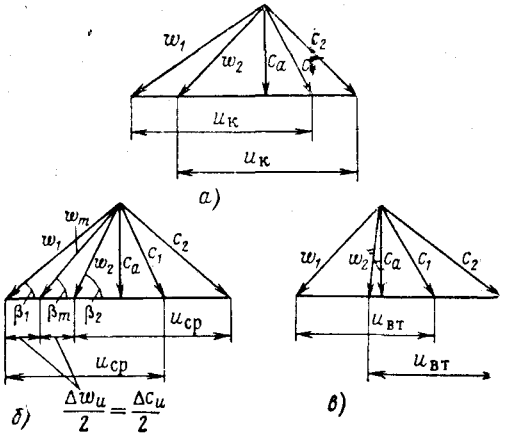


Рис. 5.38. Треугольники скоростей при профилировании лопаток по закону постоянства циркуляции:

а—на периферии лопаток; *б*—на среднем диаметре; *в*—у втулки лопатки

чаются от степени реактивности на среднем радиусе, как показано в табл. 5.5 при $\varrho_{к r_{ср}}=0{,}5$.

Как видно из табл. 5.5, при значениях $\bar{d}_к=0{,}4\div0{,}5$, характерных для первых ступеней многоступенчатого компрессора, степень реактивности у втулки становится отрицательной, а у вершины приближается к единице. Это вызывает резкий рост чисел $\widetilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо и чисел M_2 на входе в спрямляющий аппарат у втулки, так как с увеличением степени реактивности возрастают относительные скорости w_1, а при уменьшении степени реактивности возрастают скорости на выходе из колеса. Отношение чисел $\widetilde{M}_1$ и M_2 на внешнем диаметре и у втулки к числу $\widetilde{M}_{1ср}$ и $M_{2ср}$ на среднем диаметре в зависимости от относительного диаметра втулки показано на рис. 5.39. Расчеты

Таблица 5.5

$\bar{d}_к$	$\varrho_{к\,r_{ср}}$	$\varrho_{к\,r_к}$	$\varrho_{к\,r_{вт}}$
0,85	0,5	0,5725	0,41
0,6	0,5	0,68	0,11
0,5	0,5	0,718	—0,132
0,4	0,5	0,755	—0,53

произведены для ступени, имеющей на среднем диаметре $\varrho_{к\,ср}=0{,}5$; $\bar{c}_{a\,ср}=0{,}76$; $\bar{H}_{th\,ср}=0{,}33$; $\widetilde{M}_{1ср}=0{,}75$; $M_{2ср}=0{,}74$.

Из рис. 5.39 видно, что увеличение чисел $\widetilde{M}_1$ и M_2 при малых относительных диаметрах весьма велико, что препятствует их применению.

На рис. 5.40 показаны результаты экспериментальных исследований ступени с постоянной циркуляцией в виде зависимости от чисел $\widetilde{M}_1$ к. п. д. $\eta_{ст}$ и коэффициента напора $\bar{H}$ для оптимального режима в процентах от соответствующих величин при наименьшей окружной скорости. Ступень имела на расчетном режиме на внешнем диаметре $\bar{c}_a=0{,}5$, $u_к=250$ *м/сек* и $\widetilde{M}_1=0{,}72$.

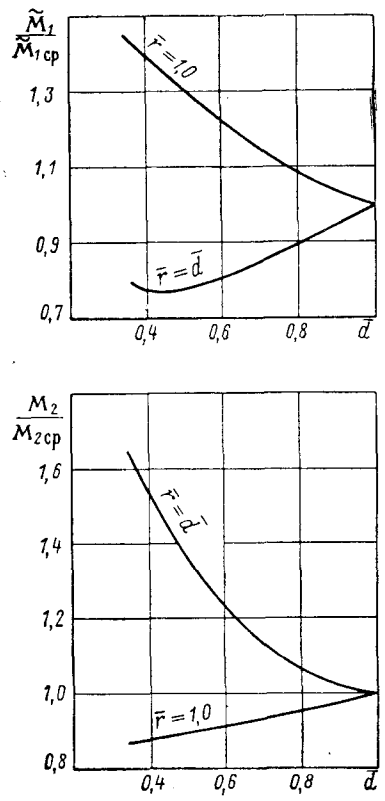


Рис. 5.39. Изменение отношения чисел $\widetilde{M}_1$ и M_2 на внешнем диаметре колеса и у втулки к числу $\widetilde{M}_{1ср}$ и $M_{2ср}$ на среднем диаметре в зависимости от относительного диаметра втулки для ступеней с постоянной циркуляцией

Из графика видно, что рост чисел M_1 сверх значения 0,72, являющегося для данного профиля критическим, вызывает существенное снижение к. п. д. и напора. Иногда исходят из предположения, что оптимальная конструкция ступени с постоянной циркуляцией получается в случае равенства относительной скорости на

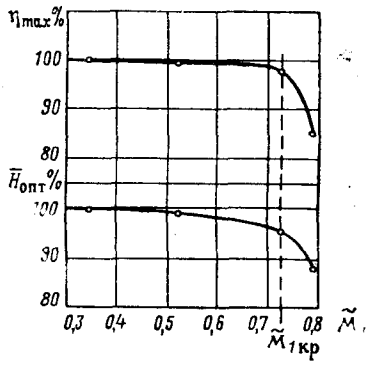


Рис. 5.40. Экспериментальные зависимости параметров ступени с постоянной циркуляцией η_{max} и $\bar{H}_{опт}$ от числа $\widetilde{M}_1$

входе в колесо на внешнем радиусе и абсолютной скорости на входе в спрямляющий аппарат у втулки, т. е. $w_{1к}=c_{2вт}$.

Это условие приблизительно соответствует равенству чисел M в этих сечениях, т. е. $\widetilde{M}_{1к}\cong M_{2вт}$, которые в частном случае могут быть равны их максимально допустимым значениям. Воспользовавшись треугольниками скоростей, мы можем для указанных двух скоростей написать:

$$w^2_{1к}=c^2_{1a}+(u_к-c_{1u\,к})^2;$$

$$c^2_{2\,вт}=c^2_{2a}+(c_{2u\,вт}+\Delta c_{u\,вт})^2.$$

Принимая $c_{1a}=c_{2a}$, получаем

$$u_к-c_{1u\,к}=c_{1u\,вт}+\Delta c_{u\,вт}. \qquad (5.53)$$

При законе $c_u r=\text{const}$

$$c_{1u\,к}=c_{1u\,вт}\bar{d}_к.$$

кроме того,

$$\Delta c_{u\,\text{вт}} = \frac{H_{th}}{u_к \bar{d}_к}.$$

Подставляя эти значения $c_{1u\,к}$ и $\Delta c_{u\,\text{вт}}$ в уравнение (5.53), получим

$$c_{1u\,\text{вт}} = \frac{u_к - \dfrac{H_{th}}{u_к \bar{d}_к}}{1 + \bar{d}_к}.$$

Следовательно,

$$c_{1u\,\text{вт}} + \Delta c_{u\,\text{вт}} = \frac{u_к - \dfrac{H_{th}}{u_к \bar{d}_к}}{1 + \bar{d}_к} + \frac{H_{th}}{u_к \bar{d}_к} = \frac{u_к (1 + \bar{H}_{th})}{1 + \bar{d}_к}.$$

Таким образом, окончательно можем написать

$$w_{1к} = c_{2\text{вт}} = \sqrt{c_a^2 + \left[\frac{u_к (1 + \bar{H}_{th\,к})}{1 + \bar{d}_к}\right]^2}$$

или, разделив на $u_к$,

$$\bar{w}_{1к} = \bar{c}_{2\text{вт}} = \sqrt{\bar{c}_{a\,к}^2 + \left(\frac{1 + \bar{H}_{th\,к}}{1 + \bar{d}_к}\right)^2}. \qquad (5.54)$$

Таким образом, для получения равенства между $w_{1к}$ и $c_{2\text{вт}}$ или приблизительно между $\widetilde{M}_{1к}$ и $M_{2\text{вт}}$ необходимо для каждого $\bar{d}_к$ иметь определенные соотношения между коэффициентом расхода и коэффициентом напора на внешнем радиусе. На рис. 5.41 даны значения $\bar{w}_{1к}(\bar{c}_{2\text{вт}})$ в зависимости от $(1+\bar{H}_{th\,к})/(1+\bar{d}_к)$ при различных $\bar{c}_{a\,к}$ и значения $\bar{H}_{th\,к}$ в зависимости от $(1+\bar{H}_{th\,к})/(1+\bar{d}_к)$ при различных $\bar{d}_к$. Этими графиками как номограммой можно пользоваться при подборе параметров ступени с постоянной циркуляцией, если наложить условие, что $w_{1к}=c_{2\text{вт}}$. При этом в качестве исходных следует принимать данные для номинального режима (см. рис. 5.25).

Пример. Для промежуточной ступени многоступенчатого компрессора заданы зависимости по рис. 5.25 и

$$\bar{d}_к = 0{,}652;\ \bar{H}_{th\,\text{ср}} = 0{,}443;\ \bar{c}_{a\,\text{ср}} = 0{,}648;$$

$$u_{\text{ср}} = 289\ м/сек;\ a_1 = 355\ м/сек.$$

Определяем:

$$\bar{c}_{a\,к} = \bar{c}_{a\,\text{ср}} \bar{r}_{\text{ср}} = \bar{c}_{a\,\text{ср}} \frac{1 + \bar{d}_к}{2} = 0{,}536;$$

$$u_к = u_{\text{ср}} / \bar{r}_{\text{ср}} = 350\ м/сек;$$

$$\bar{H}_{th\,к} = \bar{H}_{th\,\text{ср}} \bar{r}_{\text{ср}}^2 = 0{,}302;$$

$$\frac{1 + \bar{H}_{th\,к}}{1 + \bar{d}_к} = 0{,}789;$$

$$\bar{w}_{1к} = \sqrt{0{,}536^2 + 0{,}789^2} = 0{,}955;$$

$$\bar{w}_{1к} = \bar{w}_{1к} u_к = 0{,}955 \cdot 350 = 334\ м/сек;$$

$$\widetilde{M}_{1к} = \frac{334}{355} = 0{,}94.$$

По графику рис. 5.39 находим для заданных условий $\widetilde{M}_{1к}/\widetilde{M}_{1\text{ср}}=1{,}2$. Следовательно, $\widetilde{M}_{1\text{ср}}=0{,}785$. Значения $\widetilde{M}_{1\text{ср}}$ и $\widetilde{M}_{1к}$ являются еще приемлемыми при соответствующем

подборе профилей. Следовательно, при заданных условиях возможно реализовать $w_{1к}=c_{2вт}$, в противном случае могло бы потребоваться изменить окружную скорость, степень реактивности на среднем радиусе или $\bar{H}_{th}$ и $\bar{c}_a$.

На среднем радиусе ступеней с постоянной циркуляцией часто принимается элементарная ступень со степенью реактивности $\varrho_к=0{,}5$. Перемещая эту элементарную ступень по направлению к внешнему диаметру (т. е. уменьшая степень реактивности на среднем радиусе), можно уменьшить число $\widetilde{M}_{1к}$ у вершины. Однако это может привести к увеличению числа M_2 у втулки направляющего аппарата, если не выполнить условий, соответствующих уравнению (5.54). Углы выноса, или углы установки, сечений лопатки на различных радиусах сильно изменяются от вершины к основанию. Углы установки в основном определяются углами потока β_1 и β_2. Исходя из рис. 2.6 получаем

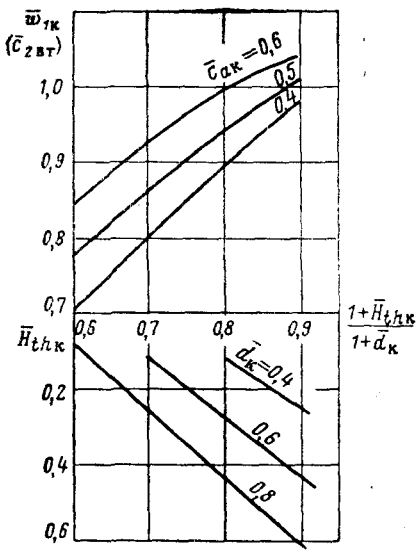


Рис. 5.41. Связь между $\bar{w}_{1к}$ или $\bar{c}_{2вт}$ и значениями $\bar{c}_{aк}$, $\bar{d}_к$ и $\bar{H}_{thк}$

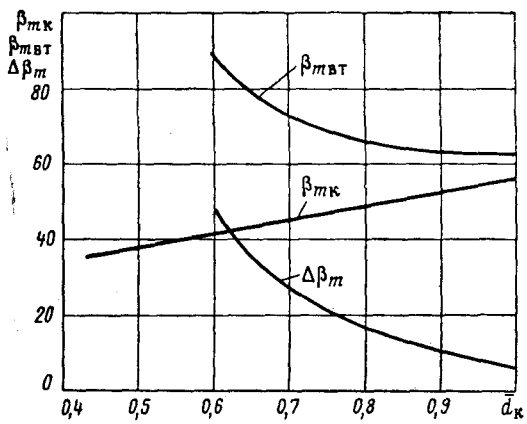


Рис. 5.42. Зависимость $\beta_{mк}$, $\beta_{mвт}$ и $\Delta\beta_m=\beta_{mвт}-\beta_{mк}$ от $\bar{d}$

$$\vartheta=\frac{\beta_1+\beta_2}{2}+\frac{\chi_1-\chi_2}{2}+\frac{\delta\pm i}{2}.$$

Так как значения $\frac{\chi_1-\chi_2}{2}$ и $\frac{\delta\pm i}{2}$ относительно невелики, то в первом приближении можно считать

$$\vartheta\approx\frac{\beta_1+\beta_2}{2}.$$

В связи с этим угол установки можно характеризовать величиной угла β_m (см. рис. 5.38 и 2.10), который связан с углами β_1 и β_2 зависимостью

$$\operatorname{ctg}\beta_m=\frac{\operatorname{ctg}\beta_1+\operatorname{ctg}\beta_2}{2}=\frac{\sin(\beta_1+\beta_2)}{2\sin\beta_1\cdot\sin\beta_2}.$$

Как уже было показано (см. 5.2.4), величина $\operatorname{ctg}\beta_m$ связана простым соотношением со степенью реактивности и коэффициентом расхода:

$$\operatorname{ctg}\beta_m=\frac{u-c_{1u}-\frac{\Delta c_u}{2}}{c_a}=\frac{\varrho_к}{\bar{c}_a}.$$

Так как по направлению от вершины к втулке $\varrho_к$ уменьшается, а коэффициент расхода возрастает, то угол β_m (и, следовательно, угол установ-

ки) уменьшается, причем особенно сильно при малых значениях $\bar{d}$. Вследствие этого лопатка получается сильно перекрученной, что подтверждается данными рис. 5.42, где приведены значения углов $\beta_{m\,вт}$, $\beta_{m\,к}$ и их разность в зависимости от $\bar{d}_к$ при степени реактивности и коэффициенте расхода на среднем радиусе $\varrho_{кср}=0{,}5$ и $\bar{c}_{a\,ср}=0{,}76$. При уменьшении $\bar{d}_к$ у основания лопатки уменьшается степень реактивности и поток на выходе из колеса может изменить свое направление по отношению к осевой скорости, вследствие чего угол β_2 следует считать отрицательным (см., например, на рис. 5.9 $\varrho_к=0$). Такое явление в связи с неблагоприятной формой канала нежелательно, и поэтому при профилировании лопаток с постоянной циркуляцией следует иметь $0°<\beta_2<90°$ и положительным по величине. Использовав выражение (5.23) для $\operatorname{ctg}\beta_2$ и наложив указанные выше условия для решетки у основания, получаем соотношение

$$\varrho_{к.вт} \geqslant \frac{\overline{H}_{th\,вт}}{2}.$$

Выразив с помощью выражения (5.52) $\varrho_{к.вт}$ и $\overline{H}_{th\,вт}$ через степень реактивности и коэффициент напора на среднем радиусе, получаем

$$\varrho_{к.ср} \geqslant 1+\frac{\overline{H}_{th\,ср}}{2}-\frac{4\bar{d}_к^2}{(1+\bar{d}_к)^2}. \qquad (5.55)$$

Таким образом, чем меньше относительный диаметр втулки $\bar{d}_к$, тем больше должна быть при заданном значении $\overline{H}_{th}$ степень реактивности на среднем радиусе, удовлетворяющая требование

$$0°<\beta_2<90°.$$

Поскольку это связано с ростом чисел $\widetilde{M}_{1к}$ у периферии и M_2 у втулки, то при малых $\bar{d}$ требуется уменьшать $\overline{H}_{th}$, а следовательно, и напор ступени.

Все изложенное выше показывает, что ограничения по числу $\widetilde{M}_{1к}$ и $M_{2вт}$ и по углу выхода потока у втулки становятся особенно заметными при $\bar{d}_к<0{,}6$, которые обычно требуются для первых ступеней компрессора. Поэтому применение лопаток с постоянной циркуляцией является целесообразным только в ступенях с относительным диаметром втулки $\bar{d}_к\geqslant 0{,}6$.

Лопатки рассматриваемого типа можно характеризовать еще средней интегральной степенью реактивности, которая с помощью уравнения (5.41) при $\overline{H}_{th\,i}=\text{const}$ записывается в виде

$$\varrho_{к.ср}=\frac{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к}\varrho_к\,dG}{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к}dG}.$$

Заменим в этом уравнении $\varrho_к$ из выражения (5.50), а значение dG исходя из уравнения (2.100) запишем в виде

$$dG=2\pi r\gamma c_a\,dr=2\pi r c_a\gamma_к\left\{1-\frac{k-1}{2}M_{u\,к}^2\left[\left(\frac{r_к}{r}\right)^2-1\right]\right\}^{\frac{1}{k-1}}dr,$$

где

$$M_{uк}^2=\frac{c_{uк}^2}{kRT_к}.$$

Разложив выражение, стоящее в фигурных скобках, в ряд и ограничившись первыми двумя членами, получим для $\varrho_{к.ср}$ уравнение

$$\varrho_{к.ср} = 1 - \frac{B \int\limits_{r_{вт}}^{r_к} \left\{1 - \frac{1}{2} M_{u\,к}^2 \left[\left(\frac{r_к}{r}\right)^2 - 1\right]\right\} \frac{dr}{r}}{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к} \left\{1 - \frac{1}{2} M_{u\,к}^2 \left[\left(\frac{r_к}{r}\right)^2 - 1\right]\right\} r\,dr}.$$

После интегрирования и преобразований получим

$$\varrho_{к.ср} = 1 - \frac{B \ln \frac{1}{\bar{d}_к} \left[1 - \frac{1}{4} M_{u\,к}^2 \frac{1 - \bar{d}_к^2}{\bar{d}_к^2 \ln \frac{1}{\bar{d}_к}} + \frac{1}{2} M_{u\,к}^2\right]}{\frac{r_к^2}{2}\left(1 - \bar{d}_к^2\right)\left[1 - M_{u\,к}^2 \frac{\ln \frac{1}{\bar{d}_к}}{1 - \bar{d}_к^2} + \frac{1}{2} M_{u\,к}^2\right]}. \qquad (5.56)$$

При $M_{u\,к}=0$, т. е. при отсутствии закрутки на входе в колесо, получим

$$\varrho_{к.ср} = 1 - \frac{B \ln \frac{1}{\bar{d}_к}}{\frac{r_к^2}{2}\left(1 - \bar{d}_к^2\right)}. \qquad (5.57)$$

Это же выражение справедливо для $\varrho_{к.ср}$ в случае, когда при наличии закрутки можно *приближенно принять, что по радиусу* $\gamma=\text{const}$. Разложив $\ln\frac{1}{\bar{d}_к}$ в ряд и пренебрегая членами второго и более высокого порядков, получим

$$\ln \frac{1}{\bar{d}_к} = 2 \frac{1 - \bar{d}_к}{1 + \bar{d}_к}.$$

Используя это выражение, будем иметь

$$\varrho_{к.ср} = 1 - \frac{4}{(1 + \bar{d}_к)^2} \frac{B}{r_к^2}.$$

Это значение средней интегральной степени реактивности равно степени реактивности на среднем радиусе, делящем пополам высоту лопатки [см. (5.51)].

При $\widetilde{M}_{1u\,к} \neq 0$ $\varrho_{к.ср} \neq \varrho_{к\,r_{ср}}$, но при $\bar{d} \geqslant 0{,}6$ различие между этими величинами относительно невелико, как показано на рис. 5.43 при $\varrho_{к\,r_{ср}} = 0{,}5$. Поскольку значения $\varrho_к$ и $\bar{c}_a$ являются переменными по радиусу, то переменными должны быть и к.п.д. элементарных ступеней. Поэтому ступень в целом должна характеризоваться средним интегральным значением к.п.д., который на основании уравнения (5.40) при $\bar{H}_{th}=\text{const}$ может быть записан в виде

$$\eta_{к.ср} = \frac{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к} \eta_{к\,i}\,dG}{\int\limits_{r_{вт}}^{r_к} dG}.$$

Расчеты показывают, что даже при учете только профильных потерь среднее интегральное значение к.п.д. с уменьшением относительного диаметра втулки несколько уменьшается по сравнению с к.п.д. на среднем

радиусе. Причиной этого является снижение к.п.д. элементарных ступеней, расположенных в сечениях, отличных от среднего, вследствие изменения степени реактивности и коэффициента расхода (рис. 5.44). К.п.д. полной ступени существенно зависит еще от вторичных и концевых потерь, влияние которых будет особенно заметно в периферийных сечениях из-за утечек и перетеканий в радиальном зазоре. По экспериментальным данным увеличение относительного радиального зазора $\delta/h_л$ на 1% приводит к снижению к.п.д. ступени ~ на 2—3%, т. е. влияние этого зазора достаточно велико *). Очевидно, что этот вид потерь имеет наибольшее значение для последних ступеней, где высота лопаток уменьшается. Трение диска, являющееся также составной частью концевых потерь, оказывает на к.п.д. ступеней второстепенное влияние по сравнению с потерями, обусловленными радиальным зазором. Примерный характер изменения к.п.д. ступени с учетом вторичных и концевых потерь показан на рис. 5.48.

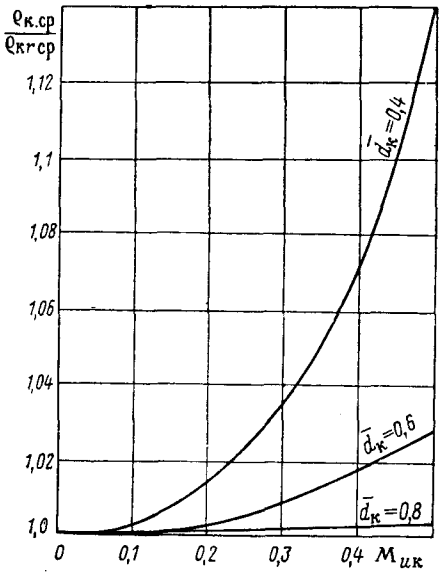


Рис. 5.43. Зависимость $\varrho_{к.ср}/\varrho_{к\,r\,ср}$ от $M_{u\,к}$ и $\bar{d}_к$

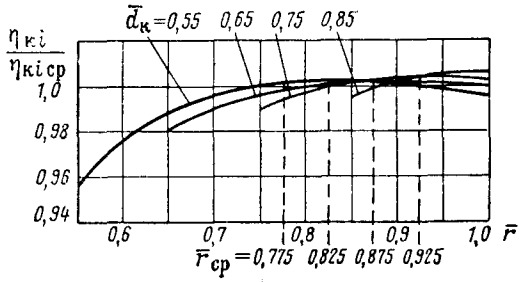


Рис. 5.44. Зависимость $\eta_{к\,i}/\eta_{к\,i\,ср}$ от r при различных значениях $\bar{d}_к$

5.3.4.2. Лопатки и ступени с постоянной по радиусу кинематической степенью реактивности

Лопатки ступени, спрофилированные с сохранением по радиусу постоянной кинематической степени реактивности, часто называют ступенями и лопатками с постоянной степенью реактивности. Однако такое их наименование не является точным, поскольку, как показано ниже, на всех радиусах (исключая средний) осевые скорости на входе в колесо и на выходе из него должны быть не равными, вследствие чего действительная степень реактивности существенно отличается от кинематической. Из уравнения (5.49) получаем, что если $m=-1{,}0$, то

$$\varrho_к = 1 - B = \text{const}.$$

Таким образом, при $m=-1{,}0$ на всех радиусах кинематическая степень реактивности будет одинаковой. Одновременно из уравнений (5.48) при $m=-1$ получаем

$$\frac{c_{2u}}{r} = \text{const} + \frac{H_{th}}{2r^2\omega};$$

$$\frac{c_{1u}}{r} = \text{const} - \frac{H_{th}}{2r^2\omega}.$$

*) В данном случае речь идет о суммарном влиянии радиального зазора, а не только о потерях из-за утечек, оцениваемых работой $L_з$ и $\eta_з$ [уравнения (2.60) и (4.7)]

Рассмотрим применительно к этим лопаткам два случая.

1. $H_{th}=\text{const}$ по высоте лопатки; тогда очевидно, что $c_{2u}/r\neq\text{const}$ и $c_{1u}/r\neq\text{const}$, хотя

$$\frac{c_{2u}}{r}+\frac{c_{1u}}{r}=\text{const}.$$

2. $\overline{H}_{th}=\text{const}\cdot r^2$ по высоте лопатки; тогда $c_{2u}/r=\text{const}$ и $c_{1u}/r=\text{const}$.

Следовательно, во втором случае поток до и после колеса закручен по закону твердого тела. Характерной особенностью этих лопаток является постоянство коэффициента теоретического напора по радиусу. Действительно, исходя из условия $H_{th}=\text{const}\cdot r^2$, получаем

$$\frac{H_{th}}{r^2\omega^2}=\frac{H_{th}}{u^2}=\overline{H}_{th}=\text{const}.$$

При этом теоретический напор будет уменьшаться от конца лопатки к ее основанию. Средний интегральный теоретический напор выразится уравнением

$$H_{th\,\text{ср}}=\frac{\overline{H}_{thi}\int\limits_{r_{\text{вт}}}^{r_{\text{к}}}u^2\,dG}{\int\limits_{r_{\text{вт}}}^{r}dG}.$$

Чтобы сравнить его с теоретическим напором лопаток, имеющих $H_{th}=\text{const}$, отнесем средний интегральный напор к напору элементарной ступени на внешнем радиусе, где он имеет максимальное значение. Тогда после преобразования получим

$$\frac{H_{th\,\text{ср}}}{H_{th\,\text{к}}}=\frac{\int\limits_{\bar{d}}^{1,0}c_a\gamma\bar{r}^3\,d\bar{r}}{\int\limits_{\bar{d}}^{1,0}c_a\gamma\bar{r}\,d\bar{r}}, \qquad (5.58)$$

где $\bar{r}=r/r_{\text{к}}$.

Если пренебречь изменением γ по радиусу, которое для закона $c_u/r=\text{const}$ относительно невелико (см. рис. 2.21), и для определения c_a в зависимости от радиуса применить уравнение, полученное выше для $R_m=\infty$, то можно получить следующее выражение для $H_{th\,\text{ср}}/H_{th\,\text{к}}$:

$$\frac{H_{th\,\text{ср}}}{H_{th\,\text{к}}}=0{,}4\frac{a}{b}+\frac{0{,}6\left[\bar{d}^2\left(\dfrac{\dfrac{a}{b}-\bar{d}^2}{\dfrac{a}{b}-1}\right)^{\frac{3}{2}}-1\right]}{\left(\dfrac{\dfrac{a}{b}-\bar{d}^2}{\dfrac{a}{b}-1}\right)^{\frac{3}{2}}-1}, \qquad (5.59)$$

где $a/b=1+0{,}5\,(c_{a\,\text{к}}/c_{1u\,\text{к}})^2$.

Результаты расчетов по уравнению (5.59) показаны на рис. 5.45. При расчетах принято, что у периферии $c_a=128$ *м/сек*, $c_{1u}=146$ *м/сек* и $\widetilde{M}_1=0{,}73$. Как видно, при небольших $\bar{d}_{\text{к}}$ существенно уменьшается напор,

достижимый в ступени с такими лопатками, по сравнению со ступенью, имеющей по всей высоте лопатки постоянный теоретический напор. Неравномерность распределения напора по радиусу неблагоприятна для последующих ступеней. Поэтому предпочитают лопатки с постоянным теоретическим напором по радиусу. В отдельных случаях, в частности, в вентиляторных ступенях компрессора двухконтурного двигателя, воз-

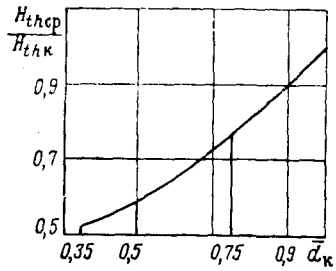


Рис. 5.45. Изменение $H_{th\,ср}/H_{th\,к}$ в зависимости от относительного диаметра втулки для лопаток, спрофилированных по закону c_{1u}/r=const

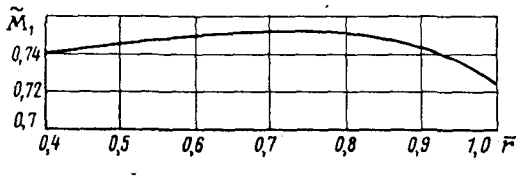
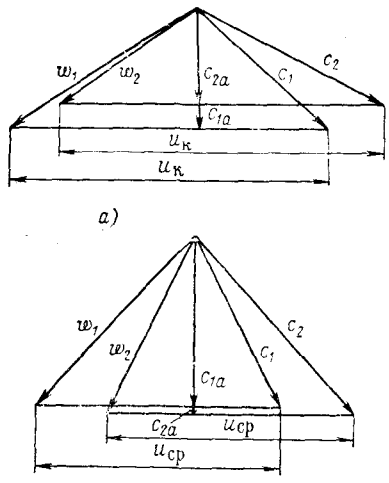


Рис. 5.46. Изменение числа $\widetilde{M}_1$ по радиусу в ступени с лопатками, спрофилированными по закону $\varrho_к$=const; H_{th}=const:

$u_к$=350 *м/сек*;
H_{th}=20 000 *дж/кг*

можно и H_{th}≠const по радиусу. При этом изменение напора по радиусу может существенно отличаться от рассмотренного, например, — быть линейным или ступенчатым, а степени реактивности по радиусу не будут постоянными. Лопатки с постоянной степенью реактивности и постоянным теоретическим напором по радиусу характеризуются малым изменением числа $\widetilde{M}_1$ по высоте лопатки (рис. 5.46). Это объясняется тем, что осевая скорость уменьшается от втулки к концу лопатки, а окружная составляющая возрастает. Треугольники скоростей при профилировании лопаток для условий $\varrho_к$=const и H_{th}=const по радиусу показаны на



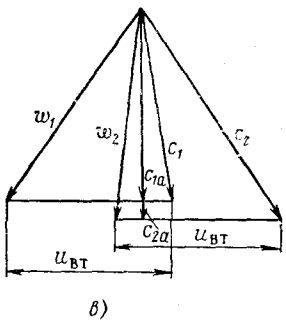


Рис. 5.47. Треугольники скоростей при профилировании лопаток по закону $\varrho_к$=const: H_{th}=const:

а—на периферии лопаток; *б*—на среднем диаметре; *в*—у втулки

рис. 5.47. Вследствие малого изменения $\widetilde{M}_1$ и $\varrho_к$=const коэффициент полезного действия элементарных решеток и ступеней должен несущественно изменяться по радиусу, если не учитывать вторичных концевых потерь, даже при реальных изменениях коэффициента расхода $\bar{c}_a$. На рис. 5.48 показано относительное изменение по радиусу к.п.д. решеток рабочего колеса, подсчитанное по выражению $\eta_{р.к}=1-\bar{L}_{R\,к}/H_{th}$ для ступени, имеющей $\varrho_к$=0,5=const, $\bar{d}$=0,4 и $\bar{c}_{1a}$, изменяющееся как показано

на рис. 5. 49 при $m=-1{,}0$. Однако с учетом вторичных концевых потерь изменение к. п.д. будет более значительным.

Несмотря на существенное изменение коэффициента расхода по радиусу, все же вследствие постоянства степени реактивности угол уста-

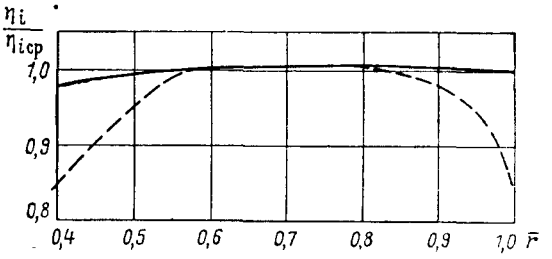


Рис. 5. 48. Зависимость $\eta_i/\eta_{i\,ср}$ от $\bar{r}$ для лопаток с постоянной степенью реакции:

——— без учета концевых потерь – – – – – с учетом концевых потерь

новки лопаток по радиусу (или углы β_m и $\Delta\beta_m$) изменяется значительно меньше, чем при $c_u r=\text{const}$, как показано в табл. 5. 6 для лопаток, имею-

Таблица 5.6

$\bar{d}_к$	Лопатки $c_u\ r=\text{const}$			Лопатки $\varrho_к=\text{const}$		
	$\beta_{m\,к}$	$\beta_{m\,вт}$	$\Delta\beta_m$	$\beta_{m\,к}$	$\beta_{m\,вт}$	$\Delta\beta_m$
0,6	48°	83°50′	35°50′	33°30′	61°20′	27°50′
0,4	54°38′	—68°20′	122°58′	33°30′	70′48′	37°18′

щих $\bar{d}_к=0{,}6$ и $\bar{d}_к=0{,}4$. Таким образом, лопатки, имеющие $\varrho_к=\text{const}$, менее закручены по радиусу. Изложенное выше показывает, что ступени с

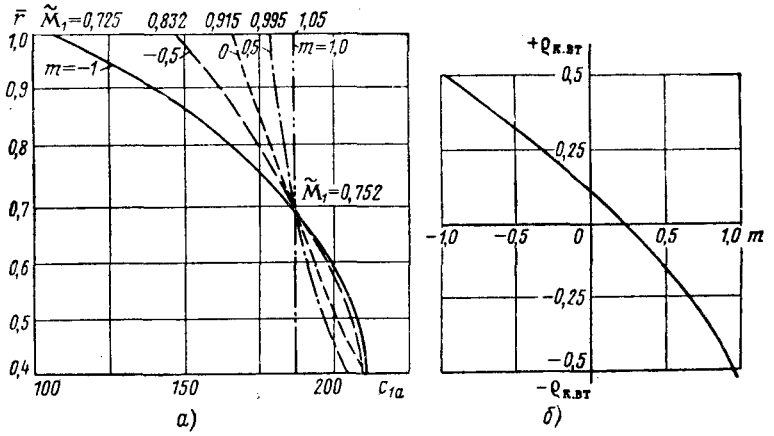


Рис. 5. 49. Изменения осевой скорости на входе в колесо (*а*) и степени реактивности у втулки (*б*) при различных значениях показателя m

постоянной степенью реактивности и постоянным напором по радиусу более пригодны при малых относительных диаметрах втулки. Однако и они имеют серьезный недостаток, выражающийся в значительном из-

менении осевой скорости по радиусу (рис. 5.49 и 5.50), которое увеличивается с ростом коэффициента напора. Это ограничивает напорность ступени, так как в области малых c_a будут требоваться нереально высо-

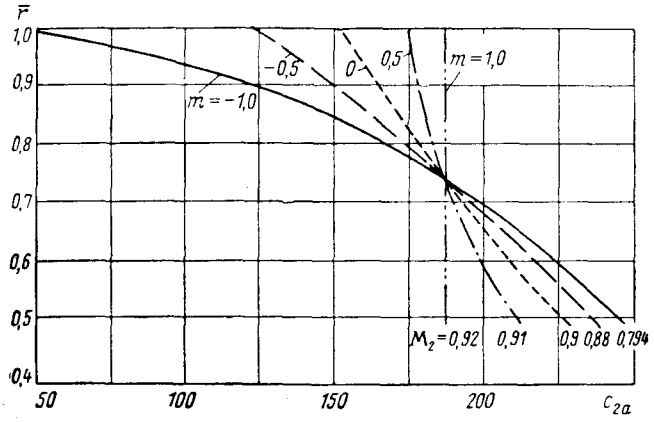


Рис. 5.50. Изменение $c_{2a}=f(\bar{r})$ на выходе из рабочего колеса при различных значениях показателя m

кие углы поворота потока. Кроме того, при больших коэффициентах напора осевые скорости на периферии могут по расчетам получаться даже отрицательными, что явно невозможно.

5.3.4.3. Лопатки и ступени промежуточного типа. Комбинированные лопатки

В ступенях промежуточного типа показатель $1{,}0>m>-1{,}0$, и при требующейся величине напора его значение определяется в конечном итоге допустимыми числами $\widetilde{M}_1$ у конца лопатки, степенью реактивности у основания ее и степенью неравномерности поля осевых скоростей на входе.

В качестве примера на рис. 5.49 и 5.50 показано изменение осевой скорости и чисел $\widetilde{M}_1$ на периферии на входе в рабочую лопатку и M_2 на выходе из нее у втулки, подсчитанные для различных значений m по упрощенному уравнению (5.62) при постоянных значениях $\varrho_{к.ср}=0{,}5$, $H_{th\,ср}=0{,}33$ и $u_к=350$ *м/сек*.

На рис. 5.49 показано также изменение степени реактивности у втулки. Как видно из этих кривых применение промежуточных значений m значительно уменьшает степень неравномерности поля осевых скоростей по радиусу. В то же время возрастают числа $\widetilde{M}_1$ у периферии по сравнению со случаем, когда $m=-1{,}0$ ($\varrho_к=\text{const}$, $H_{th}=\text{const}$), достигая максимального значения при $m=1{,}0$ ($c_u r=\text{const}$). Одновременно уменьшаются степени реактивности у втулки, оставаясь все же по величине значительно больше, нежели при $m=1{,}0$. Поэтому лопатки со значениями $1{,}0>m>1{,}0$ могут быть использованы и при относительно небольших диаметрах втулки.

В отдельных случаях возможно применение «комбинированных» лопаток, в которых используется не один, а два или более законов профилирования. Так, например, если от среднего до внешнего радиуса применить профилирование с показателем $m=-0{,}5$, а от среднего радиуса до втулки профилировать с показателем $m=+0{,}5$, то поле скоростей станет более равномерным, нежели при $m=-0{,}5$ для всей лопатки (см. рис. 5.49 и 5.50). При этом можно обеспечить приемлемые числа $\widetilde{M}_1$ у периферии и числа M_2 у втулки.

5.3.4.4. Сравнение ступеней различных типов

Из изложенного вытекают следующие различия между ступенями с разными законами профилирования. Если все ступени будут иметь одинаковые степени реактивности на среднем радиусе, то степень реактивности на периферии у лопаток с $m>-1{,}0$ возрастает. Вследствие этого при равных числах $\widetilde{M}_1$ в ступенях с $m>-1{,}0$ окружная скорость должна быть меньше, чем в ступени с постоянной степенью реактивности ($m=-1{,}0$), либо в этих ступенях будут больше числа $\widetilde{M}_1$ (см. рис. 5.49). Если же ступени с $m>-1{,}0$ будут первыми, то пониженная окружная скорость будет и во всех последующих ступенях, вследствие чего потребуется увеличивать число ступеней. Когда значения m относительно близки к $m=-1{,}0$ (например, $m=-0{,}5\div-0{,}75$), то указанные различия в числах $\widetilde{M}_1$ и в окружной скорости не столь велики и в то же время обеспечивается более равномерное поле скоростей. В случае же, когда $m=1{,}0$ ($c_u r=\text{const}$), числа $\widetilde{M}_1$ у периферии или окружные скорости должны значительно отличаться от чисел $\widetilde{M}_1$ и u в ступени, имеющей лопатки с постоянной степенью реактивности или с показателем m, близким к минус единице, особенно при малых относительных диаметрах втулок.

Поэтому лопатки с постоянной циркуляцией применяют обычно в средних и последних ступенях осевого компрессора, где относительные диаметры втулок $\bar{d}\geqslant 0{,}6\div 0{,}65$; в первых же ступенях более целесообразны лопатки с $m=(-0{,}5\div-0{,}75)$ или «комбинированные». Окончательно значение m уточняется в зависимости от получающихся чисел $\widetilde{M}_1$ на периферии и $\widetilde{M}_2$ у втулки.

В первых околозвуковых или сверхзвуковых ступенях может использоваться закон постоянства циркуляции при осевом входе воздуха. Однако в этих же ступенях могут применяться лопатки и с переменной циркуляцией при наличии предварительной закрутки, что наиболее важно для внешнего радиуса, поскольку позволяет уменьшить числа $\widetilde{M}_1$ при достаточно больших окружных скоростях.

5.3.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ ОСЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В СТУПЕНЯХ С ЛОПАТКАМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

В гл. 2 были рассмотрены некоторые примеры упрощенного определения поля осевых скоростей в зазорах между рабочими и неподвижными лопатками, когда радиус кривизны линии тока $R=\infty$, что равносильно условию $dc_a/dx=0$, а также когда $E=\text{const}$ и $L_R=\text{const}$ по радиусу колеса. Если применить эти же условия в общем случае, когда окружные составляющие абсолютных скоростей на входе в рабочее колесо и на выходе из него подчиняются уравнениям (5.48), то можно получить в общем виде уравнение для распределения осевых скоростей при условии, что $H_{th}=\text{const}$ по радиусу:

$$\frac{c_{1a}}{c_{1a\,\text{ср}}}=\sqrt{1+\frac{m-1}{m}\frac{(1-\varrho_{\text{к. ср}})^2}{\bar{c}^2_{1a\,\text{ср}}}\left[1-\left(\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{\text{ср}}}\right)^{-2m}\right]-\frac{m-1}{m+1}\frac{\bar{H}_{th\,\text{ср}}}{\bar{c}^2_{1a\,\text{ср}}}(1-\varrho_{\text{к.ср}})\left[1-\left(\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{\text{ср}}}\right)^{-(m+1)}\right]}}. \qquad (5.60)$$

Формула для определения $c_{2a}/c_{2a\,ср}$ имеет такой же вид, но перед третьим членом должен стоять знак плюс. В случае, когда $m=0$ ($c_{um}=\text{const}$), то уравнение приобретает такой вид:

$$\frac{c_{1a}}{c_{1a\,ср}}=\sqrt{1-2\frac{(1-\varrho_{к.ср})^2}{\bar{c}^2_{1a\,ср}}\ln\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}}+\frac{(1-\varrho_{к.ср})}{\bar{c}^2_{1a\,ср}}\bar{H}_{th\,ср}\left(1-\frac{1}{\bar{r}\,|\bar{r}_{ср}}\right)}. \qquad (5.61)$$

Это же уравнение справедливо и для определения $c_{2a}/c_{2a\,ср}$ при условии, что перед третьим членом будет стоять знак минус. Для значения $m=-1$ ($\varrho_к=\varrho_{к.ср}=\text{const}$) уравнение 5.60 будет иметь следующий вид:

$$\frac{c_{1a}}{c_{1a\,ср}}=\sqrt{1+2\frac{(1-\varrho_к)^2}{\bar{c}^2_{1a\,ср}}\left[1-\left(\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}}\right)^2\right]+2\frac{\bar{H}_{th\,ср}}{\bar{c}^2_{1a\,ср}}(1-\varrho_{к.ср})\ln\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}}}. \qquad (5.62)$$

Для определения осевых скоростей потока за колесом в уравнении (5.62) перед третьим членом должен стоять знак минус. Результаты расчетов по уравнениям (5.60), (5.61) и (5.62) для сечений на входе в рабочее колесо показаны были на рис. 5.49, а на выходе — на рис. 5.50. Из сопоставления этих графиков видно, что при уменьшении m поле скоростей становится все более неравномерным, причем в сечении за рабочей лопаткой оно более неравномерное, чем на входе, и поэтому на всех радиусах, исключая средний, $c_{1a}\neq c_{2a}$. В связи с этим, как уже отмечалось выше, при $\varrho_к=\text{const}$ по радиусу ($m=-1{,}0$) действительная степень реактивности существенно отличается от кинематической. Это легко показать и в общем виде. С этой целью выразим с помощью уравнения (5.62) c^2_{1a} и c^2_{2a} и, приняв, что на среднем радиусе $c_{1a\,ср}=c_{2a\,ср}$, получим после вычитания одного уравнения из другого:

$$c^2_{2a}-c^2_{1a}=-4u^2_{ср}\bar{H}_{th\,ср}(1-\varrho_к)\ln\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}}.$$

Используя выражение (5.7) для степени реактивности, можем написать

$$\varrho_{к.д}=\varrho_к-\frac{c^2_{2a}-c^2_{1a}}{2H_{th}}=\varrho_к+\frac{4u^2_{ср}\bar{H}_{th\,ср}}{2H_{th}}(1-\varrho_к)\ln\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}},$$

или, так как $u^2_{ср}\bar{H}_{th\,ср}=H_{th}$,

$$\varrho_{к.д}=\varrho_к+2(1-\varrho_к)\ln\frac{2\bar{r}}{1+\bar{d}}. \qquad (5.63)$$

Если принять $\bar{d}=0{,}4$ и $\varrho_к=0{,}5$, то получим значения $\varrho_{к.д}$ на различных радиусах, как показано в табл. 5.7.

Таблица 5.7

$\bar{r}$	0,4	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\varrho_{к.д}$	—0,0586	0,3457	0,5	0,633	0,75	0,8577

Таким образом, действительная степень реактивности у втулки имеет отрицательное значение и, следовательно, в относительном движении имеет место понижение давления, а у периферии бóльшая часть повышения давления в ступени приходится на рабочее колесо. Упрощенные уравнения для определения поля скоростей в принципе пригодны для применения, лишь когда кривизна линий тока $k_m=\frac{1}{R_m}\leqslant 0{,}1$. В лопатках с малыми относительными диаметрами втулок при переменной циркуля-

ции по радиусу колеса линии тока имеют значительную кривизну, вследствие чего упрощенные уравнения дают существенную погрешность.

Более точные методы расчета, о которых упоминалось выше (см. гл. 2), достаточно сложны и трудоемки. Правда, при использовании электронно-вычислительных машин эти трудности преодолеваются. Однако в учебной практике применение этих машин не всегда возможно. Иногда это может быть неудобно и при предварительных расчетах в ОКБ. Поэтому применяются приближенные методы расчета, но с учетом влияния кривизны.

Ниже излагается один из таких методов *), согласно которому рассматривается осесимметричный поток в межвенцовом зазоре без учета вязкости воздуха в уравнениях движения. Предполагается, что энергия потока и работа, затрачиваемая на потери, постоянны по радиусу.

Так как в общем случае в осевом компрессоре меридиональная составляющая скорости будет наклонена к его оси, то дифференциальное уравнение радиального равновесия в проекции на направление радиуса r будет аналогично уравнению (2.95):

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{c_u^2}{r}+\frac{c_m^2}{R_m}\cos\varphi-\frac{dc_m}{dt}\sin\varphi=0,$$

где c_m — меридиональная составляющая абсолютной скорости;
R_m — радиус кривизны меридиональной проекции линии тока;
φ — угол между направлением оси компрессора и меридиональной составляющей скорости, равный углу ψ по рис. 2.21.

Пренебрегая членом $dc_m/dt\ \sin\varphi$, так как он мало влияет на поле скоростей, и заменяя, как делалось при выводе уравнений (2.103) и (2.104), $\partial p/\partial r$ с помощью уравнения энергии **), получим после интегрирования (при $E=\text{const}$ и $L_R=\text{const}$):

$$c_m^2=e^{-2\int\frac{\cos\varphi}{R_m}dr}\left[C-\int\frac{1}{r^2}\frac{d(c_ur)^2}{dr}e^{2\int\frac{\cos\varphi}{R_m}dR}dr\right].$$

Вводя пределы интегрирования от r_{cp} до r, можем заменить постоянную C меридиональной скоростью на среднем радиусе. Учитывая также, что $c_m=c_a/\cos\varphi=c_a\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\varphi}$, а R_m может иметь знак плюс и минус, получим

$$c_a^2=\frac{1}{(1+\operatorname{tg}^2\varphi)\,e^{\pm2\int_{r_{cp}}^{r}\frac{\cos\varphi}{R_m}dr}}\left[(1+\operatorname{tg}^2\varphi_{cp})\,c_{a\,cp}^2-\right.$$
$$\left.-\int_{r_{cp}}^{r}\frac{1}{r^2}\frac{d(c_ur)^2}{dr}e^{\mp2\int_{r_{cp}}^{r}\frac{\cos\varphi}{R_m}dr}dr.\right] \qquad (5.64)$$

Данное уравнение может быть решено методом последовательных приближений, так как заранее нельзя определить кривизну меридиональных проекций линий тока $1/R_m$ как явную функцию независимой переменной r.

*) Метод разработан в МАИ аспирантом Я. Трачек под руководством автора.

**) В уравнении энергии радиальную составляющую скорости не учитываем в связи с относительно небольшим значением угла φ.

Однако при некоторых упрощающих предположениях задача может быть решена в первом приближении. В общем случае кривизна меридиональных проекций линий тока может быть представлена следующим образом:

$$k_m = \frac{1}{R_m} = \frac{1}{R_{m\,\text{прот}}} + \Delta k_{m\,л} + \Delta k_{m\,\gamma} + \Delta k_{mp} + \Delta k_{m\,\Gamma},$$

где $\frac{1}{R_{m\,\text{прот}}}$ — кривизна меридиональной проекции линии тока, обусловленная только формой проточной части компрессора;

$\Delta k_{m\,л}$ — учитывает приращение кривизны линии тока, обусловленное конечной толщиной лопаток;

$\Delta k_{m\gamma}$ — учитывает влияние изменения радиального градиента плотности газа вдоль линии тока;

Δk_{mp} — учитывает изменение радиального градиента полного давления вдоль линии тока;

$\Delta k_{m\,\Gamma}$ — учитывает влияние изменения радиального градиента циркуляции вдоль линии тока.

Весьма трудоемко определение $\Delta k_{m\,\gamma}$ и $\Delta k_{m\,\Gamma}$, которые в общем случае могут быть найдены только методом последовательных приближений. Однако, если ограничиться рассмотрением только дозвуковых первых ступеней, то задача может быть упрощена, так как эти ступени проектируются с относительно небольшим градиентом плотности газа, вследствие чего влияние $\Delta k_{m\gamma}$ незначительно. С достаточной степенью точности $\Delta k_{m\gamma}$ может быть выражено эмпирической формулой

$$\Delta k_{m\gamma} \simeq \pm \Delta k_{m\,л} \left(\frac{b_x}{h}\right).$$

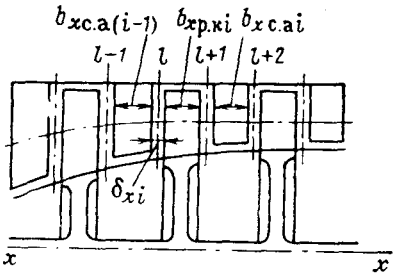


Рис. 5.51. Схема проточной части осевого компрессора

На поле осевых скоростей существенно влияет изменение кривизны линии тока, вызванное радиальными градиентами циркуляции, в данном и смежных с ним сечениях. Это влияние целесообразно учитывать не путем изменения кривизны линии тока с помощью $\Delta k_{m\gamma}$, а внося поправку непосредственно в уравнение для определения c_a. Поправка вносится добавочным членом, который на основе теории вихревого диска запишется в виде

$$\Phi_j = \sum_{j=l+1}^{j=j_z} K_j (I_j - I_{j-1}) - \sum_{j=1}^{j=l} K_j (I_j - I_{j-1}),$$

где l — расчетное сечение, которое берется в межвенцовом зазоре (рис. 5.51);

j — порядковый номер межвенцового зазора;

I — интеграл от радиального градиента циркуляции в межвенцовом зазоре:

$$I = \int_{\bar{r}_{ср}}^{\bar{r}} \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial r} (c_u \bar{r})^2 \, d\bar{r};$$

K_j — коэффициент, учитывающий затухание возмущений в потоке:

$$K_j \simeq \frac{1}{2} \cos^2 \varphi_{\bar{r}} \, e^{-\pi \frac{|x_j|}{h}};$$

x_j — расстояние вдоль оси x от межвенцового расчетного сечения до аэродинамической оси решетки, расположенной между межвенцовыми зазорами j и $(j-1)$;

$\bar{r}=r/r_к$ — относительный радиус.

Добавочный член Ф учитывает взаимное влияние всех лопаточных венцов на поле осевых скоростей в расчетном сечении. Так как коэффициенты K_j очень быстро убывают с ростом x, то для инженерных расчетов достаточно учесть влияние только двух ближайших лопаточных венцов, лежащих слева от расчетного сечения и двух справа. С учетом указанных выше преобразований можно получить следующую приближенную формулу для определения поля осевых скоростей в расчетном межвенцовом зазоре:

$$c_a^2=\frac{c_{a\,ср}^2\left(1+\operatorname{tg}^2\varphi_{\bar{r}\,ср}\right)}{y}+\frac{\int\limits_{\bar{r}_{ср}}^{\bar{r}}\frac{y}{1+\operatorname{tg}^2\varphi}\left[\frac{\partial}{\partial r}(I+\Phi)\right]d\bar{r}}{y}, \qquad (5.65)$$

где

$$y=(1+\operatorname{tg}^2\varphi)\,e^{\pm 2\int\limits_{\bar{r}_{ср}}^{\bar{r}}\cos\varphi\left[\frac{1}{\bar{R}_{m\,прот}}+\left(1+\frac{b_x}{h}\right)\Delta\bar{k}_{m\,л}+\Delta\bar{k}_{mp^*}\right]d\bar{r}};$$

$$\bar{R}_{m\,прот}=\frac{R_{m\,прот}}{r_к};$$

$$\Delta\bar{k}_{m\,л}=\frac{\Delta k_{m\,л}}{r_к}.$$

$$\Delta\bar{k}_{mp^*}=\frac{\Delta k_{mp}}{r_к}.$$

Величину интеграла $I=\int\frac{1}{\bar{r}^2}\frac{\partial(c_u\bar{r})^2}{\partial\bar{r}}d\bar{r}$ можно выразить из уравнения (5.64), приняв в нем $R_m=\infty$ и $\varphi=0$.

Тогда получим

$$I=c_{a\,ср}^2\left[1-\left(\frac{c_a}{c_{a\,ср}}\right)^2\right].$$

При указанных условиях значения $(c_a/c_{a\,ср})^2$ для различных значений показателя m были даны в уравнениях (5.60)—(5.62), с помощью которых и может быть получено значение I до и после колеса. Так, например, для значения $m=-1$ ($\varrho_к=\text{const}$) получим с помощью уравнения (5.62)

$$I=u_{ср}^2\left\{-2(1-\varrho_к)^2\left[1-\left(\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}}\right)^2\right]+2\bar{H}_{th}(1-\varrho_к)\ln\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}}\right\}.$$

При профилировании по закону постоянства циркуляции $I=0$.

В предварительных расчетах величину $I+\Phi$ можно определить с помощью приближенной эмпирической формулы

$$(I+\Phi)_i=I_i\frac{K\%}{100}+\frac{I_{i-1}+I_{i+1}}{2}\left(1-\frac{K\%}{100}\right),$$

где

$$K=50+30\left[\frac{\left(\frac{b_x}{h}\right)_{р.к\,i}+\left(\frac{b_x}{h}\right)_{с.а\,(i-1)}}{2}+\frac{\delta_{x_i}}{h_i}\right].$$

Для простоты расчета условно принимаем, что лопатки бесконечно тонкие. Поэтому $\Delta k_{m\,л}=0$. Кроме того, для рассматриваемого наиболее простого случая, когда теоретический напор и потери по радиусу являются постоянными, получаем

$$\Delta\bar{k}_{mp}=0.$$

Примечание. Для первых двух ступеней, у которых толщина лопатки играет существенную роль, надо брать уменьшенное значение $(I+\Phi)$. Рекомендуется принять для первой ступени $(I+\Phi)_{расч}=0{,}9(I+\Phi)$, для второй ступени $(I+\Phi)_{расч}=0{,}95(I+\Phi)$.

Для последующих ступеней влияние толщины лопатки менее значительно и поэтому $(I+\Phi)_{расч}\approx(I+\Phi)$. Таким образом, косвенным путем учитывается влияние конечной толщины лопаток на поле осевых скоростей в межвенцовом зазоре.

В результате произведенных преобразований приближенное уравнение для определения эпюры осевых скоростей в данном сечении имеет вид

$$c_{ar}^2=\frac{z\,(I+\Phi)_i+c_{a\,ср}^2\left(1+\mathrm{tg}^2\varphi_{\bar{r}\,ср}\right)}{y}, \qquad (5.66)$$

где

$$1)\ z=\frac{1+e^{\pm 2\int\limits_{\bar{r}_{ср}}^{\bar{r}}\frac{\cos\varphi}{\bar{R}_{m\,вт}}d\bar{r}}}{2};$$

$$2)\ y=(1+\mathrm{tg}^2\varphi_{\bar{r}})\,e^{\pm 2\int\limits_{\bar{r}_{ср}}^{\bar{r}}\frac{\cos\varphi}{\bar{R}_{m\,вт}}d\bar{r}};$$

$$3)\ \varphi_{\bar{r}}=\frac{\varphi_{вт}}{1-\bar{d}}(1-\bar{r})+(\bar{r}-\bar{d})\frac{\varphi_{пер}}{1-\bar{d}};$$

$$4)\pm\int\limits_{\bar{r}_{ср}}^{\bar{r}}\frac{\cos\varphi}{\bar{R}_{m\,вт}}d\bar{r}\simeq\frac{1}{2}\left\{\pm\frac{D_к}{R_{m\,вт}}\frac{\cos\varphi_{вт}}{1-\bar{d}}\left[(\bar{r}-\bar{r}_{ср})-\frac{1}{2}(\bar{r}^2-\bar{r}_{ср}^2)\right]\pm\right.$$

$$\left.\pm\frac{D_к}{R_{m\,пер}}\frac{\cos\varphi_{пер}}{1-\bar{d}}\left[\frac{1}{2}(\bar{r}^2-\bar{r}_{ср}^2)-\bar{d}(\bar{r}-\bar{r}_{ср})\right]\right\}.$$

Здесь $R_{m\,вт}$ — средний радиус кривизны проточной части у втулки;
$R_{m\,пер}$ — средний радиус кривизны периферийного контура проточной части.

В формуле (5.66) знак плюс, если $R_{m\,пер}$, $R_{m\,вт}$ положительны, и знак минус, если $R_{m\,пер}$, $R_{m\,вт}$ отрицательны (рис. 5.52).

На рис. 5.53 и 5.54 дано сравнение расчетов по формуле (5.66) и по формулам (5.60)—(5.62) для различных значений показателя m. Как видно, поле скоростей по формуле (5.66) получается более пологим и, особенно, при $m=-1{,}0$ ($\varrho_к=\mathrm{const}$, $H_{th}=\mathrm{const}$). При $m>-1{,}0$ различие в расчетах, по указанным формулам уменьшается. Это различие можно еще уменьшить, если для принятого значения показателя m поле осевых скоростей определять по упрощенным формулам (5.60)—(5.62) с показателем $m'\neq m$. Примерное соотношение между m' и m дано на рис. 5.55, *а, в*. Сравнение расчетов по формуле (5.66) и по формулам (5.60)—(5.62) с использованием показателя m' показано на рис. 5.55, *б, г*, из которых видно, что расчеты с показателем m' мало отличаются от расчетов по формуле (5.66), будучи в то же время проще.

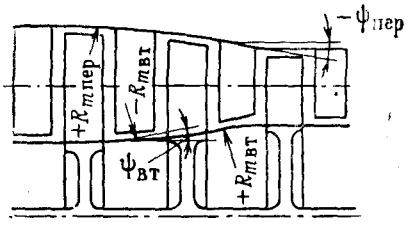


Рис. 5.52. Схема проточной части компрессора

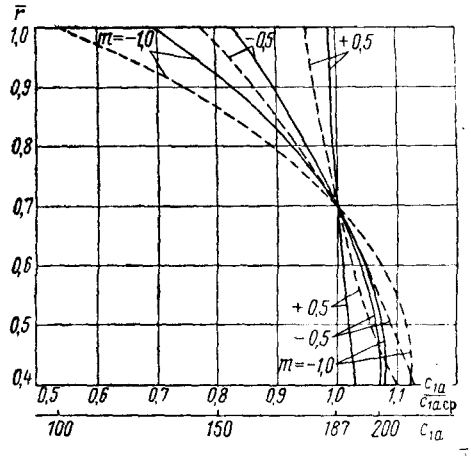


Рис. 5.53. Сравнение упрощенных и уточненных расчетов изменения $c_{1a}=f(\bar{r})$ при различных значениях показателя m:

——— по уточненному расчету; – – – – – по уравнениям (5.62), (5.63), (5.64)

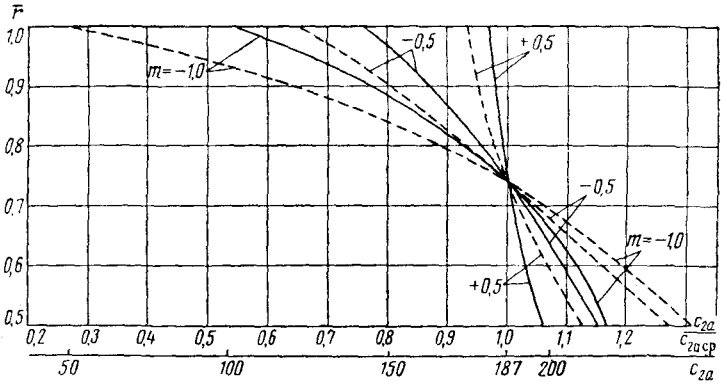


Рис. 5.54. Сравнение упрощенных и уточненных расчетов изменения $c_{2a}=f(\bar{r})$ при различных значениях показателя m:

——— по уточненному расчету,
– – – – – по уравнениям (5.62), (5.63), (5.64)

Приведенное соотношение между m и m' соответствует определенным параметрам и в дальнейшем должно быть уточнено. Поэтому такой метод может быть рекомендован только для предварительных расчетов.

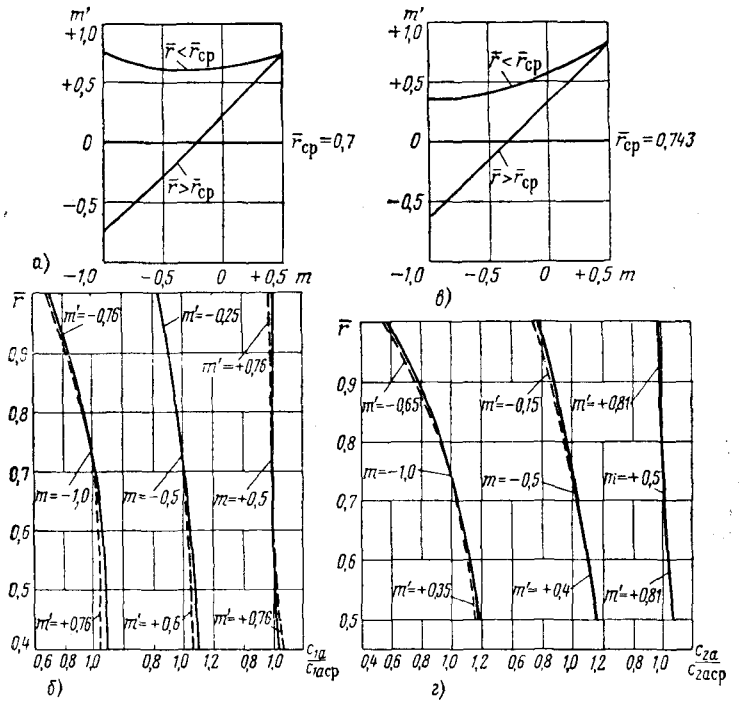


Рис. 5.55. Зависимость показателя m' от показателя m для входа в колесо компрессора и выхода из него: *а* и *в*. Определение осевых скоростей: *б* и *г*;

——— по формуле (5.66) для случая $m=-1{,}0$; $m=-0{,}5$ и $m=+0{,}5$
— — — по формулам (5.60)—(5.62) с показателем $m'<m$

5.3.6. ПОРЯДОК РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПО РАДИУСУ ДЛЯ СТУПЕНИ С ПОСТОЯННОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ

Расчет параметров потока по радиусу колеса (по высоте лопатки) производится не менее чем для пяти сечений.

При профилировании по закону $\Gamma=\text{const}$ теоретический напор по высоте лопатки не меняется, т. е.

$$H_{th}=\text{const}.$$

Параметры потока определяются следующим образом.

1. Осевая составляющая абсолютной скорости потока на входе в рабочее колесо — по упрощенному уравнению радиального равновесия:

$$c_{1ar}=c_{1a\,ср}=\text{const}.$$

Однако, если учесть взаимное влияние всех лопаточных венцов, а также влияние формы проточной части компрессора, то осевая скорость переменна по высоте лопатки. Методика учета этого влияния изложена в разд. 5.3.5 *).

После уточнения эпюры осевых скоростей следует проверить расход воздуха через ступень осевого компрессора. Если окажется, что расход

*) Для ступеней с постоянной циркуляцией обычно ограничиваются условием $c_a=\text{const}$, а методику, изложенную в разд. 5.3.5, применяют для ступеней с $\varrho_к=\text{const}$ или с промежуточным законом профилирования.

через ступень меньше или больше расчетного, то следует изменить внутренний и наружный диаметры компрессора, соответственно увеличив или уменьшив площадь проходного сечения.

2. Окружная составляющая абсолютной скорости потока на входе в рабочее колесо

$$c_{1ur} = c_{1u\,\text{ср}} \frac{r_{\text{ср}}}{r}.$$

3. Абсолютная скорость газа на входе в рабочее колесо

$$c_{1r} = \sqrt{c_{1ar}^2 + c_{1ur}^2}.$$

4. Угол потока на входе в рабочее колесо по абсолютной скорости

$$\alpha_{1r} = \arcsin \frac{c_{1ar}}{c_{1r}}.$$

5. Окружная скорость на входе в рабочее колесо

$$u_{1r} = u_{1\text{ср}} \frac{r_1}{r_{\text{ср}}}.$$

6. Угол потока на входе в рабочие лопатки по относительной скорости

$$\beta_{1r} = \operatorname{arc\,tg} \frac{c_{1ar}}{u_{1r} - c_{1ur}}.$$

7. Относительная скорость потока на входе в рабочие лопатки

$$w_{1r} = \frac{c_{1ar}}{\sin \beta_{1r}}.$$

8. Окружная скорость на выходе из рабочего колеса

$$u_{2r} = u_{2\text{ср}} \frac{r_2}{r_{2\text{ср}}}.$$

Если проточная часть осевого компрессора выполнена при $D_{\text{ср}} = \text{const}$, то $u_{1\text{ср}} = u_{2\text{ср}}$.

9. Окружная составляющая абсолютной скорости потока за рабочим колесом

$$c_{2ur} = c_{2u\,\text{ср}} \frac{r_{2\text{ср}}}{r}.$$

10. Осевая составляющая абсолютной скорости потока на выходе из рабочего колеса

$$c_{2ar} = c_{2a\,\text{ср}} = \text{const}.$$

11. Угол потока на выходе из рабочего колеса по абсолютной скорости

$$\alpha_{2r} = \operatorname{arc\,tg} \frac{c_{2ar}}{c_{2ur}}.$$

12. Угол потока на выходе из рабочих лопаток по относительной скорости

$$\beta_{2r} = \operatorname{arc\,tg} \frac{c_{2ar}}{u_{2r} - c_{2ur}}.$$

13. Относительная скорость потока на выходе из рабочих лопаток

$$w_{2r} = \frac{c_{2ar}}{\sin \beta_{2r}}$$

14. Угол отклонения потока в решетке рабочего колеса

$$\Delta\beta = \beta_{2r} - \beta_{1r}.$$

15. Скорость звука на входе в рабочее колесо

$$a_{1r} = a_{кр}\sqrt{\frac{k+1}{2}\left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_{1r}^2\right)},$$

где

$$\lambda_{1r} = \frac{c_{1r}}{18{,}3\sqrt{T_1^*}}.$$

16. Число $\widetilde{M}_1$ по высоте лопатки

$$\widetilde{M}_1 = \frac{w_{1r}}{a_{1r}}.$$

Число $\widetilde{M}_1$ на периферии в дозвуковой ступени должно быть $\leqslant 0{,}8 \div 0{,}85$.

17. Кинематическая степень реакции

$$\varrho_{к\,r} = 1 - \frac{c_{1ur} + c_{2ur}}{2u_r}.$$

18. Принимается угол атаки по высоте лопатки: на среднем радиусе в первых ступенях $i^\circ = +2^\circ \div +3^\circ$; на последних ступенях — до -2°; на периферии углы атаки увеличивают, а у втулки уменьшают на $1^\circ \div 2^\circ$.

19. Входной угол профиля по высоте лопатки

$$\beta'_{1r} = \beta_{1r} + i_r.$$

20. Угол кривизны профиля

$$\theta_r = \beta'_{2r} - \beta'_{1r} = \frac{\Delta\beta - i_r}{1 + m_r\sqrt{\left(\frac{t}{b}\right)_r}},$$

где

$$m_r = 0{,}23\left(2\frac{a_l}{b_l}\right)^2 + 0{,}1\left(\frac{90^\circ - \beta_{2l}}{50}\right).$$

Обычно $a/b = 0{,}4 \div 0{,}45$,

где a — расстояние точки максимальной вогнутости от передней кромки профиля;

b — хорда профиля.

21. Угол отставания потока на выходе

$$\delta_r = \beta'_{2r} - \beta_{2r} = m_r\theta_r\sqrt{\left(\frac{t}{b}\right)_r}.$$

22. Выходной угол профиля $\beta'_{2r} = \beta_{2r} + \delta_r$.

23. Угол изгиба входной кромки профиля (см. гл. 2)

$$\chi_{1r} = \frac{\theta_r}{2}\left[1 + 2\left(1 - 2\frac{a}{b}\right)\right].$$

24. Угол изгиба выходной кромки профиля

$$\chi_{2r} = \theta_r - \chi_{1r}.$$

25. Угол выноса профиля на радиусе r

$$\vartheta_2 = \chi_{1r} + \beta'_{1r}.$$

Все расчеты по пп. 18—25 производятся для спрямляющего аппарата по тем же формулам. Обозначение углов в решетке спрямляющего аппарата см. разд. 2.2. Величины углов потока для спрямляющего аппарата берутся из расчета параметров потока по высоте лопатки.

5.3.7. ПОРЯДОК РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПО РАДИУСУ ДЛЯ СТУПЕНЕЙ С ПОСТОЯННОЙ СТЕПЕНЬЮ РЕАКТИВНОСТИ И СТУПЕНЕЙ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ТИПА

Параметры потока по высоте лопатки рассчитываются не менее, чем для пяти значений радиусов.

При профилировании ступеней компрессора как по закону $\varrho_к = \text{const}$, так и по промежуточным законам обычно принимают, что теоретический напор по высоте лопатки не меняется, т. е.

$$H_{th} = \text{const}.$$

Параметры потока определяются следующим образом.

1. Окружные составляющие абсолютных скоростей потока на входе и выходе из рабочего колеса по высоте лопатки находятся по уравнениям (5.48).

2. Осевые составляющие скорости на входе и на выходе из рабочего колеса вычисляются по формуле (5.66). Предварительные расчеты могут быть произведены по уравнению (5.60) при $m' < m$ (см. рис. 5.55, *а, в*).

При вычислении осевых скоростей по высоте лопатки для проверки сходимости заданного и полученного расходов необходимо рассчитывать осевые скорости не менее, чем в пяти сечениях по радиусу.

Данные расчета осевых скоростей по формуле (5.66) для каждого из сечений целесообразно свести в таблицу по образцу табл. 5.8.

Дальнейшие расчеты производятся так же, как и для ступени с постоянной циркуляцией (см. разд. 5.3.6).

В ступенях с промежуточным законом профилирования ($1 > m > -1{,}0$) эпюры осевых скоростей и другие величины вычисляются так же, как показано в табл. 5.8, но постоянная в уравнении $c_{mu} r^m = \text{const}$ и показатель m в этом случае подбираются исходя из заданного напора и степени реакции на среднем радиусе при условии получения допустимых значений чисел $\widetilde{M}_1$ и M_2 у периферии и втулки лопаток и удовлетворительной эпюры осевых скоростей. Как уже отмечалось, для ступеней с малыми значениями $\bar{d}$ рациональными являются значения $m = -0{,}5 \div 0{,}75$, а также комбинированные лопатки.

5.3.8. ПРОВЕРКА РАСХОДА ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ СТУПЕНЬ КОМПРЕССОРА

После определения расчетного поля осевых скоростей можно вычислить расход воздуха через данное сечение:

$$G_\Sigma = 2\pi k_\mu \int_{r_{вт}}^{r_к} \gamma c_a r\, dr,$$

где k_μ — коэффициент, учитывающий влияние пограничного слоя на проходное сечение; на первых ступенях $k_\mu = 0{,}97 \div 0{,}98$; на последних — $k_\mu = 0{,}95 \div 0{,}96$.

Таблица 5.8

К расчету осевых скоростей (сечение I)

№ по пор.	Параметры	$\bar{r}_1$	$\bar{r}_2$	$\bar{r}_3$	$\bar{r}_4$	$\bar{r}_5$
	Предварительные вычисления					
1	$1-\bar{r}$					
2	$\varphi_{\bar{r}}=\frac{\varphi_{вт}}{1-\bar{d}_к}(1-\bar{r})+(\bar{r}-d)\frac{\varphi_{пер}}{1-\bar{d}}$					
3	$\mathrm{tg}\varphi_{\bar{r}}$					
4	$\mathrm{tg}^2\varphi_{\bar{r}}$					
5	$\bar{r}-\bar{r}_{ср}$					
6	$\bar{r}^2$					
7	$\bar{r}^2-\bar{r}^2_{ср}$					
8	$\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}}$					
9	$\ln\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{ср}}$					
	Учет влияния закрутки потока, формы проточной части и взаимного влияния лопаточных венцов					
10	$\frac{1}{2}(\bar{r}^2-\bar{r}^2_{ср})$					
11	$(\bar{r}-\bar{r}_{ср})-\frac{1}{2}(\bar{r}^2-\bar{r}^2_{ср})$					
12	$x=\pm\frac{D_к}{R_{m\,вт}}\frac{\cos\varphi_{вт}}{1-\bar{d}}\left[(\bar{r}-\bar{r}^2_{ср})-\frac{1}{2}(\bar{r}^2-\bar{r}^2_{ср})\right]\pm$ $\pm\frac{D_к}{R_{m\,пер}}\frac{\cos\varphi_{пер}}{1-\bar{d}}\times\left[\frac{1}{2}(\bar{r}^2-\bar{r}^2_{ср})-\bar{d}(\bar{r}-\bar{r}_{ср})\right]$					
13	e^x					
14	$\frac{1}{2}(1+e^x)=z$					
15	$1+\mathrm{tg}^2\varphi_{\bar{r}}$					
16	$y=e^x(1+\mathrm{tg}^2\varphi_{\bar{r}})$					
17	$K\%=50+15\left[\left(\frac{b_{xi}}{h}\right)_{р.к\,i}+\left(\frac{b_{xi}}{h}\right)_{с.а\,(i-1)}\right]+30\frac{b_{xi}}{h}$					
18*)	$(I+\Phi)_l=I_l\frac{K}{100}\%+\frac{I_{l-1}+I_{l+1}}{2}\left(1-\frac{K}{100}\%\right)$					
19	$z(I+\Phi)_l$					
20	$z(I+\Phi)_l+c^2_{a\,ср}(1+\mathrm{tg}^2\varphi_{\bar{r}_{ср}})$					
21	$c^2_{a\bar{r}}=\frac{z(I+\Phi)_l+(1+\mathrm{tg}^2\varphi_{\bar{r}_{ср}})c^2_{aср}}{y}$					
22	$c_{a\bar{r}}$					

*) Об определении I_l, I_{l-1}, I_{l+1} см. стр. 198.

Так как

$$\gamma=\gamma^*\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}=\gamma^*\varepsilon(\lambda),$$

где

$$\gamma^*=\frac{p^*}{RT^*},$$

то после несложных преобразований получим

$$G_\Sigma=\frac{\pi D_к^2}{2R}k_\mu\int_{\bar d}^{1,0}\frac{p^*}{T^*}\varepsilon(\lambda)c_a\bar r d\bar r=\frac{\pi D_к^2}{2R}k_\mu c_{a\bar r\,ср}\frac{p^*_{\bar r\,ср}}{T^*_{\bar r\,ср}}\varepsilon\left(\lambda_{\bar r\,ср}\right)\int_{\bar d}^{1,0}f(\bar r)\,d\bar r,$$

где

$$\bar r=\frac{r}{r_к}=\frac{1+\bar d}{2}\cdot\frac{r}{r_{ср}}=\frac{1+\bar d}{2}\bar r_{ср};$$

$$f(\bar r)=\frac{\frac{p^*}{T^*}\varepsilon(\lambda)c_a\bar r}{\left(\frac{p^*}{T^*}\right)_{\bar r\,ср}\varepsilon\left(\lambda_{\bar r\,ср}\right)c_{a\bar r\,ср}}.$$

После вычисления расхода через данное сечение необходимо проверить совпадение расходов (полученного и заданного) и вычислить отношение

$$K_{G\Sigma}=\frac{G_\Sigma}{G_в},$$

где $G_в$ — заданный расход.

Вычисляют G_Σ методом численного интегрирования, т. е. делят в данном сечении проточную часть на 10—16 колец, равновеликих по площади, и, найдя расход через каждое кольцо, определяют G_Σ.

Можно построить функцию $f(\bar r)$ по $\bar r$ и графически определить значение интеграла, а затем вычислить $K_{G\Sigma}$.

Теоретическое значение $K_{G\Sigma}=1{,}0$. Можно считать допустимыми отклонения, не превышающие 1,0÷1,5%. Если же отклонение величины $K_{G\Sigma}$ от 1 получается больше 1÷1,5%, то следует в соответствии со значением $K_{G\Sigma}$ изменить скорость c_a на среднем радиусе и вновь рассчитать поле скоростей по высоте лопатки, добиваясь путем последовательных приближений совпадения G_Σ и $G_в$.

После определения необходимой величины c_a следует внести уточнения и в расчет данной ступени. Такие уточнения не потребуются, если увеличить (или уменьшить) площадь проходного сечения до некоторой величины F' и продлить (или сократить) полученное в первом расчете поле скоростей до новых значений наружного и внутреннего диаметра. При этом предполагается, что значения углов проточной части φ и радиусов кривизны R_m остаются неизменными. Также предполагается, что средний диаметр не меняется и высота лопатки равна

$$h'=\frac{F'}{\pi D_{ср}}.$$

Соответственно

$$D'_к=D_{ср}+h';\quad D'_{вт}=D_{ср}-h';\quad \bar d'_к=\frac{D'_{вт}}{D'_к}.$$

Такой расчет производится до получения равенства между G_Σ и $G_в$. Сохранение значений φ и R_m при изменении площади, как показывают расчеты, не вносит сколь-нибудь существенных погрешностей.

В первом приближении можно определять площадь из соотношения

$$F' = \frac{F}{K_{G\Sigma}} = \frac{FG_в}{G_\Sigma},$$

где F — площадь, вычисленная ранее по параметрам потока на среднем радиусе.

Расчеты показывают, что этого приближения, как правило, оказывается достаточно.

5.4. СХЕМЫ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ И ПАРАМЕТРЫ ОТДЕЛЬНЫХ СТУПЕНЕЙ И ЛОПАТОК

5.4.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В современных многоступенчатых осевых компрессорах число ступеней доходит до 17 и, следовательно, столько же имеется рядов рабочих и неподвижных лопаток. В дальнейшем с ростом степени повышения давления число ступеней, по-видимому, будет возрастать. Выше рассматривались некоторые характерные особенности отдельных ступеней многоступенчатого компрессора (например, значения относительного диаметра втулок, удлинения лопаток, законы их профилирования и др.). Кроме этого, весьма важно знать закономерность изменения по ступеням напора, осевых скоростей, степени реакции. Изменение этих параметров тесно связано с принятой схемой компрессора, характеризующейся в первую очередь формой проточной части в меридиональном сечении.

5.4.2. ФОРМЫ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ

На рис. 5.56 показаны некоторые типичные формы проточной части в меридиональном сечении многоступенчатого осевого компрессора.

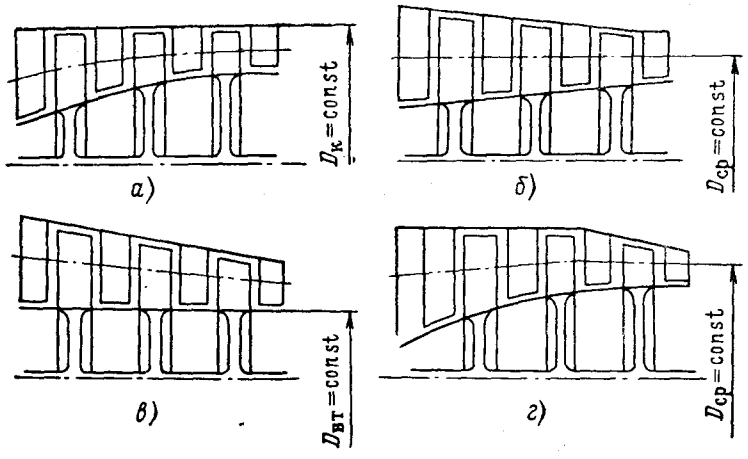


Рис. 5.56. Типичные формы проточной части осевого многоступенчатого компрессора

При условии $D_к$=const (рис. 5.56, *а*) окружные скорости во всех ступенях имеют максимальное значение на периферии, а на среднем диаметре и у втулки они возрастают от первой ступени к последней. Все это

позволяет увеличивать напор ступеней и уменьшать их число по сравнению с другими схемами при той же окружной скорости на первой ступени. Однако при высоких значениях $\pi_к$, особенно когда расход воздуха относительно небольшой, лопатки последних ступеней могут получаться слишком короткими, что будет отрицательно влиять на к.п.д. этих ступеней и всего компрессора в целом.

В выполненных компрессорах лопатки последней ступени имеют высоту не меньше 15—20 *мм*. Если высота лопаток последних ступеней получается меньше 15—20 *мм*, то следует выбрать проточную часть многоступенчатого осевого компрессора, имеющую $D_к \neq \text{const}$, например, $D_{ср} = \text{const}$ (рис. 5.56, *б*). Что касается формы проточной части, имеющей $D_{вт} = \text{const}$ (рис. 5.56, *в*), то в связи с малой окружной скоростью у втулок напор ступеней будет относительно небольшой и потребуется значительно увеличивать число ступеней. Поэтому такую форму проточной части можно рекомендовать только в особых случаях, когда другим путем получить приемлемую высоту лопатки не представляется возможным. Иногда бывает целесообразным применение комбинированных форм проточной части (рис. 5.56, *г*).

5.4.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПОРА И ИЗМЕНЕНИЕ К. П. Д. ПО СТУПЕНЯМ КОМПРЕССОРА

В многоступенчатом осевом компрессоре, как правило, напор распределяется по ступеням неравномерно. В дозвуковых компрессорах наименьший напор назначается в первых ступенях, что обусловлено ограничениями, налагаемыми числами $\widetilde{M}_1$, малым относительным диаметром втулки и густотой, а также соображениями, связанными с расширением диапазона рабочих режимов. Значение $H_{к1}$ можно определить с помощью коэффициента теоретического напора и окружной скорости на среднем радиусе. При этом коэффициент теоретического напора вычисляется по формуле (5.14) с последующим согласованием с данными продувки решеток (см. рис. 5.25 и 5.26) и числами $\widetilde{M}_1$. Окружная скорость на среднем диаметре связана с окружной скоростью на внешнем диаметре соотношением

$$u_{ср} = u_к \frac{1 + \bar{d}_к}{2}.$$

Окружная скорость на внешнем диаметре принимается для дозвуковых компрессоров 330—360 *м/сек*. Для околозвуковых и сверхзвуковых первых ступеней $u_к$ может быть увеличена до 370—380 *м/сек*, а в отдельных случаях и выше. Число ступеней в первом приближении целесообразно выбирать, пользуясь средней величиной затраченной работы, которая в современных компрессорах находится в пределах 20 000—35 000 *дж/кг* и определяется выражением $H_{к.ср} = H_к/z$, где z — число ступеней и $H_к$ — полная работа, затрачиваемая на компрессор:

$$H_к = \frac{k}{k-1} RT^*_н \left(\pi^{*\,\frac{k-1}{k}}_к - 1 \right) \frac{1}{\eta^*_к}.$$

Минимальная величина $H_{к.ср}$ соответствует компрессорам, имеющим большое число ступеней [47]. Затраченная работа в первой дозвуковой ступени связана со значением $H_{к.ср}$ следующим приближенным соотношением:

$$H_{к1} = (0{,}5 \div 0{,}6) H_{к.ср}.$$

Если первые ступени — околозвуковые или сверхзвуковые, то величина $H_{к1}$ может достигать значений $(0{,}75 \div 0{,}85) H_{к.ср}$ [66]. Затраченная

работа в средних ступенях на 15—20% больше средней работы, а в последних ступенях примерно равна ей, причем она будет выше в компрессорах с формой проточной части, показанной на рис. 5.56. В первом приближении изменение $H_{к\,i}$ по ступеням на отдельных участках может быть принято линейным, как показано на рис. 5.57. При этом в качестве средней ступени (z_0) для четного числа ступеней можно принимать $z_0 = z/2$, а для нечетного числа ступеней $z_0 = (z+1)/2$. Для ступеней от z_0 до (z_0+2) можно принять $H_{к\,i} \cong H_{к\,i\,max}$. После построения графика, подобного приведенному на рис. 5.57, уточняются значения $H_{к\,i}$ для отдельных ступеней с целью обеспечить соблюдение равенства

$$\sum H_{к\,i} = H_к.$$

Коэффициенты полезного действия в отдельных ступенях, как правило, не являются одинаковыми. В первой ступени значения $\eta_к^* = 0{,}84 \div 0{,}86$. В средней ступени $\eta_к^*$ доходит до 0,89—0,90; в последней — до 0,86—0,87.

К.п.д. отдельных ступеней можно согласовать с к.п.д. всего компрессора методом эквивалентной политропы (см. разд. 4.3.1).

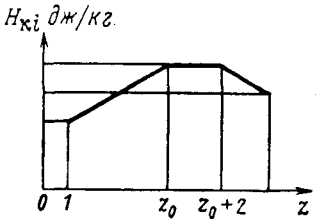


Рис. 5.57. Распределение затраченной работы по ступеням компрессора

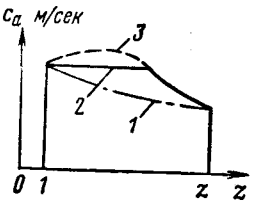


Рис. 5.58. Распределение осевой скорости по ступеням компрессора

5.4.4. ИЗМЕНЕНИЕ ОСЕВОЙ СКОРОСТИ ВДОЛЬ ТРАКТА КОМПРЕССОРА

Осевая скорость на входе в первую ступень находится по заданному расходу воздуха и принятым величинам коэффициента производительности, относительного диаметра втулки и числа $\widetilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо. Вопрос о величине коэффициента производительности рассмотрен в разд. 5.3.2. Он выбирается в начале расчета и затем уточняется в процессе согласования параметров компрессора и турбины. После проведения расчетов по уравнениям (5.43) и (5.44) определяются значения $\widetilde{M}_1$, $\lambda_1 a_1$ и $\lambda_a = \lambda \sin \alpha_1$, а следовательно, и $c_{1a} = \lambda_a a_{кр}$.

Характер изменения осевой скорости в последующих ступенях многоступенчатого компрессора представлен на рис. 5.58 кривыми *1, 2, 3*. Изменение осевой скорости по кривым *2* и *3* в принципе целесообразно, так как при этом в группе ступеней, где c_a постоянно или возрастает, можно увеличить напор при принятых для них значениях густоты решетки или уменьшить требующуюся для этих ступеней густоту при принятом напоре. Однако такие решения и, особенно, при изменении по кривой *3* ограничиваются допустимой величиной чисел $\widetilde{M}_1$ и M_2 в этой группе ступеней и прежде всего на нерасчетных режимах.

Кроме того, может оказаться, что в ступенях, расположенных в области, где c_a уменьшается, градиент уменьшения осевой скорости Δc_a в отдельных ступенях превысит желательные пределы порядка 10—15 *м/сек*. Распределение осевых скоростей по ступеням должно также позволять получать плавную проточную часть. После выбора осевых

скоростей при известных значениях окружной скорости на среднем диаметре становятся известными коэффициенты расхода по ступеням на среднем диаметре $\bar{c}_{a\,ср}$, которые могут находиться в пределах 0,9—0,5. При этом меньшие цифры соответствуют последним ступеням. Величины $\bar{c}_a < 0{,}5 \div 0{,}4$ нежелательны, так как это приводит к снижению к.п.д., который для каждого $\bar{c}_a$ зависит еще от степени реактивности (см. рис. 5.32).

5.4.5. ИЗМЕНЕНИЕ СТЕПЕНИ РЕАКТИВНОСТИ ПО СТУПЕНЯМ МНОГОСТУПЕНЧАТОГО КОМПРЕССОРА

Учитывая, что $\varrho_к = 0{,}5$ является наиболее благоприятной величиной с точки зрения к.п.д., можно ее принимать во всех ступенях для всей лопатки или на среднем диаметре. Однако это значение $\varrho_к$ может ограничивать напор средних и последних ступеней при выбранных для них значениях осевой скорости (или $\bar{c}_a$) и густоты решетки. На рис. 5.59 показано изменение коэффициента напора элементарной ступени в зависимости от степени реактивности при различных $\bar{c}_a$ и при $b/t = 1{,}0$, найденное по данным, приведенным на рис. 5.25, т. е. для номинального режима. Как видно, при $\varrho_к = 0{,}5$ и пониженных значениях $\bar{c}_a = 0{,}4 \div 0{,}6$, более характерных для средних и последних ступеней многоступенчатого компрессора (на среднем и других радиусах), коэффициент напора значительно ниже, чем при более высоких $\bar{c}_a$, свойственных первым ступеням. Однако, если при пониженных $\bar{c}_a$ увеличивать степень реактивности сверх 0,5, то коэффициент напора возрастает. Увеличение степени реактивности одновременно влечет за собой и рост относительной скорости w_1, но числа $\widetilde{M}_1$ в ступенях даже при $\varrho_к > 0{,}5$ могут остаться в допустимых пределах вследствие роста местной скорости звука. Так, например, согласно рис. 5.27, приняв для промежуточной ступени $\bar{c}_a = 0{,}5$, $b/t = 1{,}0$ и $M_u = 0{,}78$, при $\varrho_к = 0{,}5$ получим $\widetilde{M}_1 = 0{,}624$, а если $\varrho_к = 0{,}7$, то $\widetilde{M}_1 = 0{,}78$, что является допустимым. При этом согласно рис. 5.59 коэффициент теоретического напора возрастает с 0,3 до 0,33, т. е. на 10%. Поэтому в некоторых случаях увеличение степени реактивности в средних и последних ступенях может оказаться целесообразным.

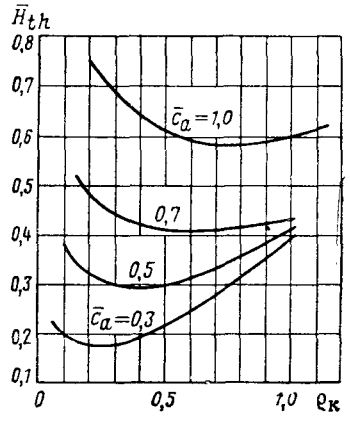


Рис. 5.59. Зависимость коэффициента напора от степени реактивности ($b/t = 1{,}0$)

5.5. РАСЧЕТ МНОГОСТУПЕНЧАТОГО ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

5.5.1. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАСЧЕТА

Расчет многоступенчатого осевого компрессора является сложной задачей и состоит из следующих этапов.

1. Выбор расчетного режима и определение расчетных условий (высота и скорость полета, степень повышения давления и др.).
2. Согласование параметров компрессора с параметрами турбины (в газотурбинных двигателях) и определение ряда исходных данных, которые должны быть положены в основу расчета компрессора.
3. Расчет компрессора по среднему диаметру.

4. Предварительный расчет характеристик компрессора, определение запасов устойчивой работы и выбор системы регулирования на различных режимах; уточнение характеристик с принятой системой регулирования.

5. Пространственное профилирование лопаток.

Содержание данного раздела в основном посвящено расчету компрессора по среднему диаметру.

5.5.2. ОБОЗНАЧЕНИЯ РАСЧЕТНЫХ СЕЧЕНИЙ

Для первой ступени примем следующие обозначения основных конструктивных размеров многоступенчатого осевого компрессора.

$D_{к1\,I}$ — наружный (периферийный) диаметр на входе в рабочее колесо;

$D_{ср1\,I}$ — средний диаметр на входе в рабочее колесо;

$D_{вт1\,I}$ — внутренний (втулочный) диаметр на входе в рабочее колесо;

$D_{к2\,I}$ — наружный диаметр на выходе из рабочего колеса;

$D_{ср2\,I}$ — средний диаметр на выходе из рабочего колеса;

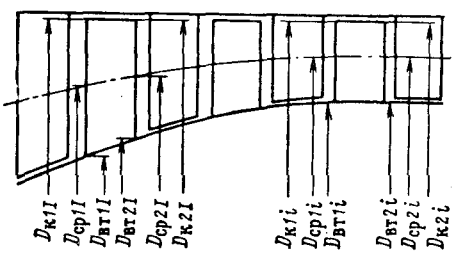


Рис. 5.60. Схема проточной части осевого многоступенчатого компрессора

$D_{вт2\,I}$ — внутренний диаметр на выходе из рабочего колеса;

$D_{3\,I}$ — наружный диаметр на выходе из спрямляющего аппарата;

$D_{ср3\,I}$ — средний диаметр на выходе из спрямляющего аппарата;

$D_{вт3\,I}$ — внутренний диаметр на выходе из спрямляющего аппарата.

В последующих ступенях изменяется лишь дополнительный индекс, который соответствует номеру ступени (II, III и т. д.) (рис. 5.60).

5.5.3. ВЫБОР РАСЧЕТНОГО РЕЖИМА

Расчетный режим компрессора выбирают исходя из условий работы двигателя либо при $H=0$; $M_H=0$, либо на некотором режиме, промежуточном между режимами с максимальными и минимальными приведенными оборотами. Таким образом, для расчетного режима компрессора задаются следующие параметры.

1. Высота полета H *км*.
2. Скорость полета V_H *км/час* или число M_H полета ($M_H=V_H/a_H$).
3. Расход воздуха $G_в$ *кг/сек*.
4. Степень повышения давления $\pi_к^*$.
5. Коэффициент полезного действия $\eta_к^*$.
6. Коэффициент полного давления во входном устройстве $\delta_{вх}$.

Расход воздуха, известный для некоторых значений H и M_H, может быть пересчитан и для условий $H=0$ и $M_H=0$ по методике, указанной ниже [см. гл. 10, формулы (10.40)]. Значения $\pi_{к0}^*$ для $H=0$ и $M_H=0$ определяются по статистическим данным или по характеристике компрессора (см. гл. 10).

5.5.4. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ СОГЛАСОВАНИИ ПАРАМЕТРОВ КОМПРЕССОРА И ТУРБИНЫ

После согласования параметров компрессора и турбины на расчетном режиме (см. гл. 10) становятся известными окружная скорость и коэффициент производительности компрессора, которые должны удов-

летворять диапазону значений чисел M, допустимых для выбранного типа первой ступени компрессора (см. 5.3.2), и обеспечивать требования по прочности и эффективности турбин. Если компрессор двухкаскадный или двухкаскадный и двухконтурный, то в результате согласования параметров компрессора и турбины будет известно распределение работ между каскадами, соотношение чисел оборотов и т. д. При согласовании параметров компрессора и турбины одновременно определяются следующие данные по первой ступени компрессора.

1. Внешний диаметр первой ступени, вычисляемый по формуле (5.45), причем значения коэффициента K_G в этом уравнении могут приниматься исходя из следующих соображений: в первых ступенях с лопатками с постоянной степенью реактивности $K_G=0{,}93\div0{,}95$; если в первых ступенях применяют лопатки с постоянной циркуляцией, то в основном будет сказываться влияние пограничного слоя и $K_G=0{,}97\div0{,}98$; для первых ступеней с промежуточным законом профилирования $K_G=0{,}95\div0{,}97$. Известные значения диаметра и окружной скорости позволяют определить число оборотов $n=60u_к/\pi D_к$.

2. Осевая скорость, коэффициент расхода и числа $\widetilde{M}_1$ на входе в колесо первой ступени компрессора, находятся по формулам (5.43), (5.44), исходя из принятого коэффициента производительности и относительного диаметра втулки.

3. Коэффициент теоретического напора в первой ступени, определяется по формуле (5.14), с использованием коэффициента расхода, полученного в п. 2, и принятой степени реактивности. Полученный коэффициент напора согласовывается с данными продувки решеток путем проверки по данным графиков рис. 5.25 и 5.26 густоты решетки, требующейся для обеспечения номинального угла поворота потока. Как уже отмечалось, для дозвуковых ступеней желательная густота решеток на среднем диаметре находится в пределах 0,6—1,0. Для околозвуковых и сверхзвуковых ступеней график рис. 5.25 не может применяться. Ограничение в этом случае накладывается числами $\widetilde{M}_1$ и величинами коэффициента теоретического напора и густоты решетки.

В околозвуковых ступенях числа $\widetilde{M}_1$ на внешнем диаметре рабочего колеса могут быть $\leqslant1{,}1$, а в сверхзвуковых ступенях достигать значений 1,4—1,5 и более, но с одновременным снижением к.п.д. Коэффициент теоретического напора в околозвуковых и сверхзвуковых ступенях на внешнем диаметре может быть в пределах 0,2—0,4, а на среднем диаметре 0,3—0,6. Густота решетки в ступенях этого типа может быть различной:

на внешнем диаметре $(b/t)_к\leqslant0{,}9\div1{,}1$;
на среднем диаметре $(b/t)_{ср}\leqslant1{,}4\div1{,}6$;
у втулки $(b/t)_{вт}\leqslant2{,}0\div2{,}25$.

При известных коэффициенте напора и окружной скорости находится величина теоретического напора

$$H_{th}=u_{ср}^2\overline{H}_{th}.$$

Затраченная работа в первой ступени определяется по уравнению (4.9):

$$H_{к1}=\frac{H_{th1}\Omega}{\eta_з\eta_f}.$$

Для первой ступени можно принять $\eta_з\eta_f=0{,}97\div0{,}98$ и $\Omega=0{,}98\div1{,}0$. В результате

$$H_{к1}=(1{,}0\div1{,}03)H_{th1}.$$

Иногда для первой ступени берут $\eta_з\eta_f = 1{,}0$; тогда

$$H_{к1} = (1{,}0 \div 0{,}98) H_{th1}.$$

4. Учитывая приведенное выше соотношение между средней работой $H_{к.ср}$ и работой, затраченной в первой ступени, можно определить $H_{к.ср}$ и число ступеней z:

для дозвуковой первой ступени

$$H_{к.ср} = \frac{H_{к1}}{0{,}5 \div 0{,}6}; \qquad z = \frac{H_к}{H_{к.ср}};$$

для сверхзвуковой первой ступени

$$H_{к.ср} = \frac{H_{к1}}{0{,}7 \div 0{,}8}.$$

Полученные данные позволяют произвести подробный расчет компрессора.

5.5.5. РАСЧЕТ КОМПРЕССОРА ПО СРЕДНЕМУ ДИАМЕТРУ

5.5.5.1. Расчеты распределения затраченной работы, теоретического напора, к. п. д. и осевых скоростей в ступенях компрессора

По данным, полученным в разд. 5.5.3 и 5.5.4, расчет компрессора по среднему диаметру может производиться в такой последовательности.

1. Распределение полной затрачиваемой работы по ступеням производится по рекомендациям, данным в разд. 5.4.4. Принятые значения затрачиваемой работы $H_{к\,i}$ в отдельных ступенях с учетом работы в первой ступени (см. разд. 5.5.4) должны подчиняться условию

$$\sum_1^z H_{к\,i} = H_к.$$

2. Теоретический напор в первой ступени известен из расчетов разд. 5.5.4. В остальных ступенях значение H_{thi} определяется по уравнению

$$H_{thi} = H_{кi} \frac{\eta_з\eta_f}{\Omega}.$$

Значения произведения $\eta_з\eta_f$ и величины Ω для первой ступени указаны были выше. В последних ступенях, где относительная величина радиального зазора возрастает, произведение $\eta_з\eta_f$ уменьшается и достигает значений 0,95—0,96. Значения Ω для последних ступеней также уменьшаются. Можно принять, что величина Ω уменьшается линейно до значения 0,86—0,9 в последней ступени. Иногда линейный характер изменения Ω принимается только для ступеней от первой до средней, а для остальных Ω имеет постоянное значение, равное указанному для последней ступени.

3. Адиабатические коэффициенты полезного действия для отдельных ступеней должны соответствовать рекомендациям, данным в разд.

5. 4. 4, и одновременно обеспечивать при принятом распределении работы заданный желательный к.п.д. всего компрессора. Эти расчеты целесообразно производить по методу эквивалентной политропы [см. разд. 4. 3. 1 и формулы (4. 79)—(4. 81)].

4. Полученные значения $H_{к\,i}$ и к.п.д. позволяют определить температуры торможения и степени повышения давления по ступеням:

а) температура торможения на входе в первую ступень

$$T_1^* = T_в^* = T_н^*;$$

б) температуры торможения на входе в последующие ступени равны соответственно температурам на выходе из предыдущих ступеней: $T_{1i}^* = T_{3(i-1)}^*$. Температура на выходе из данной ступени равна

$$T_{3i}^* = T_{1i}^* + \frac{H_{к\,i}}{\frac{k}{k-1}R};$$

в) степень повышения давления в отдельных ступенях

$$\pi_{к\,i}^* = \left(\frac{H_{к\,i}\eta_{к\,i}^*}{\frac{k}{k-1}RT_{1i}^*} + 1\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

После окончания расчета степени повышения давления в отдельных ступенях компрессора необходимо проверить его правильность. Для этого вычисляется общая степень повышения давления, которая равна произведению $\pi_{к\,i}^*$ отдельных ступеней и должна совпадать с заданной:

$$\pi_к^* = \pi_{к1}^*\pi_{к2}^*\pi_{к3}^* \ldots \pi_{кz}^*.$$

Во всех ступенях, кроме первой, степень повышения давления является отношением полного давления на выходе из спрямляющего аппарата к полному давлению перед колесом:

$$\pi_{к\,i}^* = \frac{p_{3i}^*}{p_{1i}^*}.$$

Для первой ступени под начальным давлением понимают давление перед направляющим аппаратом и поэтому

$$\pi_{к1}^* = \frac{p_{3i}^*}{p_в^*}.$$

В частном случае, когда направляющий аппарат отсутствует, давление $p_в^*$ будет являться одновременно и давлением перед колесом.

5. Распределение осевых скоростей по ступеням выбирается по рекомендациям, рассмотренным выше. При этом значение c_a на входе в первую ступень определено ранее при согласовании параметров компрессора и турбины. Значение осевой скорости на выходе из компрессора может контролироваться величиной $\lambda_к$, рекомендуемой в пределах 0,35—0,45, и коэффициентом расхода $\bar{c}_a$, который, как уже отмечалось, неже-

лательно иметь на среднем диаметре последней ступени меньше 0,45—0,5. Одновременно для последней ступени определяющим параметром является высота лопатки, связанная как с величиной λ_a (и c_d), так и с формой проточной части компрессора, в связи с чем требуется проведение вариантных расчетов. При этом предварительно определяются площадь сечения и скорость воздуха на выходе из компрессора, т. е. из спрямляющего аппарата последней ступени, в предположении, что скорость потока не имеет окружной составляющей и направлена по оси:

$$F_з = \frac{G_в \sqrt{T_к^*}}{p_к^* q(\lambda_к) s K_G},$$

где

$$p_к^* = p_в^* \pi_к^*;$$

$$T_к^* = T_н^* + \frac{H_к}{\frac{k}{k-1} R}.$$

Высота лопатки спрямляющего аппарата на выходе из компрессора определяется в зависимости от принятой формы проточной части по приведенным ниже формулам. Принимая в первом приближении, что высота рабочей лопатки последней ступени и ее средний диаметр равны высоте лопатки и среднему диаметру спрямляющего аппарата, можно определить окружную скорость и коэффициент расхода на среднем диаметре последней ступени.

1. При постоянном среднем диаметре ($D_{ср}$=const и $u_{ср}$=const):

высота лопатки $h_з = \frac{F_з}{\pi D_{ср}}$;

наружный диаметр $D_{кз} = D_{ср} + h_з$;

внутренний диаметр $D_{втз} = D_{ср} - h_з$;

относительный диаметр втулки $\bar{d}_з = \frac{D_{втз}}{D_{кз}}$;

коэффициент расхода $\bar{c}_a = \frac{c_a}{u_{ср}}$,

где $c_a = \lambda_к a_{кр}$.

2. При постоянном наружном диаметре ($D_к$=const):

относительный диаметр втулки $\bar{d}_з = \sqrt{1 - \frac{4F_з}{\pi D_к^2}}$;

диаметр втулки $D_{втз} = D_к \bar{d}_з$;

средний диаметр $D_{срз} = \frac{D_к + D_{втз}}{2}$;

высота лопатки $h_з = \frac{D_к - D_{вт}}{2}$;

окружная скорость на среднем диаметре $u_{ср} = \frac{\pi D_{ср} n}{60}$;

коэффициент расхода $\bar{c}_a = \frac{c_a}{u_{ср}}$.

5.5.5.2. Расчеты треугольников скоростей, густот решеток и проходных сечений в отдельных ступенях

Порядок расчетов для первой ступени

Часть параметров потока на среднем диаметре входа в рабочее колесо первой ступени, а также густота решетки колеса (b/t), наружный диаметр и проходное сечение на входе определяются выше. Далее на среднем диаметре определяются следующие параметры *).

1. Угол потока на входе в рабочее колесо в относительном движении

$$\operatorname{tg}\beta_1=\frac{\bar{c}_{1a}}{1-\bar{c}_{1a}\operatorname{ctg}\alpha_1}.$$

2. Окружные составляющие на входе и на выходе из рабочего колеса [по уравнениям (5.12) и (5.13)]

$$c_{1u}=u_{1\text{ср}}\left[(1-\varrho_\text{к})-\frac{H_{th}}{2}\right];$$

$$c_{2u}=u_{1\text{ср}}\left[(1-\varrho_\text{к})+\frac{H_{th}}{2}\right].$$

3. Осевая скорость на выходе из рабочего колеса

$$c_{2a}=\frac{c_{1a}+c_{3a}}{2}.$$

Если при распределении осевых скоростей принято, что в первых ступенях осевые скорости на среднем диаметре остаются постоянными, то

$$c_{2a}=c_{1a}=c_{3a}.$$

4. Абсолютная скорость и приведенная скорость на выходе из рабочего колеса

$$c_2=\sqrt{c_{2a}^2+c_{3u}^2};\quad \lambda_2=\frac{c_2}{a_{\text{кр}2}};\quad a_{\text{кр}2}=\sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_2^*}.$$

Величины $a_{\text{кр}2}$ и T_2^* будут соответственно равны $a_{\text{кр}3}$ и T_3^* на выходе из спрямляющего аппарата.

5. Угол выхода потока из рабочего колеса по абсолютной скорости

$$\sin\alpha_2=\frac{c_{2u}}{c_2}.$$

6. Полное давление на выходе из колеса

$$p_2^*=\frac{p_3^*}{\delta_\text{с}},$$

где $\delta_\text{с}$ — коэффициент полного давления в спрямляющем аппарате; $\delta_\text{с}=0{,}98\div 0{,}99$;

p_3^* — полное давление на выходе из спрямляющего аппарата;

$$p_3^*=p_\text{в}^*\pi_{\text{к}1}^*.$$

*) В последующих формулах индекс 1, обозначающий номер ступени, для простоты опускается.

Полное давление на выходе из рабочего колеса может быть определено еще с помощью адиабатического к.п.д. рабочего колеса исходя из соотношения

$$p_2^* = p_1^* \left(\frac{H_{к1} \eta_{р.к}^*}{\frac{k}{k-1} RT_1^*} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

где $\eta_{р.к}^*$ — к.п.д. рабочего колеса, который на среднем диаметре можно принять равным 0,92—0,94 *).

7. Площадь на выходе из рабочего колеса

$$F_2 = \frac{G_в \sqrt{T_2^*}}{p_2^* q(\lambda_2) \sin \alpha_2 \cdot s_в K_G}.$$

В зависимости от принятой формы рабочего колеса размеры на выходе из рабочего колеса (высота лопатки, относительный диаметр втулки и др.) определяются по формулам, приведенным выше для расчета размеров на выходе из компрессора.

8. Относительная скорость на выходе из рабочего колеса

$$w_2 = \sqrt{c_{2a}^2 + (u_{ср} - c_{2u})^2}.$$

9. Угол потока на выходе из рабочего колеса

$$\beta_2 = \arcsin \frac{c_{2a}}{w_2}.$$

10. Задаваясь удлинением лопатки $h/b = \bar{h}$, определяют число лопаток по формуле

$$z = \frac{\bar{h}_в \frac{b}{t} \pi D_{ср}}{h}.$$

Полученное значение округляется до целого числа и уточняются значения h/b.

11. Угол отклонения потока в рабочем колесе

$$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1.$$

12. Номинальный угол отклонения потока в спрямляющем аппарате при $b/t = 1{,}0$ определяется с помощью графиков рис. 5.22 и 5.23 по углу выхода потока из спрямляющего аппарата $\alpha_з = \alpha_{1\,II}$. Этот угол (т. е. $\alpha_{1\,II}$) становится известным после расчета второй ступени.

13. Угол отклонения потока в спрямляющем аппарате

$$\Delta\alpha = \alpha_{1\,II} - \alpha_{2\,I}.$$

14. Отношение

$$E = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\alpha_{b/t=1,0}},$$

и по этой величине с помощью рис. 5.24 определяется густота решетки спрямляющего аппарата.

---

*) После определения p_2^* надо проверить величину $\delta_c = p_з^*/p_2^*$.

15. Задаваясь удлинением лопатки h/b для спрямляющего аппарата, определяем число лопаток аппарата

$$z=\frac{\left(\frac{h_2}{b}\right)\left(\frac{b}{t}\right)\pi D_{\text{ср}}}{h_2}.$$

Порядок расчетов для последующих ступеней

Если проточная часть компрессора имеет $D_{\text{ср}}=\text{const}$, то по принятым для всех ступеней значениям H_{th}, c_a и других величин расчет этих ступеней производится совершенно так же, как и расчет первой ступени. Когда форма проточной части отлична от случая $D_{\text{ср}}=\text{const}$, то средний диаметр неизвестен и поэтому вначале ступени рассчитываются методом последовательных приближений. При расчетах должны использоваться все ранее выбранные для отдельных ступеней величины: H_{thi}, $\eta^*_{\text{к}i}$, c_{ai}, $\pi^*_{\text{к}i}$, T^*_{1i}, T^*_{3i}.

1. Определяют площадь на входе в ступень в первом приближении, предполагая, что отсутствует закрутка потока, т. е. $c_{1u}=0$:

$$F_{1i}=\frac{G_{\text{в}}\sqrt{T^*_{1i}}}{p^*_{1i}\,q\,(\lambda_{1a})_i\,s_{\text{в}}K_G}\ м^2,$$

где

$$p^*_{1i}=p^*_{1(i-1)}\pi^*_{\text{к}\,i};\quad \lambda_{1a\,i}=\frac{c_{1a\,i}}{a_{\text{кр}\,i}};\quad a_{\text{кр}\,i}=\sqrt{\frac{2k}{k+1}RT^*_{1i}}.$$

2. По величине площади на входе находится $D_{\text{ср}\,i}$ так же, как это делалось для первой ступени в зависимости от формы проточной части.

3. Находятся окружная скорость на среднем диаметре при известном числе оборотов и окружная составляющая скорости на входе в ступень:

$$c_{1u\,i}=u_{\text{ср}\,i}\left[(1-\varrho_{\text{к}})-\frac{1}{2}\overline{H}_{thi}\right].$$

4. Вычисляются абсолютная и приведенная скорость и угол потока на входе:

$$c_{1i}=\sqrt{c^2_{1a\,i}+c^2_{1u\,i}};\quad \lambda_{1i}=\frac{c_{1i}}{a_{\text{кр}\,i}};\quad \alpha_{1i}=\operatorname{arctg}\frac{c_{1a\,i}}{c_{1u\,i}}.$$

Примечание. Угол на входе α_{1i} является углом выхода потока из спрямляющего аппарата предыдущей ступени, т. е.

$$\alpha_{1i}=\alpha_{3(i-1)}.$$

По углу α_{1i} и углу $\alpha_{2(i-1)}$ (предыдущей ступени) рассчитывается и профилируется спрямляющий аппарат предыдущей ступени, как было показано в расчете первой ступени.

5. По найденному углу α_{1i} и величине λ_{1i} определяется площадь на входе в ступень во втором приближении:

$$F_{1i}=\frac{G_{\text{в}}\sqrt{T^*_{1i}}}{p^*_{1i}\,q\,(\lambda_1)_i\sin\alpha_{1i}\cdot sK_{G_i}}\ м^2.$$

6. Повторяются все расчеты и определяется угол α_{1i} во втором приближении. Если полученная величина отличается более чем на 1° от величины, полученной в первом приближении, то расчет производится еще раз. Обычно двух приближений бывает достаточно.

7. Проверяется число $\widetilde{M}_{1i}$ для ступени на среднем диаметре:

$$\widetilde{M}_{1i}=\frac{w_{1i}}{a_{1i}},$$

где

$$w_{1i}^2=c_{1ai}^2+(u_{\text{ср}\,i}-c_{1ui})^2;$$

$$a_{1i}=a_{\text{кр}\,1i}\sqrt{\frac{k+1}{2}\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_{1i}^2\right)}.$$

8. Задаваясь степенью реактивности, проверяют густоту решетки рабочего колеса на среднем диаметре с помощью графиков рис. 5.26, для чего находятся отношения

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a};\quad \frac{\varrho_{\text{к}}}{\bar{c}_a}\quad\text{и}\quad I=\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a}\Bigg/\left(\frac{\overline{H}_{th}}{\bar{c}_a}\right)_{b/t=1,0}.$$

Для получения приемлемой густоты может понадобиться изменить значения $\varrho_{\text{к}}$, c_a и величину теоретического напора. Весь последующий расчет производится так же, как было показано выше для первой ступени.

5.5.6. ПРИМЕР РАСЧЕТА МНОГОСТУПЕНЧАТОГО КОМПРЕССОРА ПО СРЕДНЕМУ ДИАМЕТРУ

Используя изложенный выше порядок расчета и соответствующие уравнения, рассчитаем многоступенчатый осевой компрессор ТРД для следующих исходных условий:

высота полета $H=0$;
скорость полета $V_H=0$ ($M_H=0$);
расход воздуха $G_{\text{в}}=70{,}5$ *кг/сек*;
степень повышения давления $\pi_{\text{к}}^*=7{,}5$;
адиабатический к. п. д. по параметрам торможения $\eta_{\text{к}}^*=0{,}85$;
коэффициент полного давления во входном устройстве $\delta_{\text{вх}}=0{,}98$.
Этим условиям соответствуют:
адиабатическая работа сжатия в компрессоре по параметрам торможения

$$H_{\text{ад}}^*=\frac{k}{k-1}RT_{\text{н}}^*\left(\pi_{\text{к}}^{*\frac{k-1}{k}}-1\right)=1005\cdot 288\,(7{,}5^{0{,}286}-1)=225\,000\ \textit{дж/кг};$$

полная работа, затрачиваемая на компрессор,

$$H_{\text{к}}=\frac{H_{\text{ад}}^*}{\eta_{\text{к}}^*}=\frac{225\,000}{0{,}85}=265\,000\ \textit{дж/кг}.$$

В результате расчетов по согласованию параметров компрессора и турбины получены:

окружная скорость первой ступени компрессора $u_{\text{к}}=350$ *м/сек*;
коэффициент производительности компрессора $\bar{G}_{\text{к}}=0{,}66$;
диаметр колеса первой ступени $D_{\text{к1}}=0{,}78$ *м*;
число оборотов компрессора $n=8570$ *об/мин*;
осевая скорость и коэффициент расхода на среднем радиусе на входе в первую ступень $c_a=187$ *м/сек*; $\bar{c}_a=0{,}763$;
теоретический напор и коэффициент напора первой ступени на среднем радиусе $H_{th1}=19\,800$ *дж/кг*; $\overline{H}_{th1}=0{,}33$;
работа затрачиваемая в первой ступени (при $\Omega/\eta_{\text{з}}\eta_f=1{,}0$), $H_{\text{к1}}=19\,800$ *дж/кг*;
число $\widetilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо первой ступени на среднем радиусе $\widetilde{M}_1=0{,}75$;
густота решетки рабочего колеса на среднем радиусе $b/t=0{,}63$;
средняя работа $H_{\text{к.ср}}=33\,200$ *дж/кг*;
число ступеней $z=8{,}0$.

Результаты расчета всех ступеней по среднему диаметру сведены в табл. 5.9. В расчетах принят линейный закон изменения Ω по ступеням от 0,98 в первой до 0,91 в последней. Уменьшение $\eta_{\text{з}}$ η_f принято так же по линейному закону от 0,98 в первой ступени до 0,96 в последней. Распределение $H_{\text{к}\,i}$ и $\eta_{\text{к}\,i}$ по ступеням произведено в соответствии с разд. 5.5.5.1.

Предполагается, что лопатки первой ступени будут профилироваться по промежуточному закону; для нее и всех последующих ступеней принят коэффициент $K_G=0{,}97$.

Таблица 5.9

Сводная таблица расчета компрессора по среднему диаметру

№ по пор.	Параметр	Размерность	№ ступени							
			I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	$H_{к\,i}$	*дж/кг*	19800	27200	33800	38200	39240	38200	36300	32400
2	$\eta^*_{к i}$		0,865	0,872	0,885	0,892	0,892	0,892	0,882	0,865
3	$T^*_{3\,i}=T^*_{2\,i}=T^*_{1(i+1)}$	°К	307,6	334,6	368,3	406,3	445,3	483,3	519,3	551,3
4	$\pi^*_{к\,i}$		1,222	1,292	1,347	1,362	1,335	1,29	1,25	1,2
5	c_{1ai}	*м/сек*	187	187	187	182	177	172	167	163
6	$\eta_з \cdot \eta_f$		0,98	0,977	0,974	0,971	0,968	0,965	0,962	0,96
7	Ω		0,98	0,97	0,96	0,95	0,94	0,93	0,92	0,91
8	H_{thi}	*дж/кг*	19800	27400	34330	39100	40500	39600	38000	34200
9	$u_{к\,i}$	*м/сек*	350	350	350	350	350	350	350	350
10	$u_{1ср\,i}$	*м/сек*	245	269	288	301	312	319	324	328
11	$\varrho_{к\,i}$		0,5	0,5	0,52	0,54	0,56	0,59	0,62	0,65
12	$K_{G\,i}$		0,97	0,97	0,97	0,97	0,97	0,97	0,97	0,97
13	F_{1i}	$м^2$	0,4	0,339	0,28	0,229	0,1865	0,155	0,1327	0,116
14	$\bar{d}_{1i}$		0,4	0,539	0,644	0,721	0,781	0,822	0,85	0,871
15	$D_{вт1\,i}$	*м*	0,312	0,42	0,502	0,563	0,61	0,641	0,664	0,68
16	c_{1ui}	*м/сек*	82	83,4	78,4	73,4	72,8	68,7	64,5	62,7
17	c_{1i}	*м/сек*	204	204,7	202,7	196,2	191,2	185,2	179	174,6
18	α_{1i}	*град*	66° 18′	65° 54′	67° 22′	67° 49′	67° 49′	68° 08′	68° 45′	68° 45′
19	w_{1i}	*м/сек*	248	263,4	280,9	291,4	297,5	303,6	308,5	311,4
20	a_{1i}	*м/сек*	330	340	355	374	395	413	432	450
21	$\widetilde{M}_{1i}$		0,75	0,775	0,792	0,783	0,754	0,735	0,715	0,693
22	$\bar{c}_{ai}$		0,763	0,695	0,65	0,606	0,568	0,54	0,515	0,497
23	$\bar{H}_{thi}$		0,33	0,38	0,414	0,43	0,415	0,38	3,362	0,317
24	l_i		0,702	0,895	1,04	1,148	1,16	1,092	1,062	0,94
25	$(b/t)_{р.к\,i}$		0,63	0,86	1,06	1,19	1,2	1,12	1,08	0,93
26	h_{1i}	*м*	0,234	0,18	0,139	0,104	0,085	0,075	0,058	0,05
27	$(h/b)_i$		4,11	3,78	3,61	3,1	2,8	2,68	2,49	2,3
28	z_i		19	34	56	75	86	96	105	98
29	c_{2ui}	*м/сек*	163	185,4	197,6	203	201,2	193,3	181,5	166,5
30	c_{2i}	*м/сек*	248	263,3	270,3	270,9	266,4	257,1	245,3	232,1
31	a_{2i}	*м/сек*	334	348	368	386	406	426	445	460
32	M_{2i}		0,74	0,755	0,735	0,705	0,655	0,602	0,55	0,505
33	α_{2i}	*град*	49°	45° 12′	43° 05′	41° 32′	40° 55′	41° 18′	42° 13′	44°
34	F_{2i}	$м^2$	0,365	0,312	0,251	0,206	0,169	0,1425	0,122	0,1065
35	$\bar{d}_{2i}$		0,485	0,59	0,689	0,754	0,804	0,838	0,863	0,881
36	w_{2i}	*м/сек*	211	208,7	208,7	207,5	208,9	213,4	220	229,7
37	β_{2i}	*град*	62° 30′	63° 42′	62°	59° 54′	56° 42′	52° 39′	48° 36′	44° 50′
38	β_{1i}	*град*	49°	45° 12′	41° 46′	38° 42′	36° 30′	34° 31′	32° 45′	31° 36′
39	$\Delta\beta$	*град*	13° 30′	18° 30′	20° 14′	21° 12′	20° 12′	18° 08′	15° 51′	13° 14′
40	$\alpha_{3i}=\alpha_{1(i+1)}$	*град*	65° 54′	67° 22′	67° 49′	67° 49′	68° 08′	68° 45′	68° 45′	90°
41	$\Delta\alpha=\alpha_{3i}-\alpha_{2i}$	*град*	16° 54′	22° 10′	24° 44′	26° 17′	27° 13′	27° 27′	26° 32′	48°

Продолжение

№ по пор.	Параметр	Размерность	№ ступени							
			I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
42	E_i		0,735	0,936	1,038	1,1	1,14	1,13	1,09	1,34
43	$(b/t)_{c\,i}$		0,63	0,91	1,04	1,16	1,25	1,24	1,15	1,68
44	$(h_2/b)_i$		4,05	3,79	3,5	2,98	2,78	2,6	2,31	
45	h_{2i}	*м*	0,2015	0,16	0,121	0,095	0,077	0,063	0,053	0,047
46	$z_{c\,i}$		23	42	61	78	100	116	114	

Примечание. В связи с большим углом поворота потока и большой потребной густотой в последнем спрямляющем аппарате целесообразно поставить на выходе из компрессора два последовательно расположенных спрямляющих аппарата.

5.6. ПРОФИЛИРОВАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

5.6.1. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ЛОПАТОК ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

При конструировании лопаток за расчетные сечения у периферии и втулки обычно принимают сечения, отстоящие на 2÷4 *мм* от радиальных границ потока по направлению к среднему диаметру.

Профили лопаток строятся по данным газодинамического расчета компрессора по среднему диаметру и расчета параметров потока по высоте лопатки.

Существует ряд методов построения профилей лопаток, основанных на положениях гидродинамической теории решеток [42]. Одновременно в инженерной практике широко применяются графические и аналитические методы, использующие некоторые исходные аэродинамические профили, характеристики которых известны из экспериментальных данных. Ниже излагается один из таких методов.

Задачи профилирования лопаток компрессора на базе исходных аэродинамических профилей может быть разделена на две части: построение средней линии профиля и построение профилей лопаток.

5.6.1.1. Построение средней линии профиля лопатки

Среднюю линию исходного профиля изгибают по дуге круга или по параболе так, чтобы углы у передней и задней кромок χ_1 и χ_2 соответствовали расчету.

Для повышения точности среднюю линию профиля лопаток компрессора (как и всего профиля) следует строить в большом масштабе (М=10:1). При чисто графическом построении средней линии проводятся отрезки AB и CB из концов хорды $AC=b$ под углами χ_1 и χ_2 (рис. 5.61, *а*). Отрезки AB и CB разбиваются на равное число частей. Одноименные точки соединяются прямыми, затем проводится огибающая, которая и является искомой средней линией, изогнутой по параболе. Так как чисто графический способ построения средней линии недостаточно точен, то часто прибегают к графоаналитическому построению по уравнению

$$y=\frac{bx-x^2}{2Ax+C},$$

где

$$A=0{,}5(\operatorname{ctg}\chi_2-\operatorname{ctg}\chi_1);\quad C=b\operatorname{ctg}\chi_1.$$

Связь между углами χ_1 и χ_2 дана в гл. 2.

5.6.1.2. Графическое построение профиля лопатки

Перед построением профиля задаются максимальной относительной толщиной профиля по высоте лопатки

$$\bar{c}_{max} = \frac{c_{max}}{b} 100\%,$$

где c_{max} — максимальная толщина профиля;
b — хорда профиля.

Обычно принимают $\bar{c}_{max} = 18 \div 12\%$ у основания лопатки и $\bar{c}_{max} = 5 \div 6\%$ у конца ее. Для коротких лопаток ($\bar{d} > 0{,}75$) можно принимать $\bar{c}_{max} = const$ по высоте лопатки ($\bar{c}_{max} = 8—10\%$), так как числа $\bar{M}_1$ мало изменяются и центробежные силы относительно невелики.

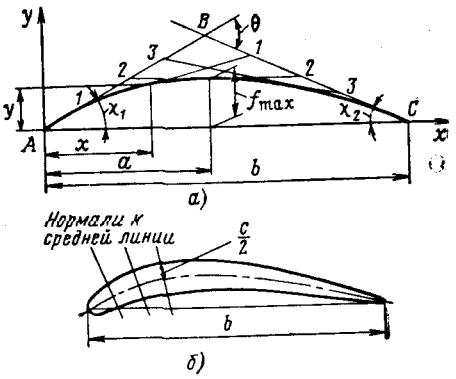


Рис. 5.61. Построение средней линии и профиля лопатки на заданном радиусе

Для графического построения профиля полученная средняя линия разбивается на большое число равных отрезков так, чтобы длина каждого отрезка составляла целое число процентов ($2 \div 4\%$) от длины средней линии.

После этого по обе стороны средней линии по нормалям к ней, восстановленным в конце каждого отрезка, откладывается половина толщины $c/2 = (y_в + y_н)/2$, где $y_в$ и $y_н$ берутся из таблиц для исходного профиля после пересчета их на заданную максимальную толщину профиля c_{max} (см. примеры профилей на рис. 5.62, *а, б, в* и приведенные таблицы). При определении $c/2$ величина $y_н$ берется со знаком плюс. Для симметричного исходного профиля $y = y_н = y_в$. Когда исходный профиль несимметричный, такое построение является приближенным, поскольку в этом профиле перпендикуляр к хорде не является одновременно перпендикуляром и к его средней линии. Однако, поскольку кривизна средней линии в несимметричном исходном профиле обычно весьма невелика, погрешность при таком построении не-

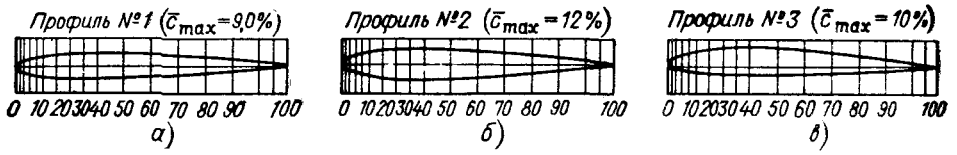


Рис. 5.62. Примеры геометрических характеристик профилей (в процентах от хорды)

$\bar{x}$	$y_в$	$y_н$	$y_{ср}$	c
0	0	0	0	0
1,25	1,42	—1,42	0	2,84
2,5	1,96	—1,96	0	3,92
5	2,67	—2,67	0	5,34
7,5	3,15	—3,15	0	6,30
10	3,51	—3,51	0	7,02
15	4,01	—4,01	0	8,02
20	4,30	—4,30	0	8,60
25	4,46	—4,46	0	8,92
30	4,50	—4,50	0	9,00
40	4,35	—4,35	0	8,70
50	3,97	—3,97	0	7,94
60	3,42	—3,42	0	6,84
70	2,75	—2,75	0	5,50
80	1,97	—1,97	0	3,94
90	1,09	—1,09	0	2,18
95	0,60	—0,60	0	1,20
100	0	0	0	0

$\bar{x}$	$y_в$	$y_н$	$y_{ср}$	c
0	0	0	0	0
1,25	1,89	—1,89	0	3,78
2,5	2,62	—2,62	0	5,24
5	3,56	—3,56	0	7,12
7,5	4,20	—4,20	0	8,40
10	4,68	—4,68	0	9,36
15	5,34	—5,34	0	10,68
20	5,74	—5,74	0	11,48
25	5,94	—5,94	0	11,88
30	6,00	—6,00	0	12,00
40	5,80	—5,80	0	11,60
50	5,29	—5,29	0	10,58
60	4,56	—4,56	0	9,12
70	3,66	—3,66	0	7,32
80	2,62	—2,62	0	5,24
90	1,45	—1,45	0	2,90
95	0,81	—0,81	0	1,62
100	0	0	0	0

$\bar{x}$	$y_в$	$y_н$	$y_{ср}$	c
0	0	0	0	0
1,25	2,01	—1,03	0,49	3,04
2,5	2,92	—1,52	0,70	4,44
5	4,02	—1,95	1,03	5,98
7,5	4,83	—2,17	1,33	7,00
10	5,51	—2,47	1,52	7,98
15	6,40	—2,60	1,90	9,00
20	6,78	—2,78	2,00	9,56
25	6,93	—2,95	1,99	9,88
30	6,97	—3,03	1,97	10,00
40	6,75	—2,95	1,90	9,70
50	6,16	—2,72	1,72	8,88
60	5,34	—2,30	1,52	7,64
70	4,29	—1,81	1,24	6,10
80	3,19	—1,41	0,89	4,60
90	1,60	—0,74	0,43	2,34
95	0,92	—0,42	0,25	1,34
100	0	0	0	0

значительна. Полученные точки соединяются плавной кривой, которая и представляет собой очертание профиля (см. рис. 5.61, *б*).

Далее все профили, составляющие данную лопатку, координируются относительно некоторой базовой системы осей, используемой в дальнейшем при обработке лопатки на станке.

Изложенный графический способ построения профиля является приближенным, так как графическое восстановление нормалей к кривой довольно неточно. Кроме того, метод графического построения профиля еще и непроизводителен, что особенно проявляется, когда необходимо строить большое количество профилей. Поэтому часто пользуются аналитическими методами расчета *). В современных условиях аналитические методы часто сочетаются с использованием электронных вычислительных машин.

5.6.2. АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПРОФИЛЕЙ ЛОПАТОК ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

На рабочих чертежах компрессорных лопаток профиль обычно задается координатами точек спинки и корыта. При этом если точки спинки A и корыта D задавать так, чтобы они имели одну и ту же абсциссу $x_{A,D}$ (рис. 5.63), то возможен аналитический расчет геометрических характеристик профиля (площади, центра тяжести, моментов инерции), необходимых для дальнейшего прочностного расчета. Графическое и аналитическое построение профиля производится обычно по плоским сечениям, тогда как в действительности газ движется по цилиндрической поверхности. При достаточно больших удлинениях ($\bar{h}_л \geqslant 1{,}5 \div 2{,}0$) построение лопаток по плоским сечениям обеспечивает получение параметров ступени, близких к расчетным [7].

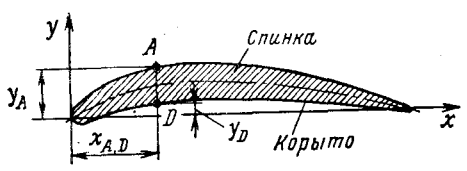


Рис. 5.63. К расчету профиля лопатки

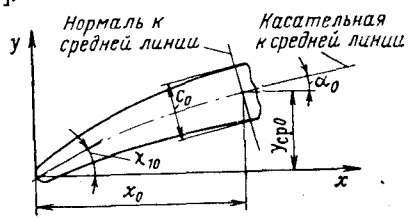


Рис. 5.64. Некоторые обозначения, принятые при расчете профиля лопатки

5.6.2.1. Исходные данные первичного профиля

Идея аналитического метода расчета заключается в том, что геометрические размеры заданного профиля определяются путем пересчета размеров некоего первичного профиля. В данном случае в качестве первичного профиля взят один из симметричных профилей с относительной толщиной 10%, но изогнутый таким образом, чтобы угол изгиба у передней кромки профиля $\chi_{10} = \operatorname{arc\,ctg} 0{,}505$. Последнее эквивалентно заданию угла кривизны профиля, так как $\chi_1 = 0{,}6\theta$ для отношения $a/b = 0{,}45$ (см. разд. 2.2).

Все параметры, относящиеся к этому профилю, в дальнейшем обозначаются индексом «0». Зададим профиль точками с относительным интервалом между абсциссами этих точек $\Delta\bar{x} = \Delta x/b = 0{,}1$ по всему профилю; из-за большей кривизны профиля в области передней кромки $\Delta x = 0{,}05$.

Все исходные и расчетные данные сводятся в таблицу по образцу табл. 5.10, в том числе следующие исходные.

*) В излагаемом ниже аналитическом методе расчета профилей лопаток осевого компрессора использованы разработки инж. Л. М. Титова.

Таблица 5.10

Расчет координат профиля

1. $\theta =$ Сечение . . . .
2. $b =$ 4. $\operatorname{tg}\chi_1 =$ 6. $\varkappa = \dfrac{\operatorname{tg}\chi_1}{\operatorname{tg}\chi_{10}} =$
3. $\chi_1 =$ 5. $\operatorname{tg}\chi_{10} = 0{,}5055$ 7. $\bar{c}_{max} =$

1	$\bar{x}_0 = \bar{x}$	0,02	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90
2	$\bar{y}_{cp0}$	0,0098	0,0234	0,0431	0,0591	0,0727	0,0880	0,0907	0,0989	0,0985	0,0905	0,0760	0,0557	0,0301
3	$c_0/2$	0,0176	0,0263	0,0348	0,0398	0,0443	0,0468	0,0488	0,0500	0,0488	0,0453	0,0380	0,0280	0,0168
4	$\operatorname{tg}\alpha_0$	0,4744	0,4296	0,3596	0,295	0,2355	0,1802	0,1289	0,367	—0,0419	—0,1122	—1756	—0,2304	—0,2791
5	$\left(\dfrac{dy}{dx}\right)_0$	0,3698	0,2875	0,1350	0,0950	0,0700	0,0450	0,0288	0	—0,0238	—0,0538	—0,0862	—0,1012	—0,1188
6	$x = \bar{x} b$													
7	$\varkappa \operatorname{tg}\alpha_0 = \operatorname{tg}\alpha$													
8	$\cos\alpha$													
9	$\dfrac{c}{2} = \dfrac{\bar{c}_0}{2}\, b\, \dfrac{\bar{c}_{max}}{10}$													
10	$y_{cp} = \bar{y}_{cp0} b \varkappa$													
11	$\dfrac{dy}{dx} = \dfrac{c_{max}}{10}\left(\dfrac{dy}{dx}\right)_0$													
12	$\dfrac{c}{2} \operatorname{tg}\alpha$													
13	$\dfrac{c}{2} \operatorname{tg}\alpha \dfrac{dy}{dx}$													
14	$y_{cp} + \dfrac{c}{2} \operatorname{tg}\alpha \dfrac{dy}{dx}$													
15	$\dfrac{c}{2} \dfrac{1}{\cos\alpha}$													
16	$y_{сп}$													
17	$y_{кор}$													

1. Относительные абсциссы выбранных точек. Очевидно, что относительные абсциссы сохранятся и для проектируемого профиля, т. е. $\bar{x}=\bar{x}_0$.

2. Относительная высота средней линии (рис. 5.64)

$$\bar{y}_{ср\,0}=\frac{y_{ср0}}{b_0},$$

где $y_{ср0}$ — ордината точки средней линии первичного профиля;
b_0 — хорда первичного профиля.

3. Относительная толщина первичного профиля

$$\bar{c}_0=\frac{c_0}{b_0}.$$

Так как профиль симметричный, то

$$\frac{c_0}{2}=y_н=y_в.$$

Для удобства расчетов в табл. 5.10 вносится половина толщины профиля $c_0/2$.

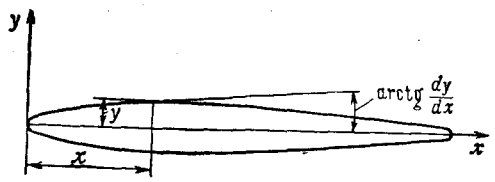


Рис. 5.65. Некоторые параметры исходного симметричного профиля

4. Тангенс угла наклона касательной к средней линии первичного профиля $\operatorname{tg}\alpha_0$.

5. Величина dy/dx, рассчитанная для неизогнутого первичного профиля $\bar{c}=10\%$.

Как видно из рис. 5.65, величина dy/dx характеризует изменение толщины симметричного профиля в данной точке.

5.6.2.2. Расчет профилей лопаток проектируемого компрессора

Хорда b, угол изгиба θ и относительная толщина профилей лопаток проектируемого компрессора находятся путем пересчета соответствующих параметров первичного профиля.

Так, например, для каждого значения $\bar{x}=\bar{x}_0$ находим следующие величины ($\bar{x}_0$ изменяется в диапазоне от 0 до 1,0).

1. Абсциссы задаваемых точек искомого профиля

$$x=\bar{x}b.$$

2. Ординаты средней линии искомого профиля

$$y_{ср}=\bar{y}_{ср0}b\varkappa,$$

где $\bar{y}_{ср0}$ — относительная высота средней линии первичного профиля для данного значения $\bar{x}_0$.

Значение коэффициента $\varkappa$ вычисляется по формуле

$$\varkappa=\frac{\operatorname{tg}\chi_1}{\operatorname{tg}\chi_{10}},$$

где χ_{10} — угол изгиба у входной кромки первичного профиля;
χ_1 — угол изгиба у входной кромки искомого профиля (задан газодинамическим расчетом).

Данные расчета сведены в табл. 5.10.

3. Толщина искомого профиля

$$c=\bar{c}_0 b\,\frac{\bar{c}_{max}}{10},$$

где $\bar{c}_0$ — относительная толщина первичного профиля при том же значении $\bar{x}$ (см. табл. 5.10);

$\bar{c}_{max}$ — максимальная относительная толщина искомого профиля в процентах.

Для удобства расчета в табл. 5.10 вносится половина толщины искомого профиля.

4. Искомые ординаты точек спинки и корыта для выбранных значений $\bar{x}_0$ запишутся соответственно (рис. 5.66):

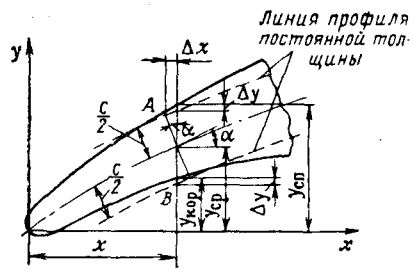


Рис. 5.66. К вычислению координат спинки и корыта искомого профиля лопатки

$$y_{сп}=y_{ср}+\frac{c}{2\cos\alpha}+\Delta y;$$

$$y_{кор}=y_{ср}-\frac{c}{2\cos\alpha}+\Delta y.$$

Для того чтобы найти выражение для Δy, рассмотрим исходный неизогнутый профиль (см. рис. 5.65). На основании ряда Тэйлора имеем для любой выбранной точки

$$\Delta y=\left(\frac{dy}{dx}\right)\Delta x+\left(\frac{d^2y}{d^2x}\right)\frac{\Delta x^2}{2}.$$

Пренебрегая вторым членом, так как Δx^2 мало, получим

$$\Delta y=\left(\frac{dy}{dx}\right)\Delta x.$$

Для изогнутого профиля $\Delta x=\frac{c}{2}\operatorname{tg}\alpha$ (см. рис. 5.66), откуда

$$\Delta y=\left(\frac{dy}{dx}\right)\frac{c}{2}\operatorname{tg}\alpha,$$

где Δy характеризует изменение ординаты, обусловленное переменной толщиной профиля.

Величина dy/dx изменится по сравнению с $(dy/dx)_0$ пропорционально отношению максимальных относительных толщин:

$$\frac{dy}{dx}=\left(\frac{dy}{dx}\right)_0\frac{\bar{c}_{max}}{10},$$

где $(dy/dx)_0$ — величина, подсчитанная для первичного профиля. Вводя полученное выражение для Δy, можем написанные выше уравнения для $y_{сп}$ и $y_{кор}$ записать в виде

$$y_{сп}=y_{ср}+\frac{c}{2\cos\alpha}+\frac{c}{2}\operatorname{tg}\alpha\left(\frac{dy}{dx}\right);$$

$$y_{кор}=y_{ср}-\frac{c}{2\cos\alpha}+\frac{c}{2}\operatorname{tg}\alpha\left(\frac{dy}{dx}\right).$$

5. Для определения α имеем на основании свойств параболы

$$\operatorname{tg}\alpha=\operatorname{tg}\alpha_0\varkappa,$$

где $\operatorname{tg}\alpha_0$ — тангенс угла наклона касательной к средней линии в данной точке первичного профиля;

$\operatorname{tg}\alpha$ — тангенс угла наклона касательной к средней линии искомого профиля для того же значения $\bar{x}_0=\bar{x}$.

5. 6. 2. 3. Вычисление геометрических характеристик профиля

Для определения площади профиля, его моментов инерции и координат центра тяжести необходимо вычислить соответствующие интегралы при изменении $\bar{x}$ от 0 до 1,0.

Площадь профиля можно определить с помощью выражения

$$F=b\int_{\bar{x}_1=0}^{\bar{x}_2=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})\,d\bar{x}.$$

Для решения этого интеграла применяем формулу Симпсона

$$F=\frac{b\Delta\bar{x}}{3}[(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})_0+4(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})_1+2(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})_2+4(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})_3+$$

$$+\ldots+2(y_{\text{сп}}+y_{\text{кор}})_{n-2}+4(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})_{n-1}+(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})_n],$$

где $\Delta\bar{x}$ — относительные интервалы между абсциссами точек, принимаемые одинаковыми;

0, 1, 2 ... n — номера точек (n — четное).

С увеличением числа выбранных точек точность формулы растет. Для расчетов составляется табл. 5.11.

Так как при определении площади профиля точки по профилю заданы с различным интервалом $\Delta\bar{x}$, при решении интеграла численным методом суммировать нужно по частям, а именно:

$$\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})=\frac{1}{2}\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=0,2}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})+\sum_{\bar{x}=0,2}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}}).$$

Коэффициент 1/2, стоящий перед первой суммой, учитывает, что точки в области передней кромки (до $\bar{x}=0,2$) взяты по оси абсцисс в 2 раза чаще ($\Delta\bar{x}=0,05$), чем по всему профилю ($\Delta\bar{x}=0,1$).

Граничная точка $\bar{x}=0,2$ входит в общую сумму 2 раза:

$$F=\frac{b\Delta\bar{x}}{3}\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=0,2}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})+\frac{b\Delta\bar{x}}{3}\sum_{\bar{x}=0,2}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})=$$

$$=\frac{0,05b}{3}\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=0,2}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})+\frac{0,1b}{3}\sum_{\bar{x}=0,2}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})=$$

$$=\frac{b}{30}\left[\frac{1}{2}\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=0,2}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})+\sum_{\bar{x}=0,2}^{\bar{x}=1}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})\right].$$

Таблица 5.11

Геометрические характеристики сечения лопатки рабочего колеса (статора) на радиусе

1	$\bar{x}_0$	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
2	x													
3	$y_{сп}$													
4	$y_{кор}$													
5	$y_{сп}-y_{кор}$													
6	$y_{сп}+y_{кор}$													
7	$y^2_{сп}-y^2_{кор}$													
8	$\bar{x}(y_{сп}-y_{кор})$													
9	$y_{сп}-y_{ц.т}$													
10	$y_{кор}-y_{ц.т}$													
11	$(y_{сп}-y_{ц.т})^3$													
12	$(y_{кор}-y_{ц.т})^3$													
13	$(y_{сп}-y_{ц.т})^3\,(y_{кор}-y_{ц.т})^3$													
14	$F=\frac{b}{30}\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1}$ [5]													
15	$x_{ц.т}=b\,\frac{\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1}[8]}{\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1}[5]}=$													
16	$y_{ц.т}=\frac{1}{2}\,\frac{\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1}[7]}{\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1}[5]}=$													
17	$J_{пр}=\frac{b}{90}\sum_{\bar{x}=0}^{x=1}[13]=$													

Координаты центра тяжести профиля вычисляем по формулам

$$y_{\text{ц.т}}=\frac{S_x}{F}\;;\quad x_{\text{ц.т}}=\frac{S_y}{F}\;,$$

где S_x и S_y — статические моменты площади относительно осей y и x, соответственно:

$$S_x=b\int\limits_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})\,y_{\text{ср}}d\bar{x}=\frac{1}{2}\,b\int\limits_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}^2-y_{\text{кор}}^2)\,d\bar{x};$$

$$S_y=b^2\int\limits_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})\bar{x}d\bar{x}.$$

Применяя формулу Симпсона, получим

$$x_{\text{ц.т}}=b\,\frac{\sum\limits_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1,0}\bar{x}\,(y_{\text{сп}}-y_{\text{кср}})}{\sum\limits_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})};$$

$$y_{\text{ц.т}}=\frac{\sum\limits_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}^2-y_{\text{кор}}^2)}{2\sum\limits_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1,0}(y_{\text{сп}}-y_{\text{кор}})}.$$

Моменты инерции профиля можно определить по формуле

$$J=\frac{b}{90}\sum_{\bar{x}=0}^{\bar{x}=1}(y_{\text{сп}}-y_{\text{ц.т}})^3\,(y_{\text{кор}}-y_{\text{ц.т}})^3.$$

При ориентировочных расчетах геометрических характеристик изогнутого профиля можно пользоваться некоторыми упрощенными формулами:

$$F=0{,}741\,b^2\bar{c}_{\max}\;(\text{ошибка}<1\%);$$

$$J=0{,}045b^2\bar{c}_{\max}\,(h^2+c_{\max}^2)\;(\text{ошибка}\;\pm5),$$

где J — минимальный момент инерции профиля;
h — ордината средней линии в точке максимальной вогнутости;

$$y_{\text{ц.т}}=0{,}772\,h\;(\text{ошибка}<1\%);$$

$$x_{\text{ц.т}}=0{,}456b\;(\text{ошибка}<0{,}5\%).$$

5.6.2.4. Порядок расчета

Принятые для выбранных сечений лопатки хорда профиля b, угол кривизны профиля θ, относительная толщина $\bar{c}_{\max}$ и величины, полученные последующим расчетом, вносятся в табл. 5.10.

Пункты 2, 16 и 17 табл. 5.10 дают искомые координаты точек профиля, по которым можно построить профиль лопатки на данном радиусе. Далее с помощью табл. 5.11 определяют координаты центра тяжести и площадь профиля.

Рассчитав 3—5 профилей лопатки на различных радиусах, можно построить перо лопатки, совместив профили в первом приближении по центру тяжести с учетом углов установки профиля на каждом радиусе.

Если необходимо точно определить геометрические координаты профиля, то производятся расчеты по формуле Симпсона методом численного интегрирования.

5.6.3. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ПРОФИЛЯ ЛОПАТКИ ОКОЛОЗВУКОВОЙ И СВЕРХЗВУКОВОЙ СТУПЕНИ

Изложенные принципы построения профиля в основном могут быть использованы также для околозвуковых и сверхзвуковых ступеней.

Основными особенностями профилей для этих ступеней являются, во-первых, их меньшая относительная толщина, которая может на конце лопатки достигать 2—2,5%, и, во-вторых, заостренные входные кромки с углом заострения $\gamma=4°—6°$ и радиусом скругления входных и выходных кромок 3—10% от величины хорды.

Угол атаки на входе в рабочее колесо принимается положительным и составляет 2°—4° [66]. Угол отставания несколько меньше на периферии, а у втулки достигает 9°—10°, изменяясь примерно по линейному закону.

В некоторых околозвуковых и сверхзвуковых ступенях использовались профили, состоящие из дуг окружности [58].

Средняя линия такого профиля также представляет собой дугу круга с радиусом $R=\frac{b}{2\sin\theta/2}$ и стрелой прогиба $f=b\,\frac{1-\cos\theta/2}{2\sin\theta/2}$.

Если максимальная толщина профиля равна c_{max}, то спинки и корытце профиля образуются дугами окружности, опирающимися на хорду и имеющими стрелу прогиба соответственно $f+c_{max}/2$ и $f-c_{max}/2$.

Глава 6

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ КОМПРЕССОРОВ

6.1. ВВЕДЕНИЕ

Возможные схемы центробежных компрессоров были описаны в гл. 1. При рассмотрении основных уравнений теории лопаточных машин (см. гл. 2) уже отмечались отдельные особенности, свойственные центробежным компрессорам. Дополнительно целесообразно рассмотреть еще некоторые вопросы. Коэффициент производительности центробежного компрессора, определяемый по входному сечению, практически равен коэффициенту производительности осевого компрессора, так как значения относительного диаметра втулки и приведенной скорости воздуха на входе λ_1 могут быть у них одинаковыми. Однако по производительности, отнесенной к лобовой площади, центробежный компрессор существенно уступает осевому. Как уже отмечалось, в осевом компрессоре лобовая производительность, отнесенная к площади колеса, связана с коэффициентом производительности соотношением

$$G_{\text{лоб.ос}} = \bar{G}_{\text{к}} \frac{p^*_{\text{в}} s_{\text{в}}}{\sqrt{T^*_{\text{в}}}}.$$

В центробежном компрессоре это же соотношение будет иметь вид

$$G_{\text{лоб.ц}} = \bar{G}_{\text{к}} \frac{p^*_{\text{в}} s_{\text{в}}}{\sqrt{T^*_{\text{в}}} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2}.$$

Следовательно, при равных значениях $p^*_{\text{в}}$ и $T^*_{\text{в}}$ получаем

$$\frac{G_{\text{лоб.ц}}}{G_{\text{лоб.ос}}} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2.$$

Так как $D_1/D_2 = 0{,}55 \div 0{,}65$, то, следовательно, лобовая производительность центробежного компрессора в $2^1/_2$—3 раза меньше, чем у осевого. Если учесть, что габаритный диаметр центробежного компрессора в 1,7—1,8 раза больше диаметра колеса, а осевого компрессора только в 1,1—1,2 раза, то лобовая производительность центробежного компрессора, отнесенная к полной площади миделя, будет еще больше уступать производительности компрессора осевого.

По величине напора, достигаемого в ступени, центробежный компрессор существенно превосходит компрессор осевой. Иногда это объясняют действием центробежных сил. Однако в уравнение Эйлера для теоретического напора центробежные силы в явном виде не входят. Поэтому, рассматривая, например, случай, когда отсутствует закрутка на входе, всегда можно представить, что в осевом и центробежном компрессорах окружная скорость колеса и окружная составляющая на выходе из него практически одинаковы, вследствие чего будут равны и значения теоретического напора H_{th}. Однако в осевой ступени в этом случае будут бóльшие числа М как на входе в рабочее колесо, так и на входе в спрямляющий аппарат. Кроме того, в рабочей решетке должен быть больший угол поворота потока. В результате повышенный теоретический напор будет достигаться при более низких к. п. д. В центробежном же компрессоре числа $\widetilde{M}_1$ на входе в колесо будут умеренными из-за более низких окружных скоростей во входном сечении колеса. Числа М, получаемые после колеса, могут быть снижены практически без скачков в безлопаточном диффузоре. Таким образом, центробежный компрессор по своей газодинамической схеме лучше приспособлен для получения повышенных напоров в одной ступени. В отличие от колеса осевого компрессора, в колесе центробежного компрессора при передаче энергии воздуху существенную роль играют еще кориолисовые силы.

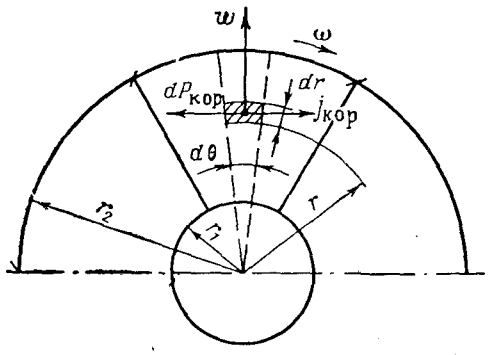


Рис. 6. 1. Схема центробежного компрессора с радиальными лопатками

Рассмотрим колесо центробежного компрессора с радиальными лопатками (рис. 6. 1). Известно, что при движении материальной частицы по вращающейся траектории, помимо ускорений в относительном и переносном движениях, частица обладает так называемым ускорением Кориолиса, величина которого применительно к рассматриваемому случаю равна

$$j_{кор}=2w\omega, \tag{6.1}$$

где w — относительная скорость воздуха;
ω — угловая скорость колеса.

Вектор кориолисова ускорения перпендикулярен вектору относительной скорости w и оси вращения x, вдоль которой направлен вектор угловой скорости ω. Для рассматриваемого движения, происходящего в плоскости, перпендикулярной оси колеса, вектор j направлен в сторону вращения колеса под углом 90° к вектору w. Поскольку в рассматриваемом случае элементарная частица движется по радиусу от центра к периферии, то вектор кориолисова ускорения совпадает по направлению с окружной скоростью, а кориолисова сила инерции $dP_{кор}$, действующая на частицу, направлена в сторону, обратную вращению колеса, и по величине равна

$$dP_{кор}=-2w\omega dm, \tag{6.2}$$

где dm — масса элементарной частицы.

Массу элемента представим в виде

$$dm=\gamma b r d\theta dr,$$

где b — ширина колеса вдоль оси;

$d\theta$ — центральный угол, соответствующий элементарной частице;

γ — плотность газа.

Но $\gamma\varpi brd\theta=dG$,

где dG — расход газа через поверхность элементарной частицы.

Следовательно,

$$dP_{\text{кор}}=-2dG\omega dr. \qquad (6.3)$$

Удельная работа колеса, затрачиваемая на преодоление действия кориолисовых сил, равна

$$dH_{\text{кор}}=-\frac{dN}{dG}=\frac{dP_{\text{кор}}r\omega}{dG}=2r\omega^2dr. \qquad (6.4)$$

После интегрирования в пределах от r_1 до r_2

$$H_{\text{кор}}=u_2^2-u_1^2. \qquad (6.5)$$

Сопоставим уравнение (6.5) с уравнением Эйлера для теоретического напора:

$$H_{th}=c_{2u}u_2-c_{1u}u_1. \qquad (6.6)$$

В частном случае, когда $c_{2u}=u_2$ и $c_{1u}=u_1$, что соответствует радиальному направлению относительной скорости на входе в колесо и на выходе из него, вместо уравнения (6.6) получим

$$H_{th}=u_2^2-u_1^2. \qquad (6.7)$$

Таким образом, в этом случае теоретический напор равен удельной работе, затрачиваемой колесом на преодоление кориолисовых сил, которые создают соответствующую разность скоростей и давлений на обеих сторонах лопаток. В остальных случаях эта работа составляет значительную часть теоретического напора. Следует отметить, что поскольку в осевом компрессоре кориолисовы силы инерции направлены в основном по радиусу, то они не влияют на распределение давлений на лопатках и, следовательно, на величину теоретического напора, так как это распределение определяется только условиями обтекания лопаток. Превалирующее влияние на величину теоретического напора действия кориолисовых сил инерции не отражается на к. п. д. центробежного компрессора, который зависит от относительного значения потерь.

Как было показано в разд. 1.1, одноступенчатый центробежный компрессор состоит из следующих основных элементов:

1) входного патрубка;
2) рабочего колеса;
3) диффузора;
4) выходного устройства.

Ниже рассматриваются эти элементы.

6.2. ВХОДНОЙ ПАТРУБОК

На входе в центробежный компрессор применяются различные входные патрубки (рис. 6.2). Для компрессоров газотурбинных авиационных двигателей характерными являются патрубки типа *а* и *г*, причем тип *г* применяется на компрессоре с двухсторонним колесом (см. рис. 1.14). Входной патрубок служит для подвода воздуха к колесу и должен обеспечить осесимметричность потока относительно оси колеса и равномерное и правильное заполнение всех каналов колеса. Иногда во входном

патрубке ставятся еще лопатки неподвижного направляющего аппарата, создающего закрутку потока перед рабочим колесом в сторону вращения колеса. Такая закрутка, как и в осевом компрессоре, в первую очередь служит для уменьшения относительной скорости w_1 и числа $\widetilde{M}_1 = w_1/a_1$ на входе в рабочее колесо при заданных значениях абсолютной

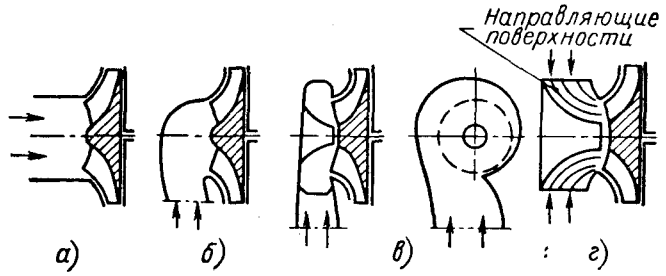


Рис. 6.2. Формы входных патрубков:

а—осевой вход; *б*—коленообразный вход; *в*—входная улитка; *г*—осесимметричный коленообразный вход

и окружной скоростей. Для определения скоростей на входе в колесо и в любом кольцевом сечении, перпендикулярном к направлению потока в патрубке, показанном на рис. 6.2, *г* и 6.3, *б*, можно применить уравнение (2.104). На рис. 6.3 $J—J$; $H—H$; $G—G$ и т. д. — нормали к меридиональным линиям тока.

Примем в уравнении (2.104), что нижний предел интегрирования n_0 равен нулю и соответствует внутренней стенке канала m_0, а верхний предел интегрирования n соответствует внешней стенке $m_к$.

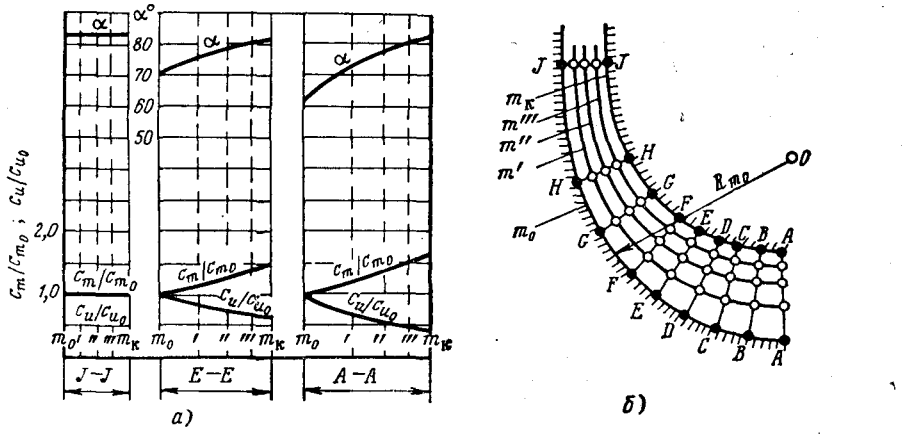


Рис. 6.3. Изменение скоростей в канале входного патрубка центробежного компрессора при закрутке потока по закону постоянства циркуляции ($c_u r = \text{const}$):

а—по нормалям к меридиональным линиям тока; *б*—канал

Вдоль нормалей и в сечении перед колесом в общем случае (при наличии на входе в патрубок направляющих лопаток) может быть переменная циркуляция ($c_u r \neq \text{const}$), т. е. поток будет вихревым. В то же время вдоль меридиональной линии тока произведение $c_u r = \text{const}$ и, следовательно, исходя из этого условия должна устанавливаться связь между окружными составляющими вдоль меридиональных линий тока. Если в патрубке отсутствуют окружные составляющие скорости ($c_u = 0$) или вдоль каждой нормали циркуляция постоянна $\left[\frac{d(c_u r)}{dn} = 0\right]$, то поток

будет безвихревым. Таким образом, во втором случае во всех точках потока будет соблюдаться условие $c_u r = \text{const}$. Для безвихревого потока уравнение (2.104) получит вид

$$\frac{c_m}{c_{m_0}} = e^{-\int_0^{n_к} \frac{dn}{R_m}}, \tag{6.8}$$

где c_{m_0} — меридиональная составляющая скорости у внутренней стенки канала.

Другое частное решение получается из уравнения (6.8), если для безвихревого потока предположить, что центры кривизны всех меридиональных линий, проходящих через нормаль, совпадают. В этом случае нормаль есть прямая линия и $dn = dR_m$. Поэтому

$$c_m R_m = c_{m_0} R_{m_0} = \text{const}, \tag{6.9}$$

где R_{m_0} — радиус кривизны внутреннего контура канала. Следовательно, в этом случае не только циркуляция скорости относительно оси симметрии величина постоянная, но также постоянной является и циркуляция скорости c_m относительно центра кривизны.

При любых условиях во всех сечениях патрубка должно соблюдаться уравнение неразрывности. Рассматривая поверхность, проходящую через нормаль, можем записать расход воздуха в виде

$$G = 2\pi \int_0^{n_к} \gamma r c_m dn. \tag{6.10}$$

С учетом уравнения (2.104) можем написать

$$c_{m_0} = \frac{G_в/2\pi}{\int_0^{n_к} \gamma r A \sqrt{1 - \left(\frac{B}{c_{m_0}}\right)^2}\, dn}, \tag{6.11}$$

где

$$A = e^{-\int_0^{n_к} \frac{dn}{R_m}};$$

$$B^2 = \int_0^{n_к} \frac{1}{r^2} \frac{d(c_u r)^2}{dn} e^{2\int_0^{n_к} \frac{dn}{R_m}} dn.$$

Для несжимаемой жидкости имеем $\gamma = \gamma^* = \text{const}$.

Для изэнтропического процесса совершенного газа получим

$$\frac{\gamma}{\gamma^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}, \tag{6.12}$$

где

$$\lambda^2 = \frac{c_u^2 + c_m^2}{a_{кр}^2}.$$

Поле потока в данном канале должно быть определено методом последовательных приближений, так как меридиональные линии тока в начале расчета неизвестны.

Сначала наносят приблизительно меридиональные линии тока, исходя из кривизны внешней и внутренней стенок канала и соблюдая условие, чтобы между двумя соседними меридианными поверхностями тока проходили одинаковые расходы. Далее графически определяются радиусы кривизны меридиональных линий вдоль различных нормалей. В качестве первого приближения можно принять, что кривизна линий тока вдоль нормалей изменяется линейно:

$$\frac{1}{R_m}=\frac{1}{R_{m_к}}+\left(\frac{1}{R_{m_0}}-\frac{1}{R_{m_к}}\right)\frac{n}{h}, \qquad (6.13)$$

где h — длина всей нормали от внешнего до внутренней стенки канала;

$R_{m_к}$ — радиус кривизны внешней стенки;

R_{m_0} — радиус кривизны внутренней стенки.

Тогда для некоторой промежуточной точки нормали имеем

$$\int_0^n \frac{dn}{R_m}=\frac{n}{R_{m_к}}+\frac{n^2}{2h}\left(\frac{1}{R_{m_0}}-\frac{1}{R_{m_к}}\right). \qquad (6.14)$$

Для всей нормали от внешней до внутренней стенки канала

$$\int_0^{n_к} \frac{dn}{R_m}=\frac{h}{2}\left(\frac{1}{R_{m_0}}+\frac{1}{R_{m_к}}\right). \qquad (6.15)$$

Скорость $c_{m\,0}$ находится из уравнения (6.11) путем последовательного приближения до совпадения с принятой вначале величиной; зная величину c_{m_0}, можно определить значения скорости c_m в точках пересечения меридиональных линий с нормалями с помощью уравнения (2.104), в котором постоянная интегрирования C принимается равной $c_{m_0}^2$. В частном случае безвихревого потока для определения c_m по величине c_{m_0} используется уравнение (6.8). Для примера на рис. 6.3, *а* даны результаты расчетов по определению отношения скоростей c_m/c_{m_0}, c_u/c_{u_0} и углов потока α для нескольких сечений входного патрубка, меридиональное сечение верхней части которого показано на рис. 6.3, *б* [61]. Принято, что перед сечением J—J канал состоит из двух стенок, перпендикулярных оси, между которыми расположены по окружности направляющие лопатки, создающие постоянную тангенциальную скорость вдоль сечения J—J. Во всех остальных сечениях $c_u r=\text{const}$. Из рис. 6.3, *а* видно, что в сечениях E—E и A—A, несмотря на постоянство циркуляции, меридиональная скорость существенно возрастает по направлению от внутренней к внешней стенке канала, что является следствием кривизны линий тока.

Очевидно, что, если не учитывать указанное изменение скоростей, неизбежно несовпадение расчетных и действительных углов атаки на входе в рабочее колесо и соответствующее возрастание потерь и снижение к. п. д.

При проектировании коленообразных входных патрубков целесообразно принимать входное сечение (F_0) и выходное (F_1) такими, чтобы $F_0/F_1 \geqslant 1{,}2$. Вследствие конфузорного течения потери в патрубке будут меньше. Температура торможения принимается в патрубке постоянной и равной температуре торможения атмосферного воздуха. Среднее давление заторможенного потока в конце патрубка (перед колесом) подсчитывается по соотношению

$$p_в^* = p_1^* = p_н^* \delta_{вх}.$$

В зависимости от конструкции входа в компрессор коэффициенты полного давления $\delta_{вх}$ могут иметь следующие значения:

а) при отсутствии лопаток, закручивающих поток,
— для осевого входного патрубка $\delta_{вх}=0{,}98\div0{,}99$;
— для коленообразного входного патрубка $\delta_{вх}=0{,}97\div0{,}98$;
б) при наличии лопаток, закручивающих поток,
— для осевого входного патрубка $\delta_{вх}=0{,}97\div0{,}98$;
— для коленообразного входного патрубка $\delta_{вх}=0{,}96\div0{,}97$.

Потери во входном самолетном устройстве, расположенном перед входным патрубком, должны учитываться отдельно.

6.3. РАБОЧЕЕ КОЛЕСО

6.3.1. ВХОДНАЯ ЧАСТЬ КОЛЕСА

Входная часть рабочего колеса конструктивно выполняется обычно в виде отдельного элемента, называемого вращающимся направляющим аппаратом (ВНА). Входные кромки лопаток ВНА изогнуты под углом β_1' (рис. 6.4), что обеспечивает поступление воздуха с заданным углом атаки. Как и в осевом компрессоре, углы потока и лопаток связаны с углами атаки соотношением

$$\beta_1'=\beta_1+i,$$

где β_1 — угол потока;
i — угол атаки.

Величина угла потока на входе существенно зависит от величины окружной составляющей скорости на выходе из патрубка. Когда $c_{1u}/u_1=0$

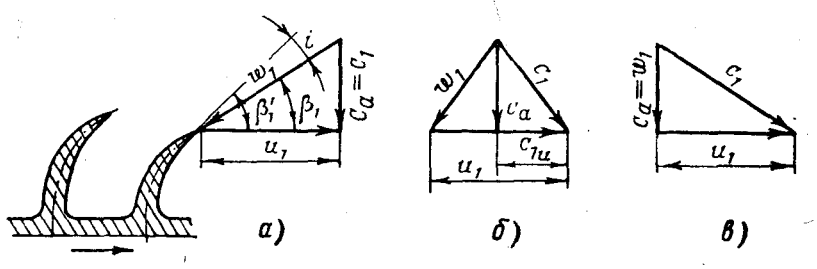


Рис. 6.4. Треугольники скоростей на входе в колесо центробежного компрессора на диаметре D_1:
а — без закрутки ($c_{1u}/u_1=0$); *б* — с закруткой ($c_{1u}/u_1=0{,}5$); *в* — с закруткой ($c_{1u}/u_1=1{,}0$)

относительная скорость w_1 и число $\tilde{M}_1=w_1/a_1$ имеют максимальное значение (рис. 6.4, *а*). По мере роста c_{1u}/u_1 уменьшаются w_1 и $\tilde{M}_1$. Минимальное значение w_1 будет при $c_{1u}/u_1=1{,}0$ (рис. 6.4, *в*). В этом случае угол потока β_1 на входе равен 90° и, следовательно, входная кромка лопатки может быть не изогнута (при угле атаки $i=0$). Однако большое значение окружной составляющей будет отрицательно влиять на теоретический напор ступени.

Углы потока (и лопаток) будут различны по радиусу ВНА вследствие изменения c_u и u. Принимая, что на входе меридиональная составляющая параллельна оси колеса, получим *)

$$\operatorname{tg}\beta_{1i}=\frac{c_{a_i}}{u_1-c_{1u_i}}=\frac{\bar{c}_{a_i}}{1-\bar{c}_{1u_i}}; \qquad (6.16)$$

$$\operatorname{tg}\alpha_{1i}=\frac{c_{a_i}}{c_{1u_i}}=\frac{\bar{c}_{a_i}}{\bar{c}_{1u_i}}. \qquad (6.17)$$

*) Текущее промежуточное сечение обозначается индексом «*i*»; параметры для втулочного сечения индексом «вт», а для среднего сечения «ср».

Следовательно,

$$\operatorname{tg}\beta_{1i}=\frac{\operatorname{tg}\alpha_{1i}}{\frac{1}{c_{1u_i}}-1}. \qquad (6.18)$$

На рис. 6.5 дано изменение по радиусу углов α_{1i} и β_{1i} в сечении перед колесом для коленообразного входного патрубка, показанного на рис. 6.3, *б*, и углов α_{1ic} и β_{1ic} для осевого патрубка (осевая скорость постоянна по радиусу) при таком же изменении окружной составляющей. Из сопоставления углов α_1 и β_1 для этих двух патрубков видно, что влияние коленообразного патрубка на углы потока весьма значительно, и не учитывать этого влияния нельзя, так как в противном случае действительные углы атаки будут сильно отличаться от назначенных при расчете.

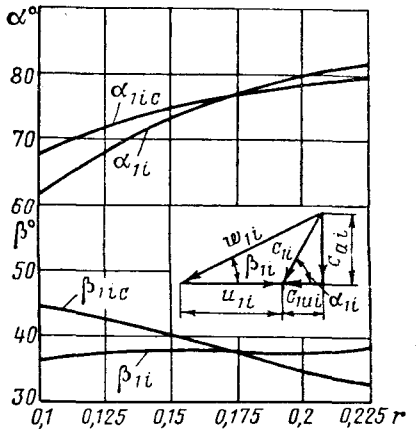


Рис. 6.5. Изменение углов α_1 и β_1 по радиусу вращающегося направляющего аппарата центробежного компрессора:

α_{1ic} и β_{1ic} —при постоянной скорости по радиусу (осевой патрубок);
α_{1i} и β_{1i} —при переменной скорости по радиусу (коленообразный патрубок)

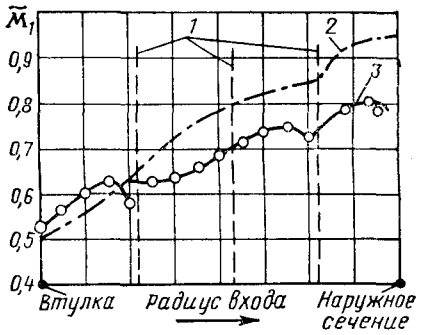


Рис. 6.6. Измерение числа $\tilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо с предварительной закруткой и без нее:

1—направляющие поверхности; *2*—без предварительной закрутки; *3*—с предварительной закруткой

Закон закрутки потока перед рабочим колесом и абсолютное значение окружных составляющих скоростей оказывает заметное влияние на величину теоретического (и адиабатического) напора центробежного компрессора.

Как было показано в разд. 2.3.5, теоретический напор центробежного компрессора с осевым входом в общем случае выражается уравнением

$$H_{th}=c_{2u}u_2-\frac{\int_{D_{1т}}^{D_1} c_{1u_i}u_{1i}\,dG}{G}. \qquad (6.19)$$

Это уравнение можно записать в виде

$$H_{th}=c_{2u}u_2-\psi c_{1u}u_1,$$

или

$$H_{th}=c_{2u}u_2\left[1-\frac{\psi}{\mu}\,\bar{c}_{1u}\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2\right]. \qquad (6.20)$$

Коэффициент μ учитывает влияние конечного числа лопаток. Величина коэффициента ψ зависит от закона изменения окружной составляющей

на входе. В случае, когда реализуется закон $c_u r = \text{const}$, коэффициент $\psi = 1{,}0$. Такой закон не всегда может быть признан достаточно рациональным. При $\psi = 1{,}0$ и повышенных значениях $\bar{c}_{1u} = c_{1u}/u_1$ теоретический напор будет значительно меньше, чем когда закрутка на входе отсутствует. Так, например, если принять, что $D_1/D_2 = 0{,}6$, то при различных значениях $\bar{c}_{1u}$ получим величины $H_{th}/(H_{th})_{c_{1u}=0}$, показанные в табл. 6.1.

Таблица 6.1

$\bar{c}_{1u}$	0	0,1	0,2	0,5	0,75	1,0
$H_{th}/(H_{th})_{\bar{c}_{1u}=0}$	1,0	0,964	0,928	0,82	0,73	0,64

Для предотвращения значительной потери напора обычно величина $\bar{c}_{1u} \leqslant 0{,}15 \div 0{,}2$, что соответствует примерно углам $\alpha_1 \geqslant 70° \div 75°$ и диктуется допустимыми числами $\tilde{M}_1$ на диаметре D_1 ($\tilde{M}_1 \leqslant 0{,}9$).

При применении закона постоянства циркуляции будут иметь место значительная закрутка лопатки ВНА и существенное изменение чисел $\tilde{M}_1$ по радиусу, которые, имея допустимое значение на диаметре D_1 входа, становятся у втулки излишне малыми. Для уменьшения коэффициента ψ и для получения меньшей закрутки лопаток ВНА иногда применяют другие законы изменения окружной составляющей на входе. На рис. 6.6 показано изменение чисел $\tilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо при наличии предварительной закрутки и без нее. В этом случае на внутренних радиусах закручивание было уменьшено, так как снижение чисел $\tilde{M}_1$ в этой части не дает преимуществ, вызывая излишнюю потерю напора. При этом входной канал с помощью трех направляющих поверхностей был разделен на четыре полости (см. рис. 6.2, *г*). Уменьшение коэффициента ψ достигается также при закрутке потока по закону вращения твердого тела, т. е. $c_u/r = \text{const}$. В этом случае выражение для второго члена в уравнении (6.19) будет иметь вид

$$\frac{\int_{r_{вт}}^{r_1} c_{1u_i} u_{1i}\, dG}{G} = c_{1u} u_1 \frac{\frac{2\pi}{r_1^2}\int_{r_{вт}}^{r_1} c_a \gamma r_i^3 dr}{G}.$$

Следовательно, коэффициент ψ выражается соотношением

$$\psi = \frac{\frac{2\pi}{r_1^2}\int_{r_{вт}}^{r_1} c_a \gamma r_i^3 dr}{G}.$$

Если принять приближенно, что $c_a \gamma = \text{const}$, то получим

$$\psi = \frac{1 + \bar{d}^2}{2}, \qquad (6.21)$$

где $\bar{d} = D_{вт}/D_1$ — относительный диаметр втулки. Например, при $\bar{d} = 0{,}4$ коэффициент $\psi = 0{,}58$, т. е. почти вдвое меньше, чем при $c_u r = \text{const}$.

В действительности при $c_u/r = \text{const}$ c_a и γ в общем случае являются переменными по радиусу и их произведение не является постоянным. Однако в коленообразном патрубке из-за влияния кривизны изменение c_m (или c_a на входе) может быть незначительным. На рис. 6.7 дано изменение c_m и c_u в различных сечениях входного патрубка (см.

рис. 6.3, *б*) для случая, когда закрутка потока в нем осуществляется по закону $c_u/r=\text{const}$. Из графиков видно, что изменение меридиональных скоростей в различных сечениях и, в частности, в сечении $A—A_1$ (перед колесом), весьма невелико. Кроме того, при закрутке потока по закону $c_u/r=\text{const}$ относительно мало изменяются давление и плотность по радиусу (или по нормали) (см. рис. 2.21). Поэтому коэффициент ψ будет близок по величине к значению, соответствующему формуле (6.21). Обычно входные кромки лопаток вращающегося направляющего аппарата изгибаются по дуге окружности, радиус которой не должен быть малым, так как в противном случае возникнут большие потери вследствие резкого возрастания сечений (большая диффузорность) и крутого поворота.

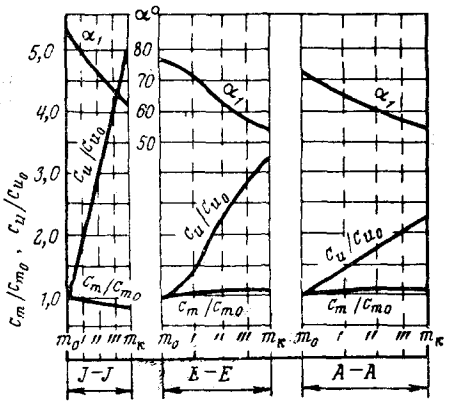


Рис. 6.7. Изменение скоростей в канале входного патрубка центробежного компрессора при закрутке потока по закону твердого тела

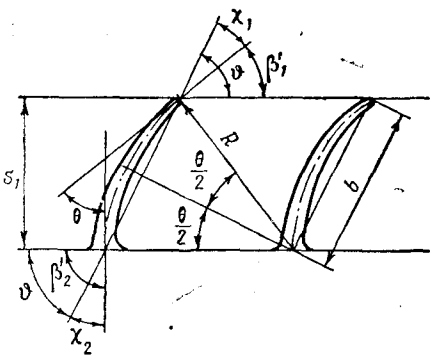


Рис. 6.8. Параметры лопатки ВНА, изогнутой по окружности

Радиус R окружности, по которой изогнута средняя линия лопатки ВНА (рис. 6.8) и хорда b связаны между собой соотношением

$$R=\frac{b}{2\sin\frac{\theta}{2}}, \qquad (6.22)$$

где

$$\theta=\beta'_2-\beta'_1;\ \beta'_1=\beta_1+i;\ \beta'_2=\beta_2=90°.$$

Хорду b на среднем диаметре входа можно в первом приближении определять, находя густоту b/t по кривой рис. 5.24 и вычисляя шаг исходя из принятого для колеса числа лопаток*). При определении густоты следует иметь в виду, что для ВНА

$$\Delta\beta=90°-\beta_1.$$

Предварительная закрутка увеличивает угол β_1, в результате чего уменьшается угол изгиба θ лопаток ВНА. С этой же точки зрения может являться полезным некоторое увеличение углов атаки (до 4°—5°). Требуемый угол поворота потока в ВНА значительно выше, чем принимают в практике проектирования осевых компрессоров и на диаметре D_1 достигает 50°—60°, что в сочетании с большими числами $\widetilde{M}_1$ может приводить к отрыву потока в ВНА.

*) Иногда число лопаток в ВНА принимают меньше чем в колесе с целью избежать загромождения входного сечения.

Отрыв потока отрицательно отражается на течении через все элементы центробежного компрессора и, особенно, его диффузора, вызывая неравномерность потока на входе, при наличии которой диффузор не может работать с высоким к. п. д. Поэтому при профилировании ВНА необходимо иметь большую густоту решетки, чтобы угол расширения канала находился в допустимых пределах на всех радиусах входного сечения.

6.3.2. ТИПЫ КОЛЕС

6.3.2.1. Конструктивные формы

По конструктивному выполнению колеса могут быть закрытыми, полуоткрытыми и открытыми (рис. 6.9). Наибольшее распространение в авиационных газотурбинных двигателях получили полуоткрытые колеса, обеспечивающие высокую надежность при больших окружных скоростях и достаточно хороший к. п. д. При небольших зазорах между лопатками и корпусом закрытые колеса позволяют получать несколько более высокий к. п. д., но они более сложны в изготовлении и менее пригодны для больших окружных скоростей. Открытые колеса встречались только в ранних конструкциях. Колеса с двухсторонним входом (см. гл. 1) могут быть и закрытые, но практического применения они не получили.

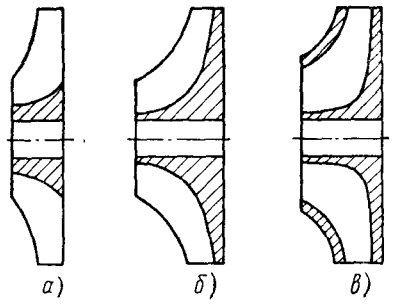


Рис. 6.9. Конструктивные формы колес центробежного компрессора:
а—открытое; *б*—полуоткрытое; *в*—закрытое

6.3.2.2. Формы лопаток колес

Как рассмотрено выше, углы β_{1i} относительной скорости на входе в рабочее колесо определяются значениями скоростей c_a, c_u и u на различных радиусах входного отверстия. Угол β_2 выхода из рабочего колеса может выбираться произвольно. Поэтому необходимо исследовать зависимость основных параметров колеса от угла выхода β_2.

Для упрощения предположим, что рабочее колесо имеет бесконечное число лопаток. Следовательно, линии тока и углы будут совпадать с контурами лопаток, и поток на входе в колесо и после выхода из него будет равномерен. Эти предположения соответствуют струйной теории Эйлера.

Многообразные формы лопаток центробежных компрессоров можно разделить на три основные группы в зависимости от выходного угла β_2, а именно (рис. 6.10):

а — лопатки, загнутые против вращения ($\beta_2<90°$);
б — радиально оканчивающиеся лопатки ($\beta_2=90°$);
в — лопатки, загнутые по вращению ($\beta_2>90°$).

Для упрощения предполагается, что вход в колесо радиальный, но на конечные выводы это не оказывает влияния.

Если предположить также, что поток входит в рабочее колесо без предварительной закрутки, т. е. $c_{1u}=0$, то выражение для теоретического напора будет иметь вид

$$H_{th}=u_2c_{2u\infty}, \qquad (6.23)$$

где индекс ∞ означает бесконечное число лопаток. Коэффициент теоретического напора соответственно выразится так:

$$\overline{H}_{th} = \frac{c_{2u\infty}}{u_2}. \tag{6.24}$$

Из треугольников скоростей имеем

$$\operatorname{tg}\beta_2 = \frac{c_{2r}}{u_2 - c_{2u\infty}} = \frac{\bar{c}_{2r}}{1 - \overline{H}_{th\infty}}, \tag{6.25}$$

откуда

$$\overline{H}_{th\infty} = 1 - \frac{\bar{c}_{2r}}{\operatorname{tg}\beta_2}.$$

Таким образом, теоретический напор и соответствующий коэффициент теоретического напора являются функцией $\bar{c}_{2r}$ и угла выхода потока β_2.

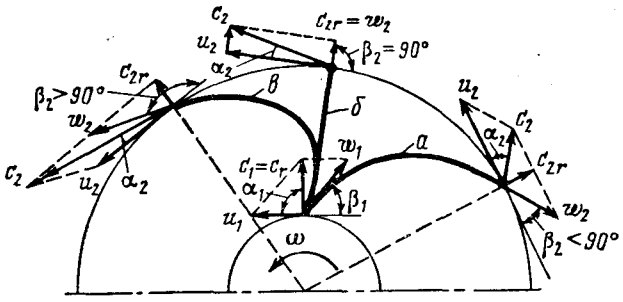


Рис. 6.10. Треугольники скоростей для различных форм лопатки центробежного компрессора

Когда $\beta_2=90°$, то $\overline{H}_{th\infty}=1{,}0$ независимо от величины $\bar{c}_{2r}$; когда лопатки загнуты против вращения, то $\operatorname{tg}\beta_2>0$ и $\overline{H}_{th\infty}<1{,}0$; при наличии лопаток, загнутых по вращению, $\operatorname{tg}\beta_2<0$ и $\overline{H}_{th\infty}>1{,}0$. На рис. 6.11 показано изменение $\overline{H}_{th\infty}$ в зависимости от β_2 при различных значениях $\bar{c}_{2r}$. В авиационных газотурбинных двигателях нашли применение только компрессоры с радиальными лопатками, обеспечивающими хорошую надежность при больших окружных скоростях и достаточно высокие к. п. д. Центробежные колеса с лопатками, загнутыми против вращения, встречаются часто в жидкостных насосах, где не требуется высоких коэффициентов напора. Колеса с лопатками, загнутыми по вращению ($\beta_2>90°$) дают возможность иметь высокие коэффициенты теоретического напора и получать бо́льшие степени повышения давления в одной ступени по сравнению с колесами, имеющими $\beta_2=90°$. Однако вследствие больших потерь в колесе, а так-

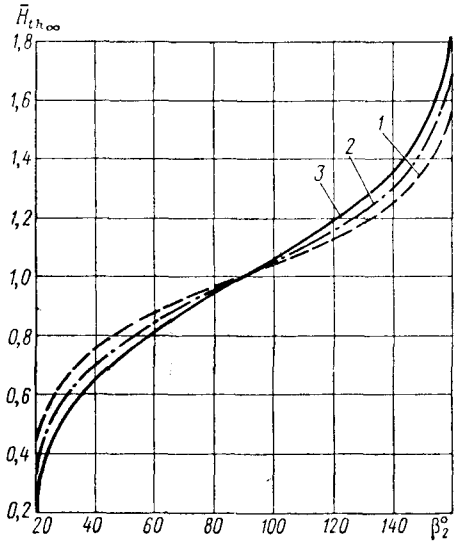


Рис. 6.11. Зависимость $\overline{H}_{th\infty}$ от β_2 при различных значениях $\bar{c}_{2r}$:
$1-\bar{c}_{2r}=0{,}2$; $2-\bar{c}_{2r}=0{,}25$; $3-\bar{c}_{2r}=0{,}3$

же и в диффузоре из-за более высоких скоростей в колесе и на входе в лопаточный диффузор к. п. д. такого компрессора должен быть ниже. Значительно труднее обеспечить в нем необходимый запас устойчивой работы. Поэтому такие колеса не нашли применения в центробежных компрессорах ГТД.

К центробежным компрессорам можно применить использованное в осевых компрессорах понятие о степени реактивности:

$$\varrho_к = \frac{\int_1^2 \frac{dp}{\gamma}}{H_{th}} = \frac{(w_1^2 - w_2^2) + (u_2^2 - u_1^2)}{2H_{th}}, \qquad (6.26)$$

где $\int_1^2 \frac{dp}{\gamma}$ — работа сжатия в колесе без учета потерь. Так как согласно уравнению (2.32)

$$H_{th} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2},$$

то

$$\varrho_к = 1 - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2H_{th}} = 1 - \frac{c_{2u} + c_{1u}}{2u} + \frac{c_{2r}^2 - c_{1r}^2}{2H_{th}}. \qquad (6.27)$$

Если принять, что радиальные скорости на входе c_{1r} в колесо и на выходе из него c_{2r} одинаковы, получим выражение, аналогичное уравнению (5.8) для кинематической степени реактивности в осевом компрессоре:

$$\varrho_к = 1 - \frac{c_{2u} + c_{1u}}{2u_2},$$

а при отсутствии закрутки на входе

$$\varrho_к = 1 - \frac{c_{2u}}{2u_2} = 1 - \frac{\bar{H}_{th}}{2}. \qquad (6.28)$$

В колесе с бесконечным числом радиальных лопаток и $\beta_2 = 90°$ $\varrho_к = 0{,}5$, так как $c_{2u\infty} = u_2$ и $\bar{H}_{th\infty} = 1{,}0$. При $\beta_2 > 90°$ степень реактивности уменьшается и при $\bar{H}_{th} = 2{,}0$ будет равна нулю, т. е. в этом случае повышения статического давления в колесе не будет (активное колесо). В случае, когда $\beta_2 < 90°$, степень реактивности увеличивается и в пределе стремится к единице при $\bar{H}_{th} \to 0$. Отметим особенность изменения теоретического напора в зависимости от объемного расхода воздуха через колесо. Из треугольника скоростей (см. рис. 6.10), учитывая, что $c_{2u\infty} = u_2 - c_{2r} \operatorname{ctg} \beta_2$, получаем

$$H_{th\infty} = c_{2u\infty} u_2 = u_2^2 - c_{2r} u_2 \operatorname{ctg} \beta_2 = u_2^2 - \frac{V_2}{F_2} u_2 \operatorname{ctg} \beta_2,$$

где V_2 — объемный расход воздуха на выходе в $м^3/сек$.

Принимая, что радиальные составляющие абсолютной и относительной скорости на выходе из колеса и на входе в него одинаковы, можем написать

$$H_{th\infty} = u_2^2 - \frac{V_1}{F_1} u_2 \operatorname{ctg} \beta_2 = u_2^2 - \frac{G}{F_1 \gamma_1} u_2 \operatorname{ctg} \beta_2. \qquad (6.29)$$

На рис. 6.12 показана зависимость $H_{th\infty}=f(V_1)$, из которой видно, что при $\beta_2=90°$ теоретический напор не зависит от расхода, при $\beta_2<90°$ — возрастает с увеличением расхода и при $\beta_2>90°$ — уменьшается с ростом расхода. Реальное протекание зависимости напора от расхода несколько иное.

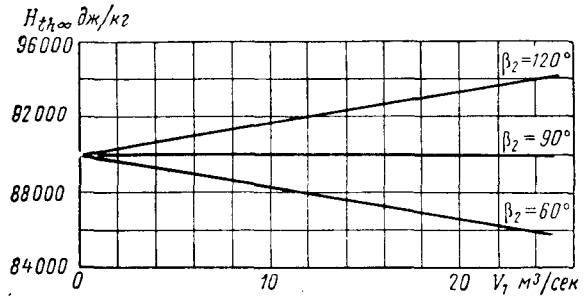


Рис. 6.12. Зависимость теоретического напора от объемного расхода и угла β_2:
при $u_2=300$ м/сек; $F_1=1$ м²

6.3.3. ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОГО ЧИСЛА ЛОПАТОК

При рассмотрении движения газа в рабочем колесе в предположении бесконечного числа лопаток (струйная теория) принималось, что все линии тока имеют одинаковую форму, а лопатки представляют собой отрезки линий тока. Отсюда следует, что скорость на каком-либо радиусе рабочего колеса постоянна по всей окружности. Однако для передачи энергии от лопаток рабочего колеса к потоку необходима разность давлений между обеими сторонами лопатки, что возможно лишь при разности скоростей на этих сторонах.

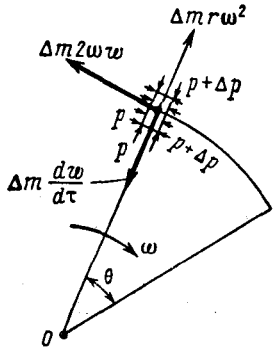


Рис. 6.13. К выводу уравнения распределения скоростей в канале центробежного компрессора

Таким образом, в противоположность струйной теории скорость движения непостоянна по окружности и периодически изменяется, так как в каждом канале, ограниченном двумя соседними лопатками, картина течения должна быть одинакова. Покажем причину неравномерного распределения относительных скоростей по сечению канала колеса, а также аналитическую зависимость между шириной канала и величиной относительной скорости воздуха, рассматривая для простоты вращение канала с радиальными лопатками (рис. 6.13).

Используя полярную систему координат, применим рассуждения, аналогичные приведенным в гл. 2 при выводе уравнений равновесия. В направлении оси r на частицу газа с массой Δm действуют следующие силы:

а) проекции сил давления $p\Delta f_r$ и $(p+\Delta p)\Delta f_r$, где $\Delta f_r=r\Delta\theta b$ — поверхность элементарного объема, перпендикулярная r;

б) центробежная сила $\Delta m r\omega^2$;

в) сила инерции от ускорения частицы воздуха в относительном движении $\Delta m\, dw/d\tau$.

В направлении полярного угла θ на частицу действуют следующие силы:

а) проекция сил давления $p\Delta f_\theta$ и $(p+\Delta p)\Delta f_\theta$, где $\Delta f_\theta=\Delta r b$ — боковая поверхность элементарного объема;

в) проекция сил Кориолиса $\Delta m 2\omega w$, направленная перпендикулярно оси r против вращения.

Написав уравнение равновесия для оси r, получим

$$\Delta m r\omega^2 - \Delta m \frac{dw}{d\tau} - \Delta p \Delta f_2 = 0.$$

Разделив на Δm и учтя, что $\Delta f_r/\Delta m = 1/\gamma \Delta r$, переходя к пределу, можем написать

$$\frac{1}{\gamma}\frac{\partial p}{\partial r} = r\omega^2 - \frac{dw}{d\tau}. \qquad (6.30)$$

Аналогично для проекции в направлении полярного угла получим

$$\frac{1}{\gamma}\frac{\partial p}{r\partial\theta} = -2\omega w \qquad (6.31)$$

Отметим, что в уравнения (6.30) и (6.31) в отличие от уравнений (2.95) и (2.97) не вошли проекции объемной силы действия лопаток на воздух. Это объясняется тем, что в гл. 2 рассматривалось осесимметричное течение (осредненное или при бесконечном числе лопаток), при котором отсутствует разность давлений по обе стороны лопаток и, следовательно, не получает физического объяснения момент, прилагаемый к колесу. В связи с этим требовалось введение сил F_n действия лопаток на поток. При выводе же уравнений (6.30) и (6.31) осесимметричности потока не предполагалось. В связи с тем, что скорость w имеет только одну составляющую вдоль оси r, можем написать

$$\frac{dw}{d\tau} = \frac{\partial w}{\partial \tau} + w\frac{\partial w}{\partial r}.$$

Полагая относительное движение установившимся, получим выражение

$$\frac{dw}{d\tau} = w\frac{\partial w}{\partial r}.$$

Подставляя его в уравнение (6.30), будем иметь

$$\frac{1}{\gamma}\frac{\partial p}{\partial r} = r\omega^2 - w\frac{\partial w}{\partial r}. \qquad (6.32)$$

Интегрируя равенство (6.32) в пределах от r_1 и r_2, получаем

$$\int_{r_1}^{r_2}\frac{dp}{\gamma} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2}.$$

Это уравнение соответствует ранее полученному уравнению энергии (2.77) для относительного движения при $L_R = 0$. Если начальная полная энергия струек одинакова, то из уравнения (6.32) для $r = \text{const}$ получаем выражение

$$\frac{dp}{\gamma} = -wdw.$$

Подставляя его в уравнение (6.31), будем иметь

$$dw = 2\omega r d\theta.$$

Считая, что начало координат лежит на передней по вращению кромке, где относительная скорость w равна некоторой скорости w_0 при $\theta = 0$, получаем после интегрирования

$$w = w_0 + 2\omega r\theta = w_0 + 2u\theta, \qquad (6.33)$$

где u — окружная скорость на данном радиусе.

Из уравнения (6.33) следует, что в канале вращающегося колеса с конечным числом лопаток благодаря ускорению Кориолиса относительные скорости на дуге данного радиуса изменяются по линейному закону в зависимости от полярного угла. Вследствие этого у передней стороны лопаток скорости меньше и давления выше, а у задней стороны — наоборот (рис. 6.14). Если обозначить угол, соответствующий одному каналу, через θ_0, то максимальная относительная скорость (у задней стенки) будет равна

$$w_{max} = w_0 + 2u\theta_0.$$

Так как $\theta_0 = 2\pi/z$, где z — число лопаток, то получим

$$w_{max} = w_0 + 4\pi \frac{u}{z}. \qquad (6.34)$$

Для средней относительной скорости можем написать

$$w_{ср} = w_0 + 2\pi \frac{u}{z}. \qquad (6.35)$$

Из выражения (6.34) следует, что чем меньше число лопаток, тем больше различие в скоростях у передней и задней стенок лопаток. Рас-

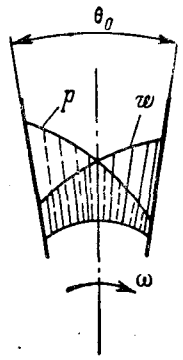


Рис. 6.14. Изменение скоростей и давления в канале центробежного компрессора

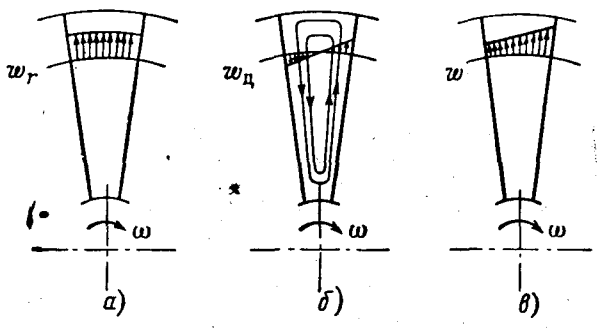


Рис. 6.15. Схема возникновения неравномерности потока в канале колеса центробежного компрессора

смотренные выше общие положения показывают, что основные черты потока во вращающемся центробежном колесе обусловлены главным образом ускорением Кориолиса, благодаря которому нарушается равномерность поля относительных скоростей между лопатками. Это различие скоростей, а соответственно и давлений и обусловливает передачу энергии от колеса к воздуху. Полученный характер потока в относительном движении позволяет при изучении применять принцип наложения, т. е. рассматривать поток во вращающемся канале как результат сложения движения воздуха с одинаковыми скоростями во всех точках между лопатками на окружности данного радиуса (рис. 6.15, *а*) и вращательного движения внутри канала с угловой скоростью ω (рис. 6.15, *б*). Эпюра скоростей суммарного потока показана на рис. 6.15, *в*. Скорость поступательного движения приравнивается средней скорости, определяющейся расходом воздуха в неподвижном колесе. Угловая же скорость обусловлена вращением колеса. В чистом виде это вращательное движение имеет место в колесе с замкнутыми со всех сторон каналами (нулевой расход воздуха). Вращательное (циркуляционное) движение газа (относительный вихрь) со скоростью $w_ц$ имеет на периферии направление, противоположное вращению рабочего колеса, и создает на

выходе из лопаточного рабочего канала дополнительную окружную составляющую w_{uz} относительной скорости $w_{2\infty}$, направленную против вращения (рис. 6.16). Появление дополнительной окружной составляющей w_{uz} можно объяснить также, рассматривая процесс выравнивания скоростей на выходе из колеса, где поток течет свободно, без воздействия внешних сил. При выравнивании скоростей струи, обладающие большей скоростью, уменьшают свою скорость до некоторой средней величины, а струи, обладающие меньшей скоростью, увеличивают ее до этой средней величины. В результате происходит некоторое перемещение масс воздуха на периферии в направлении, противоположном вращению колеса, вследствие чего и появляется некоторая окружная составляющая w_{uz}.

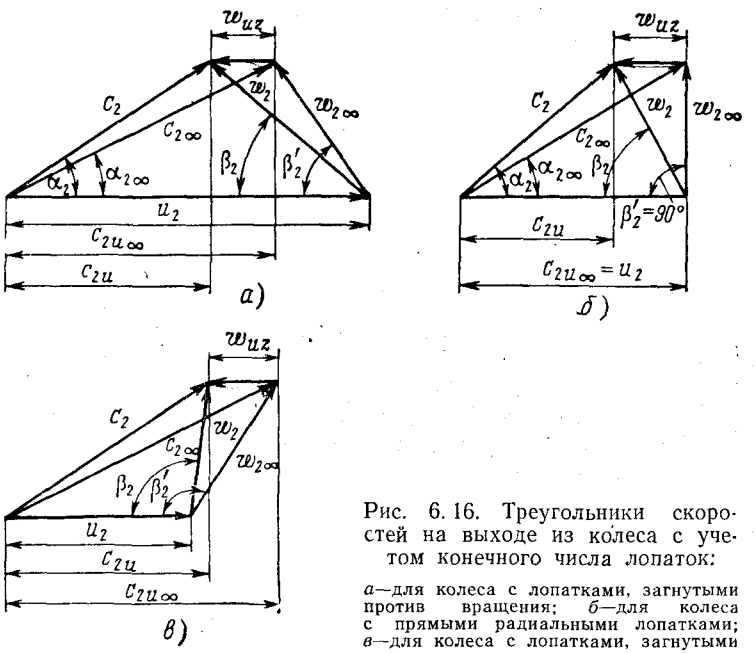


Рис. 6.16. Треугольники скоростей на выходе из колеса с учетом конечного числа лопаток:

а—для колеса с лопатками, загнутыми против вращения; *б*—для колеса с прямыми радиальными лопатками; *в*—для колеса с лопатками, загнутыми по направлению вращения

Из-за наличия w_{uz} уменьшается $c_{2u}=c_{2u\infty}-w_{uz}$ и, следовательно, уменьшается теоретический напор, или работа, сообщаемая 1 *кг* воздуха, проходящего через колесо. Уменьшение окружной составляющей (и работы) принято учитывать с помощью коэффициента $\mu=c_{2u}/c_{2u\infty}$*).

Коэффициент μ можно выразить следующей приближенной формулой, вытекающей из предположения о постоянной нагрузке по длине лопатки [32]:

$$\mu=1+2\frac{\varkappa}{z}\cdot\frac{1}{1-\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2}, \qquad (6.36)$$

где $\varkappa$ — коэффициент, зависящий от выходного угла лопаток β_2' и вычисляемый для колес центробежных насосов по соотношению $\varkappa=0{,}6\ (1+\sin\beta_2')$.

*) Теоретическому и экспериментальному исследованию коэффициента μ посвящено большое количество работ, в которых осуществлялся различный подход для определения μ. Так, например, проф. Стодола рассматривал лишь относительное вихревое движение. Б. Экк при определении μ учел, кроме того, влияние центробежных сил в поперечном направлении. Теоретическое определение зависимости напора от числа лопаток было произведено проф. Кухарским, акад. Проскура, проф. Уваровым и Пфлейдерером [32]. Экспериментально μ определялся В. И. Дмитриевским.

Из формулы (6.36) следует, что зависимость коэффициента μ от β_2' протекает симметрично относительно точки $\beta_2'=90°$ (радиальные лопатки). Однако теоретические исследования [27] показывают, что угол отставания у реактивного колеса ($\beta_2'<90°$) всегда меньше, чем у активного ($\beta_2'>90°$) вследствие уменьшенной нагрузки на лопатку. Следовательно, при одинаковых диаметрах, числе лопаток и режимах работы значение коэффициента μ для реактивного колеса существенно выше, чем для активного. Экспериментальные значения μ для колеса с радиальными лопатками [13] даны в табл. 6.2.

Таблица 6.2

z	2	4	7	10	14	16
μ	0,52	0,67	0,77	0,82	0,87	0,89

Для подсчета коэффициента μ в случае радиальных лопаток может быть рекомендована формула [44]

$$\mu=\frac{1}{1+\frac{2}{3}\frac{\pi}{z}\frac{1}{1-\left(\frac{(r_{ср})}{r_2}\right)^2}} \qquad (6.37)$$

где z — число лопаток;

$r_{ср}$ — средний радиус входа.

На рис. 6.17 приведен график значений коэффициента μ, подсчитанного по формуле (6.37) для различного числа лопаток в зависимости от относительной длины лопаток $r_{ср}/r_2$. Как видно из графика, коэффициент μ растет с увеличением числа и относительной длины лопаток. Это соответствует приведенным выше объяснениям причин отклонения потока на выходе из колеса. Чем меньше длина и чем больше относительная ширина межлопаточного канала колеса (т. е. чем меньше число лопаток колеса), тем больше отклонение относительной скорости воздуха на выходе из колеса от направления выходных кромок лопаток, вызванное наличием циркуляционного течения или выравниванием скоростей на выходе из колеса. Рост отклонения потока приводит, очевидно, к уменьшению коэффициента μ и теоретического напора. При отсутствии окружной составляющей на выходе теоретический напор запишется для колеса с радиальными лопатками в виде

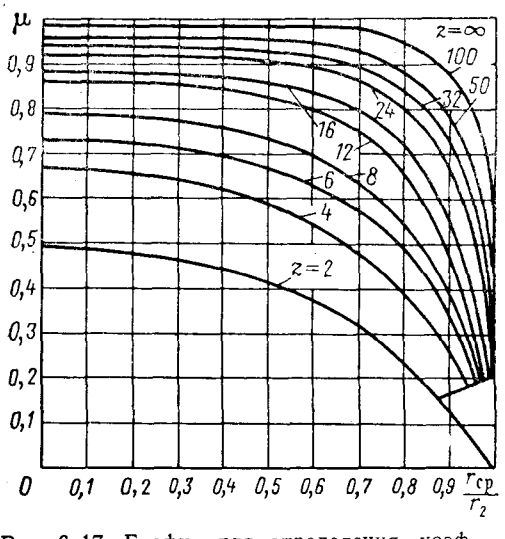


Рис. 6.17. График для определения коэффициента μ по формуле (6.37)

$$H_{th}=H_{th\infty}\mu=\mu u_2^2,$$

где $H_{th\infty}$ — соответствует бесконечному числу лопаток.

При наличии закрутки на входе получим

$$H_{th}=\mu u_2^2-\psi c_{1u}u_1=u_2^2\left(\mu-\psi\frac{c_{1u}}{u_2}\frac{D_1}{D_2}\right). \qquad (6.38)$$

Если ввести $\bar{c}_{1u}=c_{1u}/u_1$, то это уравнение будет идентично уравнению (6.20).

6.3.4. ПОТЕРИ В КОЛЕСЕ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ЗАТРАЧЕННУЮ РАБОТУ И ПАРАМЕТРЫ ВОЗДУХА ЗА КОЛЕСОМ

В соответствии с общей классификацией потерь (см. разд. 2.5) потери в колесе центробежного компрессора можно разделить на профильные, вторичные и концевые. К профильным и вторичным потерям, которые обычно рассматриваются совместно, относятся:

а) потери во вращающемся направляющем аппарате, обусловленные трением, поворотом потока и местными скачками уплотнения при сверхзвуковом обтекании;

б) потери, связанные с поворотом потока из осевого направления в радиальное;

в) потери на трение и вихревые течения в радиальной части колеса, в том числе потери от вихреобразований, обусловленные перетеканием воздуха через торцовые поверхности лопаток в зазоре между лопатками и корпусом (при открытом или полуоткрытом колесе).

К концевым потерям в центробежном колесе относятся потери от перетекания воздуха через боковые зазоры и от трения диска.

В отличие от осевых машин, в центробежном компрессоре эти потери рассматривают совместно.

6.3.4.1. Профильные и вторичные потери

Эти потери во вращающемся направляющем аппарате принято определять по соотношению

$$L_{R\,\text{н.а}}=\xi_1\frac{w_1^2}{2}, \qquad (6.39)$$

где w_1 — относительная скорость на диаметре D_1.

Как правило, значение w_1 — наибольшее.

Для расчетного режима можно принимать $\xi_1=0{,}20—0{,}3$.

Следует отметить, что значение ξ_1 для расчетного режима должно являться функцией числа $\widetilde{M}_1$, угла атаки на входе в направляющий аппарат угла поворота потока и связанной с ним диффузорности канала ВНА. В частности, значение ξ_1 вблизи нижней границы указанных значений соответствует более умеренным числам $\widetilde{M}_1=0{,}8\div0{,}85$ при нормальных углах уширения канала. Однако в связи со специфическими особенностями ВНА центробежных компрессоров требуются экспериментальные исследования для определения ξ_1 применительно к конкретным условиям и, в частности, при наличии на выходе радиальных лопаток.

Потери, связанные с поворотом потока из осевого направления в радиальное, определяют по формуле

$$L_{R\,\text{к}}=\xi_2\frac{c_{1a}^2}{2}. \qquad (6.40)$$

Эта формула соответствует предположению, что относительная скорость после поворота равна абсолютной осевой скорости на входе в рабочее колесо. Если осевая скорость на входе является переменной по радиусу, то в уравнении (6.40) берется на диаметре D_1.

В соответствии с опытными данными принимают

$$\xi_2 = 0{,}1 \div 0{,}15.$$

Потери, обусловленные трением и вихревыми течениями в радиальной части колес, принято, как относительно небольшие, включать в $L_{R\,к}$; следовательно, коэффициент ξ_2 оценивает и эти потери. Однако при некоторых условиях потери, связанные с вихреобразованием, могут возрасти. В колесе полуоткрытого типа (см. рис. 6.9) эти потери возникают в основном из-за перетеканий воздуха поперек лопаток со стороны с высоким давлением на сторону с низким давлением. При недостаточном числе лопаток или при малом отношении c_{2r}/u_2 в межлопаточном канале могут и на расчетном режиме возникнуть обратные перетекания, обусловленные тем, что циркуляционная скорость w будет больше радиальной скорости (рис. 6.18).

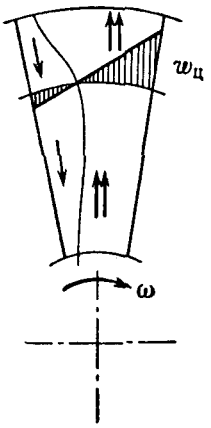


Рис. 6.18. Обратные течения в колесе центробежного компрессора

Такое перетекание приводит к образованию вихревых полостей в канале и к резкому увеличению гидравлических потерь. Отрыву потока от лопатки соответствует значению $w_0 \leqslant 0$ в уравнении (6.35).

Следовательно, условием безотрывного обтекания является

$$\frac{w_{ср}}{u} \geqslant \frac{2\pi}{z}.$$

Для внешнего радиуса r_2 (где $u = u_2$, $w_{ср} = w_{2r}$) получаем

$$\frac{w_{2r}}{u_2} \geqslant \frac{2\pi}{z} \text{ или } \frac{c_{2r}}{u_2} \geqslant \frac{2\pi}{z}.$$

Соответственно определяется минимальное число лопаток рабочего колеса, при котором не должен происходить отрыв потока:

$$z_0 \geqslant 2\pi \frac{u_2}{w_{2r}}.$$

В колесе с радиальными лопатками относительные скорости $w_{2ср}$ или w_{2r} соответствуют средней радиальной скорости, определяющейся из расхода воздуха. Поскольку на выходе из рабочего колеса направление относительной скорости отклоняется от направления лопаток, то радиальная составляющая выразится в виде (см. рис. 6.16)

$$w_{2r} = \frac{c_{2u}}{\operatorname{ctg} \alpha_2} = \frac{\mu u_2}{\operatorname{ctg} \alpha_2}. \qquad (6.41)$$

Следовательно,

$$z_0 \geqslant 2\pi \frac{\operatorname{ctg} \alpha_2}{\mu}. \qquad (6.42)$$

Так как $\mu = f(z)$, то вычисление z_0 по формуле (6.42) должно производиться последовательным приближением. Так, например, для реального диапазона углов $\alpha_2 = 16° — 25°$ и $r_{ср}/r_2 = 0{,}4$, воспользовавшись рис. 6.17, получим

$$z_0 = 24 \div 16.$$

В выполненных газотурбинных двигателях с центробежными (или осецентробежными) компрессорами число лопаток находится в пределах $z = 16 \div 29$, что близко к полученному диапазону значений z_0. При этом меньшие числа лопаток ($z = 16 \div 19$), как правило, относятся к ком-

прессорам с относительно небольшим расходом воздуха ($G=1{,}5$—$4{,}0$ *кг/сек*) и диаметром, так как применение в них большого числа лопаток вызывает вредное загромождение входного сечения. В отдельных случаях встречаются конструкции, где $z>29$ даже при сравнительно малых расходах воздуха, но по причинам, отличным от рассмотренных выше при выводе уравнений (6.41) и (6.42). Так, например, колесо центробежной ступени в двигателе Даймлер-Бенц [54] с расходом воздуха $G\approx 6$ *кг/сек* вначале имело 17 лопаток, но при этом наблюдался отрыв пограничного слоя в месте перехода от ВНА к рабочему колесу, что объяснялось в основном неудовлетворительной работой диффузорных каналов ВНА. На рис. 6.19 показано изменение расчетного статического давления в центре канала колеса и измеренного вдоль наружной стенки канала по всей его длине.

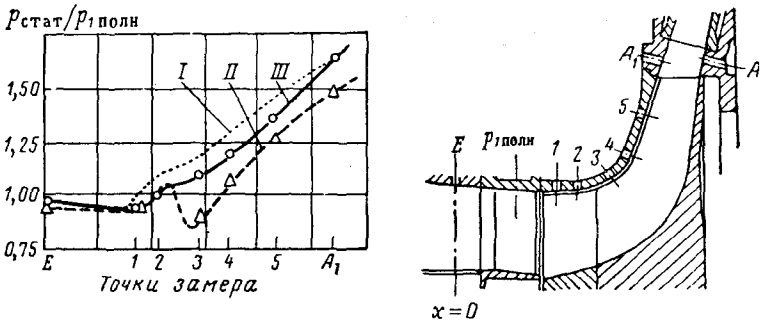


Рис. 6.19. Изменение статического давления в канале колеса центробежного компрессора:

I — расчетное в центре канала; II — колесо с 17 лопатками; III — колесо с 34 лопатками

На рис. 6.19 отчетливо видно местное падение измеренного давления, обусловленное срывом пограничного слоя в зоне перехода с ВНА на колесо для компрессора с 17 лопатками (пунктир). При переходе к колесу с 34 лопатками падение давления почти полностью преодолено. При этом в ВНА дополнительные лопатки были на входе укорочены, чтобы избежать сильного загромождения входного сечения.

Так как $w_{2r}=c_{2r}$, то из уравнения (6.41) получаем

$$\frac{c_{2r}}{u_2}=\frac{\mu}{1+\operatorname{ctg}\alpha_2}.$$

Для указанного выше диапазона углов α_2 и значений $z_0=24\div 16$ получаем $c_{2r}/u_2=0{,}26$—$0{,}4$.

Обычно принимают, что $c_{2r}\simeq c_{1a}$, и поэтому указанное отношение характеризует производительность компрессора по входу. Таким образом, компрессор с меньшей производительностью требует применения большего числа лопаток, чтобы обеспечить отсутствие отрыва. Однако при выборе числа лопаток все же определяющим является получение более высокого коэффициента напора, в связи с чем и при больших отношениях c_{2r}/u_2 применяют большое число лопаток, если этому не препятствуют другие соображения (загромождение входа, усложнение технологии, удорожание и др.).

6.3.4.2. Концевые потери

Концевые потери представляют собой сложное сочетание потерь, обусловленных перетеканием воздуха из диффузора через зазоры между колесом и корпусом, и потерь на трение диска. На рис. 6.20 дана кри-

вая радиальных составляющих c_r абсолютной скорости воздуха после выхода его из колеса на разных точках по ширине канала. Как видно, около стенок $c_r<0$. Следовательно, воздух движется к центру колеса. Чем больше зазор между колесом и стенкой корпуса, тем интенсивнее обратное перетекание воздуха.

Затрата дополнительной мощности в связи с перетеканием воздуха ($L_з$) и из-за трения диска (L_f) имеет различную физическую природу, но эти оба процесса связаны между собой. В частности, перетекающий по зазору воздух приводится во вращение колесом вследствие трения. Однако в центробежном компрессоре потери L_f относительно значительно больше, нежели в компрессоре осевом. Поэтому можно считать оправданным, когда в теории и расчетах центробежных компрессоров потери $L_з$ условно включаются в работу трения диска L_f. В связи с этим полная работа, затрачиваемая на вращение колеса, запишется в виде

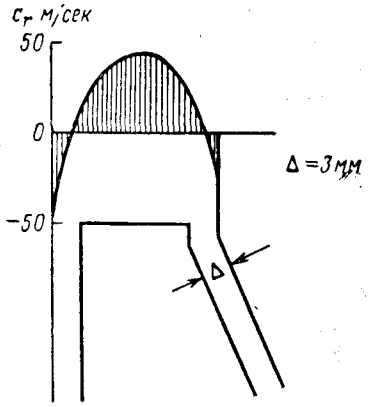


Рис. 6.20. Кривая радиальных составляющих c_r абсолютной скорости воздуха после выхода его из колеса

$$H_к = H_{th} + L_f.$$

Работа трения вычисляется исходя из мощности трения гладкого диска, вращающегося в неподвижном корпусе, и расхода воздуха через колесо.

Мощность трения определяется следующим образом.

Сила трения, действующая на элементарное кольцо поверхности диска $dF=2\pi r dr$, равна

$$dR = \zeta \frac{\gamma}{2} u^2 2\pi r dr = \pi\zeta\gamma\omega^2 r^3 dr \ н,$$

где ζ — коэффициент трения;
γ — плотность воздуха;
u — окружная скорость на радиусе r;
ω — угловая скорость диска.

Момент от трения всего диска (с двух сторон) равен

$$M_f = 2\int_0^{r_2} r dR = 2\pi\zeta\omega^2\gamma_{ср}\int_0^{r_2} r^4 dr = 2\pi\zeta\omega^2\gamma_{ср}\frac{r_2^5}{5} \ дж,$$

где $\gamma_{ср}$ — некоторое среднее значение плотности.

Мощность трения диска равна

$$N_f = \frac{M_f\omega}{10^3} = \frac{2\pi}{10^3}\zeta\omega^3\gamma_{ср}\frac{r_2^5}{5} = \frac{\pi\zeta}{10^4}\gamma_{ср}u_2^3 D_2^2 \ квт.$$

Обычно это уравнение записывают в виде

$$N_f = 10^{-6}\beta\gamma_2 u_2^3 D_2^2,$$

где

$$\beta = \frac{\pi\zeta\gamma_{ср}}{10^2\gamma_2}.$$

Следовательно, работа трения диска выразится уравнением

$$L_f = \frac{10^3 N_f}{G_в} = \frac{\beta}{10^3} \frac{\gamma_2 u_2^3 D_2^2}{G_в} \quad дж/кг. \tag{6.43}$$

Часто L_f выражают в виде

$$L_f = \alpha u_2^2, \tag{6.44}$$

где

$$\alpha = \frac{\beta}{10^3} \frac{\gamma_2 u_2 D_2^2}{G_в}.$$

Безразмерный коэффициент β есть функция числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = u_2 D_2 \gamma_2 / \mu_2$ [33]. Однако значения β, приводимые из экспериментов для гладких дисков в зависимости от числа Re, не согласуются с данными для колес центробежных компрессоров, тем более что коэффициент β должен учитывать еще дополнительные потери мощности от перетеканий. Опыт дает различные значения для коэффициента β. Для закрытых колес его можно брать равным 1,0—1,5; для полузакрытых 2,0—3,0.

Выразив $G_в$ в виде

$$G_в = \pi D_2 b_2 \gamma_2 c_{2r},$$

получим

$$\alpha = \frac{\beta}{10^3} \frac{1}{\pi \frac{b_2}{D_2} \frac{c_{2r}}{u_2}} \approx \frac{\beta}{10^3} \frac{1}{\pi \frac{b_2}{D_2} \frac{c_{1a}}{u_2}}. \tag{6.45}$$

Из выражений (6.43), (6.44) и (6.45) следует, что коэффициент α и, следовательно, относительные потери на трение диска уменьшаются с ростом производительности, характеризующейся отношением c_{1a}/u_2, и с уменьшением диаметра при заданном расходе и окружной скорости, так как в этом случае увеличивается отношение b_2/D_2. Работа трения диска L_f и, следовательно, коэффициент $\alpha = L_f/u_2^2$ уменьшаются при применении двухстороннего колеса в связи с тем, что при тех же размерах увеличивается расход воздуха через колесо. Используя выражение L_f через коэффициент α и уравнение (6.38) для теоретического напора получим полную работу, затрачиваемую на вращение колеса центробежного компрессора, в виде

$$H_к = u_2^2 (\mu + \alpha) - \psi \frac{c_{1u}}{u_2} \frac{D_1}{D_2}. \tag{6.46}$$

Температура торможения на выходе из колеса определится из уравнения энергии:

$$T_2^* = T_1^* + \frac{H_к}{\frac{k}{k-1} R}.$$

Статическая температура

$$T_2 = T_2^* - \frac{c_2^2}{2 \frac{k}{k-1} R}, \tag{6.47}$$

где

$$c_2^2 = c_{2u}^2 + c_{2r}^2 = \mu^2 u_2^2 + c_{2r}^2.$$

Статическое давление и плотность на выходе из колеса можно определить с помощью показателя политропы сжатия в колесе $n_к$:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{n_к}{n_к - 1}}; \qquad \gamma_2 = \gamma_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{n_к - 1}}.$$

Величина показателя политропы $n_к$ определится из уравнения (3.14). Применительно к рассматриваемому случаю это уравнение запишется в виде

$$\frac{n_к}{n_к - 1} = \frac{k}{k-1}\left(1 - \frac{L_f + \sum L_{R\,к}}{\frac{k}{k-1} R\Delta T}\right), \tag{6.48}$$

где $\Sigma L_{R\,к}$ — сумма профильных и вторичных потерь в колесе.

Повышение статических температур ΔT заменим выражением

$$\Delta T = \frac{k-1}{kR}\left(H_к - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}\right) = \frac{k-1}{kR} u_2^2 \left(\mu + \alpha - \psi \frac{c_{1u}}{u_2}\frac{D_1}{D_2} - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2u_2^2}\right).$$

Приняв $c_{2r} \approx c_{1a}$, можем член $(c_2^2 - c_1^2)/2u_2^2$ написать в виде

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2u_2^2} = \frac{\mu^2}{2} - \frac{1}{2}\left(\frac{c_{1u\,ср}}{u_2}\right)^2.$$

Следовательно,

$$\Delta T = \frac{k-1}{kR} u_2^2 \left[\mu + \alpha - \frac{\mu^2}{2} + \frac{1}{2}\left(\frac{c_{1u\,ср}}{u_2}\right)^2 - \psi \frac{c_{1u}}{u_2}\frac{D_1}{D_2}\right]. \tag{6.49}$$

Подставляя эти выражения в уравнение (6.48), получим после преобразований

$$\frac{n_к}{n_к - 1} = \frac{k}{k-1}\left[\frac{\mu - \frac{\mu^2}{2} + \frac{1}{2}\left(\frac{c_{1u\,ср}}{u_2}\right)^2 - \psi \frac{c_{1u}}{u_2}\frac{D_1}{D_2} - \sum \bar{L}_{R\,к}}{\mu - \frac{\mu}{2} + \frac{1}{2}\left(\frac{c_{1u\,ср}}{u_2}\right)^2 - \psi \frac{c_{1u}}{u_2}\frac{D_1}{D_2} + \alpha}\right], \tag{6.50}$$

где

$$\sum \bar{L}_{R\,к} = \frac{\sum L_{R\,к}}{u_2^2}.$$

При отсутствии закрутки на входе уравнение (6.50) упрощается:

$$\frac{n_к}{n_к - 1} = \frac{k}{k-1} \frac{\mu - \frac{\mu^2}{2} - \sum \bar{L}_{R\,к}}{\mu - \frac{\mu^2}{2} + \alpha}. \tag{6.51}$$

После вычисления статического давления за колесом может быть определено полное давление p_2^* по обычному газодинамическому соотношению:

$$p_2^* = \frac{p_2}{1 - \frac{k-1}{k}\lambda_2^2},$$

где

$$\lambda_2 = \frac{c_2}{a_{кр2}}.$$

К.п.д. колеса компрессора выражается отношением

$$\eta_{р.к}=\frac{H^*_{ад.р.к}}{H_к},$$

где $H^*_{ад\,р.к}$ подсчитывается с помощью полного давления за колесом.

К.п.д. компрессора в целом запишется в виде

$$\eta^*_к=\frac{H^*_{ад}}{H_к},$$

где $H^*_{ад}$ подсчитывается с использованием полного давления на выходе из компрессора, т. е. с учетом потерь в диффузоре и в выходном устройстве. Поэтому

$$\eta^*_к<\eta^*_{р\,к}.$$

Записывая $H^*_{ад}$ в виде $H^*_{ад}=u_2^2\overline{H}$ и заменяя $H_к$ из уравнения (6.46), получим соотношение

$$\frac{\overline{H}}{\eta^*_к}=\left(\mu+\alpha-\psi\frac{c_{1u}}{u_2}\frac{D_1}{D_2}\right). \qquad (6.52)$$

Это соотношение показывает, что коэффициент напора и к.п.д. не могут приниматься независимо друг от друга, что и должно учитываться в расчетах. В выполненных компрессорах отношение $\overline{H}/\eta^*_к$ находится в пределах 0,85—1,1. При этом более низкие цифры соответствуют компрессорам с закруткой потока на входе и высоким к.п.д. Верхняя граница относится к компрессорам без закрутки потока и с относительно малой производительностью (c_{1a}/u_2), что приводит к повышенным значениям α и более низким к.п.д. В компрессорах без закрутки, но с достаточно высоким к.п.д., большим числом лопаток и высокой производительностью отношение $\overline{H}/\eta^*_к=0{,}95\div1{,}0$.

Коэффициент напора мало зависит от работы трения диска и, следовательно, коэффициента α. Легко показать, что коэффициент напора можно записать в виде

$$\overline{H}=\frac{1}{\chi}\left(\mu-\frac{\sum L_R}{u_2^2}\right),$$

где ΣL_R — сумма всех потерь в колесе и в диффузоре без работы трения диска L_f [см. формулу (8.11)].

Таким образом, L_f не входит непосредственно в число потерь, определяющих коэффициент напора $\overline{H}$, а влияет только косвенно через коэффициент $1/\chi$, зависящий от показателя политропы.

Коэффициент же полезного действия непосредственно зависит от работы трения диска L_f, выраженной через коэффициент α:

$$\eta^*_к=\frac{\frac{1}{\chi}\left(\mu-\frac{\sum L_R}{u_2^2}\right)}{\mu+\alpha}.$$

6.3.5. ВЫБОР ОКРУЖНОЙ СКОРОСТИ И ОТНОШЕНИЯ D_1/D_2

В центробежных компрессорах окружную скорость колеса при заданном адиабатическом напоре по заторможенным параметрам принято определять с помощью коэффициента адиабатического напора

$$\overline{H}=\frac{H^*_{ад}}{u_2^2}.$$

Следовательно,

$$u_2 = \sqrt{\frac{H^*_{ад}}{\overline{H}}}. \qquad (6.53)$$

Для колес с радиальными лопатками коэффициент напора находится в пределах $\overline{H} \simeq 0{,}65 \div 0{,}75$.

Величина $\overline{H}$ и окружная скорость зависят от наличия окружной составляющей скорости (закрутки потока) на входе в рабочее колесо. Связь между окружными скоростями колеса при наличии и отсутствии закрутки можно получить следующим путем. Адиабатическую работу сжатия для случая, когда имеется закрутка потока перед колесом, можно записать в виде

$$H^*_{ад} = H_к \eta^*_к = (H_{th} + L_f)\,\eta^*_к,$$

или

$$H^*_{ад} = u_2^2(\mu + \alpha)\,\eta^*_к - \psi c_{1u} u_1 \eta^*_к.$$

В случае отсутствия закрутки потока перед колесом получим

$$H^*_{ад} = (u_2')^2\,(\mu' + \alpha')\,\eta^{*'}_к.$$

Так как рассматривается расчетный режим, когда $H^*_{ад}$ в обоих случаях одинаково, то, приравнивая правые части, получим

$$u_2^2(\mu + \alpha)\,\eta^*_к = (u_2')^2(\mu' + \alpha')\,\eta^{*'}_к + \psi c_{1u} u_1 \eta^*_к.$$

Значения μ и α практически от закрутки не зависят, поэтому можно принять

$$\mu + \alpha = \mu' + \alpha' = \frac{\overline{H}'}{\eta^{*'}_к}.$$

Тогда получим

$$u_2 = \sqrt{(u_2')^2 \frac{\eta^{*'}_к}{\eta^*_к} + \psi \frac{c_{1u} u_1}{\overline{H}_1}\,\eta^{*'}_к}.$$

Если допустить, что $\eta^{*'}_к \cong \eta^*_к$, то будем иметь

$$u_2 = \sqrt{(u_2')^2 + \psi \frac{c_{1u} u_1}{\overline{H}'}\,\eta^*_к}. \qquad (6.54)$$

Новой окружной скорости соответствует коэффициент напора

$$\overline{H} = \frac{H^*_{ад}}{u_2^2}.$$

Следует отметить некоторую условность предположений, принятых при выводе уравнения (6.54). В действительности при отсутствии закрутки числа $\widetilde{M}_1$ и потери должны быть больше, что вызовет снижение к.п.д. Равные же числа $\widetilde{M}_1$ при отсутствии и наличии закрутки возможны, если в первом случае будет принята пониженная производительность c_{1a}/u_2 или $\overline{G}_к$, что при требующейся окружной скорости приведет к увеличению входного диаметра D_1, а также диаметра колеса D_2 и к увеличению L_f и α. Несмотря на отмеченную условность, применение формулы (6.54) полезно, так как позволяет в первом приближении определить окружную скорость компрессора при наличии закрутки потока и затем произвести уточненный расчет. Окружная скорость и производительность компрессора определяют оптимальное значение D_1/D_2, при котором потери в колесе будут минимальны. При заданной окружной

скорости производительность центробежного компрессора (по входу) может характеризоваться отношением c_{1a}/u_2. Одновременно по аналогии с осевым компрессором целесообразно применять коэффициент производительности по параметрам на среднем диаметре входа:

$$\overline{G}_{\text{к}}=q(\lambda_1)_{\text{ср}}(1-\overline{d}^2)\sin\alpha_{1\text{ср}}.$$

В дальнейшем коэффициент производительности будет определяться и по параметрам, соответствующим диаметру D_1. Обозначая этот коэффициент производительности индексом R, можем написать

$$\overline{G}_{\text{к}\,R}=\overline{G}_{\text{к}}\frac{q(\lambda_1)\sin\alpha_1}{q(\lambda_1)_{\text{ср}}\sin\alpha_{1\text{ср}}}. \qquad (6.55)$$

В частном случае, когда отсутствует закрутка потока на входе и входной патрубок не коленообразный, параметры воздуха по радиусу входа (λ_1, α_1) будут одинаковыми и $\overline{G}_{\text{к}\,R}=\overline{G}_{\text{к}}$.

Значение коэффициента производительности можно брать в пределах 0,6—0,65.

Используя уравнения (6.39) и (6.40) и учитывая, что $w_1^2=c_{1a}^2+(u_1-c_{1u})^2$, запишем суммарные потери в колесе в виде

$$\sum L_{\text{R к}}=\xi_1\frac{c_{1a}^2}{2}+\xi_1\frac{(u_1-c_{1u})^2}{2}+\xi_2\frac{c_{1a}^2}{2}.$$

Разделив обе части уравнения на u_2^2 и заменив $c_{1u}=c_{1a}\operatorname{ctg}\alpha_1$, будем иметь

$$\frac{\sum L_{R\,\text{к}}}{u_2^2}=\sum\overline{L}_{R\,\text{к}}=\frac{1}{2}\left(\frac{c_{1a}}{u_2}\right)^2(\xi_1+\xi_2+\xi_1\operatorname{ctg}^2\alpha_1)-$$
$$-\xi_1\frac{u_1}{u_2}\frac{c_{1a}}{u_2}\operatorname{ctg}\alpha_1+\frac{\xi_1}{2}\left(\frac{u_1}{u_2}\right)^2. \qquad (6.56)$$

Исходя из уравнения расхода через входное сечение

$$G=F_1\psi_1c_{1a}=\frac{\pi D_1^2}{4}(1-\overline{d}^2)\gamma_1c_{1a},$$

заменим c_{1a}/u_2 следующим выражением:

$$\frac{c_{1a}}{u_2}=\frac{G}{\frac{\gamma_1\pi D_1^2}{4}(1-\overline{d}^2)\frac{\pi D_2 n}{60}K_G}=\frac{V}{\frac{\pi^2}{240}\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2nD_2^3K_G(1-\overline{d}^2)},$$

где K_G — коэффициент, учитывающий неравномерность поля осевых скоростей и плотности по радиусу входа и влияние пограничного слоя на наружной и внутренней стенках;

G и V — массовый и объемный расход воздуха в 1 *сек* на входе.

В данном случае коэффициент K_G соответствует условию, когда расход определяется по значениям осевой скорости c_{1a} и плотности γ_1 на диаметре D_1, а не на среднем диаметре. Обозначим $\frac{V}{nD_2^3}=q$ и $\frac{\pi_2}{240}K_G(1-\overline{d}^2)=m$. Тогда

$$\frac{c_{1a}}{u_2}=\frac{q}{m\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2}.$$

Подставляя это выражение в уравнение (6.56) и заменяя в нем отношение u_1/u_2 через D_1/D_2, возьмем производную от $\Sigma\overline{L}_{R\,\text{к}}$ по D_1/D_2,

предполагая, что q, m, α_1, ξ_1 и ξ_2 являются постоянными, и приравняем ее нулю. Тогда после преобразований получим

$$\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^3_{\text{опт}} = \frac{q}{m}\left[\sqrt{\left(\frac{\operatorname{ctg}\alpha_1}{2}\right)^2 + 2\left(1+\operatorname{ctg}^2\alpha_1+\frac{\xi_2}{\xi_1}\right)} - \frac{\operatorname{ctg}\alpha_1}{2}\right]. \quad (6.57)$$

Выразим q через коэффициент производительности:

$$q = \frac{V}{nD_2^3} = \frac{F_1 c_1 \sin\alpha_1 \gamma_1 K_G}{nD_2^3\gamma_1} =$$

$$= \frac{\pi D_1^2(1-\bar{d}^2)\, q(\lambda_1)\sin\alpha_1\gamma_{\text{кр}}a_{\text{кр}}K_G}{4\dfrac{60u_2}{\pi D_2} D_2^3\gamma_1},$$

или

$$q = \frac{\dfrac{\pi^2}{240} K_G \bar{G}_{\text{к}\,R}\gamma_{\text{кр}}a_{\text{кр}}}{u_2\gamma_1}\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2.$$

Подставляя полученное выражение для q в уравнение (6.57) и заменяя коэффициент m его выражением через K_G и $\bar{d}$, а γ_1 и $\gamma_{\text{кр}}$ через γ^* и $\varepsilon(\lambda_1)$, будем иметь

$$\left(\frac{D_1}{D_2}\right)_{\text{опт}} = \frac{\left(\dfrac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \bar{G}_{\text{к}\,R}a_{\text{кр}}}{u_2\varepsilon(\lambda_1)(1-\bar{d}^2)} \times$$

$$\times\left[\sqrt{\left(\frac{\operatorname{ctg}\alpha_1}{2}\right)^2 + 2\left(1+\operatorname{ctg}^2\alpha_1+\frac{\xi_2}{\xi_1}\right)} - \frac{\operatorname{ctg}\alpha_1}{2}\right]. \quad (6.58)$$

Таким образом, оптимальное отношение D_1/D_2 пропорционально коэффициенту производительности и обратно пропорционально окружной скорости. В уравнении (6.58) можно использовать коэффициент производительности по параметрам на среднем диаметре, если заменить $\bar{G}_{\text{к}\,R}$ выражением (6.55). При углах $\alpha_{1\,\text{ср}} \geqslant 75°$ значение коэффициента производительности $\bar{G}_{\text{к}\,R}$ весьма мало отличается от $\bar{G}_{\text{к}}$.

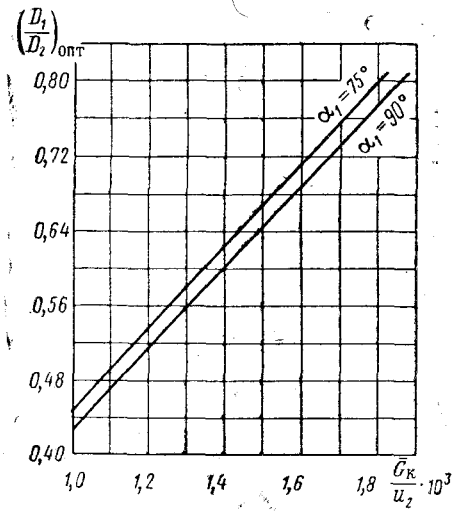


Рис. 6.21. Изменение $(D_1/D_2)_{\text{опт}}$ в зависимости от $\bar{G}_{\text{к}}/u_2$

На рис. 6.21 показано изменение $(D_1/D_2)_{\text{опт}}$ в зависимости от отношения $\bar{G}_{\text{к}}/u_2$ при различных углах α_1. При расчетах принято $\xi_1=0{,}3$, $\xi_2=0{,}15$, $\bar{d}=0{,}35$, $a_{\text{кр}}=310$ *м/сек*, $\varepsilon(\lambda_1)=0{,}9$ и $k=1{,}4$.

Входной диаметр колеса D_1 может быть вычислен по формуле, ранее применявшейся для определения диаметра колеса осевого компрессора:

$$D_1 = \sqrt{\frac{4G_{\text{в}}\sqrt{T_{\text{н}}^*}}{\pi s_{\text{в}} p_{\text{в}}^* \bar{G}_{\text{к}} K_G}}.$$

Известные значения D_1/D_2 и D_1 определяют наружный диаметр колеса D_2.

Поскольку известна окружная скорость u_2 на внешнем диаметре, то могут быть найдены окружная скорость u_1 на диаметре D_1 и число оборотов.

В двухстороннем колесе расход для каждой стороны составляет половину исходного расхода и поэтому из уравнения (6. 58) следует, что при том же $\bar{G}_к$ отношение $D_{1дв}/D_{1одн}=\sqrt{0{,}5}=0{,}707$. Если при этом сохранится также и отношение D_1/D_2, то и $D_{2дв}/D_{2одн}=0{,}707$.

6. 3. 6. ПРОФИЛИРОВАНИЕ КАНАЛА КОЛЕСА

Профилирование канала колеса имеет целью обеспечить на расчетном режиме минимальные потери в нем, а значит в первую очередь не допускать срывов потока в ВНА, в зоне поворота потока из осевого направления в радиальное и у передних поверхностей лопаток колеса. Для этого необходимо выбрать закон изменения проходных сечений, исключающий наличие местных расширений и сужений, и рациональное число лопаток. Определение необходимых сечений в общем случае затруднительно в связи с тем, что параметры потока в относительном движении в колесе, т. е. скорости, температуры и плотности, зависят от трех координат.

Имеется ряд упрощенных методов определения сечений канала колеса центробежного компрессора [32], [50], [24], [26]. Рассмотрим один из них, характеризующийся тем, что он аналогичен рассмотренному выше методу расчета входного патрубка. С этой целью поток в колесе осредняем и, рассматривая в относительном движении осесимметричный двухмерный поток, используем уравнение (2. 104). В этом случае также требуется построить линии тока и нормали, подобные показанным на рис. 6. 3. Отличие от входного патрубка будет состоять в том, что поток в канале колеса, по сравнению с рис. 6. 3, имеет противоположное направление и при применении радиальных лопаток окружная составляющая относительной скорости вдоль меридиональной линии тока равна нулю. При $w_u=0$ из уравнения (2. 104) получим *)

$$w_m = w_{m_0} e^{-\int_0^n \frac{dn}{R_m}}, \qquad (6.59)$$

где w_{m_0} — меридиональная составляющая скорости у внутренней стенки колеса.

Уравнение (6. 59) совпадает с уравнением (6. 8), полученным выше для входного патрубка. Принципиально таким же должно быть и его решение. В частности, скорость w_{m_0} подбирается путем последовательных приближений так, чтобы в результате расчетов получить заданный расход в каждом сечении колеса. Для определения w_{m_0} может быть использовано уравнение (6. 11), которое с учетом условия $w_u=0$ примет вид

$$W_{m_0} = \frac{G}{\int_0^n 2\pi\gamma r A dn}, \qquad (6.60)$$

где

$$A = e^{-\int_0^n \frac{dn}{R_m}}.$$

*) В уравнениях (6. 59)—(6. 64) для общности с уравнениями (6. 8)—(6. 11) скорости в колесе имеют индекс m, так как только часть из них направлены по радиусу.

Для определения величины A в качестве первого приближения можно принять, что кривизна $1/R_m$ линий тока вдоль нормалей изменяется линейно, и тогда справедливы будут уравнения (6.13)—(6.15). Плотность воздуха в различных сечениях может вычисляться с помощью уравнений

$$\gamma=\gamma_{1\text{ср}}\left(\frac{T}{T_{1\text{ср}}}\right)^{\frac{1}{n_\text{к}-1}}; \tag{6.61}$$

$$T=T_{1\text{ср}}+\frac{k-1}{kR}\,\frac{w_{1\text{ср}}^2-w_m^2}{2}+\frac{k-1}{kR}\,\frac{u^2-u_{1\text{ср}}^2}{2}, \tag{6.62}$$

где γ, T и w_m — плотность, температура и относительная скорость воздуха в рассматриваемой точке потока;

$\gamma_{1\text{ср}}$, $T_{1\text{ср}}$ и $w_{1\text{ср}}$ — плотность, температура и относительная скорость потока перед колесом (на среднем радиусе входа);

u и $u_{1\text{ср}}$ — окружная скорость колеса на текущем радиусе и на среднем радиусе входа;

$n_\text{к}$ — средний показатель политропы, определяемый по уравнению (6.50).

Так как согласно уравнению (6.59) $w_m=w_{m_0}A$, то γ должно определиться в процессе последовательного приближения при решении уравнения (6.60), в результате чего становятся известными значения w_{m_0}, w_m и γ для точек пересечения каждой нормали с меридиональными линиями и с внутренней и наружной границами канала. При этом, как и при расчете канала входного патрубка, сначала меридиональные линии тока наносят приблизительно, исходя из первоначального очертания внешней и внутренней стенок канала и соблюдая условие, чтобы между двумя соседними меридиональными поверхностями тока проходили одинаковые расходы $\Delta G=G/i_m$, где i_m — число промежутков между меридиональными поверхностями.

Исходная ширина промежутка подбирается по уравнению

$$\Delta m=\frac{\Delta G}{2\pi r_{\text{ср}}\gamma_{\text{ср}}w_{m_{\text{ср}}}},$$

где $r_{\text{ср}}$ — радиус, соответствующий пересечению средней линии канала и данной нормали;

$\gamma_{\text{ср}}$ — средняя плотность, соответствующая $r_{\text{ср}}$ и определяемая по уравнениям (6.60) и (6.61);

$w_{m\,\text{ср}}$ — средняя скорость в сечении, соответствующем радиусу $r_{\text{ср}}$. Принимается, что $w_{m\,\text{ср}}=c_{1a\,\text{ср}}\varepsilon$, где $\varepsilon=t/(t-\Delta)$ учитывает уменьшение рассматриваемого проходного сечения с шагом лопаток t за счет их толщины Δ. В среднем можно принять $\varepsilon=1{,}04-1{,}05$.

При нанесении первоначального меридионального сечения колеса (рис. 6.22, *б*) можно использовать следующие положения: относительный диаметр втулки в сечении 1к—1к на выходе из ВНА определится из выражения;

$$\bar{d}_{1\text{к}}=\sqrt{1-\frac{4G_\text{в}}{\pi D_1^2 w_{m1\text{к}}}}. \tag{6.63}$$

При этом в первом приближении предполагается, что внешний диаметр ВНА по всей ширине остается постоянным и равным диаметру входа D_1. Плотность γ определяется с помощью уравнений (6.61) и (6.62), в которых принимается, что $u=u_{1\text{ср}}\frac{1+\bar{d}_{1\text{к}}}{1+\bar{d}_1}$, а скорость $w_m=w_{m\,1\text{к}}=c_{1a\,\text{ср}}\varepsilon$.

Внутренний контур втулки от $\bar{d}_1$ до $\bar{d}_{1к}$ предполагается прямолинейным. Высота лопатки ВНА на выходе или лопатки рабочего колеса на входе

$$h_{1к}=b_{1к}=\frac{D_1}{2}(1-\bar{d}_{1к}).$$

Ширина направляющего аппарата s_1 определяется в соответствии с рис. 6.8 по отношению $s_1=b\sin\vartheta$. Ширина колеса (без направляющего аппарата) в первом приближении может быть принята равной $s_2=(0{,}15—0{,}20)D_2^*$*).

Величина s_2 оказывает определяющее влияние на внешний ($R_{m\,к}$) и внутренний (R_{m_0}) радиусы канала. Чтобы избежать чрезмерного увеличения скорости, срывных явлений и роста потерь на внешнем радиусе

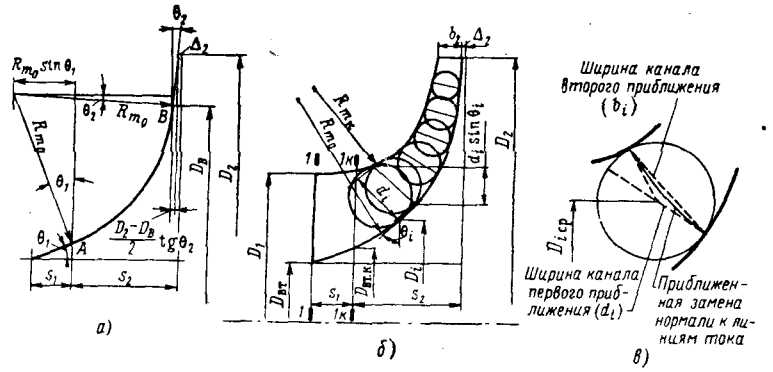


Рис. 6.22. Меридиональное сечение колеса центробежного компрессора

входа, величина $R_{m_к}$ должна быть достаточно большой, хотя это и связано с некоторым увеличением габаритов ступени вдоль оси (размер s_2).

Ширина колеса на выходе определяется по уравнению

$$b_2=\frac{G_в}{\gamma_2\pi D_2 c_{2r}},$$

где $c_{2r}=w_{2r}$ — радиальная составляющая абсолютной и относительной скорости за колесом. В выходном сечении канала колеса средняя относительная скорость

$$w_{m2}=c_{2r}\varepsilon,$$

где

$$\varepsilon=\frac{t_2}{t_2-\Delta_2}.$$

Выбор скорости w_{m2} (и c_{2r}) и принципа ее изменения вдоль канала колеса тесно связан с понятием о диффузорности потока в колесе, характеризуемым отношением w_{m2}/w_m, или диффузорностью канала колеса (F_2/F_1). Если принять, что на протяжении всего канала средняя относительная скорость $w_m=\text{const}$, то очевидно, что проходные сечения в канале колеса будут к выходу уменьшаться в соответствии с ростом плотности. Следовательно, при неизменной скорости канал будет конфузорным. Если относительная скорость будет уменьшаться в такой же степени, в какой возрастает плотность, то проходные сечения будут оставаться неизменными. При дальнейшем уменьшении скорости начнут возрастать и проходные сечения, т. е. канал будет становиться диффузор-

*) В двухстороннем колесе эти цифры соответствуют половине колеса.

ным. Увеличение диффузорности потока и сопутствующий ему рост диффузорности канала (F_2/F_1) увеличивает зону, занятую обратными токами, и снижает к.п.д. [24]. В авиационных центробежных компрессорах наиболее часто применяются колеса с постоянной скоростью $w_m \approx c_{1a}$ или с относительно небольшим уменьшением скорости (на 10÷20%), при котором каналы еще остаются конфузорными, поскольку плотность на расчетном режиме возрастает в таком колесе в 1,5—2,0 раза. Более существенное уменьшение скоростей может представлять интерес лишь для колес малых размеров, поскольку это позволяет увеличить ширину колеса (высоты лопаток) на выходе. Диффузорность потока можно характеризовать градиентом давления dp/dl или градиентом относительных скоростей dw/dl, где l — длина канала. В принципе возможно профилировать каналы так, чтобы один из этих градиентов оставался постоянным [24]. В авиационных компрессорах эти способы еще не исследовались.

Исходя из прочностных соображений угол уширения внутренней стенки диска θ_2 (рис. 6.22, *а*) принимается 5°—7°, с последующим уточнением после расчета на прочность.

Относительная толщина диска $\bar{\Delta}_2$ на диаметре D_2 составляет $\bar{\Delta}_2 = \Delta_2/D_2 = 0{,}0075 \div 0{,}01$.

Контур втулки ВНА и прямолинейная часть внутренней стенки сопрягаются окружностью с радиусом R_{m_0}. Если принять, что эта окружность касается контура втулки ВНА в крайней точке A и внутреннего контура канала колеса в точке B, находящейся на окружности с диаметром D_B, то согласно рис. 6.22, *а*

$$R_{m_0} = \left(R_{m_0} \sin\theta_1 + s_2 - \frac{D_2 - D_B}{2} \operatorname{tg}\theta_2 - \Delta_2\right) \Big/ \cos\theta_2.$$

Принимая $\cos\theta_2 \approx 1{,}0$ и $s_2 = \varkappa D_2$, получим

$$R_{m_0} = \frac{D_2\left[\varkappa - \left(1 - \frac{D_B}{D_2}\right)\frac{\operatorname{tg}\theta_2}{2} - \frac{\Delta_2}{D_2}\right]}{1 - \sin\theta_1}.$$

Как уже отмечалось, $\varkappa = 0{,}15 \div 0{,}20$ и $\Delta_2/D_2 = 0{,}0075 \div 0{,}01$.

Можно принять $D_B/D_2 = 0{,}75 \div 0{,}85$. Угол θ_1 определяется графически или с помощью соотношения

$$\operatorname{ctg}\theta_1 = \frac{2s_1}{D_1} \Big/ (\bar{d}_{1к} - \bar{d}_1).$$

Можно также принимать $\theta_1 = 10 \div 20°$. Тогда величина $D_{вт.к}$ и $\bar{d}_{1к}$ определятся при построении колеса.

Так, например, если $\varkappa = 0{,}2$; $D_B/D_2 = 0{,}75$; $\theta_1 = 15°$; $\theta_2 = 7°$; $\Delta_2 = 0{,}01$, то $R_{m_0} = 0{,}236 D_2 \cong 1{,}18 s_2$. Таким образом, ширина колеса определяет величину радиуса R_{m_0}. Внешний контур канала можно получить, проведя ряд вспомогательных окружностей, касательных к внутреннему контуру, которые одновременно должны быть касательными к внешнему контуру. Обозначим через D_i диаметр, соответствующий одной из точек касания, и через θ_i угол между вертикалью и линией, касательной к окружности с радиусом R_{m_0} (или прямолинейным участком внутренней стороны диска, где $\theta_i = \theta_2$). В качестве ширины канала (b_i), являющейся нормалью к средней скорости, можно принять в первом приближении диаметр d_i вспомогательной окружности, проведенной через точку ее

касания с внутренним контуром (рис. 6.22, *в*). Тогда диаметр d_i вспомогательной окружности определится из уравнения

$$G_{\text{в}}=\pi(D_i+d_i\sin\theta_i)\,d_i\gamma_i w_{mi}$$

или

$$d_i^2+\frac{D_i}{\sin\theta_i}\,d_i-\frac{G_{\text{в}}}{\pi\sin\theta_i\gamma_i w_{mi}}=0,$$

откуда

$$d_i=b_i=\sqrt{\left(\frac{D_i}{2\sin\theta_i}\right)^2+\frac{G_{\text{в}}}{\pi w_{mi}\gamma_i\sin\theta_i}}-\frac{D_i}{2\sin\theta_i}. \qquad (6.64)$$

Угол θ_i определяется графически.

При этих расчетах также целесообразно принимать скорость $w_{mi}=c_{1a\,\text{ср}}\varepsilon$ или изменять ее по линейному закону от $w_{1\text{ср}}$ на входе до $(0{,}85—0{,}9)w_{1\text{ср}}$ на выходе из колеса. Плотность γ_i в первом приближении можно принять равной плотности в центре предыдущей окружности или на среднем диаметре выходного сечения ВНА (для первой окружности). После нахождения d_i со значением γ_i первого приближения становится известным диаметр и окружная скорость в центре окружности d_i, после чего вычисляются вновь значения γ_i по уравнениям (6.61) и (6.62) и d_i во втором приближении, которое можно принять как окончательное.

Проведя прямую и окружность (или несколько окружностей), огибающую вспомогательные окружности с диаметрами d_i, получим внешний контур. Можно уточнить расчет, приняв в качестве ширины канала во втором приближении прямую, проведенную через точки касания вспомогательной окружности данного диаметра d_i с внешним и внутренним контурами. При этом целесообразно, сохраняя полученный канал, ограничиться лишь определением уточненной скорости w_{mi} из уравнения расхода:

$$w_{mi}=\frac{G_{\text{в}}}{\pi D_{\text{ср}\,i}\gamma_{\text{ср}\,i}\,b_i},$$

где $D_{\text{ср}\,i}$ и $\gamma_{\text{ср}\,i}$ относятся к середине новой ширины канала b_i'.

В дальнейших расчетах в полученном канале наносятся линии тока указанным выше методом, и очертания контура последовательно уточняются. При этом с достаточным приближением нормаль к линиям тока заменяют линиями, показанными на рис. 6.22, *в*.

6.4. ДИФФУЗОР ЦЕНТРОБЕЖНОГО КОМПРЕССОРА

6.4.1. НАЗНАЧЕНИЕ И РОЛЬ ДИФФУЗОРА

В диффузоре центробежного компрессора происходит преобразование кинетической энергии, имеющейся на выходе из колеса, в статическое давление. Аналогичный процесс происходит и в спрямляющем аппарате осевого компрессора, но величина преобразуемой в нем кинетической энергии существенно меньше. Вследствие этого целесообразно рассмотреть более подробно, нежели это было сделано в гл. 5, некоторые вопросы, относящиеся к диффузору.

Как уже рассматривалось, в колесе с радиальными лопатками при $z=\infty$ и $c_{1u}=0$ степень реактивности $\varrho_{\text{к}}=0{,}5$, т. е. только половина всей подведенной энергии преобразуется в колесе в статическое давление и, следовательно, остальное преобразование происходит в диффузоре.

С учетом влияния конечного числа лопаток и соотношения $c_{2u}=\mu u_2$ уравнение (6.28) для степени реактивности колеса выразится в виде

$$\rho_к = 1 - \frac{\mu}{2}.$$

Так как $\mu<1{,}0$, то $\rho_к>0{,}5$.

С другой стороны, энергия, преобразуемая в статическое давление в диффузоре, может характеризоваться степенью реактивности диффузора:

$$\rho_д = 1 - \rho_к = \frac{\mu}{2}.$$

Следовательно, отношение адиабатических работ сжатия в диффузоре и в колесе опишется выражением

$$\frac{H_{ад.д}}{H_{ад.к}} = \frac{\mu}{2-\mu}.$$

Значения этого отношения для нескольких величин μ представлены в табл. 6.3.

Таблица 6.3

μ	1	0,9	0,8	0,7
$\frac{H_{ад.д}}{H_{ад.к}}$	1	0,819	0,666	0,538

Таким образом, при всех значениях $\mu<1{,}0$ адиабатическая работа сжатия в диффузоре значительно меньше адиабатической работы сжатия в колесе. В действительном компрессоре это отношение еще меньше, так как относительные потери в диффузоре больше, чем в колесе. Диффузоры авиационных компрессоров характеризуются большими приведенными скоростями на входе λ_2, часто превышающими единицу. Величину λ_2 на выходе из рабочего колеса, являющейся одновременно приведенной скоростью на входе в диффузор, можно записать так:

$$\lambda_2 = \frac{c_2}{a_{кр}} = \frac{u_2\sqrt{\mu^2 + \bar{c}_{2r}^2}}{\sqrt{\frac{2k}{k+1}R\left[T_1^* + \frac{u_2^2(\mu+\alpha)}{\frac{k}{k-1}R}\right]}},$$

где

$$\bar{c}_{2r} = \frac{c_{2r}}{u_2}.$$

Таблица 6.4

u_2	300	350	400	450	500
λ_2	0,808	0,906	0,994	1,075	1,135

В табл. 6.4 приведены значения λ_2 в зависимости от u_2 при $\mu=0{,}9$; $\bar{c}_{2r}=0{,}3$; $T_1^*=288°$ К и $\alpha=0{,}05$.

Так как в авиационных газотурбинных двигателях часто окружная скорость $u_2>400$ *м/сек*, то и $\lambda_2>1{,}0$.

6.4.2. ПОТЕРИ В ДИФФУЗОРЕ. К. П. Д. ДИФФУЗОРА

В расширяющихся каналах источником потерь кроме трения являются колебания потока и отдельные срывы вихрей, которые предшествуют началу отрыва. Отрыв появляется, когда запас кинетической энергии частиц пограничного слоя становится настолько незначительным, что он оказывается недостаточным для преодоления того положительного градиента давлений, который образуется вдоль диффузора вследствие расширения сечений. Под действием этого градиента появляются обратные токи и образуются вихревые зоны. Описанная картина течения препятствует повышению давления и связана со значительными потерями энергии.

Представляется удобным общие потери в диффузоре разделить на потери от трения и потери на расширение, т. е. рассматривать их как сумму:

$$L_{R\,д} = L_{R\,тр} + L_{R\,расш}$$

или

$$\xi_д = \xi_{тр} + \xi_{расш},$$

где

$$\xi = \frac{L_R}{\frac{c_2^2}{2}}.$$

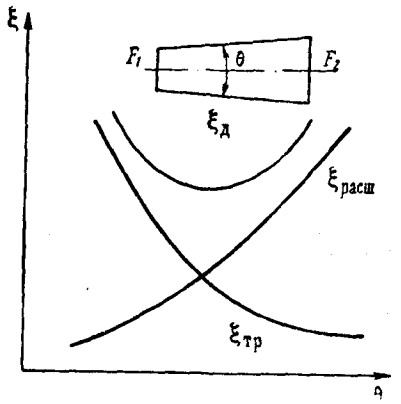


Рис. 6.23. Потери в диффузоре

На рис. 6.23 показано изменение коэффициентов потерь в зависимости от угла расширения канала при постоянной степени расширения F_2/F_1, откуда видно, что потери на трение уменьшаются с увеличением угла θ, так как при этом уменьшается длина диффузора, а потери на расширение — возрастают. Оптимальный угол θ для диффузора круглого и квадратного лежит в пределах 6°—7°, а для прямоугольного (плоского) диффузора — 10°—12°. На работу диффузора оказывает также влияние величина и неравномерность скоростей на входе.

В табл. 6.5 приведены результаты испытаний круглых диффузоров [1], показывающие зависимость коэффициента потерь $\xi_д = L_R/c_1^2/2$ от числа M_1 и угла расширения диффузора θ.

Таблица 6.5

M_1	$\xi_д$			
	$\theta=4°$	$\theta=6°$	$\theta=8°$	$\theta=10°$
0,3	0,145	0,155	0,17	0,2
0,5	0,14	0,145	0,159	0,18
0,7	0,135	0,14	0,16	0,19
0,9	0,141	0,2	0,22	0,23
0,95		0,24		

Коэффициенты потерь диффузора, приведенные в табл. 6.5, получены для случая, когда потери относятся к квадрату входной скорости. Как следует из табл. 6.5, при числах $M_1=0{,}3 \div 0{,}7$ на входе в диффузор коэффициенты потерь изменяются незначительно, наблюдается даже несущественное их снижение с увеличением M_1 до 0,5, а при $\theta=4°—6°$ и до 0.7, что можно объяснить ростом чисел Рейнольдса. При увеличении

же числа M_1 до 0,9—0,95 в диффузорах с углами $\theta = 6° \div 10°$ коэффициенты потерь заметно возрастают.

Испытываемый диффузор имел степень расширения $F_2/F_1 \approx 5{,}0$, и поэтому непосредственно использовать эти данные для расчета диффузоров центробежного компрессора не представляется возможным, так как в этих диффузорах такие большие степени расширения не применяются. Приближенно эти данные можно пересчитать на другие степени расширения, если воспользоваться эмпирической формулой для коэффициентов потерь диффузора, связанных с расширением [43]:

$$\xi_{\text{расш}} = C\left(1 - \frac{1}{\bar{f}}\right)^2 \left(\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\right)^{1,25},$$

где $\theta°$ — угол расширения диффузора;

$\bar{f} = F_2/F_1$ — степень расширения;

$C = 3{,}2 \div 6{,}4$ — коэффициент, зависящий от θ, от степени неравномерности потока на входе в диффузор и от формы канала.

Применяя эту формулу к двум диффузорам с одинаковым углом расширения, но с различными значениями $\bar{f}$ и C, получим

$$\frac{\xi_{1\,\text{расш}}}{\xi_{2\,\text{расш}}} = \frac{C_1\left(1 - \frac{1}{\bar{f}_1}\right)^2}{C_2\left(1 - \frac{1}{\bar{f}_2}\right)^2}.$$

Так как коэффициент потерь на расширение в 3—5 раз превышает по величине коэффициент потерь на трение, то это отношение можно с некоторым приближением распространить и на полный коэффициент потерь в диффузоре.

В случае применения этого пересчета при переходе от испытываемого (круглого) диффузора к лопаточному (прямоугольному) диффузору центробежного компрессора со свойственной ему неравномерностью потока на входе должно быть учтено различие в коэффициентах C, вызванное этими факторами. Для лопаточного диффузора значение C может быть принято на 35—40% больше.

Часто потери в диффузоре оценивают с помощью коэффициента полного давления $\delta_д = p_2^*/p_1^*$, где p_1^* и p_2^* полное давление на входе в диффузор и на выходе из него. Коэффициенты $\delta_д$ и $\xi_д$ могут быть связаны между собой следующим соотношением:

$$\Delta p^* = p_1^* - p_2^* = \xi_д \gamma_2^* \frac{w_2^2}{2}$$

или

$$(1 - \delta_д) = \xi_д \frac{p_2^*}{RT_2^* p_1^*} \frac{w_2^2}{2}.$$

Правую часть запишем в виде

$$\xi_д \delta_д \frac{k}{k+1} \lambda_2^2.$$

Поэтому

$$\delta_д = \frac{1}{1 + \xi_д \frac{k}{k+1} \lambda_2^2}.$$

Эффективность диффузора можно оценивать также с помощью адиабатического или политропического к.п.д.

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{\left(\int \frac{dp}{\gamma}\right)_{\text{ад}}}{\frac{c_1^2 - c_2^2}{2}}; \tag{6.65}$$

$$\eta_v = \frac{\int \frac{dp}{\gamma}}{\frac{c_1^2 - c_2^2}{2}}. \tag{6.66}$$

Величина $(c_1^2 - c_2^2)/2$ является располагаемой энергией в диффузоре, как следует из уравнения энергии:

$$\frac{c_1^2 - c_2^2}{2} = \int \frac{dp}{\gamma} + L_{R\text{д}}. \tag{6.67}$$

Так как

$$\int \frac{dp}{\gamma} = \frac{n_\text{д}}{n_\text{д} - 1} R\Delta T \quad \text{и} \quad \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} = \frac{k}{k-1} R\Delta T,$$

то

$$\eta_v = \frac{n_\text{д}}{n_\text{д} - 1} \Big/ \frac{k}{k-1}, \tag{6.68}$$

где $n_\text{д}$ — показатель политропы в диффузоре.

Если потери в диффузоре определять в виде

$$L_{R\text{д}} = \xi_\text{д} \frac{c_1^2 - c_2^2}{2}, \tag{6.69}$$

то исходя из уравнений (6.66) и (6.67) получим

$$\eta_v = 1 - \xi_\text{д}.$$

Используя выражение (6.68), получим

$$n_\text{д} = k \frac{1 - \xi_\text{д}}{1 - k\xi_\text{д}}.$$

В табл. 6.6 приведены данные, показывающие связь $\xi_\text{д}$, $n_\text{д}$ и η_v.

Таблица 6.6

$\xi_\text{д}$	0	0,2	0,25	0,43
η_v	1,0	0,8	0,75	0,57
$n_\text{д}$	k	1,56	1,615	2,0

Реальным пределам коэффициентов потерь $\xi_\text{д} = 0{,}2 \div 0{,}25$ соответствует показатель политропы $n = 1{,}5 \div 1{,}6$. Потери в диффузоре с небольшой степенью расширения могут определяться по уравнению

$$L_{R\text{д}} = \int \frac{\xi_\text{тр}}{\rho_\text{г}} \frac{c^2}{2} dl, \tag{6.70}$$

где $\xi_\text{тр} = \frac{\lambda_\text{тр}}{4}$ — коэффициент трения ($\lambda_\text{тр}$ — коэффициент сопротивления при течении в трубе), являющийся функцией числа Re и степени шероховатости [1] (см. рис. 8.3);

$\rho_\text{г}$ — гидравлический радиус;

l — длина диффузора.

Если приближенно определить $L_{R\,д}$ из уравнения (6.70), считая плотность постоянной, то для круглого диффузора, заменяя

$$\rho_г = \frac{D}{4};\ c^2 = \frac{16G_в^2}{\pi^2 D^4 \gamma^2} \quad \text{и} \quad dl = \frac{dD}{2}\operatorname{tg}\frac{\theta}{2},$$

получим [43]

$$L_{Rд} = \frac{16G_в^2\xi_{тр}}{\pi^2\gamma^2}\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\int_1^2 \frac{dD}{D^5},$$

откуда

$$L_{Rд} = \frac{\xi_{тр}}{2\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}}\left(\frac{c_1^2 - c_2^2}{2}\right).$$

Это соответствует уравнению (6.69), если принять, что

$$\xi_д = \frac{\xi_{тр}}{2\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}}.$$

Уравнение (6.70) используется в дальнейшем в основном для определения потерь в безлопаточном диффузоре, в котором степень расширения, как правило, невелика ($F_2/F_1 = 1{,}1 \div 1{,}3$) и при этом небольшие углы расширения ($\leqslant 3°$—$4°$), соответствующие эквивалентному круглому диффузору. Степень повышения статического давления в диффузоре определяется числом M на входе, степенью расширения F_2/F_1 и уровнем потерь, определяющим показатель политропы сжатия. Связь между этими величинами устанавливается уравнениями энергии и неразрывности.

Из уравнения энергии получаем

$$\frac{c_1^2 - c_2^2}{2} = \frac{k}{k-1}RT_1\left(\pi_д^{\frac{n_д - 1}{n_д}} - 1\right),$$

где $\pi_д = p_2/p_1$ — степень повышения статического давления в диффузоре.

Заменяя $c_1^2/kRT_1 = M_1^2$ и взяв выражение c_2/c_1 из уравнения неразрывности

$$\left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 = \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)^2 = \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2\frac{1}{\pi_д^{2/n_д}},$$

получим

$$\pi_д = \left\{1 + \frac{k-1}{2}M_1^2\left[1 - \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2\frac{1}{\pi_д^{2/n_д}}\right]\right\}^{\frac{n_д}{n_д - 1}}. \qquad (6.71)$$

При известных M_1, F_1/F_2 и $n_д$ это уравнение решается последовательным приближением. В качестве первого приближения можно принимать

$$\pi_{д_1} \cong \left\{1 + \frac{k-1}{2}M_1^2\left[1 - \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2\right]\right\}^{\frac{n_д}{n_д - 1}}. \qquad (6.72)$$

При параметрах диффузоров центробежных компрессоров уравнение (6.72) дает результаты, отличающиеся от точных [по уравнению (6.71)] не более, чем на 3—4% и, особенно, при $M_1 < 1{,}0$ (рис. 6.24). При $F_1/F_2 = 0$ ($F_2 = \infty$) и $n_д = k$ получаем известное из газодинамики от-

ношение давления изэнтропически заторможенного потока к статическому давлению:

$$\left(\frac{p_2^*}{p_1}\right)=\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{\frac{k}{k-1}}, \tag{6.73}$$

причем $p_2^*=p_1^*$.

Таким образом, уравнение (6.73) характеризует предельный режим работы идеального диффузора. В соответствии с уравнениями (6.71) и (6.72) можем написать уравнения для отношения плотностей:

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1}=\left\{1+\frac{k-1}{2}M_1^2\left[1-\left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)^2\right]\right\}^{\frac{1}{n_д-1}}, \tag{6.74}$$

или

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\simeq\left\{1+\frac{k-1}{2}M_1^2\left[1-\left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2\right]\right\}^{\frac{1}{n_д-1}}. \tag{6.75}$$

На рис. 6.24 показано изменение $\pi_д$ в зависимости от F_2/F_1 при различных числах M_1 при показателе $n_д=1{,}6$, откуда видно, что увеличение степени расширения диффузора F_2/F_1 сверх 4—4,5 малоэффективно даже при числах M_1, близких к единице.

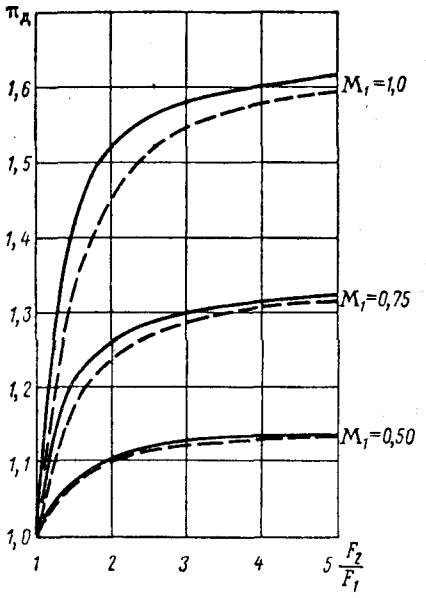


Рис. 6.24. Изменение степени повышения давления в диффузоре в зависимости от F_2/F_1 и M_1 при $n_д=1{,}6$:
——— по формуле (6.71);
– – – – по формуле (6.72)

6.4.3. БЕЗЛОПАТОЧНЫЙ ДИФФУЗОР

6.4.3.1. Структура потока в безлопаточном диффузоре

Безлопаточный диффузор (рис. 6.25) представляет собой кольцевую щель с параллельными или расходящимися стенками. При одних и тех же скоростях на выходе диффузор с параллельными стенками должен иметь больший наружный диаметр, чем диффузор с расширяющимися стенками. Однако к.п.д. последнего, по данным опытов, меньше [24], [50] и поэтому чаще применяется диффузор с параллельными стенками.

Для потока в безлопаточном диффузоре можно применить уравнение моментов количества движения, приводившееся в гл. 2 для колеса. Однако в связи с тем, что из моментов внешних сил в данном случае остается только момент сил трения, уравнение для частицы с массой Δm примет вид

$$\Delta m \frac{d(c_u R)}{d\tau} = -\Delta M_f. \tag{6.76}$$

Если пренебречь трением, то для потока в диффузоре получаем

$$c_u R = \text{const}. \tag{6.77}$$

Из уравнения расхода получаем для среднего значения радиальной скорости

$$c_r = \frac{G_в}{2\pi R b \gamma},$$

где b — ширина диффузора.

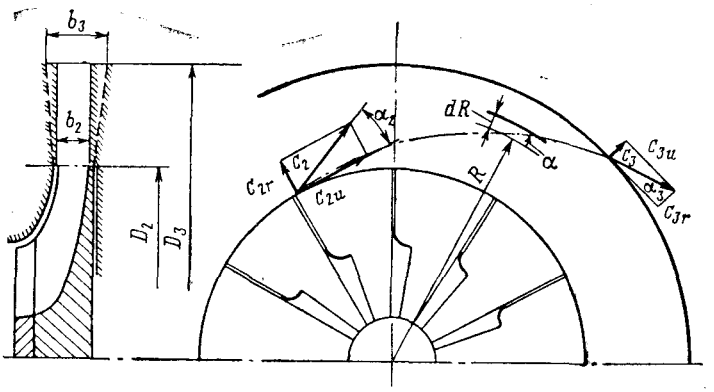


Рис. 6.25. Безлопаточный диффузор: траектория частицы газа при течении без трения

Если принять, что $b\gamma = \text{const}$, что соответствует сходящимся стенкам (или $b = \text{const}$ и $\gamma = \text{const}$), то получим

$$c_r R = \text{const}. \tag{6.78}$$

Из уравнений (6.77) и (6.78) следует

$$\frac{c_r}{c_u} = \operatorname{tg}\alpha = \text{const}.$$

Следовательно, без учета трения и изменения плотности (при $b = \text{const}$) траектория движения будет логарифмической спиралью. В действительности из-за влияния трения окружная составляющая скорости будет уменьшаться быстрее, чем по уравнению (6.77). Условие $b\gamma = \text{const}$, соответствующее сходящимся стенкам, требует увеличения диаметра диффузора и редко применяется. В случае же $b = \text{const}$ радиальная скорость не будет подчиняться уравнению (6.78) из-за изменения плотности. Поэтому траектория действительного потока будет отклоняться от логарифмической спирали, особенно вне ядра потока, где влияние трения проявляется сильнее.

Рассмотрим уравнение движения потока в безлопаточном диффузоре с учетом трения. Работа трения массы Δm на участке Δl

$$\Delta m \Delta L_{Rд} = \Delta m \frac{\xi_{тр}}{\rho_г} \frac{c^2}{2} \Delta l.$$

Сила трения

$$\Delta P_f = \frac{\Delta m \Delta L_{R\pi}}{\Delta l} = \Delta m \frac{\xi_{\text{тр}}}{\rho_{\text{г}}} \frac{c^2}{2},$$

а момент этой силы, отнесенный к единице массы,

$$\frac{\Delta P_f R \cos\alpha}{\Delta m} = \frac{\Delta M_f}{\Delta m} = \frac{c^2}{2} \frac{\xi_{\text{тр}}}{\rho_{\text{г}}} R \cos\alpha.$$

Гидравлический радиус для безлопаточного диффузора равен

$$\rho_{\text{г}} = \frac{F}{\Pi} = \frac{2\pi R b}{2\pi R + 2\pi R} = \frac{b}{2},$$

где F — проходное сечение;
Π — периметр.

Тогда из уравнения (6.76) получим

$$\frac{d(c_u R)}{d\tau} = -\frac{\xi_{\text{тр}}}{b} c^2 R \cos\alpha.$$

Но

$$c = \sqrt{c_u^2 + c_r^2};\quad \cos\alpha = \frac{c_u}{c};\quad d\tau = \frac{dR}{c_r};\quad c_r = \frac{G}{2\pi R b \gamma} = \frac{\Omega}{R},$$

где

$$\Omega = \frac{G}{2\pi b \gamma}.$$

Подставляя эти выражения, получим

$$d(c_u R) = -\frac{\xi_{\text{тр}}}{b} \sqrt{(c_u R)^2 + \Omega^2} \frac{c_u}{\Omega} R\, dR$$

или

$$\int_{R_2}^{R} \frac{d(c_u R)}{(c_u R)\sqrt{(c_u R)^2 + \Omega^2}} = -\int_{R_2}^{R} \frac{\xi_{\text{тр}}}{b} \frac{dR}{\Omega}. \qquad (6.79)$$

Решение этого уравнения в общем случае с учетом изменения плотности представляет известные трудности. Поэтому введем ряд упрощающих допущений.

Если учесть, что $\Omega = c_r R \approx (c_u R)\operatorname{tg}\alpha$, то левую часть уравнения (6.79) можно выразить в виде

$$\int_{R_2}^{R} \frac{d(c_u R)}{(c_u R)\sqrt{(c_u R)^2 + \Omega}} = \int_{R_2}^{R} \frac{d(c_u R)}{(c_u R)\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\alpha}}.$$

Так как угол α изменяется вдоль диффузора относительно немного и $\operatorname{tg}\alpha < 1{,}0$, то можно с небольшой погрешностью принять, что

$$\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\alpha} \simeq \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\alpha_2} = \text{const}.$$

Поэтому интеграл в левой части уравнения (6.79) решается в виде

$$\int_{R_2}^{R} \frac{d(c_u R)}{(c_u R)^2 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\alpha_2}} \left(\frac{1}{c_u R} - \frac{1}{c_{2u} R_2} \right).$$

Если в правой части уравнения (6.79) величину Ω заменить ее значением

$$\Omega = \frac{G_в}{2\pi b \gamma},$$

то правая часть запишется в виде

$$\int_{R_2}^{R} \frac{\xi_{тр}}{b} \frac{dR}{\Omega} = \frac{2\pi\xi_{тр}}{G_в} \int_{R_2}^{R} \gamma\, dR. \qquad (6.80)$$

Используем уравнение (6.75), причем заменим отношение квадратов площадей отношением квадратов радиусов $(R_2/R)^2$, и, разложив уравнение в ряд, ограничимся первыми двумя членами. Тогда получим

$$\gamma = \gamma_2 \left\{ 1 + \frac{k-1}{n_д - 1} \frac{M_2^2}{2} \left[1 - \left(\frac{R_2}{R} \right)^2 \right] \right\}.$$

Подставив это выражение для γ в уравнение (6.80) и интегрируя, получим

$$\frac{2\pi\xi_{тр}}{G_в} \int_{R_2}^{R} \gamma\, dR = \frac{2\pi\xi\gamma_2 R_2}{G_в} \left(\frac{R}{R_2} - 1 \right) \left[1 + \frac{k-1}{n_д - 1} \frac{M_2^2}{2} \left(1 - \frac{R_2}{R} \right) \right].$$

Или умножив и разделив на $c_{2r} b_2$, будем иметь

$$\frac{2\pi\xi_{тр}}{G_в} \int_{R_2}^{R} \gamma\, dR = \frac{\xi}{b_2 c_{2r}} \left(\frac{R}{R_2} - 1 \right) \left[1 + \frac{k-1}{n_д - 1} \frac{M_2^2}{2} \left(1 - \frac{R_2}{R} \right) \right].$$

Используя полученные выражения, получим уравнение (6.79) в виде

$$c_u R = \frac{c_{2u} R_2}{1 + c_{2u} R_2 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_2} \dfrac{\xi_{тр}}{b_2 c_{2r}} \left(\dfrac{R}{R_2} - 1 \right) \left[1 + \dfrac{k-1}{n_д - 1} \dfrac{M_2^2}{2} \left(1 - \dfrac{R_2}{R} \right) \right]}, \qquad (6.81)$$

учитывая, что $c_{2r}/c_{2u} = \operatorname{tg} \alpha_2$, получим

$$c_u R = \frac{c_{2u} R_2}{1 + \xi_{тр} \dfrac{R_2}{b_2 \sin \alpha_2} \left(\dfrac{R}{R_2} - 1 \right) \left[1 + \dfrac{k-1}{n_д - 1} \dfrac{M_2^2}{2} \left(1 - \dfrac{R_2}{R} \right) \right]}.$$

Таким образом, циркуляция в безлопаточном диффузоре уменьшается вследствие трения независимо от наличия или отсутствия сжимаемости. Вместе с тем, чем больше число M_2 или больше отношение R_2/b_2 и меньше угол α_2, тем значительнее будет влияние трения при данном коэффициенте трения.

При отсутствии трения ($\xi_{тр} = 0$) получаем уравнение (6.77)

$$c_u R = c_{2u} R_2 = \text{const}.$$

Для несжимаемой жидкости ($M_2 = 0$), а также приняв $\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_2} \cong \cong 1{,}0$, получим из уравнения (6.81) уравнение [13]

$$\frac{1}{c_u R} = \frac{1}{c_{2u} R_2} + \frac{2\pi\xi_{тр}}{V} (R - R_2),$$

где $V = 2\pi R_2 b_2 c_{2r}$ — объемный расход воздуха, являющийся для несжимаемой жидкости постоянным по всей длине диффузора.

Показатель политропы сжатия в уравнении (6.81) можно брать в пределах $n_д=1{,}5\div1{,}6$ или среднее значение $n_д=1{,}55$. Умножив и разделив левую часть уравнения (6.81) на c_r и учтя, что $c_r=c_{2r}\frac{R_2b_2\gamma_2}{Rb\gamma}$, получим выражение для угла потока на окружности с радиусом R:

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{b_2\gamma_2}{b\gamma}\left\{\operatorname{tg}\alpha_2+\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\alpha_2}\,\frac{\xi_{тр}}{b_2}(R-R_2)\left[1+\frac{k-1}{n_д-1}\,\frac{M_2^2}{2}\left(1-\frac{R_2}{R}\right)\right]\right\}. \tag{6.82}$$

Из уравнения (6.82) следует, что угол α в безлопаточном диффузоре изменяется как вследствие трения, так и вследствие сжимаемости. В случае постоянства произведения $b\gamma$ угол потока α при наличии трения будет определяться выражением, стоящим в фигурных скобках в уравнении (6.82). Если в уравнении (6.82) принять постоянными b и γ, $\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\alpha_2}\simeq1{,}0$, то получим известное [13] выражение, учитывая, что при этом и $M_2=0$:

$$\operatorname{tg}\alpha=\operatorname{tg}\alpha_2+\frac{\xi_{тр}}{b_2}(R-R_2).$$

Если $\xi_{тр}=0$, то в несжимаемой жидкости

$$\operatorname{tg}\alpha=\operatorname{tg}\alpha_2 \text{ и } \alpha=\alpha_2,$$

а в сжимаемой среде так будет только при $b\gamma=\text{const}$. В случае же, когда только $b=\text{const}$, а $\gamma=\text{var}$ получаем

$$\operatorname{tg}\alpha=\operatorname{tg}\alpha_2\,\frac{\gamma_2}{\gamma}.$$

Так как $\gamma>\gamma_2$, то с увеличением радиуса угол α уменьшается, т. е. траектория становится более пологой. Хотя трение действует на величину угла в противоположном направлении, однако и с учетом его угол α несколько уменьшается.

Как показали эксперименты [4], распределение окружной и радиальной составляющих скорости, а также углов потока α по ширине диффузора весьма неравномерно, и особенно вблизи колеса (рис. 6.26). Неравномерность радиальной составляющей скорости была показана и ранее, на рис. 6.20. Указанную неравномерность можно объяснить трением в пограничном слое, а также некоторой неравномерностью потока на выходе из колеса, обусловленной наличием вихревых зон на выходе из ВНА и в колесе. В связи с трудностью учета имеющейся неравномерности расчет ведется по некоторым средним величинам.

Важной особенностью безлопаточного диффузора является возможность преобразовывать в нем сверхзвуковую скорость в давление без скачка уплотнения*) Это объясняется тем, что в безлопаточном диффузоре может иметь место только косой скачок (по нормали к поверхности $c_u=\text{const}$) и, следовательно, в нем может претерпевать разрыв только радиальная составляющая скорости, нормальная к фронту скачка, которая обычно меньше критической величины. В данном случае при-

*) Было впервые показано В. П. Никольским.

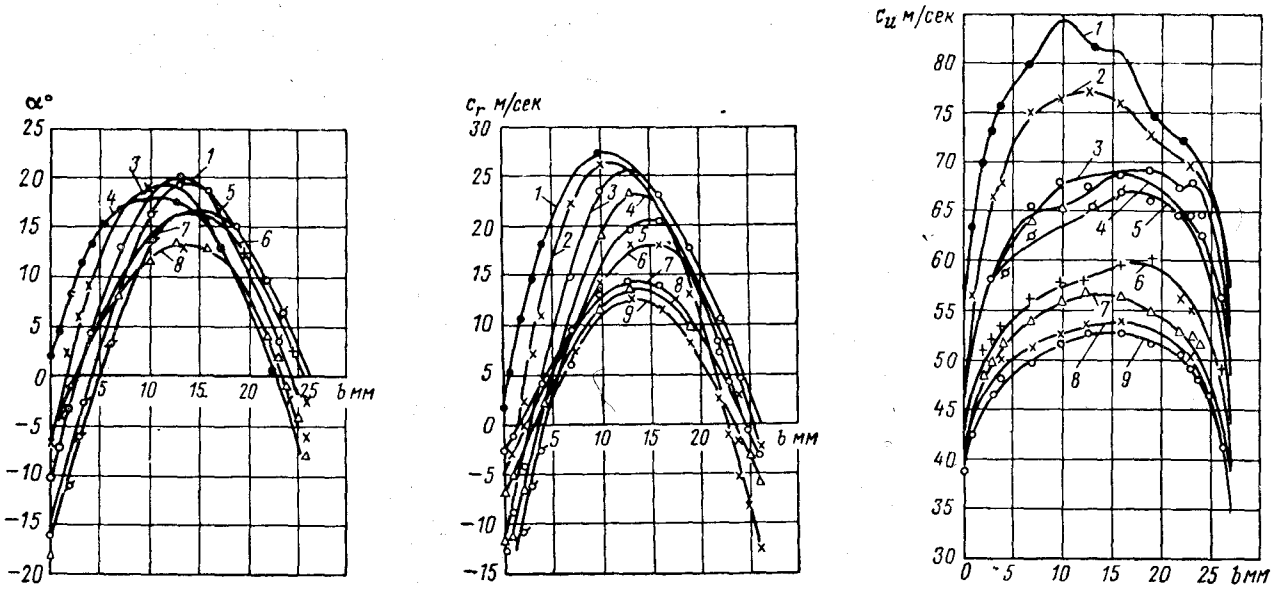


Рис. 6.26. Изменение направления потока, а также радиальной и окружной составляющих скорости по ширине безлопаточного диффузора:

1—1,0227D_2; *2*—1,04D_2; *3*—1,08D ; *4*—1,0865D_2; *5*—1,1125D_2; *6*—1,16D_2; *7*—1,196D_2; *8*—1,224D_2; *9*—1,23D_2

менимы соотношения для косого скачка, которые для сечения после выхода из колеса имеют вид:

$$c_{2r}c_r = a_{кр}^2 - \frac{k-1}{k+1}c_{2u}^2,$$

где

$$a_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_2^*};$$

c_r — радиальная составляющая после пересечения струей фронта косого скачка.

Предыдущее выражение можно записать еще в виде

$$c_{2r}c_r = a_{кр\,r}^2,$$

где $a_{кр\,r}$ — условная критическая скорость, соответствующая температуре частичного торможения [1]

$$T_{2r}^* = T_2^* - \frac{c_{2u}^2}{2c_p}.$$

Скачок уплотнения может быть только в случае, когда $c_{2r} > a_{кр\,r}$, что в современных компрессорах не встречается.

Безлопаточный диффузор характеризуется еще малыми углами расширения, вместо которых можно брать углы расширения эквивалентного круглого диффузора, т. е. имеющего такую же степень расширения и длину [24]. Для круглого диффузора можем угол расширения выразить формулой

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} = \frac{\sqrt{F_2} - \sqrt{F_1}}{l\sqrt{\pi}} = \frac{\sqrt{F_1}(\sqrt{\bar{f}} - 1)}{l\sqrt{\pi}},$$

где l — длина диффузора;
$\bar{f} = F_2/F_1$ — степень расширения.

Если подставить в эту формулу параметры безлопаточного диффузора, в частности,

$$F_1 = \pi D_2 b_2 \sin\alpha_2, \quad F_2 = \pi D_3 b_3 \sin\alpha_3 \text{ и } l = \frac{D_3 - D_2}{2\sin\alpha_{ср}},$$

где $\alpha_{ср} = \frac{\alpha_2 + \alpha_3}{2}$, то получим

$$\operatorname{tg}\frac{\theta_{экв}}{2} = 2\,\frac{\sqrt{\frac{b_2}{D_2}\sin\alpha_2}\left(\sqrt{\frac{D_3}{D_2}\frac{\sin\alpha_3}{\sin\alpha_2}} - 1\right)}{\frac{D_3}{D_2} - 1}\sin\alpha_{ср}.$$

Для компрессора, расчет которого дан в примере 6.4.7.2 и у которого $b_2 = 0{,}0316$ *м*; $D_2 = 0{,}806$ *м*; $\frac{D_3}{D_2} = 1{,}12$; $\alpha_2 = 20°10'$ и $\alpha_3 = 18°40'$, получаем $\theta_{экв} = 1°30'$.

Если пренебречь изменением угла α_2 за счет трения и сжимаемости, то формула для эквивалентного угла упрощается [24]:

$$\operatorname{tg}\frac{\theta_{\text{экв}}}{2}=2\frac{\sqrt{\frac{b_2}{D_2}}\sin^{3/2}\alpha_2}{\sqrt{\frac{D_3}{D_2}+1}}.$$

Однако для рассматриваемого примера расчет по этой формуле дает почти вдвое больший угол расширения.

6.4.3.2. Определение размеров безлопаточного диффузора и потерь в нем

Определение диаметральных размеров безлопаточного диффузора подчиняют иногда условию, чтобы число M_3 было меньше единицы ($M_3=0{,}85\div0{,}95$) во избежание повышенных потерь в лопаточном диффузоре. Запишем температуру торможения в конце диффузора в виде

$$T_3^*=T_3\left(1+\frac{k-1}{2}M_3^2\right).$$

Аналогично для температуры торможения на выходе из колеса (у входа в диффузор) получаем

$$T_2^*=T_2\left(1+\frac{k-1}{2}M_2^2\right).$$

Так как $T_3^*=T_2^*$, то, следовательно,

$$\frac{T_2}{T_3}=\frac{1+\frac{k-1}{2}M_3^2}{1+\frac{k-1}{2}M_2^2}.$$

Но

$$\frac{T_2}{T_3}=\frac{a_2^2}{a_3^2}=\frac{c_2^2}{c_3^2}\frac{M_3^2}{M_2^2}.$$

Если без учета трения и сжимаемости приближенно принять

$$c_3\approx c_2\frac{D_2}{D_3},$$

тогда для $k=1{,}4$

$$\frac{D_3}{D_2}=\frac{M_2}{M_3}\sqrt{\frac{1+0{,}2M_3^2}{1+0{,}2M_2^2}}, \tag{6.83}$$

или при заданных D_3/D_2 и M_2 получаем значение M_3:

$$M_3=\sqrt{\frac{1}{\left(\frac{D_3}{D_2}\right)\frac{1+0{,}2M_2^2}{M_2^2}}-0{,}2}. \tag{6.84}$$

С учетом трения и сжимаемости скорости и числа M_3 будут уменьшаться быстрее, поэтому формулы (6.83) и (6.84) могут быть использованы только в качестве первого приближения, так как действительное

значение M_3, получающееся при заданном D_3/D_2, будет приблизительно на 5% меньше значений, получаемых по формулам, не учитывающим трения и сжимаемости.

Потери в безлопаточном диффузоре можно определять по уравнению (6.70), интегрируя его графически, или по упрощенной формуле, в которой площадь интеграла заменена площадью трапеции:

$$L_{R_д} = \frac{\xi_{тр}}{4}\left(\frac{c_2^2}{\rho_{г2}} + \frac{c_3^2}{\rho_{г3}}\right)\frac{R_3 - R_2}{\sin\frac{\alpha_2 + \alpha_3}{2}}. \qquad (6.85)$$

Учитывая достаточно большие числа Re в безлопаточном диффузоре на расчетном режиме ($Re > 10^6$), а также достаточно гладкую поверхность, малые степени расширения ($F_2/F_1 = 1{,}1 \div 1{,}3$) и отсутствие скачков при числах $M_2 > 1{,}0$, величину коэффициента сопротивления $\lambda_{тр}$ можно брать с достаточной точностью в пределах $\lambda_{тр} = 0{,}030 \div 0{,}040$. Следовательно, $\xi_{тр} = \frac{\lambda_{тр}}{4} = (0{,}75 \div 1{,}0) \cdot 10^{-2}$. Гидравлические радиусы $\rho_{г2}$ и $\rho_{г3}$ соответственно равны $b_2/2$ и $b_3/2$ и будут одинаковыми, когда $b_2 = b_3$.

Параметры на выходе из безлопаточного диффузора определяются последовательным приближением, которое целесообразно выполнять следующим путем.

Используя упрощенное уравнение (6.75) изменения плотности в диффузоре и принимая приближенно $F_2/F_3 \approx R_2/R_3$, получим

$$\frac{\gamma_3}{\gamma_2} = \left\{1 + \frac{k-1}{2}M_2^2\left[1 - \left(\frac{R_2}{R_3}\right)^2\right]\right\}^{\frac{1}{n_д - 1}}.$$

Задаваясь отношением R_2/R_3 и показателем политропы $n_д$, пределы значений которых указаны выше, получим в первом приближении плотность γ_3 на выходе из диффузора. После этого можно определить угол α_3 по уравнению (6.82). Вычисляем затем радиальную и полную скорость в конце диффузора:

$$c_{3r} = \frac{G}{\pi R_3 b_3 \gamma_3}; \quad c_3 = \frac{c_{3r}}{\sin\alpha_3}.$$

Полученные данные позволяют вычислить $L_{R\,д}$ по уравнению (6.85), повышение температуры $\Delta T = (c_2^2 - c_3^2)\Big/\frac{k}{k-1}R$ и $T_3 = T_2 + \Delta T$. В результате определяются показатель политропы из уравнения

$$\frac{n_д}{n_д - 1} = \frac{k}{k-1} - \frac{L_{Rд}}{R\Delta T}$$

и уточненное значение плотности

$$\gamma_3 = \gamma_2\left(\frac{T_3}{T_2}\right)^{\frac{1}{n_д - 1}}.$$

Так как полученные значения $n_д$ и γ_3 будут, как правило, отличаться от величин, принятых в первом приближении, то, используя их, вновь определяют α_3, c_3 и остальные величины. Это второе приближение в большинстве случаев является достаточно точным.

Потери в безлопаточном диффузоре сильно возрастают с увеличением его радиальной протяженности из-за роста длины траектории, которая при $\alpha = \alpha_2 = \text{const}$ может быть записана в виде

$$l = \int_{R_2}^{R_3}\frac{dR}{\sin\alpha_2} = \frac{R_3 - R_2}{\sin\alpha_2}.$$

Угол α_2 обычно невелик и на расчетном режиме равен 14°—16°. Следовательно, длина траектории приблизительно в четыре раза превышает радиальную протяженность диффузора. Поэтому относительную радиальную протяженность безлопаточного диффузора ограничивают значениями $R_3/R_2=1{,}05\div1{,}15$, возлагая на него функции снижения чисел M_3 и некоторого выравнивания потока на входе в лопаточный диффузор, отчего существенно зависит эффективность последнего. С ростом производительности компрессора на расчетном режиме угол α_2 увеличивается и может достигать 18°—20°. В этом случае эффективность безлопаточного диффузора возрастет, но все же нельзя считать целесообразным увеличивать относительную радиальную протяженность безлопаточного диффузора R_3/R_2 выше 1,15, так как степень расширения при этом возрастает медленней, чем габариты, и поэтому становится выгоднее использовать лопаточный диффузор.

6.4.4. ЛОПАТОЧНЫЙ ДИФФУЗОР

6.4.4.1. Общие сведения

В лопаточном диффузоре (рис. 6.27) в силу воздействия лопаток поток не подчиняется закону $c_u r=\text{const}$ и окружная составляющая снижается более интенсивно, чем в безлопаточном диффузоре. На входе в лопаточный диффузор угол потока $\alpha_3=12°\div18°$, а на выходе из него

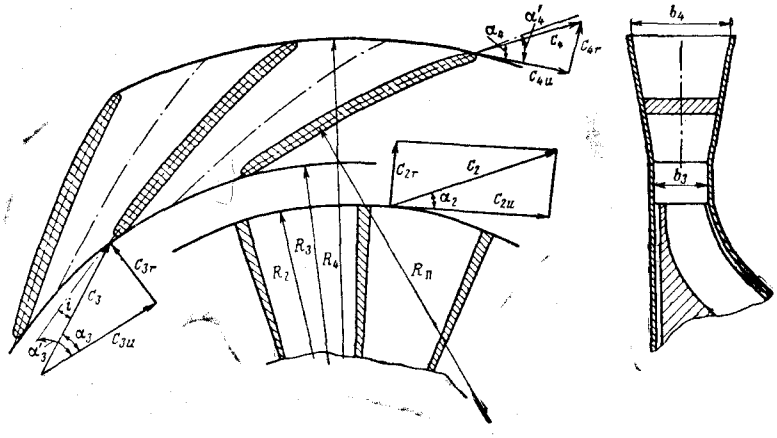


Рис. 6.27. Колесо центробежного компрессора с безлопаточным и лопаточным диффузором

$\alpha_4=25°\div30°$. Отношение диаметра выхода к диаметру входа составляет $D_4/D_3=1{,}25\div1{,}35$. Если принять ширину диффузора $b=\text{const}$, то отношение проходных сечений в диффузоре*) будет

$$\frac{F_4}{F_3}=\frac{D_4}{D_3}\,\frac{\sin\alpha_4}{\sin\alpha_3}.$$

Если в качестве примера принять $D_4/D_3=1{,}25$; $\alpha_4=30°$ и $\alpha_3=15°$, то $F_4/F_3=2{,}5$. В безлопаточном диффузоре с той же радиальной протяженностью при $\alpha_3\approx\alpha_4$ отношение проходных сечений составляло бы всего 1,25 и, следовательно, уменьшение скоростей и повышение давления было бы значительно меньше.

В выполненных авиационных центробежных компрессорах число лопаток диффузора $z_д=9\div25$.

При увеличении числа лопаток диффузора возрастают потери на

*) Сечения берутся до и после диффузора, т. е. без учета толщины лопаток.

трение, но уменьшается угол расширения. Уменьшение числа лопаток при данном D_4/D_3 лимитируется углом расширения, величина которого в основном и определяет величину $z_д$. В лопаточном диффузоре с криволинейной осью под углом расширения в данном сечении понимают угол между касательными к стенкам лопаток, проведенными в точках пересечения со стенками нормалей к линиям токов (рис. 6.28). С достаточным приближением указанные точки определяются путем проведения окружностей, вписанных в канал.

Поскольку угол расширения переменный вдоль диффузора, то принято рассматривать средний угол $\theta_{ср} = \frac{\theta_3 + \theta_4}{2}$, который желательно иметь не более 8°—10°. Необходимо отметить, что повышение давления начинается уже в «косом срезе», под которым понимают часть *abca* канала между лопатками. На режимах, близких к оптимальным, на косой

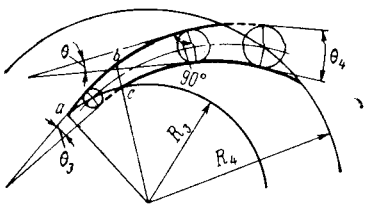


Рис. 6.28. Углы расширения криволинейного диффузора

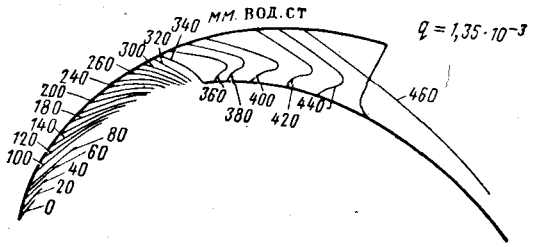


Рис. 6.29. Картина нарастания статического давления вдоль лопаточного диффузора

срез приходится значительная часть общего повышения давления в диффузоре. На рис. 6.29 даны по результатам испытаний центробежного компрессора [4] изобары, показывающие картину нарастания статического давления в *мм вод. ст.* вдоль канала лопаточного диффузора сверх минимального давления, принятого за нуль отсчета. Как видно, из общего повышения статического давления 460 *мм вод. ст.* на косой срез приходится ~300 *мм вод. ст.*, или ~65%.

При испытании диффузоров установлено, что на некоторых режимах происходит «запирание» диффузора, вследствие того что сужение потока лопатками, а также кривизна линий тока приводят к увеличению скорости у передней кромки лопатки и к образованию местной сверхзвуковой зоны, которая, расширяясь, заполняет все сечение.

«Запирание» диффузора определяется главным образом его минимальным сечением. Однако вследствие влияния вязкости и отличия течения в диффузоре от одномерного действительный максимальный расход меньше максимального расхода, определенного по параметрам воздуха перед диффузором в «ядре» потока и по площади минимального сечения.

С точки зрения «запирания» диффузора может быть полезным укорочение части лопаток, а также утоньшение лопаток, что дает увеличение минимального сечения диффузора.

Углы потока на входе в диффузор и углы атаки весьма сильно влияют на работу диффузора. Если обозначить входной угол лопаток диффузора через α_3' и угол потока через α_3 (см. рис. 6.27), то угол атаки будет равен

$$i = \alpha_3' - \alpha_3.$$

На малых расходах $\alpha_3 < \alpha_3'$ и углы атаки положительные. С увеличением расхода угол α_3 возрастает и угол атаки, переходя через нулевое значение, становится положительным.

Для расчетного режима принимают углы атаки $i=0\div-2°$. Изменение α_3' оказывает значительное влияние на режим работы компрессора, в связи с чем оно используется как одно из средств регулирования компрессора.

Ширина диффузора b может быть постоянной или увеличиваться при возрастании диаметра от D_3 до D_4.

При $b_4/b_3=1{,}0$ диффузор получается более простым в производстве. Введение расширяющегося диффузора, т. е. $b_4/b_3>1{,}0$, будет давать некоторое уменьшение диаметра D_4. Однако при повышенных числах M_3 такое расширение не является желательным, так как оно может приводить к снижению к.п.д.

6.4.4.2. Построение лопаток диффузора, очерченных одним радиусом

Лопатки диффузоров могут быть построены несколькими способами. В принципе наиболее рациональная форма лопаток лопаточных диффузоров, обеспечивающая гидродинамически целесообразное распределение скоростей, может быть найдена теоретически. Однако из-за трудностей учета влияния сжимаемости, вязкости, неравномерного поля скоростей на входе чисто теоретическое построение лопаток не всегда дает требующиеся результаты. Поэтому широко применяются инженерные методы построения лопаток, учитывающие накопленный экспериментальный опыт. Наиболее часто встречаются лопатки с постоянной толщиной, очерченные одним или несколькими радиусами*), которые, в основном, и будут рассмотрены ниже. Одновременно будут показаны и некоторые другие типы лопаток. При построении лопаток, очерченных одним радиусом, радиус средней линии лопатки определяется следующим образом (рис. 6.30). Из треугольника OAB по теореме косинусов получаем следующее выражение для радиуса окружности, на которой находятся центры радиусов, описывающих среднюю линию лопатки:

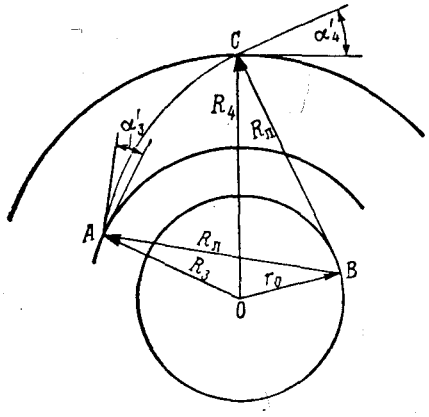


Рис. 6.30. Построение средней линии лопатки диффузора, очерченной одним радиусом

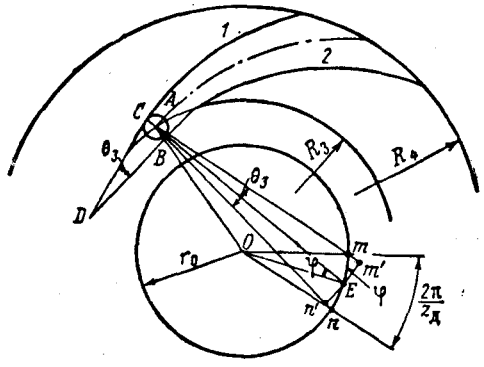


Рис. 6.31. К выводу формул для определения углов расширения лопаточного диффузора

$$r_0=\sqrt{R_3^2+R_л^2-2R_3R_л\cos\alpha_3'}. \qquad (6.86)$$

*) Метод построения лопаток, очерченных одним радиусом, был впервые разработан инж. В. И. Шарохиным, «Техника воздушного флота», 1934 г., № 12 и 1935 г. № 7.

Аналогично из треугольника OCB имеем

$$r_0=\sqrt{R_4^2+R_л^2-2R_4R_л\cos\alpha_4'}. \qquad (6.87)$$

Приравнивая друг другу правые части уравнений (6. 86) и (6. 87), получаем уравнение для радиуса $R_л$ лопатки

$$R_л=\frac{R_4^2-R_3^2}{2(R_4\cos\alpha_4'-R_3\cos\alpha_3')}. \qquad (6.88)$$

Разделив окружность с радиусом r_0 на $z_д$ равных частей, можем из каждой точки деления радиусом $R_л$ провести средние линии всех лопаток диффузора. Внешняя и внутренняя поверхность лопаток описываются из тех же центров соответственно радиусами

$$R_{внеш}=R_л+\frac{\Delta}{2} \text{ и } R_{внут}=R_л-\frac{\Delta}{2},$$

где Δ — толщина лопаток.

Входные кромки лопаток должны скругляться, чтобы несколько сгладить влияние отклонения абсолютной скорости c_3. Число лопаток определяется исходя из среднего угла расширения — $\theta_{ср}=\frac{\theta_3+\theta_4}{2}$, отношения R_4/R_3 и углов α_3' и α_4'. Формулу для определения углов θ_3 и θ_4 можно получить следующим путем. Проведем из точек m и n средние линии лопаток *1* и *2*, а из точки E — среднюю линию канала между этими лопатками (рис. 6. 31).

Из точки A, являющейся пересечением средней линии канала лопатки и внутренней окружности диффузора, проведем окружность, касающуюся в точке C средней линии лопатки *1* и в точке B продолжения средней линии лопатки *2*. Прямые, касательные к этой окружности в точках B и C, дадут в пересечении угол расширения $ВДС=\theta_3$ диффузора в начальном сечении. Проведем через точки m и A радиус лопатки *1*. Этот радиус пересечет лопатку в точке C, так как он, являясь нормалью к лопатке, совпадет с радиусом AC. Если через точки n и A провести радиус лопатки *2*, то он по той же причине пройдет через точку B. Следовательно, угол mAn равен углу θ_3.

Проведем еще дугу $m'n'$ радиусом $AE=R_л$, проходящим через точку E, делящую дугу mn пополам. Дуга $mn=a=r_0\frac{2\pi}{z_л}$, а дуга $m'n'=b=R_л\theta_3$.

Из криволинейного треугольника mEm' получаем, что

$$a=\frac{b}{\cos\varphi}$$

или

$$r_0\frac{2\pi}{z_л}=\frac{R_л\theta_3}{\cos\varphi}.$$

Из треугольника OAE имеем

$$\sin\varphi=\frac{R_3\sin\alpha_3'}{r_0};\quad \cos\varphi=\sqrt{1-\sin^2\varphi}=\frac{\sqrt{r_0^2-R_3^2\sin^2\alpha_3'}}{r_0}.$$

Поэтому

$$\theta_3=\frac{2\pi}{z_л}\cdot\frac{\sqrt{r_0^2-R_3^2\sin^2\alpha_3'}}{R_л}.$$

Если заменить r_0 из уравнения (6.86), то после преобразований получим

$$\theta_3 = \frac{2\pi}{z_д}\left(1 - \frac{R_3}{R_д}\cos\alpha_3'\right). \qquad (6.89)$$

Аналогично находим

$$\theta_4 = \frac{2\pi}{z_л}\left(1 - \frac{R_4}{R_л}\cos\alpha_4'\right). \qquad (6.90)$$

Если $R_л = \infty$ (лопатки прямые), то

$$\theta_3 = \theta_4 = \frac{2\pi}{z_д}\ рад = \frac{360°}{z_д}.$$

При допустимом значении θ число лопаток получается слишком большое. Например, если $\theta = 8°$, то $z_д = 45$, что неприемлемо, так как возрастут потери на трение и уменьшится проходное сечение на входе.

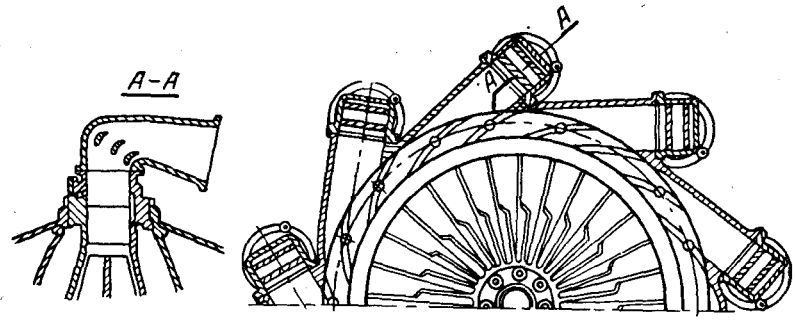


Рис. 6.32. Лопаточный диффузор компрессора двигателя НИН-1

С помощью уравнений (6.89) и (6.90) и заменяя $R_л$ из уравнения (6.88), получаем выражение для среднего угла расширения. Это выражение целесообразно записать в виде

$$\theta_{ср} = \frac{360}{z_д}\left[\left(\frac{R_4}{R_3}\right)^2\left(\frac{\sin\alpha_4'}{\sin\alpha_3'}\right)^2 - 1\right]\frac{\sin^2\alpha_3'}{\left(\frac{R_4}{R_3}\right)^2 - 1},$$

откуда

$$z_д = \frac{360}{\theta_{ср}}\left[\left(\frac{R_4}{R_3}\right)^2\left(\frac{\sin\alpha_4'}{\sin\alpha_3'}\right)^2 - 1\right]\frac{\sin^2\alpha_3'}{\left(\frac{R_4}{R_3}\right)^2 - 1}. \qquad (6.91)$$

Целесообразные значения $\theta_{ср}$ и R_4/R_3 указаны выше. Угол $\alpha_4' = \alpha_3' + \vartheta$, где ϑ — угол кривизны лопаток. Этот угол как правило невелик и находится в пределах 10°—15°. Следовательно, $\alpha_4' = \alpha_3' + (10° \div 15°)$. С углами потока α_3 и α_4 углы α_3' и α_4' связаны углами атаки и отставания. Все указанные данные позволяют определить по уравнению (6.91) число лопаток, которое затем округляется до целого числа. Часто накладывается условие, чтобы число лопаток диффузора во избежание усиления пульсаций воздуха было простым, как и число лопаток рабочего колеса. В газотурбинных двигателях с центробежными компрессорами (например, «Нин-1») число лопаток диффузора подчинено было условию, чтобы количество каналов, ограниченных основными лопатками, было равно числу камер сгорания (рис. 6.32). Так как степень расширения диффузора

$$\frac{F_4}{F_3} = \frac{R_4 b_4 \sin\alpha_4'}{R_3 b_3 \sin\alpha_3'},$$

то число лопаток можно записать еще следующей формулой:

$$z_д = \frac{360}{\theta_{ср}} \left[\left(\frac{F_4}{F_3} \right)^2 \left(\frac{b_3}{b_4} \right)^2 - 1 \right] \frac{\sin^2 \alpha_3'}{\left(\frac{R_4}{R_3} \right)^2 - 1}.$$

Как уже рассматривалось выше, при заданном числе M_3 на входе величина F_4/F_3 является для диффузора важным фактором, определяющим степень повышения давления. Поэтому величиной F_4/F_3 обычно задаются в начале расчета.

В выполненных компрессорах степень расширения F_4/F_3 находится в пределах 2—2,5.

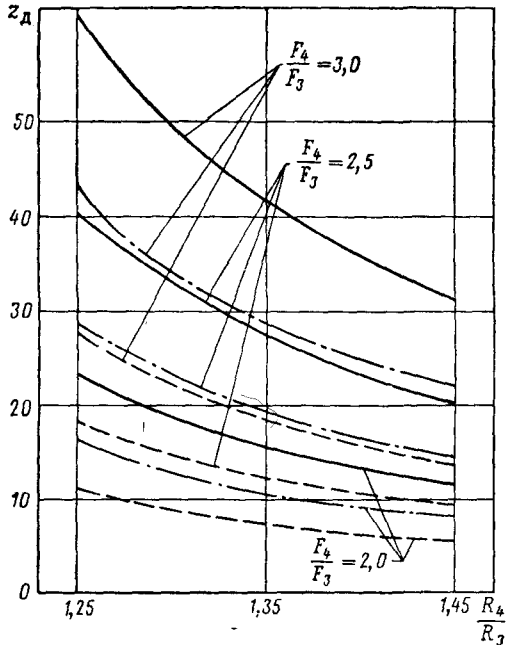


Рис. 6. 33. Изменение числа лопаток диффузора в зависимости от R_4/R_3 при различных F_4/F_3 и α_3':

——— $\alpha_3'=18°$; — — — — $\alpha_3'=12°$; —·—·— $\alpha_3'=15°$

На рис. 6.33 показано изменение числа лопаток в зависимости от R_4/R_3 при различных значениях F_4/F_3 и угла на входе α_3'. При расчетах принято $b_3/b_4=1,0$ и $\theta_{ср}=8°$.

Как видно, при всех значениях F_4/F_3 и α_3' увеличение R_4/R_3 от 1,25 до 1,45 уменьшает число лопаток примерно вдвое. Весьма большое влияние на число лопаток оказывает степень расширения и, например, применение $F_4/F_3=3,0$ связано с необходимостью либо уменьшать угол α_3' до 12°, что нерационально с точки зрения работы безлопаточного диффузора, либо увеличить угол $\theta_{ср}$ до 10° и более. При часто применяемых значениях $F_4/F_3=2\div2,5$; $R_4/R_3=1,25\div1,35$ и $\alpha_3'=14°\div16°$ число лопаток при $\theta_{ср}=8°$ будет находиться примерно в пределах $z_д=10\div30$.

При увеличении $\theta_{ср}$ до 10°, что возможно, верхний предел уменьшится до $z_д=24$.

Основным недостатком лопаток с постоянной толщиной, очерченных одним радиусом, является повышенный угол расширения диффузо-

ра в начальной его части. Действительно, сопоставляя значения угла расширения в начале и в конце диффузора, можем написать

$$\frac{\theta_3}{\theta_4}=\frac{1-\frac{R_3}{R_л}\cos\alpha_3'}{1-\frac{R_4}{R_л}\cos\alpha_4'}.$$

Так как всегда $\frac{R_4}{R_л}\cos\alpha_4'>\frac{R_3}{R_л}\cos\alpha_3'$, то $\theta_3>\theta_4$. Так, например, при $R_4/R_3=1{,}35$, $\alpha_3'=15°$; $\alpha_4'=30°$ и $\theta_{ср}=8°$ будем иметь: $\theta_3\simeq 9°$ и $\theta_4\simeq 7°$.

Между тем даже в диффузоре с $\theta=\text{const}$ градиент давления по длине изменяется так, что он наибольший в начальной части диффузора. Поэтому повышенная величина угла расширения в начальной части диффузора может приводить к отрыву потока и к увеличению потерь. Этого недостатка можно избежать, если описывать лопатку двумя или несколькими радиусами, задаваясь более низким значением угла θ в начальном участке [42]. Известны также способы построения лопаток по точкам с заданным законом изменения угла α по R [32].

Возможны также каналы лопаточного диффузора с постоянным градиентом давления по длине, т. е. $dp/dl=\text{const}$ [24].

6.4.4.3. Определение параметров воздуха на выходе из лопаточного диффузора

При известном значении F_4/F_3 параметры воздуха на выходе из лопаточного диффузора целесообразно определять следующим образом. Если коэффициент потерь определять из соотношения $\xi_д=L_{R\,д}/c_3^2/2$, то показатель политропы сжатия в диффузоре можно выразить соотношением

$$\frac{n_д}{n_д-1}=\frac{k}{k-1}\left(1-\frac{\xi_д}{1-A^2}\right), \qquad (6.92)$$

где $A=c_4/c_3$.

Значение $\xi_д$ можно брать из табл. 6.5 в зависимости от принятого значения $\theta_{ср}$ и M_3 с внесением поправки на степень расширения, как указано в разд. 6.4.2. Отношение γ_4/γ_3 выразится уравнением

$$\frac{\gamma_4}{\gamma_3}=\left[1+\frac{k-1}{2}M_3^2(1-A^2)\right]^{\frac{1}{n_д-1}}. \qquad (6.93)$$

Задаваясь значениями A примерно в пределах 0,25—0,35, можно с помощью уравнений (6.92) и (6.93) построить зависимость

$$\frac{\gamma_4}{\gamma_3}=f_1(A).$$

Окончательное значение γ_4/γ_3 и A определится из пересечения полученной зависимости с кривой $\gamma_4/\gamma_3=f_2(A)$, построенной по уравнению

$$\frac{\gamma_4}{\gamma_3}=\frac{F_3}{F_4}\frac{1}{A}, \qquad (6.94)$$

где F_3/F_4 — задано из расчета диффузора.

Зная A и $n_д$, можно определить температуру и давление воздуха на выходе из диффузора:

$$T_4 = T_3\left[1 + \frac{k-1}{2} M_3^2(1 - A^2)\right]; \qquad (6.95)$$

$$p_4 = p_3\left(\frac{T_4}{T_3}\right)^{\frac{n_д}{n_д - 1}}. \qquad (6.96)$$

6.4.4.5. Другие типы лопаток и диффузоров

На рис. 6.32 был показан лопаточный диффузор компрессора газотурбинного двигателя «Нин-1», в котором девять основных лопаток определяют каналы, питающие воздухом девять камер сгорания. Лопатки с одной стороны описаны одним радиусом, другая сторона — прямолинейная. Так как девять лопаток не обеспечивали необходимого угла расширения диффузора, то между основными лопатками помещены дополнительные, описанные одним радиусом. Эти лопатки начинаются на окружности с радиусом, большим радиуса R_3, что позволяет не сужать начальных проходных сечений.

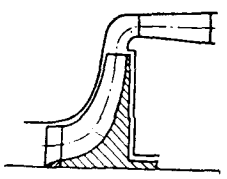


Рис. 6.34. Компрессор с радиально-осевым диффузором

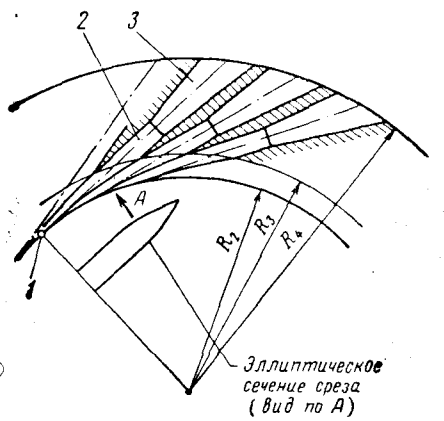


Рис. 6.35. Трубчатый диффузор:

1—точка касания окружности с сечением среза; *2*—горловина; *3*—диффузорный конус

Применение диффузоров, каналы которых расположены радиально, существенно увеличивает диаметральные габариты компрессора, поэтому находят применение радиально-осевые диффузоры, в которых радиальные безлопаточные диффузоры сочетаются с осевым лопаточным (рис. 6.34).

Радиальный безлопаточный диффузор рассчитывается по уравнениям, приведенным в разд. 6.4.3. Распределение скоростей после поворота может находиться по методу, изложенному для коленообразных входов. Осевой лопаточный диффузор можно спрофилировать как спрямляющий аппарат осевого компрессора (см. рис. 5.6). Если требуется повернуть поток на очень большой угол ($\Delta\alpha \geqslant 35$—$40°$), то осевой диффузор может состоять из двух последовательных рядов лопаток.

Оригинальный тип диффузора рассматривается в работе [62]. Этот диффузор (рис. 6.35), названный трубчатым, состоит из сверлений (труб), расположенных симметрично и взаимно пересекающихся в радиальной плоскости. Эти трубы постепенно переходят из открытого безлопаточного пространства, находящегося у конца колеса, к индивидуальным горловинам каждой трубы и заканчиваются расширяющимися конусами (диффузорами). Передняя кромка на входе в трубы, полученная в результате их пересечения, имеет трехмерную форму, позволяющую приспосабливаться к тому распределению углов потока на выходе из колеса,

которое обычно создается вследствие влияния довольно толстого пограничного слоя на втулке и корпусе компрессора.

При испытании компрессора с таким диффузором при степени повышения давления $\pi_к^* = 6{,}0$ получен к.п.д., равный 0,81, в то время как к.п.д. такого компрессора с диффузором из профилированных лопаток равен 0,73.

Встречаются также так называемые малоканальные диффузоры, у которых лопатки на участке косого срыва очерчены логарифмической спиралью, а за ним — прямой линией [36].

6.4.5. ВЫХОДНОЕ УСТРОЙСТВО ЦЕНТРОБЕЖНОГО КОМПРЕССОРА

6.4.5.1. Исходные положения

Выходные устройства предназначены для подвода воздуха от диффузора к месту потребления и, в частности, в газотурбинном двигателе — к камерам сгорания. В выходных устройствах продолжается в той или иной степени процесс сжатия воздуха за счет дальнейшего уменьшения скорости. Классической формой выходного устройства, в котором происходит достаточно заметное повышение давления, является так называемая сборная улитка. Улитка представляет собой канал, охваты-

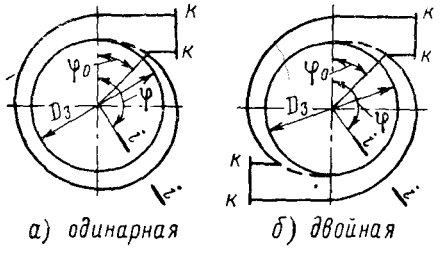


Рис. 6.36. Сборные улитки:
а—одинарная; *б*—двойная

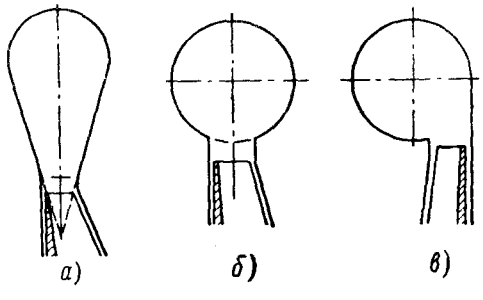


Рис. 6.37. Формы поперечного сечения улиток:
а—спиральная улитка с грушевидным сечением; *б*—спиральная улитка с круглым сечением; *в*—несимметричная улитка

вающий по спирали диффузор (лопаточный или безлопаточный) по всему периметру. Можно выполнить две или n улиток, каждая из которых будет охватывать $2\pi/2$ или $2\pi/n$ частей периметра диффузора (рис. 6.36). Поперечные сечения улитки могут иметь различную форму — симметричную или несимметричную относительно оси диффузора (рис. 6.37).

При построении улитки принимается ряд условий.

1. Окружные составляющие скорости в улитке следуют закону постоянства циркуляции:

$$c_u R = K = \text{const}, \tag{6.97}$$

где $K = \text{const}$ — определяется по циркуляции на выходе из лопаточного или безлопаточного диффузора ($K = c_{u4}R_4$ или $K = c_{u3}R_3$).

2. Колесо и диффузор работают равномерно, и через каждое поперечное сечение улитки проходит количество воздуха, пропорциональное углу φ, отсчитываемому от теоретического начала улитки (см. рис. 6.36). Из этого условия следует

$$G_\varphi = \frac{G_в}{2\pi}\varphi. \tag{6.98}$$

Указанные условия расчета улитки связаны с необходимостью исключить на расчетном режиме изменения давления и циркуляции по окружности колеса, так как эти изменения вызывают ухудшение к.п.д. и вибрации лопаток колеса.

Рассмотрим простейший случай улитки с круглым поперечным сечением (рис. 6.38). Запишем расход воздуха через поперечное сечение с учетом постоянства циркуляции [уравнение (6.97)] и принимая плотность воздуха постоянной по сечению и равной γ_3 на выходе из диффузора:

$$G_\varphi = K\gamma_3 \int_{R_3}^{R_a} \frac{b\,dR}{R}.$$

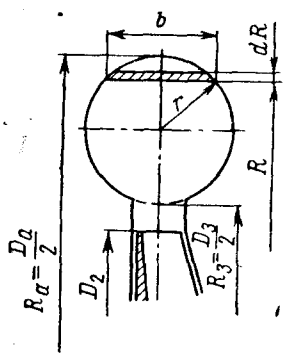


Рис. 6.38. К расчету улитки с круглым поперечным сечением

Подставив в это уравнение G_φ из уравнения (6.98), получим

$$\frac{G_в}{2\pi}\varphi = K\gamma_3 \int_{R_3}^{R_a} \frac{b\,dR}{R},$$

откуда

$$\varphi = \frac{2\pi K\gamma_3}{G_в} \int_{R_3}^{R_a} \frac{b\,dR}{R}. \qquad (6.99)$$

Обозначив через r радиус поперечного сечения улитки, получаем связь между хордой b и радиусом r в виде

$$\left(\frac{b}{2}\right)^2 = r^2 - (R - R_3 - r),$$

или

$$b = 2\sqrt{r^2 - (R - R_3 - r)^2}.$$

Подставляя значение b в уравнение (6.99) и интегрируя, получим уравнение для определения r:

$$r = \frac{\varphi G_в}{\gamma_3 4\pi K} + \sqrt{2R_3 \frac{\varphi G_в}{\gamma_3 4\pi K}}. \qquad (6.100)$$

Задаваясь величиной φ, находим радиус r.

Уравнение (6.100) записано для случая, когда улитка поставлена после безлопаточного диффузора. Если же она будет расположена после лопаточного диффузора, то вместо γ_3 и R_3 должны быть поставлены значения γ_4 и R_4. В принципе при расчете улитки можно учесть и изменение плотности в поперечном сечении. При этом можно воспользоваться уравнением (2.100), полученным для закона постоянства циркуляции, и принять, что изменение плотности по радиусу происходит по адиабате. В случае улитки с произвольной формой поперечного сечения для каждого сечения в аналитической форме задается ширина b в функции от R. Применяя закон постоянства циркуляции и уравнение неразрывности, снова получим уравнение (6.99) для определения φ. При этом интеграл $\int \frac{b\,dR}{R}$ вычисляется аналитически или графически [13], [32], [50].

6.4.5.2. Определение параметров воздуха на выходе из улитки

Находить параметры воздуха на выходе из улитки следует несколько иначе, нежели это делалось для безлопаточного и лопаточного диф-

фузоров, так как процесс преобразования кинетической энергии в улитке происходит значительно сложнее.

Действительно, в то время как в обычном диффузоре расход воздуха через каждое сечение был одинаковым, в улитке он непрерывно изменяется пропорционально углу разворота. Скорость, плотность и давление в каждом сечении будут переменными по высоте в соответствии с законом $c_u R = \text{const}$, и степень неравномерности должна возрастать к концу улитки. В конечном итоге, эти параметры должны выравняться в выходном патрубке, имеющем постоянные или возрастающие сечения. Если задаться скоростью $c_к$ в конце патрубка (см. рис. 6.36), то учитывая, что в начале улитки скорость должна быть равна скорости на выходе из диффузора (c_3 или c_4), можем написать

$$\frac{k}{k-1} R (T_к - T_3) = \frac{c_3^2 - c_к^2}{2}$$

или

$$\frac{k-1}{2} M_3^2 \left[1 - \left(\frac{c}{c_3} \right)^2 \right] = \frac{T_к}{T_3} - 1. \qquad (6.101)$$

Из этого уравнения может быть определено отношение температур $T_к/T_3$ в конце улитки и затем давление

$$p_к = p_3 \left(\frac{T_к}{T_3} \right)^{\frac{n_y}{n_y - 1}},$$

где n_y — показатель политропы в улитке.

При известных скорости и температуре могут быть определены числа $M_к$ в конце патрубка и соответственно температура и давление торможения.

Таким образом, при рассмотрении совокупности улитки и выходного патрубка параметры определяются как и в обычном диффузоре. Если требуется определить температуру и давление в некотором промежуточном сечении улитки i—i, то можно использовать те же уравнения, беря в сечении i—i среднюю скорость

$$c_{u\,ср\,i} = \frac{c_{3u} R_3}{R_{ср}},$$

где для круглого сечения средний радиус $R_{ср}$ будет равен:

$$R_{ср} = R_3 + r.$$

Для вычисления показателя политропы сжатия необходимо найти работу трения в улитке. Для двух бесконечно близких сечений улитки можно написать

$$dL_{Ry} = \frac{\xi}{\rho_г} \frac{c_{u\varphi}^2}{2} dl,$$

где $\rho_г$ — гидравлический радиус данного сечения улитки.

Элемент пути dl можно заменить выражением

$$dl = R_{ср} d\varphi,$$

тогда полная работа трения в улитке в пределах от φ_0 до 2π выразится так:

$$L_{Ry} = \frac{\xi K^2}{2} \int_{\varphi_0}^{2\pi} \frac{d\varphi}{R_{ср} \rho_г}, \qquad (6.102)$$

где φ_0 — угол начального участка (языка) улитки (см. рис. 6.36);

$$K = c_{3u} R_3.$$

В круглом сечении имеем

$$\rho_r = \frac{r}{2}; \quad R_{cp} = R_3 + r;$$

$$r = A\varphi + \sqrt{2R_3 A\varphi},$$

где $A = \frac{G}{\gamma_3 4\pi K}$ [см. уравнение (6.100)].

Подставляя эти значения в формулу (6.102), получим

$$L_{Ry} = \xi K^2 \int_{\varphi_0}^{2\pi} \frac{d\varphi}{(R_3 + A\varphi + \sqrt{2R_3 A\varphi})(A\varphi + \sqrt{2R_3 A\varphi})}.$$

После соответствующих преобразований знаменатель подынтегрального выражения получает вид

$$3R_3 A\varphi + (R_3 + 2A\varphi)\sqrt{2R_3 A\varphi} + A^2\varphi^2.$$

Величины $A\varphi$ и тем более $A^2\varphi^2$ весьма малы по сравнению с R_3, поэтому без ущерба для точности члены $2A\varphi$ и $A^2\varphi^2$ можно отбросить. Тогда

$$L_{Ry} = \xi K^2 \int_{\varphi_0}^{2\pi} \frac{d\varphi}{3R_3 A\varphi + R_3\sqrt{2R_3 A\varphi}}.$$

Если подставить $\sqrt{\varphi} = x$, то интеграл легко решается. Окончательная формула для величины L_{Ry} в пределах от φ_0 до 2π получит следующий вид:

$$L_{Ry} = \frac{2}{3}\frac{\xi K^2}{R_3 A} \ln \frac{\sqrt{2R_3 A} + 3A\sqrt{2\pi}}{\sqrt{2R_3 A} + 3A\sqrt{\varphi_0}}. \qquad (6.103)$$

Величина угла φ_0 находится в пределах 0,1745—0,262 *рад* (10°—15°). Коэффициент трения ξ можно брать в пределах 0,005—0,0075 или определять в зависимости от числа Рейнольдса и шероховатости.

Поток в улитке не только тормозится, но и движется по криволинейной траектории. Поэтому, как и всякий криволинейный поток, он имеет вторичные течения, возникающие вследствие того, что на пограничный слой, заторможенный трением о стенки, влияет распределение давления в ядре потока.

Для улиток с некруглыми сечениями потери следует подсчитывать графическим интегрированием формулы (6.102). При определении показателя политропы и параметров в конце выходного патрубка к потерям L_{Ry} следовало бы добавить потери в патрубке, однако они невелики по сравнению с L_{Ry} и ими можно пренебречь.

6.4.5.3. Выходные патрубки газотурбинных двигателей

В случае, когда воздух после компрессора должен быть подан в большое число камер сгорания, сборные улитки охватывают малую часть периметра диффузора, равную $2\pi/z_к$.

Переход от улитки к выходному патрубку совершается под прямым углом (см. рис. 6.32). Для уменьшения потерь в колене часто устанавливают направляющие лопатки. Профилирование колена можно выполнить по уравнениям, рассмотренным в разд. 6.2. Коэффициент потерь

целесообразно принимать по опытным данным [9]. Параметры потока в конце выходного патрубка можно определять, как рассмотрено выше, применительно к улиткам, но с учетом потерь в коленообразном патрубке, которые в данном случае являются определяющими в связи с малой протяженностью улитки.

6.4.6. МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ КОМПРЕССОРЫ

Как уже отмечалось, в авиационной технике кроме одноступенчатых нашли применение еще двухступенчатые центробежные компрессоры, например на турбовинтовом двигателе «Дарт» (рис. 6.39). Дальнейшее увеличение числа ступеней, по-видимому, не является перспективным. Поэтому ограничимся кратким рассмотрением некоторых особенностей расчета двухступенчатого центробежного компрессора, у которого оба колеса имеют одинаковые внешние диаметры и обороты.

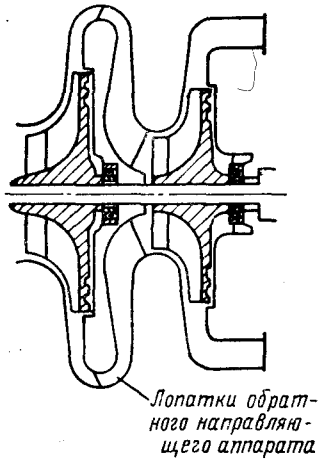


Рис. 6.39. Схема двухступенчатого центробежного компрессора двигателя «Дарт»

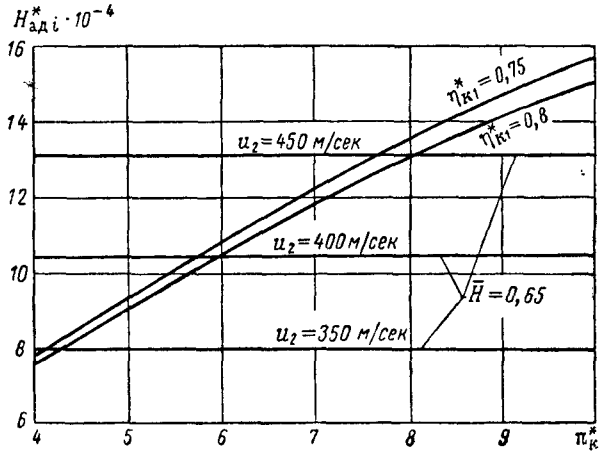


Рис. 6.40. Изменение $H^*_{ад\,i}$ ступеней в зависимости от $\pi_к^*$ для двухступенчатого центробежного компрессора

Такая схема не является общепринятой, но в известной степени она целесообразна, так как при данных габаритах компрессора каждая ступень будет иметь максимально возможный напор. Если предположить, что коэффициенты напора $\bar{H}$ одинаковы в обеих ступенях, то одинаковыми будут и адиабатические напоры:

$$H^*_{ад1}=H^*_{ад2}=H^*_{ад\,i}=u_2^2\bar{H}.$$

Обозначим $H^*_{ад\,i}/\frac{k}{k-1}\,RT^*_в=C$, где $T_в^*$ — температура торможения на входе в первую ступень.

Тогда суммарная степень повышения давления может быть записана в виде

$$\pi^*_к=\pi^*_{к1}\pi^*_{к2}=(C+1)^{\frac{k}{k-1}}\left(\frac{C}{1+\frac{C}{\eta^*_{к1}}}+1\right)^{\frac{k}{k-1}}, \qquad (6.104)$$

где $\eta^*_{к1}$ — к. п. д. первой ступени.

Если суммарная степень повышения давления будет задана, то можно найти величину C из уравнения:

$$C=\sqrt{\left[\frac{1}{1+\eta^*_{к1}}-\frac{f(\pi^*_к)}{2\eta^*_{к1}}\right]^2+f(\pi^*_к)}-\left[\frac{1}{1+\eta^*_{к1}}-\frac{f(\pi^*_к)}{2\eta^*_{к1}}\right], \quad (6.105)$$

где

$$f(\pi^*_к)=\frac{\pi_к^{\frac{k-1}{k}}-1}{1+\eta^*_{к1}}.$$

На рис. 6.40 дано значение $H^*_{ад\,i}$ ступеней в зависимости от $\pi^*_к$ и $\eta^*_к$ при $T^*_в=288°$ К и проведены линии, соответствующие различным окружным скоростям при $\overline{H}=0{,}65$. Как видно, при $u_2=450$ *м/сек* и $\eta^*_{к1}=0{,}75\div0{,}8$ возможные значения $\pi^*_к\approx7{,}6\div8{,}0$, а при $u_2=400$ *м/сек* $\pi^*_к\approx5{,}7\div5{,}9$.

В последнее время предпринимаются шаги для существенного увеличения степени повышения давления в двухступенчатых центробежных компрессорах. Так, экспериментальный турбовальный ГТД — *ST*9 фирмы Пратт-Уитни мощностью 1500 *л. с.* будет иметь двухступенчатый центробежный компрессор, в котором предполагается получать $\pi_к{}^*=20\div22$ [56]. Для этого потребуется иметь окружные скорости порядка 600 *м/сек*.

В рассматриваемых ступенях, имеющих одинаковые $\overline{H}$ и u_2, степени повышения давления и отношения температур не равны.

Действительно,

$$\pi^*_{к1}=(C+1)^{\frac{k}{k-1}};\quad \pi^*_{к2}=\left(\frac{C}{1+\frac{C}{\eta^*_{к1}}}+1\right)^{\frac{k}{k-1}};$$

$$\frac{T^*_{к1}}{T^*_{в1}}=1+\frac{C}{\eta^*_{к1}};\quad \frac{T^*_{к2}}{T^*_{в2}}=1+\frac{C}{\eta^*_{к2}\left(1+\frac{C}{\eta^*_{к1}}\right)}.$$

При этом $T^*_{в2}=T^*_{к1}$.

Так как критические скорости на входе не равны, то не равны и значения $\lambda_u=\frac{u_2}{a_{кр}}$.

Оптимальные геометрические соотношения в ступенях должны быть различными.

Если предположить, что оба колеса не имеют закрутки потока на входе ($\alpha_1=90°$) и относительный диаметр втулки у них одинаковый, то, используя уравнение (6.57), получим в следующем виде оптимальное отношение диаметров входа и колеса во второй и первой ступенях:

$$\frac{(D_1/D_2)_{II}}{(D_1/D_2)_I}=\sqrt[3]{\frac{q_{II}}{q_I}}.$$

Так как диаметры колес D_2 и числа оборотов в обоих ступенях одинаковы, то

$$\frac{(D_1/D_2)_{II}}{(D_1/D_2)_I}=\sqrt[3]{\frac{V_{II}}{V_I}}=\sqrt[3]{\frac{(\gamma_1)_I}{(\gamma_1)_{II}}}.$$

Выражая $(\gamma_1)_{\text{I}}$ и $(\gamma_1)_{\text{II}}$ через заторможенные параметры, получим

$$\frac{(D_1/D_2)_{\text{II}}}{(D_1/D_2)_{\text{I}}} = \sqrt[3]{\frac{\varepsilon(\lambda_1)_{\text{I}}}{\varepsilon(\lambda_1)_{\text{II}}} \frac{1}{\pi_{\text{к1}}^{*1/n_{\text{к}}}}}. \qquad (6.106)$$

Таким образом, оптимальное отношение $(D_1/D_2)_{\text{II}}$ во второй ступени значительно меньше, чем в первой ступени, и может составлять (0,8—0,85) $(D_1/D_2)_{\text{I}}$. Работа трения диска L_f и коэффициент $\alpha = L_f/u_2^2$ [уравнения (6.43) и (6.44)] во второй ступени возрастут пропорционально $\frac{(\gamma_2)_{\text{II}}}{(\gamma_2)_{\text{I}}} = \frac{\varepsilon(\lambda_2)_{\text{II}}}{\varepsilon(\lambda_2)_{\text{I}}} \pi_{\text{к}}^{*1/n_{\text{к}}}$, что вызовет увеличение затраченной работы и некоторое снижение к. п. д. Рост коэффициента α можно рассматривать также как следствие уменьшения отношений b_2/D_2 и c_{1a}/u_2, что вытекает из уравнения (6.45).

В двухступенчатом компрессоре имеют место дополнительные потери в обратном направляющем аппарате, с помощью которого осуществляется подвод воздуха от диффузора первой ступени к входному отверстию второй ступени (см. рис. 6.38).

Лопатки обратного направляющего аппарата являются одновременно входными направляющими лопатками для следующей ступени и должны обеспечивать требующиеся углы потока на входе в эту ступень. Начальная часть обратного аппарата выполняется в виде безлопаточного кольцевого канала, в котором поток изменяет свое направление в меридиональной плоскости. Межлопаточные каналы обратного аппарата обычно начинаются на радиусе, близком к периферийному радиусу диффузора. Ширина в осевом направлении на входе в межлопаточные каналы обратного аппарата принимается обычно равной выходной ширине (b_4) диффузора. В направлении к центру эта ширина увеличивается таким образом, чтобы поперечные сечения каналов (с учетом толщины лопаток) оставались почти неизменными. Это необходимо потому, что радиус кривизны каналов обратного аппарата невелик, а сильно искривленные каналы плохо приспособлены к работе в качестве диффузоров. Потери в обратном направляющем аппарате достаточно заметны и в значительной степени зависят от правильного выбора угла установки [24]. Они могут снижать к. п. д. ступени, измеренный по параметрам на выходе из диффузора, на 2—3% и более.

Определять эти потери расчетным путем можно методами, рекомендованными для безлопаточного и лопаточного диффузоров.

При профилировании лопаток обратных направляющих аппаратов можно использовать уравнения (6.8)—(6.15), применявшиеся для профилирования входных патрубков с учетом условий, заданных на входе и на выходе, и рекомендаций, изложенных в специальных пособиях, например [24], [50].

6.4.7. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЦЕНТРОБЕЖНОГО КОМПРЕССОРА

6.4.7.1. Исходные данные и указания для расчета

Ограничимся рассмотрением расчета одноступенчатого центробежного компрессора. В случае необходимости рассчитать двухступенчатый компрессор следует дополнительно учесть еще материал, содержащийся в разд. 6.4.6 по двухступенчатым компрессорам. Излагаемый метод расчета центробежного компрессора отличается от метода расчета осевого компрессора и основан на использовании коэффициентов потерь в отдельных элементах, с помощью которых определяются окончательно значения коэффициентов напора и к. п. д.

Исходными данными для расчета центробежного компрессора, являются следующие величины, известные из расчета двигателя:

1) степень повышения давления — $\pi_к^*$;
2) расход воздуха — $G_в$ *кг/сек*;
3) к. п. д. компрессора — $\eta_к^*$;
4) высота и скорость (число М) полета — H и M_H.

Кроме того, в исходные данные компрессора ГГД должны входить температура газа перед турбиной и другие параметры, требующиеся для расчетов по согласованию параметров компрессора и турбины. В процессе этих расчетов определяются коэффициент производительности $\bar{G}_к$, окружная скорость колеса u_2, отношение диаметров D_1/D_2, число $\tilde{M}_1$ на входе, диаметр колеса компрессора и число оборотов при допустимых напряжениях и запасе прочности в лопатках турбины. Эти данные и ложатся в основу детального расчета компрессора. Для получения более компактной конструкции коэффициент производительности $\bar{G}_к$ на входе в компрессор должен быть близким к максимальному значению. При переходе к двухстороннему колесу с сохранением $\bar{G}_к$, u_2 и D_1/D_2 наружный диаметр колеса уменьшится на 30%, как показано в разд. 6.3.5, но одновременно вдвое возрастут растягивающие напряжения в лопатках турбины, так как при одинаковом значении u_2 числа оборотов возрастут в $\sqrt{2}$ раза. В связи с этим при переходе на двухстороннее колесо не всегда возможно применить максимальный коэффициент производительности.

При расчете центробежного компрессора, не связанного непосредственно с турбиной (т. е. с механическим приводом), принятые значения $\bar{G}_к$, D_1/D_2 и u_1 проверяются только по допустимой величине $\tilde{M}_1$ и по углу $\alpha_1 \geqslant 75°$ на входе в колесо. В остальном же порядок и метод расчета сохраняются такими же, как и в изложенном ниже примере, в котором дан еще ряд дополнительных указаний.

6.4.7.2. Пример расчета

Произведем сокращенный расчет центробежного компрессора с односторонним полузакрытым колесом и осевым входом для следующих исходных данных: $H=0$; $M_H=0$; $p_н=p_0=1{,}014$ *бар*; $T_н^*=288°$ К; $p_в=p_н\delta_в=1{,}014\cdot 0{,}98=0{,}995$ *бар*; $G_в=25$ *кг/сек*; $\pi_к^*=4{,}5$; $\eta_к^* \geqslant 0{,}74\div 0{,}75$; температура газа перед турбиной $T_г^*=1150°$ К.

1. Определяем адиабатическую работу сжатия по параметрам заторможенного потока:

$$H_{ад}^* = \frac{k}{k-1} RT_н^* \left(\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1\right) = 1005\cdot 288(4{,}5^{0{,}286} - 1) = 156\,500 \text{ дж/кг}.$$

2. Принимаем коэффициент напора $\bar{H}=0{,}72$ (для $\alpha_1=90°$), что соответствует отношению $\bar{H}/\eta_к^*=0{,}96\div 0{,}97$, т. е. среднему значению этой величины (см. 6.3.4).

Выбираем коэффициент производительности $\bar{G}_к=0{,}65$ (по параметрам на диаметре D_1). Для диапазона углов $\alpha_1=90°—75°$ находим u_2, $(D_1/D_2)_{опт}$, $\tilde{M}_1$.

Определяем u_2 при $\alpha_1<90°$ из уравнения, вытекающего из совместного рассмотрения уравнений (6.54) и (6.58):

$$u_2 = u_2' \sqrt{1 + \frac{\eta_к^*}{\bar{H}'} \frac{c_{1u}}{u_2'} \left(\frac{D_1}{D_2}\right)' \frac{\varepsilon(\lambda_1)'}{\varepsilon(\lambda_1)} \frac{B}{B'}}.$$

В этом уравнении штрихом обозначены все величины, относящиеся к случаю, когда $\alpha_1=90°$ ($c_{1u}=0$). Буквами B и B' обозначены величины:

$$B = \sqrt{\left(\frac{\operatorname{ctg}\alpha_1}{2}\right)^2 + 2\left(1 + \operatorname{ctg}^2\alpha_1 + \frac{\xi_2}{\xi_1}\right)} - \frac{\operatorname{ctg}\alpha_1}{2};$$

$$B' = B_{\alpha=90°} = \sqrt{2(1+\xi_2/\xi_1)}.$$

Таблица 6.7

α_1°	$\sin\alpha_1$	$\cos\alpha_1$	$\operatorname{ctg}\alpha_1$	$q(\lambda_1)$	λ_1	$\varepsilon(\lambda_1)$	$\tau(\lambda_1)$	λ_{cu}	c_{1u}	u_2	D_1/D_2	u_1	λ_u	$\frac{a_{кр}}{a_1}$	$\widetilde{M}_1$
90	1,0	0,0	0,0	0,74	0,529	0,8875	0,9534	0	0	465	0,61	284	0,915	0,934	0,985
85	0,996	0,087	0,0875	0,743	0,531	0,8867	0,953	0,0467	14,5	470	0,59	277	0,893	0,935	0,935
80	0,985	0,174	0,1763	0,752	0,54	0,8829	0,9514	0,094	29,2	475	0,576	274	0,885	0,936	0,895
75	0,966	0,259	0,2679	0,766	0,554	0,877	0,9488	0,143	44,4	479	0,57	273	0,88	0,937	0,855

Значение D_1/D_2, соответствующее углу $\alpha_1<90°$, находится по уравнению

$$\frac{D_1}{D_2}=\left(\frac{D_1}{D_2}\right)'\frac{u_2'}{u_2}\frac{\varepsilon(\lambda_1)'}{\varepsilon(\lambda_1)}\frac{B}{B'},$$

а $\widetilde{M}_1$ — по уравнению (5.44).

Для определения u_2' и $(D_1/D_2)'$, т. е. при $\alpha_1=90°$, используются уравнения (6.53) и (6.58).

Величина $q(\lambda_1)$ вычисляется из уравнения

$$q(\lambda_1)=\frac{\overline{G}_к}{(1-\overline{d}^2)\sin\alpha_1}.$$

Результаты расчета сводим в табл. 6.7. При расчетах принято: $a_{кр}=310$ *м/сек*; $\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}=0{,}634$; $\overline{d}=0{,}35$.

Ориентируясь на небольшие числа $\widetilde{M}_1$, принимаем $\xi_1=0{,}22$; $\xi_2=0{,}11$.

Для дальнейших расчетов выбираем режим, соответствующий $\alpha_1=75°$, как имеющий меньшие значения $\widetilde{M}_1$*). Для этого режима требуется иметь коэффициент напора $\overline{H}=0{,}685$ и $\overline{H}/\eta_к^*=0{,}915\div0{,}925$. Определяем для выбранного режима статические параметры на входе, которые требуются в дальнейшем при расчете колеса:

$$T_1=288\tau(\lambda_1)=288\cdot0{,}9488=273°\text{ K};$$

$$p_1=p_в{}^*\Pi(\lambda_1)=0{,}992\cdot0{,}8322=0{,}827\ \textit{бар};$$

$$\gamma_1=\frac{p_1}{RT_1}=\frac{0{,}827\cdot10^5}{287{,}3\cdot273}=1{,}055\ \textit{кг/м}^3.$$

Дальнейшие расчеты (см. гл. 10) показывают, что выбранные параметры компрессора согласуются с параметрами турбины.

3. Определяем диаметр входа в колесо D_1, диаметр колеса D_2 и число оборотов:

$$D_1=\sqrt{\frac{4G_в\sqrt{T_н^*}}{\pi s_в p_в^*\overline{G}_к K_{\overline{G}}}}=$$

$$=\sqrt{\frac{4\cdot25\sqrt{288}}{\pi\cdot0{,}0404\cdot0{,}995\cdot10^5\cdot0{,}65\cdot0{,}98}}=0{,}46\ \textit{м};$$

$$D_2=\frac{0{,}46}{D_1/D_2}=\frac{0{,}46}{0{,}57}=0{,}806\ \textit{м};$$

$$n=\frac{60u_2}{\pi D_2}=\frac{60\cdot479}{\pi\,0{,}806}=11\,350\ \textit{об/мин}.$$

4. Предполагая, что закрутка потока по радиусу входного отверстия подчиняется закону постоянства циркуляции, находим параметры на среднем радиусе:

$$R_{ср}=\frac{D_1}{2}\frac{1+\overline{d}}{2}=0{,}23\,\frac{1{,}35}{2}=0{,}155\ \textit{м};\ u_{ср}=184\ \textit{м/сек};$$

$$\lambda_{cu\,ср}=\frac{\lambda_{cu}R_1}{R_{ср}}=\frac{0{,}143\cdot0{,}23}{0{,}155}=0{,}212;\ c_{u\,ср}=66\ \textit{м/сек};$$

$$\lambda_a=\lambda_1\sin\alpha_1=0{,}554\cdot0{,}966=0{,}535;\ c_a=166\ \textit{м/сек};$$

$$c_1=\lambda_1 a_{кр}=0{,}554\cdot310=171{,}5\ \textit{м/сек};$$

*) В принципе возможны и более высокие числа $\widetilde{M}_1$ (до 0,9), что несколько уменьшит u_2 и размер колеса.

$$\operatorname{tg}\alpha_{1ср}=\frac{\lambda_a}{\lambda_{cu\ ср}}=\frac{0{,}535}{0{,}212}=2{,}58;\quad \alpha_{1ср}=68^\circ 30';$$

$$\operatorname{tg}\beta_{1ср}=\frac{c_a}{u_{ср}-c_{u\ ср}}=\frac{166}{118}=1{,}405;\ \beta_{1ср}=54^\circ 30';$$

$$\Delta\beta_{ср}=90^\circ-54^\circ 30'=35^\circ 30'.$$

5. Для оценки в первом приближении геометрии ВНА используем рис. 5.20, приняв $\Delta\beta_{ср}=35^\circ 30'$ и $\beta_2=90^\circ$.

Находим: $b/t\simeq 1{,}2$. Чтобы увеличить густоту на внешнем диаметре входа (D_1) и получить больший радиус изгиба, принимаем на среднем диаметре густоту, увеличенную на 50%, т. е. $b/t=1{,}8$*). При числе лопаток $z=25$ имеем:

$$t_{ср}=\frac{2\pi R_{ср}}{z}=\frac{2\pi\cdot 0{,}155}{25}=0{,}039\ м;\quad b=1{,}8\cdot 0{,}039=0{,}070\ м.$$

Принимая угол атаки $i=4^\circ$, находим угол лопатки $\beta_1'=58^\circ 30'$ и угол кривизны $\theta=90^\circ-58^\circ 30'=31^\circ 30'$. Радиус изгиба (см. уравнение 6.22)

$$R=\frac{0{,}070}{2\sin 31^\circ 30'}=\frac{0{,}070}{2\cdot 0{,}5225}=0{,}067\ м.$$

Принимая по высоте лопатки ВНА хорду $b=\text{const}$ или несколько возрастающей по направлению от втулки к диаметру D_1, находим радиусы изгиба в нескольких поперечных сечениях, предварительно вычислив углы β_1 и θ.

6. Определяем параметры воздуха на выходе из колеса в следующем порядке.

а) Задаемся числом лопаток $z=25$ и определяем по уравнению (6.37) коэффициент μ:

$$\mu=\frac{1}{1+\frac{2}{3}\frac{\pi}{z}\frac{1}{1-\left(\frac{R_{ср}}{R_2}\right)^2}}=\frac{1}{1+\frac{2}{3}\frac{\pi}{25}\frac{1}{1-\left(\frac{0{,}1725}{0{,}403}\right)^2}}=0{,}907^{**}).$$

б) Определяем потери в колесе для принятых коэффициентов потерь $\xi_1=0{,}22$ и $\xi_2=0{,}11$. Поскольку принят вариант $\alpha=75^\circ$ с числом $\bar{M}_1=0{,}855$, то применение коэффициентов потерь, лежащих вблизи нижнего предела, является оправданным:

$$L_{R1}=\xi_1 w_1^2/2;\ w_1^2=c_a^2+(u_1-c_{1u})^2=80\,100\ м^2/сек^2;\ w_1=283\ м/сек;$$

$$L_{R1}=0{,}22\frac{80\,100}{2}=8\,800\ дж/кг;\quad L_{R2}=\xi_2\frac{c_{1a}^2}{2}=0{,}11\frac{166^2}{2}=1510\ дж/кг,$$

$$L_R=L_{R1}+L_{R2}=10\,310\ дж/кг;\quad \bar{L}_R=\frac{L_{R1}+L_{R2}}{u_2^2}=0{,}045.$$

в) Вычисляем члены

$$\frac{c_{1u}u_1}{u_2^2}=\frac{c_{1u}}{u_2}\frac{D_1}{D_2}=\frac{44{,}4}{479}\cdot 0{,}57=0{,}053;$$

$$\frac{1}{2}\left(\frac{c_{u\ ср}}{u_2}\right)^2=\frac{1}{2}\left(\frac{66}{479}\right)^2=0{,}0095.$$

г) Задаемся в первом приближении коэффициентом $\alpha=L_f/u_2^2=0{,}060$ с последующей проверкой коэффициента β. При этом учитываем, что колесо одностороннее с боль-

---

*) Увеличение густоты на внешнем радиусе можно получить также за счет «парусности» лопатки, т. е. увеличения хорды по направлению к периферии.

**) В формуле для μ в качестве среднего радиуса на входе принимается

$$R_{ср}=R_1\sqrt{\frac{1+\bar{d}^2}{2}}.$$

шой окружной скоростью. Вычисляем с помощью уравнения (6.50) показатель политропы $n_к$ сжатия в колесе:

$$\frac{n_к}{n_к-1}=\frac{k}{k-1}\,\frac{\mu-\frac{\mu^2}{2}+\frac{1}{2}\left(\frac{c_{u\,ср}}{u_2}\right)^2-\frac{c_{1u}}{u_2}\,\frac{D_1}{D_2}-\bar{L}_R}{\mu-\frac{\mu^2}{2}+\frac{1}{2}\left(\frac{c_{u\,ср}}{u_2}\right)^2-\frac{c_{1u}}{u_2}\,\frac{D_1}{D_2}+\alpha}=$$

$$=\frac{k}{k-1}\,\frac{x}{y}=3{,}5\,\frac{0{,}4065}{0{,}512}=2{,}78,$$

где через x и y обозначены соответственно числитель и знаменатель.

Показатель политропы $n_к=1{,}56$.

д) Определяем плотность воздуха на выходе из колеса [см. уравнение (6.49)]

$$\gamma_2=\gamma_1\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{n_к-1}}=\gamma_1\left(1+\frac{\Delta T}{T_1}\right)^{\frac{1}{n_к-1}}=$$

$$=\gamma_1\left\{1+\frac{k-1}{kRT_1}\,u_2^2\left[\mu-\frac{\mu^2}{2}+\frac{1}{2}\left(\frac{c_{u\,ср}}{u^2}\right)^2-\frac{c_{1u}D_1}{D_2}+\alpha\right]\right\}^{\frac{1}{n_к-1}}.$$

Заменяя $kRT_1=a_1^2$, где a_1 — скорость звука на входе, можем написать

$$\gamma_2=\gamma_1\left[1+(k-1)\left(\frac{u_2}{a_1}\right)^2 y\right]^{\frac{1}{n_к-1}}.$$

Так как $\gamma_1=1{,}055$ *кг/м*^{3}; $a_1=331$ *м/сек*; $y=0{,}512$; $n=1{,}56$, то, подставляя, получим

$$\gamma_2=1{,}055\,[1+0{,}84\cdot 0{,}512]^{1{,}786}=2{,}0\ кг/м^3.$$

е) Находим коэффициент трения диска с помощью уравнения (6.44)

$$\beta=\frac{G_в\alpha\cdot 10^3}{u_2D_2^2\gamma_2}=\frac{25\cdot 0{,}06\cdot 10^3}{479\cdot 0{,}806^2\cdot 2{,}0}=2{,}41.$$

Коэффициент β близок к среднему значению величин, указанных выше (см. разд. 6.3.4.2) для заданных условий, т. е. для полузакрытого колеса. В частности, при этом значении β для двухстороннего колеса будем получать $\alpha\approx 0{,}03$, что близко к величинам, получавшимся в поверочных расчетах известных компрессоров с двухсторонним колесом, имевшим аналогичные окружные скорости и производительность (по входу). Следовательно, можно принять: $\alpha=0{,}060$; $n_к=1{,}56$; $\gamma_2=2{,}0$ *кг/м*^{3}. Коэффициенты α (и β) оказывают большое влияние на показатель политропы сжатия в колесе.

Так, если положить $\alpha=0$, то в рассматриваемом примере получим, что $n_к=1{,}47$, т. е. процесс существенно близок к адиабатическому.

ж) Находим статическую температуру и давление за колесом:

$$T_2=273+\Delta T;\quad \Delta T=\frac{u_2^2}{\frac{k}{k-1}R}\,y,$$

где y — см. пп. «г» и «д».

$$\Delta T=\frac{479^2}{1005}\,0{,}512=117^\circ;\quad T_2=390^\circ\ К;\quad p_2=0{,}827\left(\frac{390}{273}\right)^{2{,}79}=2{,}24\ бар.$$

Проверяем плотность за колесом:

$$\gamma_2=\frac{p_2}{RT_2}=\frac{2{,}24\cdot 10^5}{287{,}3\cdot 390}=2{,}0\ кг/м^3.$$

з) Находим скорость воздуха и числа M_2 за колесом. Принимаем $c_{2r}\cong c_{1a}=160$ *м/сек*, тогда

$$c_2=\sqrt{c_{2r}^2+c_{2u}^2}=\sqrt{160^2+435^2}=462\ м/сек;$$

скорость звука $a_2 = 20{,}1\ \sqrt{394} = 399$ *м/сек*;

$$M_2 = \frac{462}{399} = 1{,}16;$$

угол потока на выходе из колеса

$$\operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{c_{2r}}{c_{2u}} = \frac{160}{435} = 0{,}368;\ \alpha_2 = 20^\circ 10'.$$

и) Находим ширину колеса на выходе по уравнению

$$b_2 = \frac{G_в}{\gamma_2 \pi D_2 c_{2r}} = \frac{25}{2{,}0 \cdot \pi \cdot 0{,}806\,160} = 0{,}0309\ м.$$

к) Определяем адиабатический к. п. д. колеса (по полному напору)

$$\eta_{р.к} = \frac{H_{ад} + \dfrac{c_2^2 - c_1^2}{2}}{H_к},$$

где

$$H_к = u_2^2\left(\mu + \alpha - \frac{c_{1u}}{u_2}\,\frac{D_1}{D_2}\right) = 479^2 \cdot 0{,}914 = 209\,000\ дж/кг;$$

$$H_{ад} = \frac{k}{k-1} RT_1\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right] = 1005 \cdot 273\left[2{,}71^{0{,}286} - 1\right] = 90\,500\ дж/кг;$$

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \frac{462^2 - 171{,}5^2}{2} = 92\,300\ дж/кг.$$

Подставляя, получим

$$\eta_{р.к} = \frac{182\,800}{209\,000} = 0{,}875.$$

Учитывая, что одностороннее колесо имеет большую окружную скорость и работа, затрачиваемая на трение диска, относительно велика ($\alpha = 0{,}06$), можно считать к. п. д. колеса компрессора достаточно высоким. Полученные данные позволяют спрофилировать канал колеса и проверить распределение скоростей в сечении, как показано в разд. 6. 4. 6.

7. Произведем расчет безлопаточного диффузора.

Задаемся условием, что на выходе из безлопаточного диффузора поток должен быть дозвуковым и $M_3 \leqslant 0{,}95$, которому по формуле (6. 83) соответствует значение $D_3/D_2 = 1{,}175$. Учитывая влияние трения и сжимаемости, уменьшаем ориентировочно протяженность диффузора на 5% и принимаем $D_3/D_2 = 1{,}12$. Тогда $D_3 = 0{,}904$ *м*. Радиальная протяженность

$$\Delta R = R_3 - R_2 = 0{,}049\ м.$$

Расчет с учетом трения и сжимаемости производим последовательным приближением. Принимаем коэффициент сопротивления $\lambda_{тр} = 0{,}032$ и коэффициент трения $\xi_{тр} = \dfrac{\lambda_{тр}}{4} = 0{,}008$, учитывая, что числа Рейнольдса велики ($Re > 10^6$) и поверхность может быть выполнена достаточно гладкой.

а) Определим в первом приближении отношение плотностей в диффузоре, приняв $b_3 = b_2$; $F_2/F_3 = R_2/R_3$; показатель политропы $n_д = 1{,}55$*) и воспользовавшись упрощенной формулой (6. 75):

$$\frac{\gamma_3}{\gamma_2} = \left\{1 + \frac{k-1}{2} M_2^2\left[1 - \left(\frac{R_2}{R_3}\right)^2\right]\right\}^{1{,}82} = \{1 + 0{,}269\,[1 - 0{,}799]\}^{1{,}82} = 1{,}10.$$

Следовательно, $\gamma_3 = 2{,}2$ *кг/м*^{3}.

---

*) Показатель политропы и $\xi_{тр}$ для данного безлопаточного диффузора однозначно связаны между собой. Однако выразить эту связь с учетом сжимаемости трудно, вследствие чего соответствие между этими величинами окончательно устанавливается последовательным приближением.

б) Найдем угол α_3 по уравнению (6.82) (при $b_3=b_2$):

$$\operatorname{tg}\alpha_3=\frac{\gamma_2}{\gamma_3}\left\{\operatorname{tg}\alpha_2+\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\alpha_2}\,\frac{\xi_{тр}}{b_2}(R_3-R_2)\left[1+\frac{k-1}{n_д-1}\,\frac{M_2^2}{2}\left(1-\frac{R_2}{R_3}\right)\right]\right\}=$$

$$=\frac{2{,}0}{2{,}2}[0{,}368+0{,}0135\,(1+0{,}727\cdot 0{,}673\cdot 0{,}106)]=0{,}348;$$

$$\alpha_3=19°11';\quad \sin\alpha_3=0{,}3286.$$

в) Определим радиальную составляющую и полную скорость в конце диффузора.

$$c_{3r}=\frac{G_в}{\gamma_3\pi D_3 b_3}=\frac{25}{2{,}2\pi 0{,}904\cdot 0{,}0309}=129{,}5\ м/сек;$$

$$c_3=\frac{c_{3r}}{\sin\alpha_3}=\frac{129{,}5}{0{,}3286}=394\ м/сек.$$

г) Повышение температуры в диффузоре будет

$$\Delta T=\frac{c_2^2-c_3^2}{2\dfrac{k}{k-1}R}=\frac{462^2-394^2}{2010}=293°;$$

$$T_3=T_2+\Delta T=390+29{,}3=419{,}3°\text{ К}.$$

д) Работа трения в диффузоре находится по уравнению (6.84)

$$L_{R\,д}=\frac{\xi_{тр}}{2b}\left(c_3^2+c_2^2\right)\frac{\Delta R}{\sin\alpha_{ср}}=\frac{0{,}008}{2\cdot 0{,}0309}\,368\,900\,\frac{0{,}049}{0{,}3365}=6950\ дж/кг.$$

Примечание. $\alpha_{ср}=\dfrac{\alpha_2+\alpha_3}{2}=19°40'$.

е) Найдем показатель политропы в диффузоре:

$$\frac{n_д}{n_д-1}=\frac{k}{k-1}-\frac{L_{R\,д}}{R\Delta T}=3{,}5-\frac{6950}{287{,}3\cdot 29{,}3}=2{,}674;\quad n=1{,}598.$$

ж) Проверим плотность на выходе по уравнению

$$\frac{\gamma_3}{\gamma_2}=\left(\frac{T_3}{T_2}\right)^{\frac{1}{n_д-1}}=\left(\frac{419{,}3}{390}\right)^{1{,}67}=1{,}123;\quad \gamma_3=2{,}254\ кг/м^3.$$

Таким образом, плотность и показатель политропы существенно отличаются от значений, полученных и принятых в первом приближении, и поэтому производим пересчет с новым значением γ_3 и $n_д$, начиная со значения α_3. Приведем результаты этих расчетов:

$$\operatorname{tg}\alpha_3=0{,}34;\quad \alpha_3=18°47';\quad \sin\alpha_3=0{,}322;$$

$$c_{3r}=127{,}0\ м/сек;\quad c_3=395\ м/сек;\quad L_{R\,д}=7040\ дж/кг;$$

$$\Delta T=28{,}8°;\quad T_3=418{,}8°\text{ К};\quad n_д=1{,}606;$$

$$\gamma_3=2{,}25\ кг/м^3;\quad p_3=2{,}70\ бар;\quad \pi_д=\frac{p_3}{p_2}=1{,}208.$$

Так как отличие от предыдущих данных получается незначительным, то можно принять найденные значения как окончательные. Скорость звука в конце безлопаточного диффузора $a=411$ *м/сек* и число $M_3=0{,}96$. Таким образом, принятое значение D_3/D_2 обеспечило снижение чисел M_3 почти до требующейся величины.

з) Определим адиабатический к. п. д. диффузора

$$\eta_д=\frac{H_{ад}}{\dfrac{c_2^2-c_3^2}{2}}=\frac{1005\cdot 390\left[(1{,}208^{0{,}286}-1)\right]}{\dfrac{462^2-395^2}{2}}=0{,}745.$$

Таким образом, диффузор работает недостаточно эффективно.

Для контроля проведенных расчетов проверим еще сохранение в диффузоре температуры торможения.

На выходе из колеса

$$T_2^* = T_2 + \frac{c_2^2}{\frac{k}{k-1}R} = 390 + \frac{462^2}{2010} = 496{,}5^\circ\ \text{К};$$

в конце диффузора

$$T_3^* = 418{,}8 + \frac{395^2}{2010} = 496{,}5^\circ\ \text{К}.$$

Таким образом, $T_3^* = T_2^*$.

Определим температуру неполного торможения в начале диффузора

$$T_{2r}^* = T_2^* - \frac{c_{2u}^2}{2\frac{k}{k-1}R} = 496{,}5 - \frac{435^2}{2010} = 402{,}5^\circ\ \text{К}.$$

Находим условную критическую скорость

$$a_{\text{кр}\,r} = \sqrt{2\frac{k}{k+1}RT_{2r}^*} = 367\ \textit{м/сек}.$$

Так как $c_{2r} < a_{\text{кр}\,r}$, то косого скачка в диффузоре быть не может.

8. Рассчитаем лопаточный диффузор.

Исходя из необходимости ограничить диаметральные габариты диффузора так, чтобы $D_4/D_3 \leqslant 1{,}3$, выберем степень расширения $F_4/F_3 = 2{,}2$ и $\theta_{\text{ср}} = 11^\circ$. Число лопаток по условиям компоновки камер сгорания задается $z_\text{д} = 18$.

а) Из уравнения (6.91) находим R_4/R_3, принимая $b_4 = b_3 = \text{const}$ и $\alpha_3' = \alpha_3$, т. е. угол атаки $i = 0$:

$$\frac{R_4}{R_3} = \sqrt{1 + \frac{360}{z_\text{д}\theta_{\text{ср}}}\left[\left(\frac{F_4}{F_3}\right)^2 - 1\right]\sin^2\alpha_3} = \sqrt{1 + 1{,}82 \cdot 3{,}85 \cdot 0{,}1025} = 1{,}31.$$

Следовательно, $D_4 = 0{,}904 \cdot 1{,}31 = 1{,}182$ *м*.

б) Находим угол α_4 на выходе из лопаточного диффузора:

$$F_3 = \pi D_3 b_3 \sin\alpha_3 = 3{,}14 \cdot 0{,}904 \cdot 0{,}0309 \cdot 0{,}322 = 0{,}0282\ \textit{м}^2;$$

$$F_4 = 2{,}2 \cdot F_3 = 0{,}0620\ \textit{м}^2.$$

Следовательно,

$$\sin\alpha_4 = \frac{F_4}{\pi D_4 b_4} = \frac{0{,}0620}{\pi \cdot 1{,}182 \cdot 0{,}0309} = 0{,}539;$$

$$\alpha_4 = 32^\circ 37'; \quad \Delta\alpha = 13^\circ 50'.$$

в) Определим параметры на выходе из лопаточного диффузора. Для оценки коэффициента потерь в диффузоре воспользуемся таблицей и указаниями, данными в разделе 6.4.2, и, приняв из таблицы коэффициент потерь $\xi_\text{д} = 0{,}24$, пересчитаем его по степени расширения (от $\bar{f} = 5{,}0$ до $\bar{f} = 2{,}2$). При этом, учитывая различие в формах канала и неравномерность поля скоростей, увеличиваем коэффициент C в лопаточном диффузоре на 35—40%. В результате принимаем для расчетов диффузора $\xi_\text{д} = 0{,}15$. Задаваясь отношением $A = c_4/c_5$, вычислим повышение плотности в диффузоре и показатель политропы сжатия с помощью формул (6.92) и (6.93), а отношение γ_4/γ_3 еще и по формуле (6.94). Результаты расчетов приведены в табл. 6.8.

Таблица 6.8

A	A^2	$1-A^2$	$a = \frac{\xi_\text{д}}{1-A^2}$	$1-a$	$\frac{n_\text{д}}{n_\text{д}-1}$	$n_\text{д}$	$\frac{0{,}2M_3^2}{(1-A^2)}$	$\frac{\gamma_4}{\gamma_3}$ по формуле (6.93)	$\frac{\gamma_4}{\gamma_3}$ по формуле (6.94)
0,25	0,0625	0,9375	0,16	0,84	2,94	1,515	0,1708	1,365	1,82
0,3	0,09	0,91	0,1646	0,8354	2,92	1,522	0,1659	1,340	1,515
0,35	0,1225	0,8775	0,1708	0,8292	2,9	1,528	0,160	1,329	1,3
0,4	0,16	0,84	0,1785	0,8215	2,875	1,533	0,153	1,31	1,138

Построив кривые изменения тех и других значений γ_4/γ_3 в зависимости от A, получим в пересечении: $\gamma_4/\gamma_3=1{,}331$, $A=0{,}341$.

Используя результаты определения γ_4/γ_3 и A, получаем:

$$c_4 = 394 \cdot 0{,}341 = 134{,}8 \ м/сек;$$

$$\frac{n_д}{n_д - 1} = 2{,}905; \quad n_д = 1{,}525;$$

повышение температуры в диффузоре

$$\Delta T = \frac{c_3^2 - c_4^2}{2\frac{k}{k-1}R} = \frac{395^2 - 134{,}5^2}{2010} = 68{,}5°;$$

$$T_4 = T_3 + \Delta T = 418{,}8 + 68{,}5 = 487{,}3° \text{K};$$

давление воздуха на выходе из диффузора

$$p_4 = p_3 \left(\frac{T_4}{T_3}\right)^{\frac{n_д}{n_д - 1}} = 2{,}7 \left(\frac{487{,}3}{418{,}8}\right)^{2{,}905} = 4{,}2 \ бар;$$

скорость звука и число М

$$a_4 = 20{,}1 \sqrt{487{,}3} = 443 \ м/сек; \quad M_4 = \frac{134{,}5}{443} = 0{,}304.$$

г) Определяем адиабатический к. п. д. диффузора

$$\eta_д = \frac{H_{ад}}{\frac{c_3^2 - c_4^2}{2}} = \frac{1005 \cdot 418{,}8 \left(1{,}558^{0{,}286} - 1\right)}{68\,925} = 0{,}829.$$

д) Находим радиусы, с помощью которых строятся лопатки:

$$R_л = \frac{R_4^2 - R_3^2}{2\left(R_4 \cos \alpha_4' - R_3 \cos \alpha_3'\right)} = \frac{0{,}591^2 - 0{,}452^2}{2\left(0{,}591 \cdot 0{,}8423 - 0{,}452 \cdot 0{,}94\,674\right)} = 1{,}03 \ м;$$

радиус вспомогательной окружности

$$r = \sqrt{R_3^2 + R_л^2 - 2R_3 R_л \cos \alpha_3'} =$$

$$= \sqrt{0{,}204 + 1{,}06 - 2 \cdot 1{,}03 \cdot 0{,}452 \cdot 0{,}94\,674} = \sqrt{0{,}384} = 0{,}619 \ м.$$

9. Расчет параметров на выходе из компрессора производим по суммарному эффекту, включающему преобразование скорости в улитке и непосредственно в патрубке. Задаемся скоростью на выходе из патрубка $c_к=90$ *м/сек*.

а) Определяем повышение температуры воздуха в выходном устройстве

$$\Delta T = \frac{c_4^2 - c_к^2}{2\frac{k}{k-1}R} = \frac{134{,}8^2 - 90^2}{2010} \simeq 5°.$$

б) Находим температуру воздуха на выходе из компрессора

$$T_к = T_4 + \Delta T = 487{,}3° + 5° = 492{,}3° \text{ K}.$$

в) Задаемся коэффициентом потерь в выходном устройстве $\xi_в=0{,}05$ и определяем:

$$L_{R\,в.у} = 0{,}05 \frac{134{,}8^2}{2} = 452 \ дж/кг;$$

$$\frac{n_{в.у}}{n_{в.у} - 1} = 3{,}5 - \frac{452}{287{,}3} = 3{,}183; \quad n_{ву} = 1{,}46;$$

$$p_к = 4{,}2\left(\frac{492{,}3°}{487{,}3°}\right)^{3{,}183} = 4{,}35\ бар.$$

г) Определяем скорость звука и число M на выходе:

$$a_к = 20{,}1\sqrt{492{,}3} = 445\ м/сек;$$

$$M_к = \frac{90}{445} = 0{,}201;\quad \lambda_к = 0{,}22.$$

По газодинамическим таблицам этому λ соответствует функция полного давления $\Pi(\lambda) = 0{,}972$.

Следовательно, полное давление на выходе из компрессора

$$p_к^* = \frac{p_к}{\Pi(\lambda)} = \frac{4{,}35}{0{,}972} = 4{,}48\ бар.$$

д) Находим степень повышения полного давления в компрессоре

$$\pi_к^* = \frac{p_к^*}{p_в^*} = \frac{4{,}48}{0{,}992} \simeq 4{,}53.$$

Таким образом, компрессор обеспечивает заданную степень повышения давления.

е) Определяем к. п. д. компрессора по заторможенным параметрам:

$$\eta_к^* = \frac{H_{ад}^*}{H_к};\quad H_{ад}^* = 1005 \cdot 288\ (4{,}53^{0{,}286} - 1) = 157\,000\ дж/кг;$$

$$H_к = u_2^2\left(\mu + a - \frac{c_{1u}u_1}{u_2^2}\right) = 479^2\,(0{,}0907 + 0{,}060 - 0{,}053) = 209\,000\ дж/кг;$$

$$\eta_к^* = \frac{157\,000}{209\,000} = 0{,}751.$$

Коэффициент напора $\overline{H} = \dfrac{157\,000}{479^2} = 0{,}686.$

Таким образом, к. п. д. получается в пределах ожидаемого, но в процессе доводки возможно некоторое его повышение. В частности, уменьшение зазора между корпусом и лопатками в полуоткрытом колесе способствует повышению к. п. д. Так, например, уменьшение зазора с 0,85 до 0,05 *мм* повысило к. п. д. от 0,762 до 0,778, т. е. на 2%*). Этот рост к. п. д. объясняется уменьшением трения в зазоре (уменьшением β) и потерь, вызываемых перетеканием воздуха через кромки лопаток. В случае двухстороннего колеса с сохранением D_1/D_2 и $\overline{G}_к$ коэффициент трения диска уменьшится примерно вдвое и затраченная работа будет составлять: $H_к = 202\,000$ *дж/кг*. Адиабатическая же работа сжатия несколько возрастет за счет уменьшения показателя политропы. Поэтому к. п. д. такого компрессора достигнет величины $\geqslant 0{,}78$. Примерно такое значение имеет к. п. д. у известных компрессоров с двухсторонним колесом в двигателях ВК-1, «Нин» и «Дервент». Поэтому можно считать, что принятые в расчетах коэффициенты достаточно удовлетворительно согласуются с их значениями в указанных компрессорах.

Появившиеся в последнее время сведения [68] о создании экспериментальных центробежных компрессоров со степенью повышения давления $\pi_к^* = 6{,}0$ и к. п. д. $\eta_к^* = 0{,}81$ (при $u_2 \cong 530$ *м/сек*) свидетельствуют о возможности значительного уменьшения потерь в центробежном компрессоре.

В частности, в рассчитанном выше компрессоре имеем

$$L_R^*/H_к = 1 - \eta_к^* = 0{,}25.$$

В новом компрессоре должно быть $L_R^*/H_к = 0{,}19$, т. е. относительные потери уменьшились на 6%. Учитывая большие окружные скорости, следует считать такое снижение потерь весьма существенным. Как пишет автор, наибольший эффект получен от применения трубчатого диффузора, показанного на рис. 6.34, *а*.

*) «Теплоэнергетика», 1969, № 3.

Глава 7

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ОСЕВЫХ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Применительно к осевым газовым турбинам остаются в силе упрощения, которые применяются в методах расчета осевых компрессоров и сводятся к осесимметричности потока и к использованию решеток и элементарных ступеней с плоским установившимся потоком. В турбинах, как и в компрессорах, широко используются экспериментальные данные, полученные при продувке решеток и при испытании отдельных ступеней и многоступенчатых машин.

Рассмотренные в гл. 2—4 общие уравнения теории лопаточных машин, а также их геометрические параметры применяются и в расчете осевых турбин.

При этом, как и в разделе, посвященном осевым компрессорам, сначала рассматриваются решетки и элементарные ступени, а затем полноразмерные ступени и многоступенчатые машины.

7.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РЕШЕТОК И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ СТУПЕНЕЙ

7.1.1. ТРЕУГОЛЬНИКИ СКОРОСТЕЙ И ЧИСЛА М

Треугольники скоростей для осевых решеток турбин частично рассматривались выше (см. рис. 1.6, 2.4 и др.). Принимая, что элементарная ступень турбины состоит из решеток соплового аппарата и рабочего колеса, можно изобразить ее треугольник скоростей в виде, показанном на рис. 7.1. В этот треугольник входят скорости на выходе из соплового аппарата, на входе в рабочее колесо и на выходе из него. Предполагается, что скорости на входе в сопловой аппарат известны из расчетов предшествующей ступени турбины и входят в ее треугольник. В первой же ступени многоступенчатой турбины скорости на входе в сопловой аппарат определяются параметрами на выходе из камеры сгорания.

Для треугольника скоростей турбины характерно неравенство осевых скоростей на входе в рабочее колесо и на выходе из него, что является следствием значительного понижения давления в рабочем колесе. Только в ступенях с малой степенью реактивности различие в осевых скоростях почти исчезает. В дальнейшем при исследовании отдельных вопросов иногда треугольник скоростей будет рассматриваться в упрощенном виде с одинаковыми значениями осевых скоростей $c_{1a}=c_{2a}$.

Газодинамические процессы в турбинах существенно зависят от чисел M потока.

В проточной части турбины различают:

M_{1c} (или M_1) $= c_1/a_1$ — число M на выходе из соплового аппарата:

$M_{1w} = w_1/a_1$ — число M на входе в рабочее колесо по относительной скорости;

$M_{2w} = w_2/a_2$ — число M на выходе из рабочего колеса по относительной скорости;

M_{2c} (или M_2) $= c_2/a_2$ — число M за ступенью турбины по абсолютной скорости (или на входе в следующий сопловой аппарат);

$M_u = u/a_1$ — число M окружной скорости,

где $a_1 = \sqrt{kRT_1}$, и $a_2 = \sqrt{kRT_2}$ — скорости звука соответственно в осевом зазоре и за ступенью.

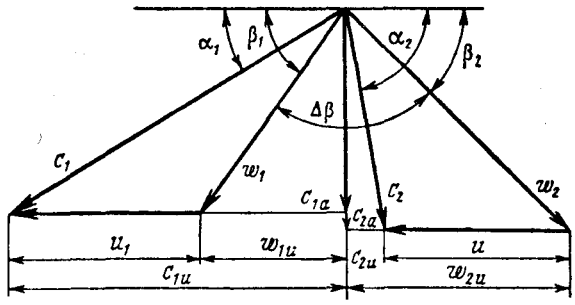


Рис. 7.1. Обычный треугольник скоростей ступени турбины

Часто вместо чисел M применяют однозначно связанные с ними приведенные скорости λ:

$$\lambda_{1c}\ (\text{или}\ \lambda_1) = \frac{c_1}{a_{\text{кр}0}}; \quad \lambda_{1w} = \frac{w_1}{a_{\text{кр}\,w}};$$

$$\lambda_{2w} = \frac{w_2}{a_{\text{кр}\,w}}; \quad \lambda_{2c}\ (\text{или}\ \lambda_2) = \frac{c_2}{a_{\text{кр}2}};$$

$$\lambda_u = \frac{u}{a_{\text{кр}0}},$$

где

$$\begin{cases} a_{\text{кр}0} = \sqrt{\dfrac{2k}{k+1} RT_0^*}; \quad a_{\text{кр}2} = \sqrt{\dfrac{2k}{k+1} RT_2^*}; \\ a_{\text{кр}\,w} = \sqrt{\dfrac{2k}{k+1} RT_w^*}. \end{cases} \tag{7.1}$$

Здесь T_0^* — температура торможения перед турбиной и на выходе из соплового аппарата;

T_w^* — температура торможения в относительном движении, которая без учета теплообмена будет на каждом режиме постоянной во всем канале рабочего колеса;

T_2^* — температура торможения на выходе из ступени.

Связь между параметрами в абсолютном и относительном движении была рассмотрена в гл. 2. В частности, температуры торможения

связаны между собой уравнением (2.7), которое в обозначениях, соответствующих ступени турбины, запишется в виде

$$T_w^* = T_0^* - \frac{c_1^2 - w_1^2}{2c_p} = T_0^* - \frac{k-1}{2kR}(c_1^2 - w_1^2).$$

Заменим с помощью треугольника скоростей относительную скорость выражением

$$w_1^2 = c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos\alpha_1.$$

Тогда после преобразований получим

$$\frac{T_w^*}{T_0^*} = 1 - \frac{k-1}{k+2}(2\lambda_u\lambda_1 \cos\alpha_1 - \lambda_u^2). \qquad (7.2)$$

Отношение приведенных скоростей λ_{1c} и λ_{1w} выражается уравнением

$$\frac{\lambda_{1c}}{\lambda_{1w}} = \frac{\sin\beta_1}{\sin\alpha_1}\left(\frac{T_w^*}{T_0^*}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Тип турбины (дозвуковая или сверхзвуковая) определяется величиной $M_{1w}(\lambda_{1w})$, характеризующей обтекание рабочего колеса в относительном движении:

при $M_{1w}(\lambda_{1w}) < 1{,}0$ турбина дозвуковая;

при $M_{1w}(\lambda_{1w}) > 1{,}0$ турбина сверхзвуковая.

Сверхзвуковое обтекание решетки рабочего колеса связано, как известно, с образованием головных волн и скачков уплотнения, что определяет возникновение дополнительных волновых потерь.

То обстоятельство, что тип турбины определяется скоростью на входе, а не на выходе из решеток [$M_{1c}(\lambda_{1c})$ и $M_{2w}(\lambda_{2w})$], объясняется тем, что при дозвуковых скоростях на входе в решетку увеличение скорости в решетке до сверхзвуковой, т. е. переход через скорость звука, не сопровождается образованием интенсивных скачков уплотнения и большими потерями.

Воспользовавшись тем, что скорости звука в абсолютном и относительном движении одинаковы, покажем соотношение между числами M в различных сечениях.

Разделив на скорость звука a_1 уравнение для w_1, после преобразований получим

$$M_{1w} = \chi_1(M_1 - M_{1u}),$$

где

$$\chi_1 = \sqrt{1 + \frac{1 - \cos\alpha_1}{\frac{M_1/M_{1u} + M_{1u}/M_1}{2} - 1}}.$$

Коэффициент χ_1 находится примерно в пределах 1,2—1,4.

При больших окружных скоростях, которые применяются в турбинах, часто $M_{1w} < 1{,}0$ даже при $M_1 > 1{,}0$. Таким образом, влияние окружной скорости на числа M_{1w} в турбине противоположно ее влиянию в компрессорах.

Только в случае, когда срабатываются большие теплоперепады при относительно малых окружных скоростях, числа M_{1w} могут превысить единицу, т. е. турбина будет сверхзвуковой. Связь между числами M_{2w}, M_2 и M_u на выходе из турбины можно получить из уравнения

$$c_2^2 = w_2^2 + u^2 - 2uw_2 \cos\beta_2.$$

Разделив обе части уравнения на скорость звука a_2, после преобразований получим

$$M_2 = \chi_2 (M_{2w} - M_{2u}),$$

где

$$\chi_2 = \sqrt{1 + \frac{1 - \cos\beta_2}{\frac{M_{2w}/M_{2u} + M_{2u}/M_{2w}}{2} - 1}}.$$

Коэффициент

$$\chi_2 = 2{,}5 \div 4{,}5; \quad M_{2u} = M_{1u}\sqrt{\frac{T_1}{T_2}}.$$

Так как всегда $M_2 < 1{,}0$, то при значениях M_{2w}, близких к единице, необходимо иметь достаточно большую окружную скорость. Очевидно, что аналогичная взаимосвязь будет существовать и между приведенными скоростями, но аналитические соотношения будут более сложными.

Многочисленные эксперименты показали, что для рабочих решеток при оптимальной густоте и числе $M_{2w} = 0{,}8 \div 1{,}0$ (и аналогичных значениях M_{1c} для сопловой решетки) угол выхода потока β_2 достаточно близко совпадает с так называемым эффективным углом решетки

$$\beta_{2эф} = \arcsin\frac{a}{t},$$

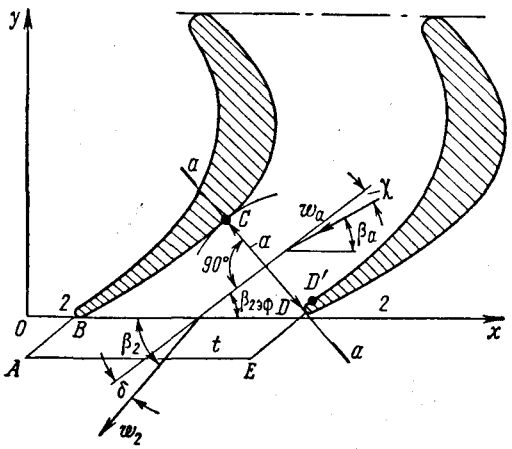


Рис. 7.2. К определению $\beta_{2\,эф}$

где a — минимальная ширина (или горло) канала (конфузорного) на выходе (рис. 7.2).

Эта формула получается из уравнения неразрывности в плоском потоке

$$a\gamma_a w_a = t\gamma_2 w_2 \sin\beta_{2эф},$$

если считать приближенно, что произведения плотности γ на скорость в узком сечении и за решеткой равны между собой. При дозвуковых скоростях обычно $\gamma_a w_a > \gamma_2 w_2$, что, в частности, объясняется влиянием толщины кромок, и поэтому угол $\beta_{2эф}$ получается несколько меньше действительного угла β_2. Можно выразить β_2 в более общем виде [16]:

$$\beta_2 = \arcsin K_2\frac{a}{t},$$

где K_2 — коэффициент, зависящий от типа и относительного шага решетки, крутизны выходной части стороны давления профиля, а также от числа M_2.

На основании уравнения постоянства расхода и теоремы количества движения в проекции на ось Ox в области $ABCDE$ выходной части решетки получено следующее приближенное уравнение для коэффициента K_2:

$$K_2 = \frac{1}{\cos\beta_a}\left\{1 - \frac{k-1}{2}M_2^2\left[\left(\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_a}\right)^2 - 1\right]\right\}^{\frac{1}{k-1}},$$

где β_a — угол в сечении CD в предположении, что поток в этом сечении однородный; β_a — может определяться графически. По этой формуле угол β_2 вычисляется путем последовательных приближений, причем в первом приближении принимается, что $\beta_2 = \arcsin \frac{a}{t}$.

В работе [3] приводится формула, в которой предлагается в качестве угла β_a принимать среднее значение:

$$\beta_a = \frac{1}{2}(\beta_{aC} + \beta_{aD'}),$$

где β_{aC} и $\beta_{aD'}$ — значения угла β_a в точках C и D' соответственно. Точка D', в которой сопрягаются дуги, очерчивающие контур корыта и выходной кромки, принимается за точку возможного отрыва пограничного слоя. Эта формула имеет вид

$$\sin\beta_2 = \frac{a}{t}\,\frac{Y\left(\lambda_{2w\,\text{ид}}\psi\,\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_a}\right)\Pi\left(\lambda_{2w\,\text{ид}}\,\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_a}\right)}{Y(\lambda_{2w\,\text{ид}}\psi)\,\Pi(\lambda_{z\text{ид}})}\cos\chi,$$

где

$$Y(\lambda) = \frac{q(\lambda)}{\Pi(\lambda)};$$

$\lambda_{2w\,\text{ид}}$ — значение λ_{2w} в идеальном газе;

ψ — коэффициент скорости;

χ — угол между вектором скорости w_a и нормалью к сечению a—a.

Имеющееся при дозвуковых скоростях некоторое увеличение углов потока по сравнению с углом $\beta_{2эф}$ характеризуется так называемым углом отставания

$$\delta_{эф} = \beta_2 - \beta_{2эф}.$$

В гл. 2 угол отставания на выходе из решетки определялся по разности углов β_2 и β_2', т. е.

$$\delta = \beta_2 - \beta_2'.$$

Таким образом, различие между этими углами составляет

$$\delta_{эф} - \delta = \beta_2' - \beta_{2эф}.$$

В теории турбин обычно применяются эффективный угол $\beta_{эф}$ и соответствующий ему угол отставания $\delta_{эф}$. Если принять, что $\delta_{эф} = \delta$, то выходной угол лопатки будет равен углу $\beta_{2эф}$, т. е. $\beta_2' = \beta_{2эф}$. Это соотношение используется как первое приближение при построении профиля и решеток. Угол отставания $\delta_{эф}$ в основном зависит от числа M_{2w} и угла β_2. При M_{2w}, равном единице, $\delta_{эф} = 0$, а при сверхзвуковой скорости угол потока превышает угол решетки вследствие расширения потока в косом срезе. Таким образом, производная кривых $\delta_{эф} = f(\lambda_{2w\,т})$ должна быть непрерывной и равной нулю при $\lambda_{2w\,т} = 1{,}0$, где $\lambda_{2w\,т}$ — теоретическая приведенная скорость на выходе из решетки.

С учетом этого обстоятельства А. Г. Клебановым были перестроены известные экспериментальные данные Энли об отставании потока. Полученные кривые $\delta_{эф} = f(\lambda_{2w\,т})$ показаны на рис. 7.3. Угол атаки практически не влияет на угол выхода потока при $M_{2w}(\lambda_{2w}) \leqslant 1{,}0$. Некоторое увеличение угла выхода наблюдается лишь при значительных углах атаки.

Непосредственно за решеткой наблюдается существенная неравномерность угла выхода по шагу (особенно у кромок), которая сглаживается лишь на некотором удалении от решетки.

В решетках с суживающимся каналом при увеличении срабатываемого теплоперепада скорость звука достигается в минимальном сечении, а дальнейшее увеличение скорости происходит в так называемом косом срезе решетки. При этом приведенный расход останется постоянным, а приведенная скорость и угол выхода потока будут увеличиваться, так что окружная составляющая скорость увеличится как показано на рис. 7.4.

Известен ряд способов расчета отклонения потока в косом срезе. Сопоставление этих способов показало, что хотя они и дают определенные расхождения в результатах, но эти расхождения не превышают обычных при проведении экспериментов. Наиболее прост так называемый способ Бера, в котором используется уравнение неразрывности течения в горле рабочей (или сопловой) решетки и на выходе из нее.

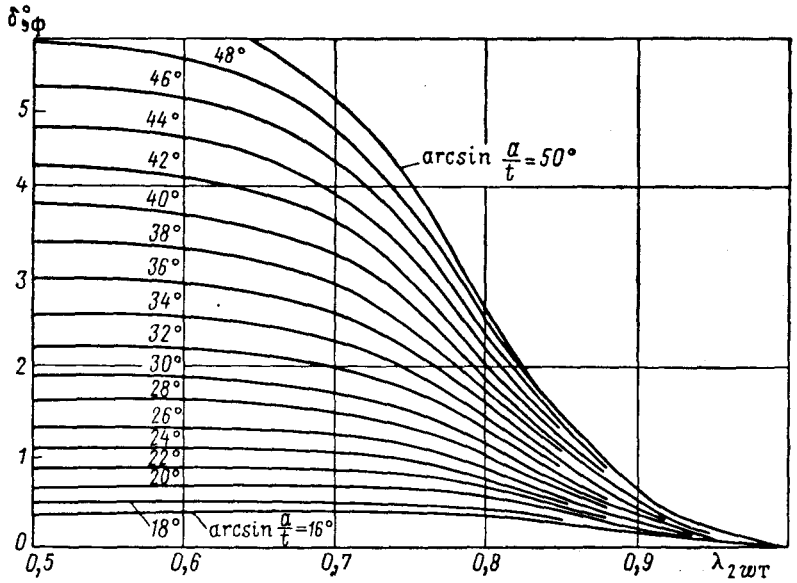


Рис. 7.3. Отставание потока на выходе из решетки

Применительно к рабочей решетке (см. рис. 7.2) это уравнение для участка между сечениями a—a и 2—2 при отсутствии потерь получит вид

$$q(\lambda_w)\sin\beta_{2эф}=q(\lambda_{2w})\sin\beta_2.$$

При достижении кризиса $\lambda_w=1{,}0$; $q(\lambda_w)=1{,}0$. На сверхкритических режимах

$$\sin\beta_2=\frac{\sin\beta_{2эф}}{q(\lambda_{2w})}$$

и, следовательно, для любого значения $\beta_{2эф}$, задаваясь значением $\lambda_{2w}>1{,}0$, можно определить β_2 с учетом отклонения в косом срезе решетки.

Результаты такого расчета представлены на рис. 7.5, где показаны также предельные значения приведенной скорости, соответствующие так называемому предельному режиму работы решетки, т. е. при котором полностью используется расширительная способность косого среза, что определяется условием

$$M_{2w\,пред}\sin\beta_{2\,пред}=1{,}0.$$

Это условие соответствует равенству осевой составляющей скорости газа за решеткой скорости звука или расположению характеристики

потока за решеткой параллельно фронту решетки. Дальнейшее увеличение перепада давления на решетке не приведет к росту приведенной скорости λ_{2w} или числа M_{2w}, так как избыточный перепад будет срабатываться в потоке за решеткой.

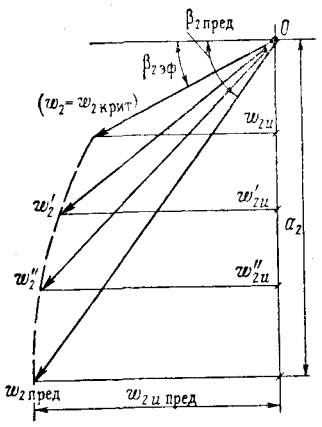


Рис. 7.4. Годограф скорости при отклонении в косом срезе рабочей решетки

Кроме прямой задачи определения угла β_2 при заданных значениях λ_{2w} и $\beta_{2эф}$ с помощью графика рис. 7.5, решается и обратная задача определения угла $\beta_{2эф}$ решетки, на выходе из косого среза которой поток имеет приведенную скорость λ_{2w} и угол β_2. Такая задача встречается в практике проектирования решеток турбин.

Современные турбины ТРД и ТВД все выполняются дозвуковыми. На среднем диаметре у них λ_{1w} доходят до 0,5÷0,7, хотя λ_1 — до 1,0÷1,2 и λ_{2w} — до 0,9÷1,1.

Турбины для привода агрегатов и, в частности, турбины турбонасосных агрегатов, срабатывающие в одной ступени большие перепады давления, получаются, как правило, сверхзвуковыми. У них λ_{1w} может достигать значений 2,0—2,5, однако к. п. д. турбины при этом уменьшается.

Величина $\lambda_2 = c_2/a_{кр}$ также является важным параметром, определяющим величину выходной скорости турбины, которая, как показано ниже, оказывает влияние на к. п. д. турбины.

От величины λ_2 зависят также потребные проходные площади, высота лопаток на выходе из турбины, напряжение в них и угол расширения поточной части. Кроме того, величина λ_2 характеризует режим

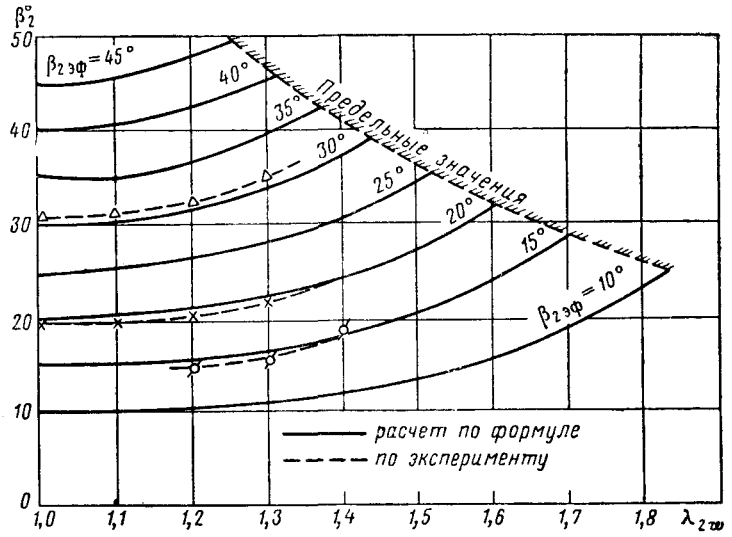


Рис. 7.5. Отклонение потока в косом срезе решетки при сверхзвуковом истечении

работы затурбинных устройств (диффузора, форсажной камеры, реактивного сопла) и потери в них. Поэтому при проектировании турбин ТРД стремятся получить $\lambda_2 \leqslant 0{,}5$. В двухконтурных двигателях λ_2 доходит до 0,4, а в маломощных двигателях встречаются $\lambda_2 = 0{,}3 \div 0{,}35$. В турбовинтовых двигателях возможно некоторое увеличение λ_2 по сравнению с ТРД.

7.1.2. СТЕПЕНЬ РЕАКТИВНОСТИ

В элементарных ступенях авиационных газовых турбин рабочий процесс совершается обычно таким образом, что часть общего адиабатического (изэнтропического) теплоперепада $h_{т.ад}=i_0^*-i_{2ад}$ (рис. 7.6) срабатывается в решетке соплового аппарата, а оставшаяся часть — в решетке рабочего колеса.

Параметр, характеризующий распределение адиабатического теплоперепада между сопловым аппаратом и рабочим колесом, называется

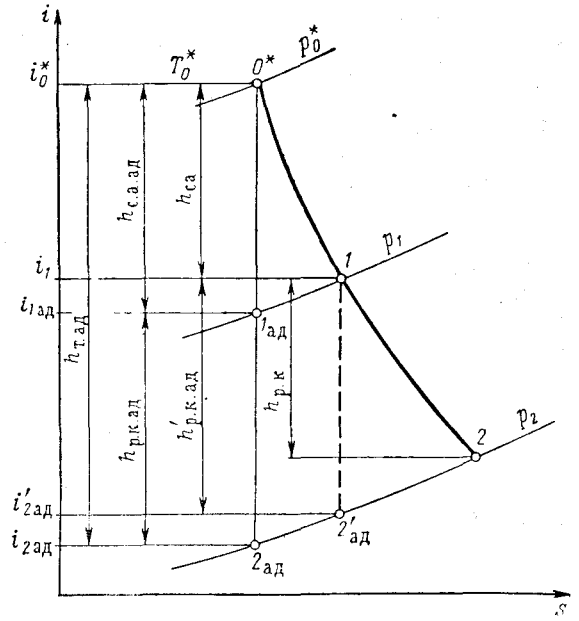


Рис. 7.6. Определение степени реактивности турбины

адиабатической степенью реактивности элементарной ступени турбины и выражается в виде

$$\rho_{т0}=\frac{h_{р.к.ад}}{h_{т.ад}},$$

где $h_{р.к.ад}=i_{1ад}-i_{2ад}$ — адиабатический теплоперепад, срабатываемый в рабочем колесе.

Иногда в качестве адиабатического теплоперепада берут величину $h'_{р.к.ад}=i_1-i'_{2ад}$, причем $h'_{р.к.ад}>h_{р.к.ад}$ и между ними существует соотношение:

$$\frac{h_{р.к.ад}}{h'_{р.к.ад}}=\frac{T_{1ад}}{T_1}=1-\frac{L'_{Rс}}{c_pT_1}=1-\frac{k-1}{2}M_{1с}^2\frac{1-\varphi^2}{\varphi^2}.$$

При $\varphi=0{,}97\div0{,}98$ отношение $\frac{h_{р.к.ад}}{h'_{р.к.ад}}$ мало отличается от единицы и поэтому обычно пользуются значением $h_{р.к.ад}$.

Степень реактивности является важным параметром, определяющим характер течения в проточной части элементарной ступени турбины. Определение степени реактивности в турбине несколько отличается от определения рассматривавшейся ранее степени реактивности в компрессоре, где адиабатическая работа сжатия в колесе относилась только к теоретическому напору.

При уменьшении степени реактивности теплоперепад на рабочем колесе уменьшается, вследствие чего уменьшается и статическое давление в осевом зазоре. Если степень реактивности равна нулю, то без учета потерь и теплообмена давление в осевом зазоре равно давлению за колесом, т. е. в последнем изменение давления не происходит.

Дальнейшее снижение степени реактивности ($\rho_{т0}<0$) приведет к тому, что давление в осевом зазоре станет меньше давления за колесом. В рабочем колесе давление будет повышаться, хотя во всей ступени давление будет понижаться.

Из уравнения (2.79) следует, что в этом случае ($\rho_{т0}<0$) в решетке рабочего колеса осевой турбины, т. е. когда $u_1=u_2$, относительная скорость должна уменьшаться ($w_2<w_1$).

Такой процесс, при котором относительная скорость газа в рабочем колесе уменьшается и давление возрастает, является характерным для диффузора и, как указывалось выше, сопровождается дополнительными потерями, связанными с ростом пограничного слоя, а в ряде случаев — с отрывом потока от стенок. Поэтому элементарные ступени с отрицательной степенью реактивности на расчетном режиме, как правило, не применяют, тем более, что на нерасчетных режимах степень реактивности часто уменьшается.

Адиабатическая степень реактивности может быть выражена через давления в расчетных сечениях:

$$\rho_{т0}=\frac{\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}-\left(\frac{p_2}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1-\left(\frac{p_2}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}}. \qquad (7.3)$$

Связь адиабатической степени реактивности со скоростями потока в проточной части устанавливается с помощью коэффициентов скорости φ — в сопловом аппарате и ψ — в рабочем колесе, что представляет некоторые неудобства при определении степени реактивности по треугольникам скоростей. Это можно устранить, введя степень реактивности по действительным теплоперепадам (см. рис. 7.6):

$$\rho_{т.д}=\frac{h_{р.к}}{h}=\frac{w_2^2-w_1^2}{2h}, \qquad (7.4)$$

где $h=h_{р.к}+h_{с.а}$. Здесь $h_{р.к}$ и $h_{с.а}$ — действительные теплоперепады в рабочем колесе и сопловом аппарате соответственно.

Отметим, что и в этом случае значения h и $h_{с.а}$ определяются по параметрам торможения на входе и статическим на выходе. Тогда $h_{с.а}=c_1^2/2$ и, следовательно,

$$\rho_{т.д}=1-\frac{c_1^2}{2h}. \qquad (7.5)$$

Эта степень реактивности связана с $\rho_{т0}$ простой зависимостью:

$$\frac{1-\rho_{т.д}}{1-\rho_{т0}}=\frac{\varphi^2}{\eta_{т.ад}}, \qquad (7.6)$$

где $\eta_{т.ад}$ — адиабатический к. п. д. турбинной ступени.

В табл. 7.1 приведены величины $\rho_{т.д}$ и $\rho_{т0}$ при среднем значении $\varphi^2/\eta_{т.ад}=1{,}03$.

Таблица 7.1

$\varrho_{т0}$	0	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5
$\varrho_{т.д}$	—0,03	0,073	0,124	0,175	0,226	0,279	0,33	0,381	0,433	0,485

Степень реактивности по действительным теплоперепадам $\varrho_{т.д}$ всегда несколько меньше, чем степень реактивности по адиабатическим теплоперепадам $\varrho_{т0}$, и в принципе дает более правильное представление о характере течения в рабочей решетке. Кроме того, величина $\varrho_{т.д}$ непосредственно связана с треугольником скоростей, что удобно для расчетов.

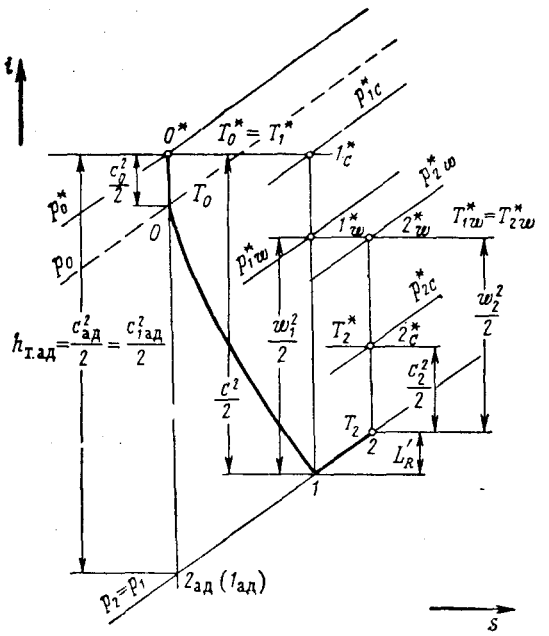


Рис. 7.7. Процесс в турбине со степенью реактивности $\varrho_{т0}=0$

Для примера на рис. 7.7 показан процесс в турбине, когда $p_2=p_1$ и, следовательно, согласно уравнению (7.3) $\varrho_{т0}=0$.

Однако при этом из уравнения (2.79) (при $u_1=u_2$) и рис. 7.7 получаем

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = -L'_{Rк}.$$

Таким образом, $w_2<w_1$ и, следовательно, степень реактивности по действительным параметрам $\varrho_{т.д}<0$.

Введем в уравнение (7.4) теплоперепад, соответствующий внутренней работе турбины $h_т$, который связан с величиной h соотношением

$$h = h_т + \frac{c_2^2}{2} = h_{ти}\delta_{р.к} + \frac{c_2^2}{2},$$

где $\delta_{р.к}$ — коэффициент, учитывающий перетекание в радиальном зазоре рабочего колеса и трение диска и обода.

Тогда получим

$$\rho_{т.д}=\frac{w_2^2-w_1^2}{2h_{ти}\delta_{р.к}\left(1+\dfrac{c_2^2}{2h_т}\right)},$$

или

$$\rho_{т.д}=\frac{H_{ти}-\dfrac{c_1^2-c_2^2}{2}}{H_{ти}\delta_{р.к}\left(1+\dfrac{c_2^2}{2H_т}\right)}, \tag{7.7}$$

где

$$H_{ти}=h_{ти} \text{ и } H_т=h_т.$$

Напомним, что в системе единиц СИ теплоперепады h, применяемые в i—s-диаграмме, и работы H, используемые в уравнениях для турбин, равны численно между собой и имеют одинаковые размерности [*дж/кг*].

Заменяя $H_{т\,u}$ с помощью уравнения

$$H_{т\,u}=u(c_{1u}+c_{2u})$$

и выражая скорости c_1 и c_2 через их окружные и осевые составляющие, получим

$$\rho_{т.д}=\frac{1-\dfrac{c_{1u}-c_{2u}}{2u}-\dfrac{c_{1a}^2-c_{2a}^2}{2H_{ти}}}{\delta_{р.к}\left(1+\dfrac{c_2^2}{2H_т}\right)}. \tag{7.8}$$

Отметим, что если теплоперепад h, по которому определяется степень реактивности $\rho_{т.д}$, вычислять по статическим параметрам не только на выходе, но и на входе, то в уравнение (7.7) войдет еще скорость c_0 перед сопловым аппаратом и оно примет вид

$$\rho_{т.д}=\frac{H_{ти}-\dfrac{c_1^2-c_2^2}{2}}{H_{ти}\delta_{р.к}\left(1+\dfrac{c_2^2-c_0^2}{2H_т}\right)}. \tag{7.9}$$

Соответственно преобразуется уравнение (7.8):

$$\rho_{т.д}=\frac{1-\dfrac{c_{1u}-c_{2u}}{2u}-\dfrac{c_{1a}^2-c_{2a}^2}{2H_{ти}}}{\delta_{р.к}\left(1+\dfrac{c_2^2-c_0^2}{2H_т}\right)}. \tag{7.10}$$

По аналогии с параметром, используемым в теории осевых компрессоров, назовем кинематической степенью реактивности ступени турбины величину

$$\rho_т=1-\frac{c_{1u}-c_{2u}}{2u}. \tag{7.11}$$

Тогда из уравнения (7.8) получим

$$\rho_т=\rho_{т.д}\delta_{р.к}+\frac{c_2^2}{2H_{ти}}\left[\rho_{т.д}-\sin^2\alpha_2\left(1-\frac{c_{1a}^2}{c_{2a}^2}\right)\right]. \tag{7.12}$$

При обычных соотношениях между осевыми скоростями до и после рабочего колеса, обусловленных формой проточной части, величина, заключенная в квадратные скобки, часто близка к нулю, т. е.

$$\frac{c_{1a}}{c_{2a}} \cong \sqrt{1-\frac{\rho_{т.д}}{\sin^2\alpha_2}} = \sqrt{1-\frac{\rho_т}{\delta_{р.к}\sin^2\alpha_2}}\,. \qquad (7.13)$$

При соблюдении этого равенства кинематическая степень реактивности $\rho_т = \rho_{т.д} \cdot \delta_{р.к}$ и, следовательно, близка по величине и к $\sigma_{т0}$. Применение в расчетах кинематической степени реактивности удобно, так как при этом упрощается расчет окружных составляющих скоростей на входе в колесо и на выходе из него, непосредственно определяющих теоретическую работу турбины. Поэтому при расчетах целесообразно задаваться значением $\rho_т$ и принимать, что соотношение между осевыми скоростями до и после рабочего колеса подчиняется уравнению (7.13). Тогда заранее будет обусловлено, что различие между $\rho_т$, $\rho_{т.д}$ и $\rho_{т0}$ должно быть небольшим. Если же не будет соблюдаться соотношение (7.13), то при принятом $\rho_т$ необходимо после расчетов проверять значение $\rho_{т0}$, дабы убедиться, что его значение находится в рациональных пределах.

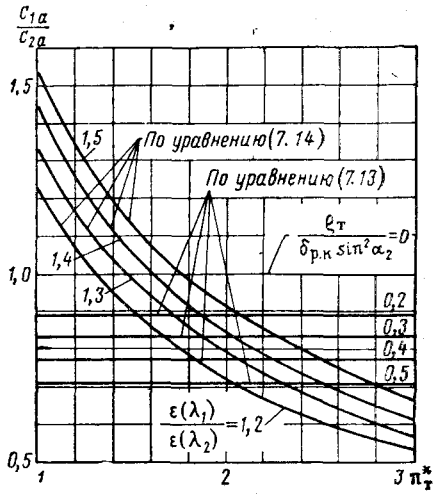


Рис. 7.8. Отношение c_{1a}/c_{2a} в зависимости от $\pi_т^*$

При относительно небольших степенях понижения давления в ступени турбины формула (7.13) приводит к сужающейся в меридиональном сечении проточной части, которая практически не применяется. В этом случае целесообразно определить c_{1a}/c_{2a}, исходя из условия, что $h_{л2}=h_{л1}$ (или $F_2=F_1$), по уравнению неразрывности, которое для этого условия может быть представлено в виде

$$\frac{c_{1a}}{c_{2a}} = \frac{1}{\pi_т^{*\frac{1}{n_т}}\delta_{с.а}} \cdot \frac{\varepsilon(\lambda_2)}{\varepsilon(\lambda_1)}, \qquad (7.14)$$

где $\varepsilon(\lambda)$ — газодинамическая функция плотности;

$\delta_{с.а}$ — коэффициент полного давления в сопловом аппарате.

На рис. 7.8 приведены отношения c_{1a}/c_{2a}, подсчитанные по формулам (7.13) и (7.14) при $\delta_{с.а}=0{,}975$ и $n_т=1{,}29$. Для известных значений $\pi_т^*$ и $\rho_т/\delta_{р.к}$, задаваясь α_2, определяем c_{1a}/c_{2a} по графикам для обеих формул и принимаем для расчета большее значение этого параметра.

7.1.3. ТИПЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ СТУПЕНЕЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СТЕПЕНИ РЕАКТИВНОСТИ

Элементарные ступени турбин ГТД в зависимости от их положения по высоте лопаток полной ступени могут иметь на расчетном режиме адиабатические степени реактивности в диапазоне значений $\rho_{т0}=0\div0{,}5$. Встречаются ступени с $\rho_{т0}=0$ вблизи втулок, а на расчетном среднем диаметре обычно выбирают степень реактивности $\rho_{т0}>0$ так, чтобы не получить у втулки отрицательной реактивности. Степень реактивности $\rho_{т0}=0{,}5$ встречается в сечениях периферийных. В турбинах ГТД на нера-

счетных режимах может быть $\varrho_{т0}<0$ у втулки. В турбинах для привода агрегатов (а также в турбинах турбонасосных агрегатов ЖРД) степени реактивности $\varrho_{т0}=0$ применяются по всей высоте лопатки, являющейся в этих турбинах относительно короткой.

Ниже рассматриваются треугольники скоростей и отдельные особенности нескольких типов ступеней с различной степенью реактивности. Чтобы оперировать только действительными скоростями, будем рассматривать степень реактивности по действительным теплоперепадам $\varrho_{т.д}$. Она, как показано было выше, несколько меньше адиабатической степени реактивности ($\varrho_{т0}$), а их соотношение подчиняется уравнению (7.6). Примем также, что удовлетворяется условие уравнения (7.13) и $\delta_{р.к}=1{,}0$; тогда $\varrho_{т.д}=\varrho_т$.

7.1.3.1. Ступень со степенью реактивности $\varrho_{т.д}=\varrho_т=0$ (активная ступень)

В такой ступени весь теплоперепад срабатывается в сопловом аппарате. В рабочем колесе лишь изменяется направление относительной скорости, а величина ее на входе и на выходе одинакова. Для преодоления потерь при равенстве w_1 и w_2 давление в решетке рабочего колеса должно уменьшаться, и именно поэтому адиабатическая степень реактивности $\varrho_{т0}$ будет несколько больше нуля. Из уравнения (7.13) при $\varrho_{т.д}=0$ получаем, что $c_{1a}=c_{2a}$. На рис. 7.9, *а* показан тип решеток и треугольник скоростей данной ступени в общем случае, т. е. с закруткой потока за ступенью против направления вращения ($c_{2u}>0$). Поскольку в этой ступени $w_1=w_2$ и $c_{1a}=c_{2a}$, то, следовательно, угол β_1 равен углу β_2. Необходимо, однако, иметь в виду, что соблюдение всех этих условий при наличии потерь в решетке возможно лишь при увеличении площади на выходе по сравнению с площадью на входе. В плоской же решетке с постоянной высотой потребуется увеличивать углы β_2 и поэтому при $w_1=w_2$ будем иметь $c_{2a}>c_{1a}$. В связи с этим при $\varrho_{т.д}=0$ кинематическая степень реактивности $\varrho_т$ будет несколько меньше нуля [см. уравнение (7.12)]. Коэффициент теоретической работы (коэффициент нагрузки) для данной ступени будет равен

$$\overline{H}_{ти}=\frac{H_{ти}}{u^2}=\frac{c_{1u}+c_{2u}}{u}=2{,}0+\bar{c}_{2u},$$

где

$$\bar{c}_{2u}=\frac{c_{2u}}{u}.$$

При $c_{2u}=0$ (рис. 7.9, *б*), т. е. в случае осевого выхода потока из ступени, величина $\overline{H}_{т\,и}=2{,}0$. Как будет показано ниже, этот коэффициент нагрузки выше, чем у других элементарных ступеней. Одновременно в этой ступени будет больше угол поворота потока.

7.1.3.2. Ступень со степенью реактивности $\varrho_{т.д}=\varrho_т=0{,}5$

В элементарной ступени со степенью реактивности $\varrho_{т.д}=0{,}5$ половина теплоперепада срабатывается в сопловом аппарате и оставшаяся половина — в рабочем колесе.

Таким образом, условия работы решеток соплового аппарата и рабочего колеса близки между собой. Для принятого условия $\varrho_{т.д}=\varrho_т=0{,}5$ из уравнения (7.13) получаем $c_{1a}/c_{2a}=0{,}695$ при $\alpha_2=80°$ и $c_{1a}/c_{2a}=0{,}707$ при $\alpha_2=90°$. Одновременно из выражения (7.11) для кинематической степени реактивности имеем

$$c_{1u}-c_{2u}=u.$$

Поэтому треугольник скоростей получает вид, показанный на рис. 7.10, *а*. Если $c_{2u}=0$, то $c_{1u}=u$ и скорость w_1 совпадает по направлению с осевой скоростью, что является характерной особенностью данной ступени (см. рис. 7.10, *б*). В связи с этой особенностью очевидно, что при увеличении степени реактивности от $\varrho_{т.д}=0$ до $\varrho_{т.д}=0{,}5$ числа

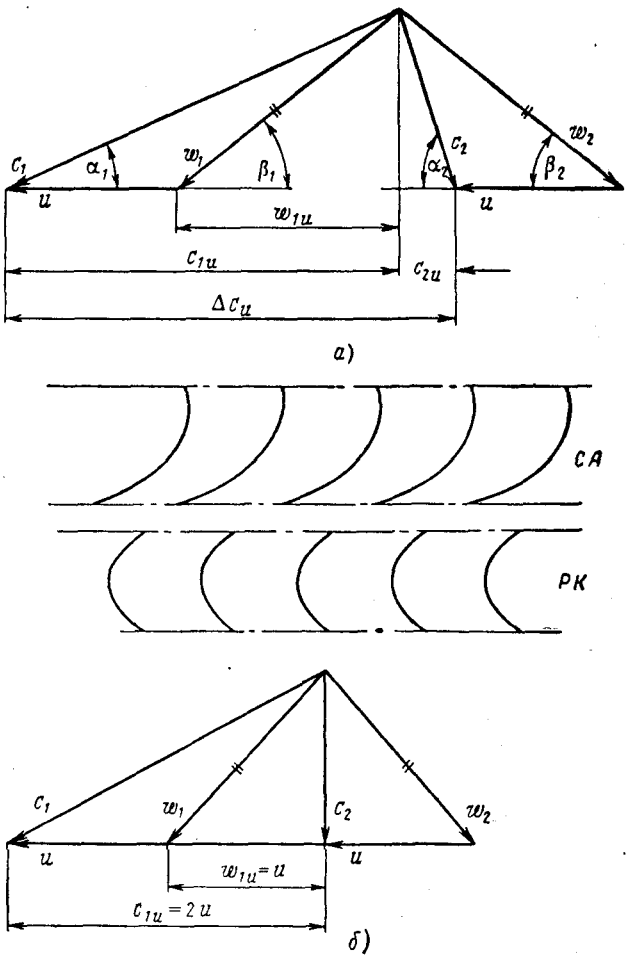


Рис. 7.9. Треугольники скоростей и форма профилей в решетках элементарной ступени турбины со степенью реактивности $\varrho_т=0$:
а—$c_{2u}>0$; *б*—$c_{2u}=0$

$M_{1w}(\lambda_{1w})$ на входе в рабочее колесо уменьшаются. Из рис. 7.10, *б* следует, что коэффициент нагрузки в данной ступени будет равен

$$\overline{H}_{тu}=\frac{c_{1u}}{u}=1{,}0.$$

Таким образом, коэффициент нагрузки в два раза меньше, чем при $\varrho_{т.д}=0$. Однако адиабатический к. п. д. такой ступени является максимальным. Если и для данной ступени принять условие $c_{1a}=c_{2a}$, то треугольник скоростей будет симметричный (см. рис. 7.10, *в*). При этом нарушится равенство между степенью реактивности по действительным

теплоперепадам ($\varrho_{т.д}$) и кинематической степенью реактивности и они будут связаны между собой состоянием (при $\delta_{р.к}=1,0$)

$$\rho_т=\rho_{т.д}\left(1+\frac{c_2^2}{2H_{ти}}\right).$$

Так как член $c_2^2/2H_{т\,и}=0,1\div0,2$, то при $\varrho_{т.д}=0,5$ величина $\varrho_т$ будет равна 0,55—0,6.

Равенство между $\varrho_{т.д}$ и $\varrho_т$ при $c_{1a}=c_{2a}$ возможно только когда $\varrho_{т.д}$ будет определяться по статическому теплоперепаду и при этом будет

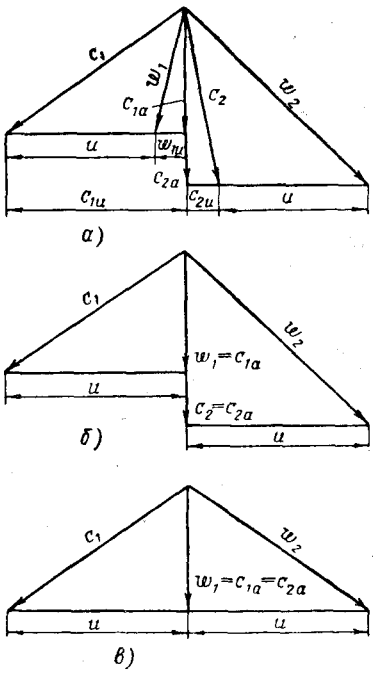


Рис. 7.10. Треугольники скоростей ступени турбины со степенью реактивности $\varrho_т=0,5$:

а—$c_{2u}\neq0$; $\varrho_{т.д}=0,5$; *б*—$c_{2u}=0$; $\varrho_{т.д}=0,5$; *в*—$c_{1a}=c_{2a}$; $\varrho_{т.д}<0,5$

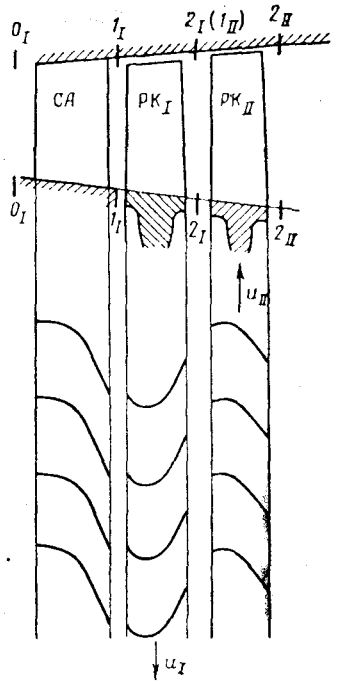


Рис. 7.11. Схема биротативной турбины

соблюдаться условие $c_2=c_0$ [см. уравнение (7.10)]. Последнее, однако, даже и для промежуточной ступени многоступенчатой турбины, как правило, не имеет места. Как уже отмечалось, элементарные ступени с реактивностью $\varrho_{т.д}=0,5$ встречаются в периферийных сечениях лопаток турбин ГТД. Иногда в случае использования лопаток с большой относительной высотой ($\bar{d}_т\approx0,5\div0,6$), элементарные ступени со степенью реактивности, близкой к 0,5, реализуются и на расчетном среднем диаметре, чтобы избежать у корня лопаток отрицательной степени реактивности. В отличие от осевых компрессоров, в ступенях турбин ГТД степени реактивности $\varrho_{т.д}>0,5$ практически почти не применяются и могут лишь иногда встречаться в периферийных сечениях лопаток.

7.1.3.3. Ступень с противоположным вращением рабочих колес

Рассмотрим турбину с противоположным вращением рабочих колес (биротативная турбина), состоящую из одного соплового аппарата и двух последовательно расположенных рабочих колес (рис. 7.11)*).

*) В принципе сопловой аппарат может отсутствовать.

Преимуществом такой турбины, по сравнению с обычной двухступенчатой, является отсутствие одного соплового аппарата. При этом абсолютная скорость газа за первым рабочим колесом является одновременно абсолютной скоростью потока перед вторым рабочим колесом. Так как эта скорость и ее окружная составляющая достаточно велики, то теоретическая работа первого колеса возрастает. Соотношение между теоретическими (и полными) работами обоих колес будет определяться отношением окружных скоростей и суммы окружных составляющих скорости в каждом из них. Обозначая параметры, относящиеся к первому колесу, индексом I и ко второму колесу — индексом II, можем отношение теоретических работ записать в виде

$$\frac{H_{tuII}}{H_{tuI}} = \frac{u_{II}}{u_I} \cdot \frac{c_{1uII} + c_{2uII}}{c_{1uI} + c_{2uI}}.$$

Так как $c_{1uII} = c_{2uI}$, то получим

$$\frac{H_{tuII}}{H_{tuI}} = \frac{u_{II}}{u_I} \cdot \frac{1 + \dfrac{c_{2uII}}{c_{1uII}}}{1 + \dfrac{c_{1uI}}{c_{2uI}}}. \qquad (7.14)$$

На рис. 7.12 показано, как изменяется это соотношение в зависимости от

$$c_{2uII}/c_{1uII} \text{ и } c_{2uI}/c_{1uI} \text{ при } u_{II} = u_I.$$

Наименьшее отношение работ получается, когда $c_{2uII}/c_{1uII} = 0$, т. е. при отсутствии окружной составляющей на выходе из второго колеса. Максимальное значение $H_{t\,uII}/H_{t\,uI} = 1$ будет при условии, когда в каждом из рабочих колес окружные составляющие на входе и на выходе одинаковы. Треугольники скоростей, соответствующие этому случаю, показаны на рис. 7.13. Такие треугольники будут ограничиваться значениями λ_{2wI} и λ_{2wII}, и поэтому они возможны при относительно небольших значениях λ_{1cI} перед первым колесом и окружных скоростей колеса λ_u, т. е. при сниженных теплоперепадах. Кроме того, наличие больших окружных составляющих, а следовательно, и полных абсолютных скоростей за рабочими колесами связано со снижением их к. п. д. Поэтому равенство работ в обоих рабочих колесах при одинаковых окружных скоростях можно рассматривать только в пределе. В связи с этим треугольники скоростей, показанные на рис. 7.13, названы «предельными». В случае необходимости равенство работ $H_{tI} = H_{tII}$ может достигаться путем увеличения окружной скорости второго колеса по сравнению с первым при умеренных отношениях окружных составляющих, особенно во втором колесе. По треугольникам скоростей, показанным на рис. 7.13, полезно сделать еще следующее замечание. При $c_{1u} = c_{2u}$ кинематическая степень реактивности равна единице. Однако степень реактивности по

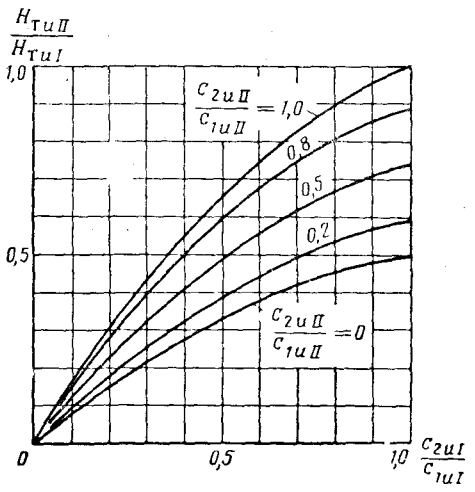


Рис. 7.12. Отношение теоретических работ в рабочих колесах биротативной турбины ($u_I = u_{II}$)

действительным (а также по адиабатическим) теплоперепадам при этом не может быть равна единице, так как этому соответствует из уравнения (7.13) физически нереальное отношение $c_{1a}/c_{2a}\approx 0$. При $c_{1a}/c_{2a}=1{,}0$ и $c_{1u}=c_{2u}$ степень реактивности по действительным теплоперепадам будет в соответствии с уравнением (7.8) равна 0,55—0,6, т. е. почти вдвое меньше кинематической.

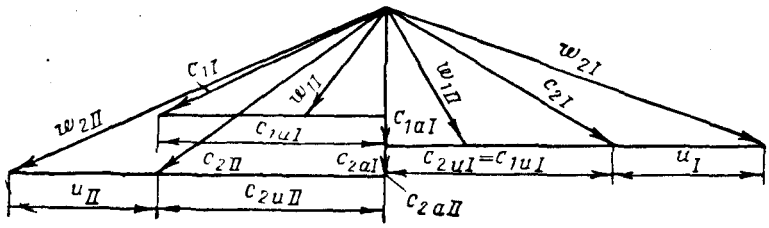


Рис. 7.13. Треугольник скоростей биротативной турбины для «предельного случая», когда $c_{1uI}=c_{2uI}=c_{2uII}$; окружная скорость $u_I=u_{II}$

При уменьшении отношения c_{1a}/c_{2a} обе степени реактивности будут сближаться по величине. При построении треугольников на рис. 7.13 принято, что в каждом колесе отношение $c_{1a}/c_{2a}=0{,}8$, чему соответствует $\varrho_{т.д}=0{,}7$.

Когда $c_{1u}=c_{2u}$ и кинематическая степень реактивности равна единице, то коэффициент нагрузки будет равен

$$\overline{H}_{тu}=\frac{2c_{1u}}{u}=\frac{2c_{2u}}{u}. \qquad (7.15)$$

При уменьшении закрутки потока коэффициент нагрузки уменьшается. В пределе, когда поток на выходе (а следовательно, и на входе) приближается к осевому, то $\overline{H}_{тu}\to 0$.

Биротативные турбины применяются в приводах агрегатов и в турбостартерах.

7.2. ПОТЕРИ В ТУРБИННЫХ РЕШЕТКАХ И В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ТУРБИНЫ

7.2.1. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕШЕТКИ НА ПРОФИЛЬНЫЕ ПОТЕРИ

Создание газовых турбин с небольшими потерями требует тщательного профилирования проточной части — сопловых аппаратов и рабочих колес.

Рассмотрим влияние геометрических и газодинамических параметров на профильные потери в решетках и ступени турбины.

Наиболее достоверные данные о профильных потерях получаются в результате продувок плоских решеток. В этом случае обычно не отделяют потери на трение от кромочных потерь, оценивая все профильные потери величиной $\xi_{проф}$. Возможны и теоретические методы расчета профильных потерь. В этом случае потери целесообразно рассматривать порознь. Например, потери на трение определяются характером пограничного слоя на профиле, который, в свою очередь, зависит от числа Re и главным образом от распределения давления по профилю, а значит и от числа M. Теоретические и экспериментальные исследования реше-

ток показали, что профильные потери зависят от таких геометрических характеристик решеток, как относительный шаг, угол поворота потока, форма и размеры входных и выходных кромок, а также от параметров, характеризующих режим, т. е. от чисел M и Re и углов атаки.

7.2.1.1. Потери на трение и вихреобразование

На рис. 7.14 приведены значения средних потерь на трение в плоских решетках с оптимальным значением относительной толщины в зависимости от суммы углов $\beta_1'+\beta_{2эф}$, характеризующей величину угла поворота потока $\Delta\beta=180-(\beta_1+\beta_2)$, и от типа решетки [42].

Тип решетки характеризуется коэффициентом $K=\sin\beta_1'/\sin\beta_{2эф}$, который представляет собой по существу отношение площадей струи на входе в решетку и на выходе из нее. Для активных решеток $K\simeq1{,}0$, а для реактивных $K>1{,}0$. Аналогичные критерии применялись и для решеток осевого компрессора, где $K<1{,}0$. Данные рис. 7.14 показывают, что потери трения уменьшаются при возрастании K и суммы углов решетки. Таким образом, максимальные потери имеют место в активной решетке с большим углом поворота потока. Это объясняется тем, что, по данным исследований, в активной решетке имеется значительная диффузорная область за входной кромкой и на выходном участке спинки, в то время как в реактивной решетке имеется лишь небольшой диффузорный участок на спинке, в котором выравниваются давления по обе стороны кромки. Исследования показывают также, что в активной решетке максимальная скорость на спинке существенно больше средней скорости $w_{ср}=(w_1+w_2)/2$, нежели в решетке реактивной. Так, например, в работе [9] приведены результаты исследования активных и реактивных решеток, показывающие, что в активной решетке максимальная скорость на спинке в 2,8 раза превышает среднюю, а в реактивной решетке $w_{max}/w_{ср}\simeq2{,}2$. Таким образом, обтекание реактивных решеток более благоприятно, чем обтекание активных решеток. Этим и объясняется характер кривых на рис. 7.14. Если в турбинных решетках будет отрицательная степень реактивности, то коэффициент K должен быть меньше единицы, т.е . решетка будет диффузорной. В такой решетке, как правило, потери должны увеличиваться (см. рис. 7.21), вследствие чего диффузорные решетки в турбинах обычно стремятся не применять.

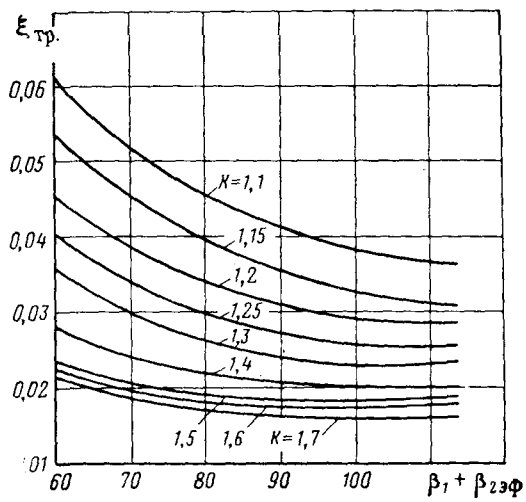


Рис. 7.14. Зависимость средних потерь на трение в плоских решетках от суммы углов $\beta_1'+\beta_{2эф}$ и типа решетки (по данным Г. Ю. Степанова и В. Л. Эпштейна)

Величина оптимального значения относительной (максимальной) толщины профиля (см. разд. 2.2 и рис. 2.5) также зависит от угла поворота потока и типа решетки, так как определяет характер межлопаточного канала и, следовательно, распределение скоростей по корыту и спинке профиля.

Предложенная Г. Ю. Степановым формула

$$\left(\frac{c_{max}}{b}\right)_{opt} = 1 - A \sin \beta_1' \tag{7.16}$$

содержит экспериментальный коэффициент A:
для активных решеток $A = 0{,}8 \div 1{,}0$;
для реактивных решеток $A = 1{,}0 \div 1{,}1$.

7.2.1.2. Кромочные потери; влияние толщины выходной кромки

Кромочные потери возникают в результате взаимодействия пограничных слоев, стекающих со спинки и с корыта профиля. Они также зависят от состояния пограничного слоя на задней кромке, существенно возрастая в случае его отрыва.

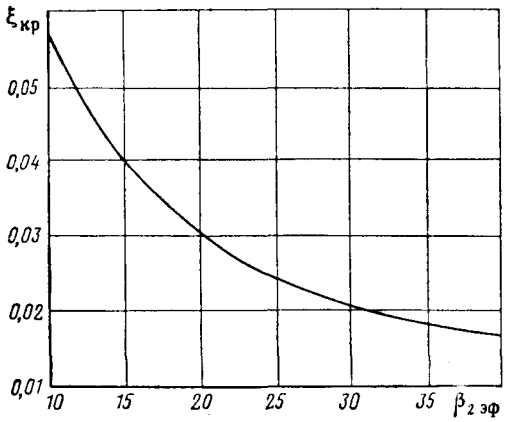


Рис. 7.15. Зависимость кромочных потерь от $\beta_{2эф}$ при $t/b = 0{,}6$ и $\bar{d}_2/b = 0{,}03$

Характер закромочного следа за сопловым аппаратом оказывает также большое влияние на рабочую решетку, так как определяет величину периодической нестационарности ее обтекания.

Кромочные потери рекомендуется вычислять по формуле [42]

$$\xi_{кр} = 0{,}2 \frac{d_2}{a} = 0{,}2 \frac{d_2}{t \sin \beta_{2эф}} = 0{,}2 \frac{\bar{d}_2}{\bar{t} \sin \beta_{2эф}}, \tag{7.17}$$

где a — размер узкого сечения (горла) решетки;
$\bar{d}_2 = d_2/b$ — относительная толщина выходной кромки;
$\bar{t} = t/b$ — относительный шаг.

Если принять в качестве средних значений $\bar{d}_2 = 0{,}030$ и $t/b = 0{,}6$, то

$$\xi_{кр} = \frac{0{,}01}{\sin \beta_{2эф}}. \tag{7.18}$$

Указанная зависимость (рис. 7.15) показывает, что кромочные потери по величине имеют примерно тот же порядок, что и потери на трение.

7.2.1.3. Профильные потери в решетках

Коэффициенты профильных потерь в плоских решетках при дозвуковых скоростях, необходимые для расчета к. п. д. элементарных ступеней, могут быть получены суммированием коэффициентов потерь на трение и кромочных потерь:

$$\xi_{проф} = \xi_{тр} + \xi_{кр}.$$

Зависимости коэффициента скорости, характеризующего профильные потери, от типа решетки ($K=\sin\beta_1'/\sin\beta_{2эф}$) и угла поворота потока [$\theta=180°-(\beta_1+\beta_2)$] и рассчитанные по вышеприведенным данным с учетом соотношения $\psi=\sqrt{1-\xi}$, даны на рис. 7.16.

Как будет показано ниже, при дозвуковом обтекании в области автомодельности по числу Re эти зависимости могут использоваться для расчета к. п. д. элементарной ступени турбины в широком диапазоне дозвуковых и околозвуковых скоростей на выходе из реактивных решеток.

7.2.1.4. Влияние относительного шага (густоты решетки)

Как показали многочисленные эксперименты, существует значение относительного шага решетки, при котором потери минимальны. Это объясняется тем, что с увеличением шага (при неизменной хорде) уменьшается суммарный периметр профилей и, следовательно, суммарная поверхность трения газа о профили, что и вызывает уменьшение потерь.

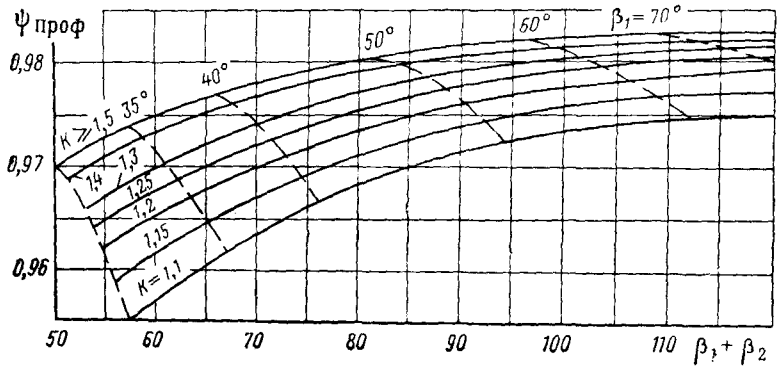


Рис. 7.16. Влияние типа турбинной решетки K и угла поворота потока в ней θ на коэффициент скорости $\psi_{проф}$

В то же время в связи с ростом нагрузки на профили появляются значительные пики в распределении давления, и это обусловливает более ранний отрыв, что ведет к увеличению потерь.

Величина оптимального шага, как показали эксперименты, зависит от угла поворота профиля в решетке, угла установки и типа решетки.

Известна эмпирическая формула, предложенная В. И. Дышлевским [2]:

$$\left(\frac{t}{b}\right)_{opt}=0{,}55\left[\frac{180}{180-(\beta_1+\beta_2)}K\right]^{\frac{1}{3}}(1-\bar{c}), \qquad (7.19)$$

где $\bar{c}$ — относительная толщина профиля;

$$K=\frac{\sin\beta_1'}{\sin\beta_{2эф}}.$$

В ряде случаев по конструктивным соображениям целесообразно применить более редкие решетки. Эксперименты показали, что при увеличении шага t по сравнению с его оптимальным значением к. п. д. уменьшается менее быстро, чем при таком же уменьшении шага.

Например, при увеличении шага на 10—15% от его оптимального значения к. п. д. решетки уменьшится на 5—10% (при небольших скоростях на выходе из решетки, т. е. при $\lambda_{2w}=0{,}6\div0{,}7$). Вместе с тем некоторое увеличение относительного шага представляется целесообразным,

так как в этом случае при неизменной хорде уменьшается число лопаток, их суммарная масса, облегчается их крепление. Уменьшение хорды также уменьшает массу турбины.

У современных турбин ТРД (для решеток на среднем радиусе)

$$\left(\frac{t}{b}\right)_{\text{opt с.а}} = 0{,}7 \div 1{,}0;$$

$$\left(\frac{t}{b}\right)_{\text{opt р.к}} = 0{,}6 \div 0{,}8.$$

У активных турбин (например, для привода агрегатов)

$$\left(\frac{t}{b}\right)_{\text{opt р.к}} = 0{,}5 \div 0{,}75.$$

Приведенные выше данные о потерях в решетках относились к оптимальному значению относительного шага.

7.2.2. ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ НА ПРОФИЛЬНЫЕ ПОТЕРИ

7.2.2.1. Влияние угла атаки

Основными параметрами, определяющими режим течения, будут скорость потока, обычно на выходе из решетки, и угол атаки

$$i = \beta_1' - \beta_1,$$

оказывающий существенное влияние на величину профильных потерь, особенно если он изменяется в широком диапазоне значений.

При отклонении угла входа потока от расчетного кромочные потери практически остаются неизменными, а потери на трение с уменьшением угла входа возрастают [42]. Кроме того, одновременно возникают потери отрыва, обусловленные отрывом потока от входных кромок, несплошным заполнением потоком межлопаточного канала и его последующим расширением.

В самом общем случае, например, в зависимости от толщины и конфигурации профиля в решетке расчетный угол $\beta_{1р}$ может не совпадать с углом β_1'. Обычно $\beta_{1р} = \beta_1' - (1 \div 3)°$, т. е. на расчетном режиме угол атаки $i = -(1 \div 3)°$.

При обтекании с отрывом коэффициент профильных потерь следует представлять в виде

$$\xi_{\text{проф}} = \xi_{\text{тр}} + \xi_{\text{кр}} + \xi_{\text{отр}}. \qquad (7.20)$$

Многочисленные эксперименты показали, что наиболее интенсивным бывает отрыв потока на спинке профиля, возникающий при увеличении угла атаки (уменьшении угла входа потока).

Если учесть, что потери на трение также увеличиваются при увеличении угла атаки, то становится понятным почему минимум потерь в решетке обычно наблюдается при небольших отрицательных углах атаки (рис. 7.17). При положительных углах атаки кривая коэффициента потерь протекает более круто, чем при отрицательных, в силу того, что при положительных углах атаки (т. е. при «ударе» в вогнутую часть лопатки) ухудшается обтекание спинки лопатки, где скорости и потери велики, а при отрицательных углах атаки (т. е. при «ударе» в спинку лопатки) ухудшается обтекание вогнутой части лопатки, где скорости и потери малы.

Эксперименты показывают, что тип решетки и относительный шаг (особенно у активных решеток) оказывают существенное влияние на характер протекания зависимости профильных потерь от угла атаки. Реактивная решетка и решетки с толстой скругленной входной кромкой

менее чувствительны к изменению угла атаки. У решеток современных турбин (дозвуковых) $r_{вх}=(0{,}2\div0{,}3)\,c_{max}$.

Имеются различные зависимости изменения потерь по углу атаки, например [25]:

$$\frac{\psi_{проф}}{\psi_{проф.р}}=\sqrt{1-A\left(\frac{i}{\beta_1'}\right)^2}, \qquad (7.21)$$

где при $i>0$ $A=0{,}8\div1{,}0$;
при $i<0$ $A=0{,}1\div0{,}2$;
$\psi_{проф.р}$ соответствует $i=0$.

Формула (7.21) пригодна главным образом для активных решеток при положительных углах атаки, однако она не отражает того, что профильные потери обычно минимальны при небольших отрицательных углах атаки.

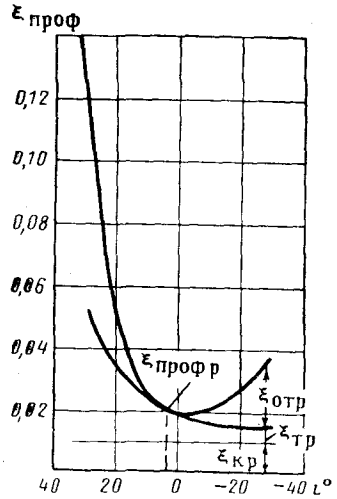


Рис. 7.17. Влияние угла атаки на составляющие профильных потерь

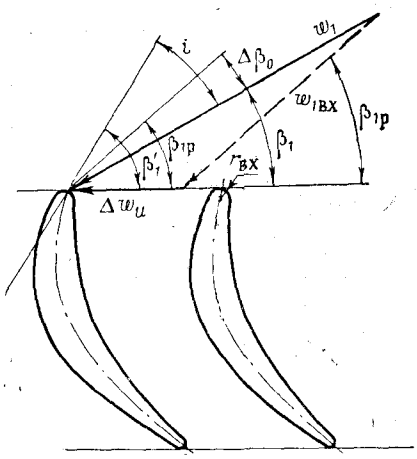


Рис. 7.18. К оценке потерь при обтекании решетки с нерасчетным углом потока

В работе [42] потери отрыва предлагается оценивать как относительные потери кинетической энергии, подсчитанные по разности Δw заданного вектора скорости w_1 на входе в решетку и $w_{1вх}$ при расчетном угле входа $\beta_{1р}$ (рис. 7.18):

$$\xi_{отр}=C\left(\frac{\Delta w}{w_2}\right)^2=C\left(\frac{\Delta w\cdot w_1}{w_1\cdot w_2}\right)^2=C\left(\frac{\sin\Delta\beta\cdot\sin\beta_2}{\sin\beta_1\cdot\sin\beta_{1р}}\right)^2,$$

где C — опытный коэффициент.

С учетом этой формулы, а также с учетом влияния нерасчетных углов входа на трение рекомендуется оценивать коэффициент $\xi_{проф}$ по соотношению

$$\xi_{проф}=A+B\left[\left(\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_1}\right)^2-\left(\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_{1р}}\right)^2\right]+C\left(\frac{\sin\Delta\beta\cdot\sin\beta_2}{\sin\beta_1\cdot\sin\beta_{1р}}\right)^2, \qquad (7.22)$$

где опытные коэффициенты (по данным Г. Ю. Степанова и В. Л. Эпштейна) $A=\xi_{проф.р}$; $B=0{,}058$ и $C=0{,}265$. Некоторые результаты продувок типовых турбинных решеток при разных углах входа, полученные указанными авторами, приведены на рис. 7.19. Эти графики, как и графики рис. 7.17, свидетельствуют о несимметричности изменения коэффициента профильных потерь при изменении угла входа потока (угла

атаки) и смещении минимума потерь в область $\beta_1 > \beta_{1р}(i<0)$ при $\beta_{1р} \neq 90°$.

Хотя для каждой определенной решетки минимум потерь имеет место при небольших отрицательных углах атаки, все же иногда для реализации заданного треугольника скоростей выбирают решетку, которая при заданном направлении скорости на входе будет работать с положительным углом атаки; решетка становится более конфузорной и межлопаточный канал при этом улучшается (рис. 7.20).

Для иллюстрации на рис. 7.2 *) приведены результаты продувок трех решеток, предназначающихся для втулочного сечения, треугольник скоростей которого определяется углами $\beta_1 = 25°$ и $\beta_2 = 30°$. В этом случае возможны были следующие варианты:

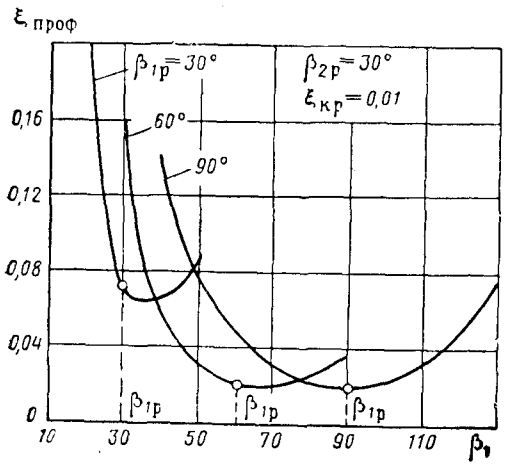


Рис. 7.19. Примерные зависимости коэффициента профильных потерь от угла входа β_1

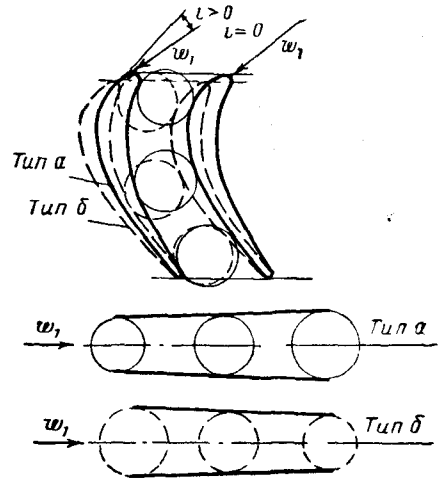


Рис. 7.20. Улучшение межлопаточного канала установкой профиля с положительным углом атаки

а) кривая *1* — диффузорная решетка с $\beta_1' = 25°$ и $\beta_{2эф} = 30°$ при $i = 0°$;

б) кривая *2* — активная решетка с $\beta_1' = 30°$ и $\beta_{2эф} = 30°$ при $i = +5°$;

в) кривая *3* — конфузорная решетка с $\beta_1' = 40°$ и $\beta_{2эф} = 30°$ при $i = +15°$.

Хорошо видно, что вместо требующейся при условии $i = 0°$ диффузорной решетки (точка *A*) имеет смысл поставить, например, активную решетку с углом атаки $i = +5°$ (точка *B*) или даже конфузорную, получающуюся при угле атаки $i = +15°$ (точка *C*). При этом потери в решетке на расчетном режиме будут наименьшими. Подобное мероприятие нужно всесторонне оценивать в каждом случае с привлечением точных данных о величине потерь в различных решетках на различных углах атаки и с учетом работы турбины на нерасчетных режимах. Последнее обстоятельство представляется особенно важным для турбин, которые должны работать в широком диапазоне режимов.

Известно, что на нерасчетных режимах угол атаки обычно увеличивается. Поэтому иногда по этим соображениям на расчетном режиме выбирают $i = 0 \div 5°$, если межлопаточный канал при этом не получается диффузорным.

*) По данным Н. Н. Быкова.

7.2.2.2. Влияние чисел Re и M на профильные потери

Число Рейнольдса для турбинной решетки определяется так же, как и для решетки компрессорной, но параметры берутся на выходе из нее:

$$\mathrm{Re}=\frac{w_2\gamma_2 b}{\mu},$$

где b — хорда профиля в решетке; μ — динамическая вязкость газа; γ — плотность газа.

Динамическая вязкость газа, как известно, в основном зависит только от его температуры.

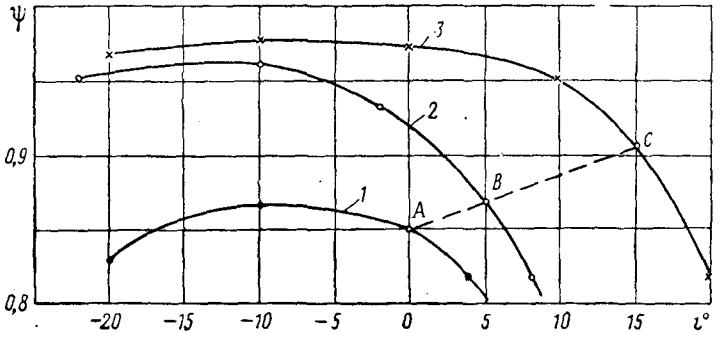


Рис. 7.21. Изменение коэффициента ψ втулочных (корневых) решеток в зависимости от угла атаки i

Физические причины влияния числа Re на потери в турбинной решетке в основном аналогичны причинам, рассмотренным для решеток компрессорных (см. разд. 5.1.2).

Влияние числа Re (рис. 7.22) на профильные потери в решетке сказывается в области его малых значений, соответствующих малым размерам решетки или малым значениям плотности газа. Отдельные исследования показали, что реактивные решетки менее чувствительны к влиянию чисел Рейнольдса, чем активные решетки. Как уже указывалось, существует область значений чисел Re (область автомодельности), где изменение числа Рейнольдса не сказывается на величине потерь. Как видно из рис. 7.22, критическое число Re лежит в районе $(1{,}1\div1{,}2)\,10^5$. В частности, все приведенные выше данные по коэффициентам потерь в решетках соответствовали автомодельной области. В случае, если числа Re турбинной решетки меньше величины $1\div1{,}2\cdot10^5$, влияние числа Re может учитываться с помощью графика типа, приведенного на рис. 7.22. Влияние числа Re на ступень турбины в целом можно определить по экспериментальным данным, приведенным в работе [2].

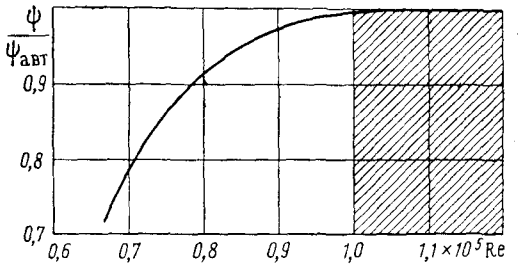


Рис. 7.22. Влияние числа Re на потери в турбинной решетке

Влияние на потери сжимаемости газа рассматривается для турбинных решеток обычно в зависимости от числа $M_{2w}=w_2/a_2$ или $M_{1c}=c_1/a_1$, т. е. от чисел M, определяемых по параметрам на выходе из решетки.

Опытные данные, приведенные, например, на рис. 7.23, показывают, что коэффициент скорости ψ в реактивных решетках вблизи расчетных углов входа ($i \approx 0$) относительно мало ($\leqslant 1\%$) зависит от λ_{2w} до значений $\lambda_{2w}=0{,}8 \div 0{,}9$. Несколько сильнее влияние приведенной скорости λ_{2w} на нерасчетных углах атаки. Отмечается увеличение потерь при звуковых и сверхзвуковых скоростях на выходе в случае увеличения кривизны выпуклой поверхности профилей в области, лежащей за горлом канала решетки.

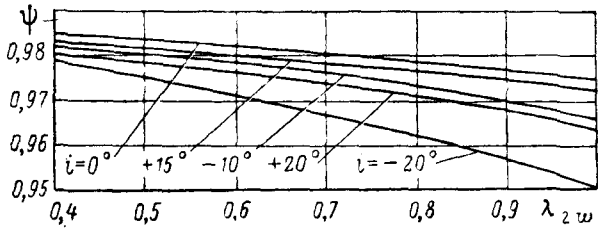


Рис. 7.23. Типовая зависимость $\psi = f(\lambda_{2w})$

В активных решетках и решетках малой реактивности потери более существенно зависят от скорости, достигая максимума при значении M_2 (или M_{2w}) $\approx 0{,}8$, что соответствует $M_{кр}$, т. е. возникновению на профиле области местных сверхзвуковых скоростей. Затем потери могут несколько уменьшиться и снова возрастать при $M_2 > 1{,}0$.

7.2.2.3. Потери в решетках при сверхзвуковых скоростях на входе

Сверхзвуковые скорости на входе в решетку могут иметь место в корневых сечениях лопаток турбин, где используются активные профили с повышенной относительной толщиной. Сверхзвуковыми бывают часто активные турбины для привода агрегатов. Поэтому ниже рассматривается обтекание активных решеток.

Как показали эксперименты (рис. 7.24), при сверхзвуковой скорости на входе в решетку получается сложная система скачков, но для упрощения будем полагать, что на входе имеется один прямой скачок.

Приняв это условие и учитывая, что потери в скачке определяются коэффициентом давления

$$\delta_{ск} = \lambda_{1w}^2 \left(\frac{1 - \dfrac{k-1}{k+1}\lambda_{1w}^2}{1 - \dfrac{k-1}{k+1}\dfrac{1}{\lambda_{1w}^2}} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

вычислим приведенную скорость $\lambda'_{2wт}$ на выходе из решетки с учетом только потерь в скачке.

Результаты расчета приведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2

λ_{1w}	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8
$\lambda'_{2wт}$	1,0	1,095	1,19	1,28	1,36	1,44	1,52	1,6	1,68

Из табл. 7.2 видно, что с учетом только потерь в скачке при всех значениях скоростей на входе оставшийся после скачка перепад давле-

ний является сверхкритическим, т. е. при реализации его может быть получена сверхзвуковая скорость.

Таким образом, активная решетка ($p_1=p_2$), предназначенная для работы в условиях сверхзвуковых скоростей на входе, с учетом того, что сечение струйки, претерпевающей прямой скачок, не меняется, должна иметь либо сужающийся канал, при котором сверхзвуковая скорость достигается в косом срезе, либо сужающийся — расширяющийся канал, т. е. решетка должна представлять собой криволинейное сопло Лаваля.

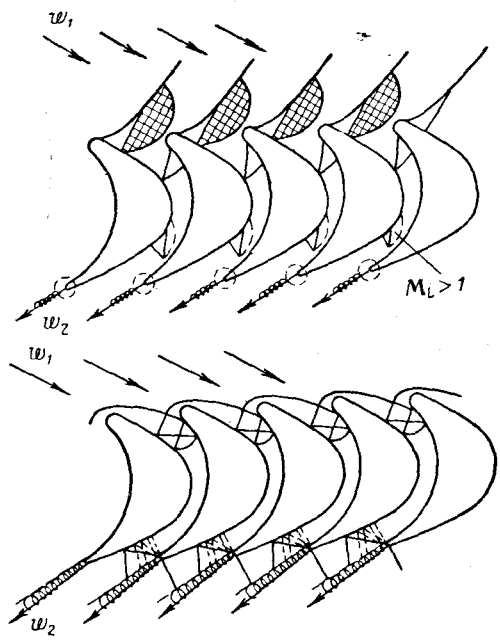


Рис. 7.24. Схема головных волн при обтекании активной решетки сверхзвуковым потоком

Результаты продувок типичных решеток различных групп с относительно короткими лопатками ($h/b=1,5$) приведены на рис. 7.25, где кривая A соответствует активным решеткам с дозвуковыми скоростями на входе, $Б$ — сужающимся активным решеткам и B — решеткам типа сопла Лаваля [11].

В решетках с короткими лопатками вторичные явления оказывают влияние на поток у середины лопаток, и для них обычно приводятся данные о суммарном коэффициенте потерь (с учетом вторичных явлений).

Хорошо видно, что решетки группы A, удовлетворительно работающие при дозвуковых скоростях, имеют повышенные потери в области сверхзвуковых скоростей. Решетки группы $Б$ удовлетворительно работают до значений скорости на входе $M_{1w}\cong 1,2—1,5$. При $M_{1w}>1,25$ следует использовать решетки группы B, которые на дозвуковых и умеренных сверхзвуковых скоростях оказываются хуже решеток групп A и $Б$.

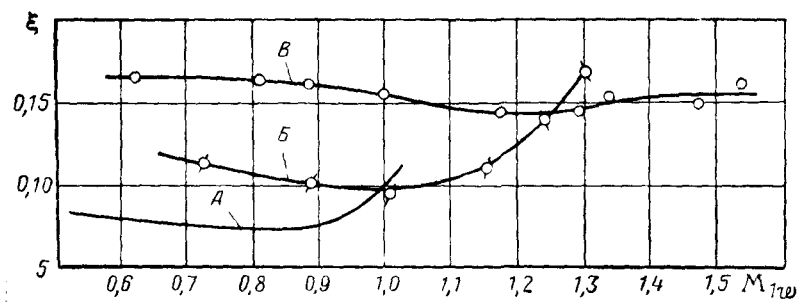


Рис. 7.25. Обобщенные данные продувок активных решеток различных типов

В связи с трудностями теоретического исследования решеток со сверхзвуковым потоком на входе при проектировании сверхзвуковых турбин следует пользоваться решетками, отработанными при продувках.

7.2.3. ВТОРИЧНЫЕ ПОТЕРИ

Как отмечалось в гл. 2, к вторичным потерям в каналах решеток относятся потери от парного вихря, от перетеканий с корыта на спинку в радиальном зазоре, от смещения пограничного слоя по лопатке и от нестационарности потока, обтекающего рабочие лопатки.

Рассмотрим физическую сущность этих потерь. Парный вихрь возникает всегда, когда вязкая жидкость движется по криволинейному каналу. Поэтому рассмотрим схему возникновения парного вихря в канале постоянного сечения (рис. 7.26, *а*). При движении жидкости по повороту действие центробежных сил приводит к тому, что давление на наружной (вогнутой) стенке становится больше, чем на внутренней (выпуклой). Эта разница в давлениях Δp (рис. 7.26, *б*), естественно, зависит от величины центробежных сил, т. е. от плотности протекающей жидкости, ее скорости и радиуса поворота.

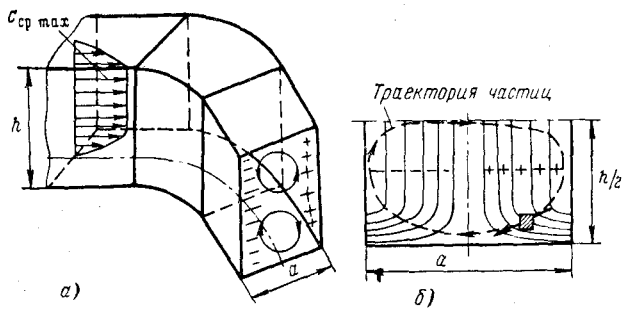


Рис. 7.26. Схема течений по криволинейному каналу:
а—схема канала; *б*—изобары в поперечном сечении после поворота

Эпюра скоростей жидкости по высоте h канала имеет вид, указанный на рис. 7.26, *а*. Из-за влияния пограничного слоя на плоских стенках, ограничивающих канал сверху и снизу, скорость потока жидкости вблизи этих стенок существенно меньше, чем в средних сечениях канала. Следовательно, вблизи стенок будет меньше и разность давлений на вогнутой и выпуклой стенках канала (Δp).

Распределение давлений в поперечном сечении канала после поворота может характеризоваться расположением изобар (рис. 7.26, *б*) или условным указанием на относительную величину давления с помощью знаков «+», «—» разного размера (рис. 7.26 *а* и *б*). Наибольшее давление имеется в средней части канала на вогнутой стенке, а наименьшее — на выпуклой.

В соответствии с этим в выходном сечении канала после поворота возникает циркуляционное течение из области повышенного давления через области промежуточного давления у краев канала в область пониженного давления в виде двух вихревых течений противоположного направления, получивших название парного вихря.

Такое течение возникает всегда, когда поток с неравномерным распределением скорости движется по криволинейному каналу. Оно хорошо известно, например, специалистам по русловым потокам, так как определяет характер придонных течений в реках на поворотах русла, а следовательно, и характер береговых отложений.

В решетках турбин характер течения осложнен целым рядом факторов, в том числе сжимаемостью текущей среды, хотя характер возникновения парного вихря, по сути дела, тот же, что и в рассмотренном канале постоянного сечения.

Картина распределения к. п. д. и углов выхода потока по высоте лопатки *), установленная при исследовании вторичных течений, образующихся в изогнутых каналах направляющих аппаратов паровых турбин, показана на рис. 7.27 [9]. Были обнаружены две области пониженных значений к. п. д., симметрично расположенных по высоте лопатки на расстоянии 8—10 *мм* от ограничивающих решетку плоских стенок. Было получено, что при $h/b > 1{,}0$, образующиеся вихри не достигают середины лопатки, а абсолютное значение концевых потерь не зависит от высоты лопатки. Оказалось, что в диапазоне скоростей на выходе из решетки ($M_2 = 0{,}3 \div 0{,}8$) увеличение скорости приводит даже к некоторому уменьшению потерь.

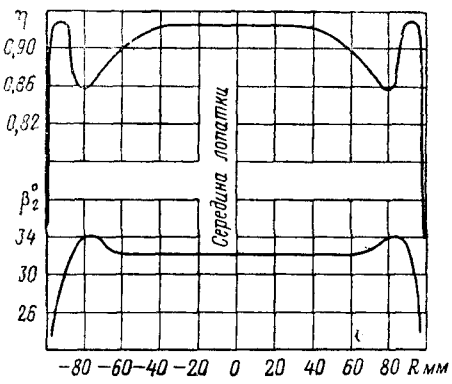


Рис. 7.27. Типичное распределение к. п. д. и углов выхода по высоте лопатки (точка 0 — середина высоты лопатки)

Схема течения в изогнутом канале (рис. 7.28), даваемая в работе [8], также указывает, что вторичные течения вызывают набухание пограничного слоя на стенке лопатки, а последующий его отрыв определяет увеличение потерь в этих сечениях решетки.

Результаты этого исследования показали, что коэффициент вторичных потерь уменьшается практически пропорционально уменьшению отношения a/h: т. е. пропорционален увеличению высоты лопатки. Если высота лопатки велика и вихревые области, расположенные у краев, не смыкаются, то абсолютное значение потерь в парных вихрях практически не зависят от высоты лопатки.

Течение в реальной кольцевой решетке турбины осложнено тем, что сами плоские решетки на разных радиусах существенно отличаются друг от друга, например, величиной густоты (относительного шага), относительной толщиной профилей и др.

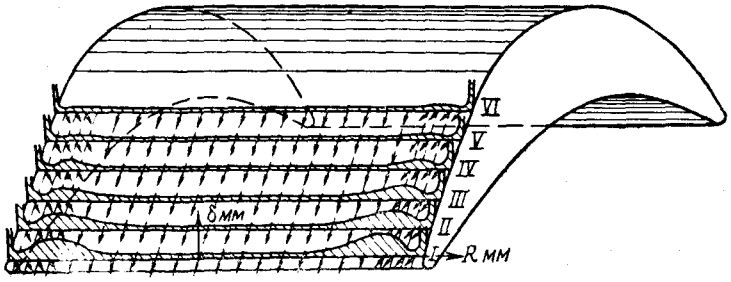


Рис. 7.28. Утолщение пограничного слоя на спинке лопатки под влиянием вторичных течений

Влияние радиального зазора у турбины без бандажа, кроме утечки, характеризуется еще падением эффективности периферийных сечений из-за перетекания газа в рабочей лопатке с корыта на спинку, как отмечалось и выше.

При этом перетекании давления на корыте и спинке лопатки выравниваются и, следовательно, уменьшается силовое воздействие потока на

*) Речь идет о средних по шагу значениях этих параметров.

лопатку, так как газовая сила, действующая на лопатку, уменьшается. Кроме того, происходит вихреобразование и рассеяние кинетической энергии массы потока, связанной, в частности, с составляющей скорости, нормальной к хорде. Потери, связанные с радиальным зазором, оцениваются по данным, приведенным в разд. 7.4.10.

Влияние роста осевого зазора между задними кромками сопловых и передними кромками рабочих лопаток проявляется как увеличение пути смешения струек, вытекающих из соседних сопловых каналов. Это увеличение пути смешения определяет, с одной стороны, уменьшение нестационарности потока, обтекающего рабочие лопатки, и его выравнивание, а с другой стороны, увеличение потерь от увеличения пути смешения и трения. Поэтому можно предполагать, что существует оптимальный осевой зазор.

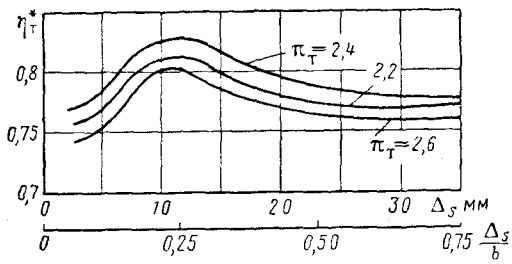


Рис. 7.29. Изменение к. п. д. ступени в зависимости от $\pi_т^*$ при различных значениях осевого зазора Δ_s

Результаты экспериментов [18], [19], представленные на рис. 7.29, показывают, что к. п. д. исследованной турбины имеет максимум при относительной величине осевого зазора

$$\left(\frac{\Delta_s}{b}\right)_{opt}=0{,}25 \div 0{,}32.$$

Вторичные потери можно оценивать по формуле [42]

$$\xi_{вт}=2\xi_{проф}\frac{a}{h}. \tag{7.23}$$

В исследованиях других авторов не было получено оптимальной величины осевого зазора [2], зависящей, по-видимому, еще и от типа турбины.

При определении к. п. д. $\xi_{вт}$ суммируется с коэффициентом профильных потерь и определяется полный коэффициент скорости по формуле

$$\psi=\sqrt{1-(\xi_{проф}+\xi_{вт})}. \tag{7.24}$$

7.2.4. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОСКИХ ТУРБИННЫХ РЕШЕТОК*)

Исследование плоских турбинных решеток (продувки) производится на установках, представляющих собой аэродинамические трубы, в рабочей части которых размещается испытуемая решетка (пакет лопаток).

Различают установки, работающие на «просасывание», на нагнетание и установки с замкнутым контуром.

На рис. 7.30 показана схема установки МАИ для продувки плоских турбинных решеток при дозвуковых скоростях, работающая «на просасывание».

Воздух, всасываемый из окружающего установку пространства, перед обтеканием испытуемой решетки *1* проходит между двумя поворотными направляющими створками *2*, которые с помощью червячных ме-

*) Материал этого раздела в основном соответствует также установкам для продувки плоских компрессорных решеток.

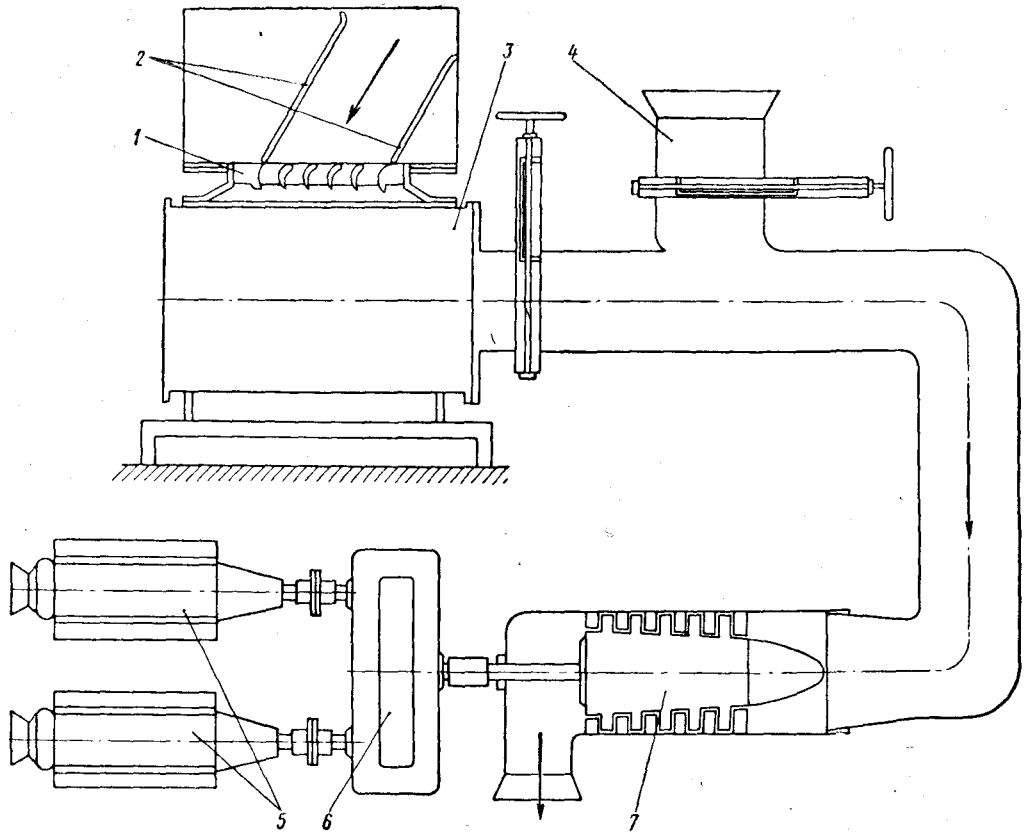


Рис. 7.30. Схема установки для продувки плоских решеток, работающей «на просасывание»

ханизмов могут устанавливаться на любой угол. Это дает возможность регулировать угол входа потока в решетку и проводить испытания при различных углах атаки.

За испытуемой решеткой расположен ресивер *3*, из которого по воздуховоду воздух забирается отсасывающим компрессором *7* и выбрасывается в атмосферу.

Компрессор приводится во вращение двумя поршневыми двигателями *5* через мультипликатор *6*.

Перепад давлений на решетке регулируется изменением числа оборотов компрессора *7* (грубая регулировка) и изменением проходного сечения перепускного окна с помощью заслонки *4* (точная регулировка).

Экспериментальный пакет (рис. 7.31) набирается из четырех лопаток *1* постоянного сечения по высоте и двух боковых профилированных вставок *2*. Таким образом, получается пять межлопаточных каналов, средний из которых принимается за основной. Размеры профилей в пакете увеличены по сравнению с обычными размерами профилей лопаток турбин ТРД. Высота лопаток выбирается так, чтобы концевые явления не оказывали влияния на параметры потока в средней плоскости, в которой производятся измерения.

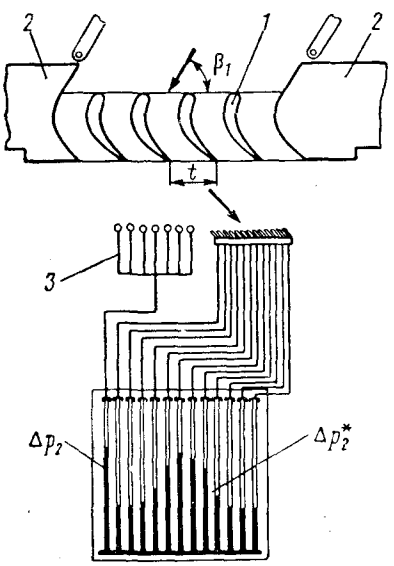


Рис. 7.31. Использование гребенки для измерения полного давления за решеткой:

1—пакет лопаток; *2*—профилированная вставка; *3*—гребенка

Для вычисления скорости потока (чисел M) за решеткой необходимо измерить статическое и полное давление за решеткой в различных точках шага. Это производится с помощью зондов, перемещаемых вдоль фронта решетки. Для измерения направления потока используется флюгарка, обычно монтируемая вместе с зондами в одном корпусе.

Для вычисления потерь необходимо измерить полное давление на входе в решетку. Для этого перед решеткой устанавливается трубка полного напора. Однако часто полного давления на входе в решетку не измеряют, используя полученные в предшествующих экспериментах данные о потерях во входном устройстве на различных режимах.

Статическое давление удобно измерять, дренируя боковые стенки и направляющие створки тонкими (0,5 *мм*) отверстиями. Имея в виду, что распределение статического давления до и после решетки весьма равномерно, измерения их в различных точках шага обычно объединяют в одном пьезометре.

Существенно упрощает проведение эксперимента использование гребенки *3* — трубок полного напора, расположенных на определенном расстоянии друг от друга по фронту решетки.

Наиболее целесообразно конструировать гребенку так, чтобы крайние ее трубки находились на расстоянии шага друг от друга, тогда совпадение их показаний укажет на идентичность течения в соседних каналах.

В результате продувки получается распределение полных давлений за решеткой по шагу на различных режимах. Они имеют характерный провал — закромочный след. Для вычисления среднего полного давления за решеткой осредняют показания всех трубок, находящихся в пре-

делах одного шага. Так, в случае 11 трубок, крайние из которых отстоят друг от друга на расстоянии шага,

$$p^*_{2\text{ср}} = \frac{\sum_1^{10} p^*_{2i}}{10}.$$

После определения $p^*_{2\text{ср}}$ вычисляется коэффициент давления

$$\delta = \frac{p^*_{2\text{ср}}}{p^*_1}.$$

Интересным экспериментальным приемом является «взвешивание» пакета лопаток (или одной из них), т. е. определение составляющих аэродинамической силы на аэродинамических весах. Такой способ применен, например, в исследованиях, проводимых в МЭИ [11].

Существенным недостатком описанной выше установки является то, что полное давление на входе в решетку всегда равно атмосферному, что ограничивает диапазон чисел Re, достижимых при продувках на этой установке.

Несвободны от этого недостатка и установки, работающие на нагнетание, хотя повышенные значения плотности на входе определяют и повышенные значения чисел Re.

Более удачной является установка МАИ с замкнутым контуром (рис. 7.32). В герметизированном корпусе *1* размещен центробежный компрессор *2*, приводимый во вращение электродвигателем *4*. Циркулируя в замкнутом контуре, рабочее тело попадает в рабочую часть с направляющими створками *9* и, продувая испытуемую решетку *10*, снова поступает на вход в компрессор. В контуре предусмотрен холодильник *6* для отвода тепла, выделяющегося при сжатии и течении газа. Испытуемая решетка может поворачиваться, а направляющие створки перемещаться в двух направлениях. Это дает возможность испытывать пакеты лопаток разных размеров при различных углах атаки.

Вакуум-насос *8* позволяет создать в контуре требуемое давление, т. е. испытывать решетки в широком диапазоне чисел Re.

Регулирование установки с целью получения необходимых чисел M осуществляется изменением числа оборотов компрессора и перепуском рабочего тела через дроссель *3*, расположенный в перепускной (шунтовой) трубе *7*.

На указанной установке можно продувать решетки на различных рабочих телах (например, на воздухе, гелии, аргоне и др.). Для этого после откачки воздуха (вакуумирования) из установки ее заполняют требуемым рабочим телом из баллона *5* до давления, которое необходимо для получения желаемого числа Re.

Измерения, проводимые на этой установке, аналогичны измерениям на установке, работающей на просасывание. При испытании решетки необходимо с помощью специальной системы контролировать состав рабочего тела, кроме воздуха, в проточной части установки.

Установки для испытания решеток при сверхзвуковых скоростях на входе принципиально могут выполняться по одной из перечисленных выше схем. Подводящий канал при этом профилируется как сопло Лаваля. Однако для получения равномерного по шагу сверхзвукового потока на выходе из подводящего канала необходимо принять ряд дополнительных мер, в частности, отсос пограничного слоя через перфорированные стенки. Рабочая часть установки делается обычно прозрачной для визуального наблюдения с помощью теневого прибора за системой скачков и волн, возникающих при сверхзвуковом обтекании решетки.

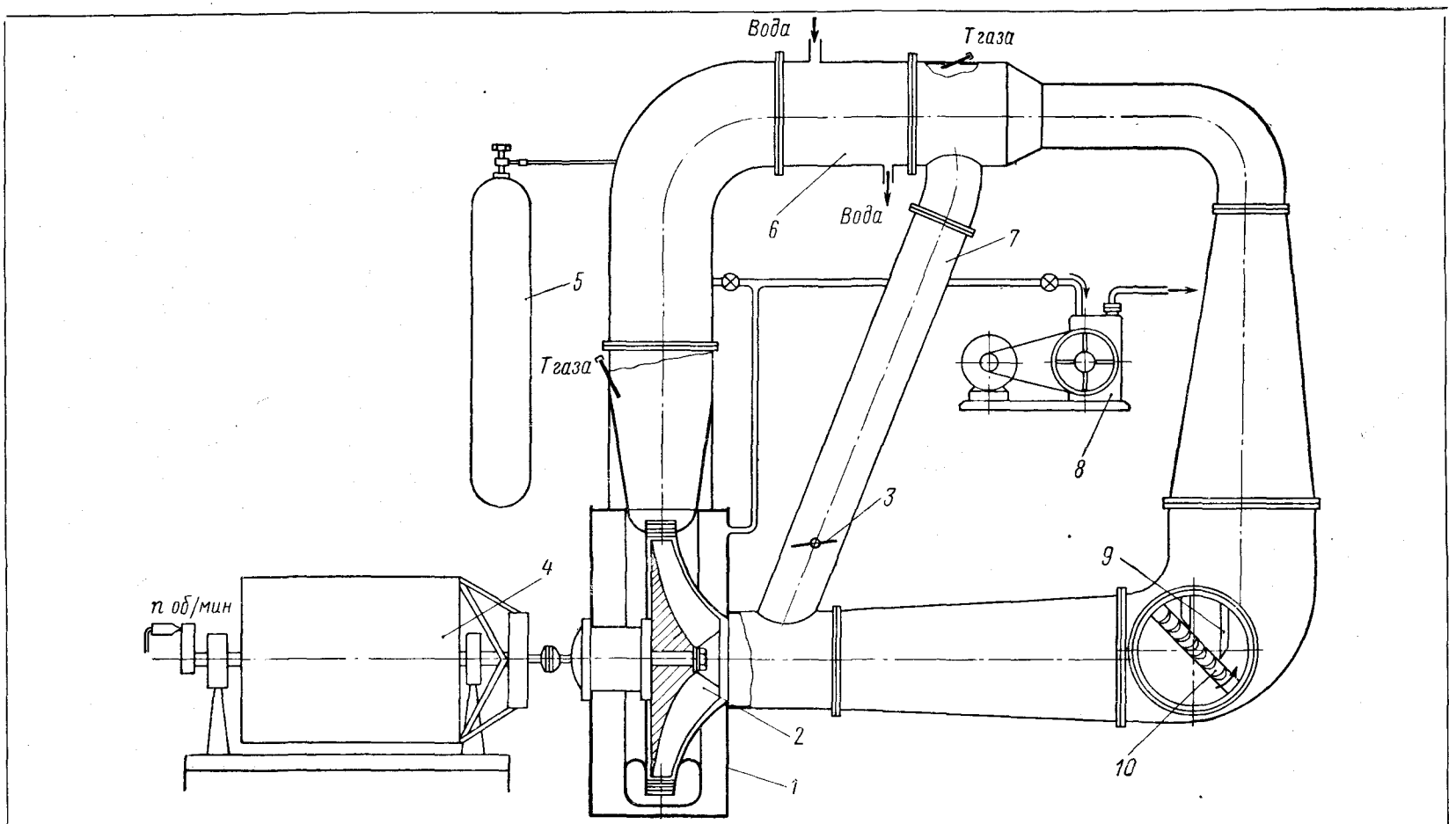


Рис. 7.32. Установка с замкнутым контуром для продувки плоских решеток

7.3. ВЛИЯНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ТЕОРЕТИЧЕСКУЮ РАБОТУ И К. П. Д. ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

7.3.1. ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ РЕАКТИВНОСТИ НА $\bar{H}_{т\,u}$

Выше, при рассмотрении ступеней с различной степенью реактивности, были указаны соответствующие им значения коэффициентов теоретической работы (коэффициенты нагрузки). Для получения общей зависимости $\bar{H}_{т\,u}$ от $\varrho_т$ используем уравнения для коэффициента теоретической работы и кинематической степени реактивности:

$$\bar{H}_{т\,u}=\bar{c}_{1u}+\bar{c}_{2u}; \tag{7.25}$$

$$\varrho_т=1-\frac{\bar{c}_{1u}-\bar{c}_{2u}}{2}, \tag{7.26}$$

где

$$\bar{c}_{1u}=\frac{c_{1u}}{u} \text{ и } \bar{c}_{2u}=\frac{c_{2u}}{u}.$$

Подставив выражение (7.26) в уравнение (7.25), получим

$$\bar{H}_{т\,u}=2[(1-\varrho_т)+\bar{c}_{2u}], \tag{7.27}$$

или

$$\bar{H}_{т\,u}=2[(1-\varrho_т)+\bar{c}_{2a}\operatorname{ctg}\alpha_2]. \tag{7.28}$$

Эти уравнения аналогичны уравнениям (5.13) и (5.14), полученным ранее для осевых компрессоров.

Если $\alpha_2=90°$, то имеем

$$\bar{H}_{т\,u}=2(1-\varrho_т). \tag{7.29}$$

Результаты расчетов по формуле (7.28) приведены на рис. 7.33, откуда видно, что зависимость $\bar{H}_{т\,u}=f(\varrho_т)$ при зафиксированных значениях угла α_2 и $\bar{c}_{2a}$ является линейной и коэффициент нагрузки $\bar{H}_{т\,u}$ имеет наибольшее значение при $\varrho_т=0$. Можно и при $\varrho_т>0$ иметь значения $\bar{H}_{т\,u}$ такие же, как и при $\varrho_т=0$, если принять бóльшие значения $\bar{c}_{2a}$ и меньшие углы α_2, т. е. более высокие $\bar{c}_{2u}$. Однако это вызывает при выбранной окружной скорости рост приведенных скоростей λ_{2w} и λ_2 на выходе из рабочего колеса. С этим же связано увеличение $\bar{H}_{т\,u}$, если уменьшать α_2 при любой зафиксированной степени реактивности, а также $\bar{c}_{2a}$ и u.

С другой стороны, уменьшение степени реактивности, давая возможность иметь бóльшие $\bar{H}_{т\,u}$, приводит к росту λ_{1c} и λ_{1w}.

Таким образом, выбор коэффициента нагрузки, степени реактивности и угла α_2 должен согласовываться с допустимыми значениями приведенных скоростей (или чисел M) по тракту турбины. Если c_{2a} будет связана с c_{1a} уравнением (7.13), то произведенный анализ зависимости $\bar{H}_{т\,u}$ от кинематической степени реактивности будет справедлив и для адиабатической степени реактивности и, следовательно, рассматриваемому диапазону изменения $\varrho_т$ будет сопутствовать соответствующее изменение перепада давлений в сопловом аппарате и давления в осевом зазоре. При выбранных значениях λ_{1c} и λ_{2w}, являющихся основными параметрами для решеток соплового аппарата и рабочего колеса, теоретическая работа ступени будет иметь максимальное значение при определенном соотношении между u и Δc_u. Запишем выражение для теоретической работы в виде

$$H_{т\,u}=u(c_{1u}+c_{2u})=u(c_{1u}+w_{2u}-u).$$

Значения c_{1u} и w_{2u} зависят от λ_{1c} и λ_{2w}:

$$c_{1u} = a_{кр}\sqrt{\lambda_{1c}^2 - \lambda_{1a}^2};$$

где

$$w_{2u} = a_{кр\,w}\sqrt{\lambda_{2w}^2 - \lambda_{2aw}^2},$$

где

$$\lambda_{1a} = \frac{c_{1a}}{a_{кр}}; \quad \lambda_{2aw} = \frac{c_{2a}}{a_{кр\,w}}.$$

Если λ_{1c} и λ_{2w} (а также λ_{1a} и λ_{2aw}, $a_{кр}$ и $a_{кр\,w}$) заданы, то, следовательно, заданными будут c_{1u} и w_{2u}. Беря при этом условии производную от $H_{т\,u}$

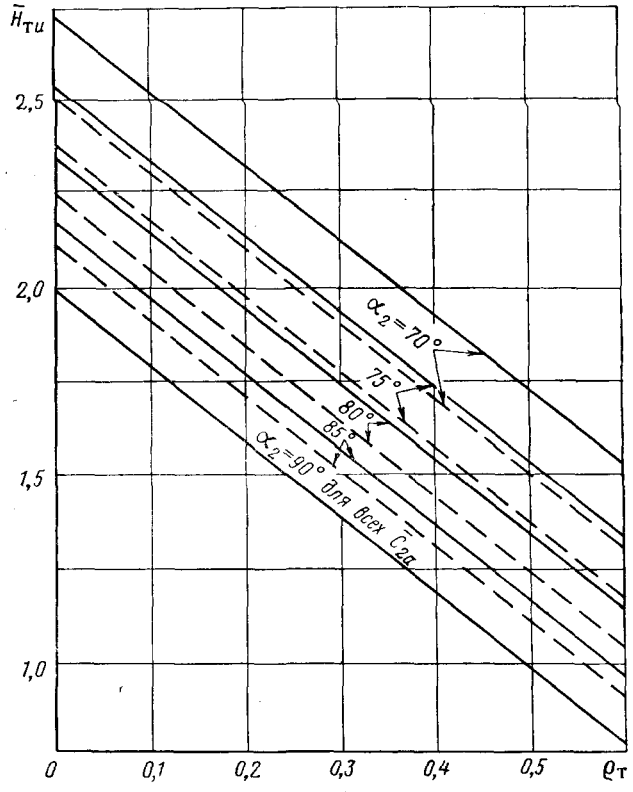


Рис. 7.33. Зависимость коэффициента нагрузки от кинематической степени реактивности для различных углов выхода потока из турбины:

——— $\bar{c}_{2a}=1,0$; — — — $\bar{c}_{2a}=0,7$

по u и приравнивая ее нулю, получим *) $c_{1u}+w_{2u}-2u=0$, откуда $u=c_{1u}+c_{2u}=\Delta c_u$. Следовательно, $H_{т\,u\,max}=u^2$ и $\bar{H}_{т\,u\,max}=1,0$. Таким образом, максимум работы элементарной ступени турбины при заданных λ_{1c} и λ_{2w} подчиняется таким же соотношениям, как и максимум теоретического напора в ступени осевого компрессора при заданных числах $\widetilde{M}_1$ и M_2 (или $\widetilde{\lambda}_1$ и λ_2). В частном случае, когда $c_{2u}=0$ и $c_{1a}=c_{2a}$, будем при $u=\Delta c_u$ иметь симметричный треугольник скоростей, которому соответствует кинематическая степень реактивности $\rho_т=0,5$ (см. рис. 7.10, *в*). При этом $\lambda_{2w}>\lambda_{1c}$, так как $a_{кр\,w}<a_{кр}$. Если $c_{2a}>c_{1a}$, то треугольник скоростей будет иметь вид, показанный на рис. 7.10, *б*. Когда условие

*) Изменение $a_{кр\,w}$ при этом не учитывается.

$u=\Delta c_u$ соблюдается при $c_{2u}\neq 0$, то получим $\rho_т \gtrless 0{,}5$ (рис. 7.34). Если при $\rho_т > 0{,}5$ сохранить значение λ_{2w}, а при $\rho_т < 0{,}5$ сохранить значение λ_{1c}, соответствующее $\rho_т = 0{,}5$, то в первом случае уменьшится λ_{1c}, а во втором случае — λ_{2w} и, следовательно, в обоих случаях уменьшатся окружная скорость и теоретическая работа по сравнению со случаем, когда $\rho_т = 0{,}5$.

Если же при $\rho_т > 0{,}5$ сохранить значение λ_{1c}, а при $\rho_т < 0{,}5$ — значение λ_{2w}, соответствующее $\rho_т = 0{,}5$, то в первом случае возрастет λ_{2w}, а во

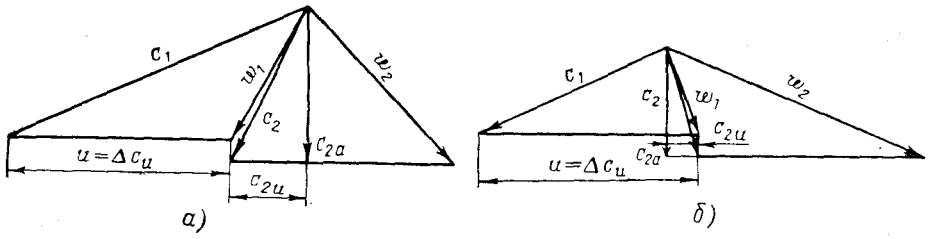


Рис. 7.34. Треугольники скоростей турбины:
а—$\rho_т < 0{,}5$; *б*—$\rho_т > 0{,}5$

втором случае — λ_{1c} и соответственно возрастут окружная скорость, а следовательно, и теоретическая работа по сравнению со ступенью, у которой $\rho_т = 0{,}5$.

Предполагая, однако, что значения λ_{1c} и λ_{2w}, принятые для $\rho_т = 0{,}5$, являются максимально допустимыми, мы придем к выводу, что случаи, когда $\rho_т \gtrless 0{,}5$ и λ_{1c} или λ_{2w} возрастают, невозможны и теоретическая работа ступени, у которой $u=\Delta c_u$, будет наивысшей в случае, когда $\rho_т = 0{,}5$ и $c_{2u}=0$. При этом требующаяся окружная скорость, даже при обычных значениях λ_{1c}, получается весьма большой. Так, например, при $\lambda_{1c}=0{,}96$; $\alpha_1=22°$ и $a_{кр}=630$ *м/сек* окружная составляющая скорости на выходе из соплового аппарата $c_{1u}=562$ *м/сек*. Так как при $\rho_т=0{,}5$ и $c_{2u}=0$ $u=c_{1u}$, то $H_{тu}=312\,000$ *дж/кг*, но требующаяся окружная скорость является слишком высокой, и такую ступень реализовать практически нельзя; при приемлемых же величинах окружной скорости та-

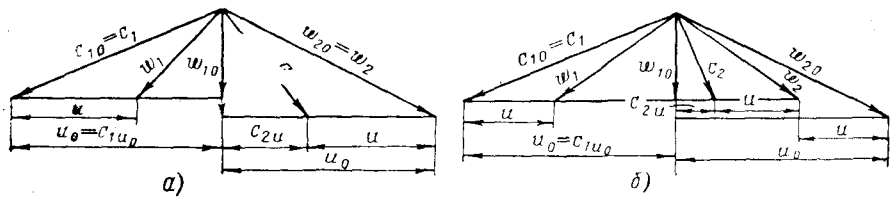


Рис. 7.35. Сравнение треугольников скоростей ступеней, у которых $u=\Delta c_u$ и $u\neq\Delta c_u$:
а—$\rho_т=0{,}5$; *б*—$\rho_т=0$

кая ступень будет характеризоваться относительно малыми значениями λ_{1c} (λ_{2w}) и $H_{т\,u}$. Так, например, если принять $u=350$ *м/сек*, то $H_{т\,u}=u^2=122\,500$ *дж/кг* и при $\alpha_1=22°$ будем иметь $\lambda_{1c}=0{,}6$. Такого же порядка будет и значение λ_{2w}. Приемлемые значения окружной скорости можно получить, не уменьшая значений λ_{1c} и λ_{2w}, если отказаться от условия $u=\Delta c_u$. В этом случае появится окружная составляющая c_{2u} на выходе (рис. 7.35, *а*). Теоретическая работа ступени при этом, однако, будет меньше максимальной. Так, обозначая на рис. 7.35, *а* индексом «0» окружную скорость, соответствующую условию $u_0=\Delta c_{u_0}$,

(или $u_0=c_{1u_0}$ при $c_{2u_0}=0$), получим для пониженной окружной скорости u при наличии окружной составляющей по выходе следующие соотношения:

$$c_{1u}=u_0;\ c_{2u}=u_0-u.$$

Следовательно, теоретическая работа запишется в виде

$$H_{т\,u}=u(c_{1u}+c_{2u})=u(2u_0-u).$$

Относя $H_{т\,u}$ к величине $H_{т\,u_0}=u_0^2$, получим

$$\frac{H_{тu}}{H_{тu_0}}=\frac{u}{u_0}\left(2-\frac{u}{u_0}\right). \qquad (7.30)$$

Например, при $u/u_0=0{,}6$ получим $H_{т\,u}/H_{т\,u_0}=0{,}84$. Если сохранять λ_{1c} и λ_{2w} и при пониженной окружной скорости, то кинематическая степень реактивности останется равной половине. Действительно,

$$\rho_т=1-\frac{c_{1u}-c_{2u}}{2u}=1-\frac{u_0-u_0+u}{2u}=0{,}5.$$

Если при пониженной окружной скорости и неизменном значении приведенной скорости λ_{1c} уменьшить степень реактивности, то при этом требуется уменьшить и λ_{2w} (или w_2). В частности, для $\rho_т=0$ будем иметь соотношения (рис. 7.35, *б*)

$$c_{1u_0}=c_{1u}=u_0;\quad c_{2u}=u_0-2u;$$

$$\frac{w_2}{w_{20}}=\sqrt{1-\frac{u}{u_0}\cos\beta_{20}\left(2-\frac{u}{u_0}\right)}.$$

Тогда

$$H_{тu}=2u(u_0-u)\ \text{ и }\ \frac{H_{тu}}{H_{тu_0}}=2\,\frac{u}{u_0}\left(1-\frac{u}{u_0}\right).$$

В табл. 7.3 даны значения $H_{т\,u}/H_{т\,u_0}$; c_{2u}/u_0 и w_2/w_{20} в зависимости от u/u_0 (при $\beta=33°45'$).

Таблица 7.3

$\frac{u}{u_0}$	$\frac{c_{2u}}{u_0}$	$\frac{w_2}{w_{20}}$	$\frac{H_{т\,u}}{H_{т\,u_0}}$
0,40	0,2	0,685	0,480
0,45	0,1	0,650	0,495
0,50	0,0	0,615	0,50

Из табл. 7.3 следует, что переход к активной ступени ($\rho_т=0$) от ступени с максимальной работой (при $\lambda_{1c}=\text{const}$) связан с существенным уменьшением $H_{т\,u}$. И в этом случае, как и при $\rho_т=0{,}5$, бóльшая работа получается при $c_{2u}=0$, но тогда необходимо иметь более высокую окружную скорость. Это является общим положением, характеризующим влияние закрутки потока на выходе из рабочего колеса турбины на величину работы ступени турбины.

Однако если рассматривать случай, когда зафиксированы окружная скорость и окружная составляющая c_{1u}, введение закрутки потока против вращения на выходе из рабочего колеса турбины будет увеличивать работу в соответствии с исходным уравнением для $H_{т\,u}$. Этот случай и является практически наиболее распространенным, так как окруж-

ная скорость турбин в большинстве случаев ограничена по величине, и введение закрутки, увеличивая работу, является полезным. Однако углы α_2 на выходе из одноступенчатой турбины и из последней ступени многоступенчатых турбин ограничивают обычно величиной $\alpha_2 \geqslant 80°$, так как введение закрутки связано с возрастанием λ_2, что приводит к ухудшению к. п. д. ступени, к росту потерь в затурбинном устройстве (реактивное сопло, диффузор перед форсажной камерой). В промежуточных ступенях многоступенчатых турбин угол α_2 выходной скорости может доходить до 70°.

7.3.2. СВЯЗЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ РАБОТУ ТУРБИНЫ

Выше было рассмотрено влияние газодинамических параметров (чисел M и углов потока) на теоретическую работу турбинной ступени. Однако эта работа определяется еще и рядом термодинамических параметров.

Рассмотрим зависимость $H_{\text{т}\,u}$ от термодинамических параметров:

$$H_{\text{т}\,u} = H^*_{\text{ад.т}}\eta^*_{\text{т}\,u} = \frac{k}{k-1} RT^*_0 \left(1 - \frac{1}{\pi_{\text{т}}^{*\frac{k-1}{k}}}\right)\eta^*_{\text{т}\,u}.$$

Из этого соотношения следует, что при прочих равных условиях работа турбины прямо пропорциональна температуре газа перед турбиной. Поэтому проблема повышения температуры газа перед турбиной является одной из наиболее актуальных проблем современного турбостроения.

Главная трудность на пути повышения температуры связана с обеспечением необходимой жаропрочности материалов в течение длительного срока службы. Как показано ниже, современные жаропрочные сплавы могут лишь частично решать эту задачу, и поэтому применяется охлаждение лопаток и дисков турбины.

Теоретическая работа турбины, как следует из приведенного выше соотношения, может быть увеличена также путем поднятия в ней степени понижения давления.

Поскольку теоретическая работа ступени турбины определяется рассмотренными выше газодинамическими и геометрическими параметрами, допустимая или рациональная величина которых выбирается независимо от температуры и степени понижения давления, то увеличение работы, связанное с ростом $T_{\text{т}}^*$ и $\pi_{\text{т}}^*$, потребует в конечном итоге увеличения числа ступеней.

Непосредственно связь степени понижения давления в ступени с ее газодинамическими параметрами можно установить с помощью уравнения неразрывности для выходных сечений решеток соплового аппарата и рабочего колеса:

$$G = \frac{F_1 q(\lambda_1)\sin\alpha_1 \cdot p_0^* \delta_{\text{с.а}} s}{\sqrt{T_0^*}} = \frac{F_2 q(\lambda_2)\sin\alpha_2 \cdot p_2^* s}{\sqrt{T_2^*}}.$$

Учтя, что

$$\frac{p_0^*}{p_2^*} = \pi_{\text{т}}^* \quad \text{и} \quad \frac{T_0^*}{T_2^*} = \pi_{\text{т}}^{*\frac{n_{\text{т}}-1}{n_{\text{т}}}},$$

где $n_{\text{т}}$ — показатель политропы расширения, получим после преобразований:

$$\pi_{\text{т}}^{*\frac{n_{\text{т}}+1}{2n_{\text{т}}}} = \frac{F_2\, q(\lambda_2)\sin\alpha_2}{F_1 \delta_{\text{с.а}} q(\lambda_1)\sin\alpha_1}. \qquad (7.31)$$

Это уравнение может рассматриваться применительно как к элементарной ступени, так и к полной. В последнем случае значения приведенных скоростей и углов берутся на среднем диаметре.

Если рассматривается элементарная ступень из плоских решеток, то отношение $F_2/F_1 \simeq 1{,}0$, а в полной ступени оно может достигать значений $1{,}2 \div 1{,}3$ и ограничиваться углом расширения γ проточной части (см. рис. 7.44), который желательно иметь не больше $15° \div 18°$. Произведение $q(\lambda_2)\sin\alpha_2 = 0{,}7—0{,}8$ в последних ступенях и 0,5—0,6 — в первых ступенях. Величина $q(\lambda_1) \cong 1{,}0$, так как режим работы соплового аппарата турбин ГТД находится обычно вблизи критического. Угол α_1 в этих турбинах может иметь значения 15°—40°, причем мéньшие значения относятся к первым ступеням и бóльшие — к последним. Если учесть, что $\delta_{с.а} = 0{,}97—0{,}98$ и $n_т \approx 1{,}29$, то возможный диапазон степеней понижения давления в ступенях турбин ГТД составляет $\pi_т^* = 1{,}7 \div 2{,}5$. В отдельных случаях могут встречаться мéньшие и бóльшие значения $\pi_т^*$.

7.3.3. ВЛИЯНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА К. П. Д. ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТУПЕНИ

В гл. 4 были даны сведения о возможных видах к. п. д. турбины. Рассмотрим влияние основных параметров элементарной ступени турбины, т. е. степени реактивности, коэффициентов потерь и других параметров, на ее к. п. д. Так как при рассмотрении к. п. д. элементарной ступени из газодинамических потерь учитываются только профильные и вторичные потери в решетках, то уравнение для мощностного к. п. д. [см. уравнения (4.44) и (4.47)] будет иметь вид

$$\eta_{тu} = \frac{H_{тu}}{H_{т.ад}} = 1 - \frac{L'_{Rс} + L'_{Rk} + \dfrac{c_2^2}{2}}{H_{т.ад}} = 1 - (\bar{L}_{Rс} + \bar{L}_{Rк} + \bar{L}_{вых}), \qquad (7.32)$$

где

$$\bar{L}_{Rс} = \frac{L'_{Rс}}{H_{т.ад}};\ \bar{L}_{Rк} = \frac{L'_{Rк}}{H_{т.ад}} \text{ и } \bar{L}_{вых} = \frac{c_2^2}{2H_{т.ад}}.$$

Относительные потери $\bar{L}_{R\,с}$ в сопловом аппарате можно записать в виде

$$\bar{L}_{Rс} = \frac{c_{1ад}^2(1-\varphi^2)}{c_{ад}^2},$$

где

$$c_{ад} = \sqrt{2H_{т.ад}}.$$

Так как $c_{1ад}^2 = c_{ад}^2(1-\rho_{т0})$, то

$$\bar{L}_{Rс} = (1-\rho_{т0})(1-\varphi^2). \qquad (7.33)$$

Таким образом, при неизменных значениях $\rho_{т0}$ и φ относительные потери в сопловом аппарате будут постоянными. Относительные потери в рабочем колесе выразятся через основные параметры следующим образом:

$$\bar{L}_{Rк} = \frac{w_{2ад}^2(1-\psi^2)}{c_{ад}^2}.$$

Имеем

$$w_{2ад}^2 = w_1^2 + \rho_{т0}c_{ад}^2,$$

поэтому

$$\frac{w_{2ад}^2}{c_{ад}^2}=\rho_{т0}+\frac{w_1^2}{c_{ад}^2}.$$

Так как

$$w_1^2=c_1^2+u^2-2uc_1\cos\alpha_1=$$

$$=\varphi^2c_{ад}^2(1-\rho_{т0})+u^2-2\varphi uc_{ад}\cos\alpha_1\sqrt{1-\rho_{т0}},$$

то окончательно получим

$$\bar{L}_{Rк}=(1-\psi^2)\left[\rho_{т0}+\varphi^2(1-\rho_{т0})+\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)^2-2\varphi\cos\alpha_1\cdot\frac{u}{c_{ад}}\sqrt{1-\rho_{т0}}\right]. \quad (7.34)$$

Следовательно, даже при постоянных значениях α_1, φ и $\rho_{т0}$ потери в рабочем колесе будут зависеть от $u/c_{ад}$ непосредственно и косвенно через коэффициент ψ, который будет изменяться в связи с изменением угла поворота при различных $u/c_{ад}$.

Относительные потери с выходной скоростью можно записать так:

$$\bar{L}_{вых}=\frac{c_2^2}{c_{ад}^2}=\left(\frac{\sin\beta_2}{\sin\alpha_2}\right)^2\frac{w_2^2}{c_{ад}^2}=$$

$$=\psi^2\left(\frac{\sin\beta_2}{\sin\alpha_2}\right)^2\frac{w_{2ад}^2}{c_{ад}^2}=\frac{\psi^2}{1-\psi^2}\left(\frac{\sin\beta_2}{\sin\alpha_2}\right)^2\bar{L}_{Rк}. \quad (7.35)$$

Таким образом, потери с выходной скоростью пропорциональны потерям в рабочем колесе, но существенно больше их в связи с наличием множителя $\psi^2/(1-\psi^2)$. Например, при $\psi=0{,}97$ $\psi^2/(1-\psi^2)\cong16$. Величина $\sin\beta_2/\sin\alpha_2\leqslant1{,}0$ и при $\beta_2<90°$ имеет минимальное значение вблизи расчетного режима, так как при этом $\sin\alpha_2\approx1{,}0$. Если учесть только газодинамические потери $\bar{L}'_{Rс}$ и $\bar{L}'_{Rк}$, то можно определить адиабатический к. п. д. по статическим теплоперепадам, который на основании уравнения (4.46) должен иметь вид

$$\eta_{т.ад}=1-(\bar{L}_{Rс}+\bar{L}_{Rк}).$$

Как уже отмечалось, в расчетах газотурбинных двигателей наиболее часто применяется к. п. д. турбины, в котором полезная работа относится к адиабатической работе расширения по параметрам заторможенного потока на входе и на выходе [см. уранения (4.41) и (4.48)]. Этот к. п. д. по величине занимает промежуточное положение между $\eta_{т\,u}$ и $\eta_{т.ад}$. Наиболее просто выражение для $\eta^*_{тu}$ можно получить путем сопоставления его с мощностным к. п. д. $\eta_{т\,u}$. Так как

$$\eta^*_{тu}=\frac{H_{тu}}{H^*_{т.ад}} \quad \text{и} \quad \eta_{тu}=\frac{H_{тu}}{H_{т.ад}},$$

то

$$\eta^*_{тu}=\eta_{тu}\frac{H_{т.ад}}{H^*_{т.ад}}.$$

Заменим

$$H^*_{т.ад}=H_{т.ад}-\frac{c_{2ад}^2}{2}=H_{т.ад}-\frac{c_2^2}{2}\left(\frac{T_{2ад}}{T_2}\right).$$

Поэтому

$$\eta^*_{\text{т}u} = \eta_{\text{т}\,u}\frac{1}{1-\left(\frac{c_2}{c_{\text{ад}}}\right)^2\left(\frac{T_{2\text{ад}}}{T_2}\right)} = \eta_{\text{т}\,u}\frac{1}{1-\bar{L}_{\text{вых}}\left(\frac{T_{2\text{ад}}}{T_2}\right)} \approx \eta_{\text{т}u}\frac{1}{1-\bar{L}_{\text{вых}}}. \qquad (7.36)$$

Таким образом, чем больше величина относительных потерь с выходной скоростью, тем выше будет значение $\eta^*_{\text{т}u}$ по сравнению с к. п. д. $\eta_{\text{т}\,u}$. На рис. 7.36 показан баланс работ и приведены к. п. д. ступеней турбины, рассчитанные в зависимости от параметра $u/c_{\text{ад}}$.

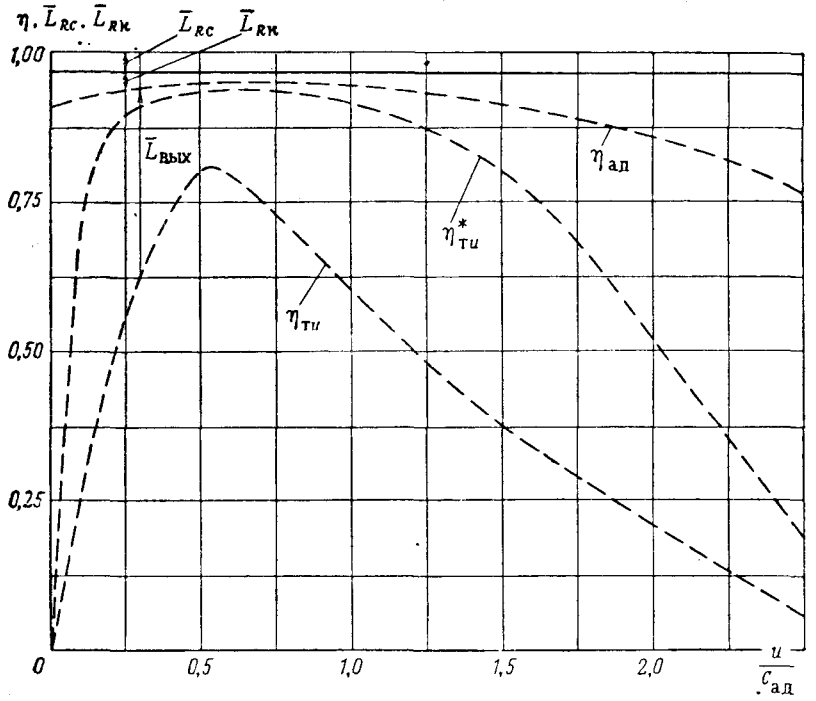


Рис. 7.36. Потери и баланс энергии в ступени турбины

При построении графика для всех турбин принято $\varrho_{\text{т}0}=0{,}3$; $\alpha_1=22°$; $\varphi=0{,}98$ и $\psi=0{,}97$. При определении углов β_2 и α_2 принималось, что отношение осевых скоростей до и после колеса $c_{1a}/c_{2a}=0{,}83$.

Мощностной коэффициент полезного действия и к. п. д. $\eta^*_{\text{т}u}$ по заторможенным параметрам равны нулю при двух значениях $u/c_{\text{ад}}$: когда $u/c_{\text{ад}}=0$, т. е. при неподвижной турбине, и при весьма высоком значении $u/c_{\text{ад}}$ [на рис. 7.36 $(u/c_{\text{ад}})_{\max}\approx 2{,}7$], когда входной и выходной треугольники совмещаются друг с другом, так что $\Delta c_u=0$ и $H_{\text{т}\,u}=0$ (рис. 7.37).

В промежутке между $u/c_{\text{ад}}=0$ и $(u/c_{\text{ад}})_{\max}$ имеется $(u/c_{\text{ад}})_{\text{opt}}$, которому соответствует максимальная величина $\eta_{\text{т}\,u}$. Так как газодинамические потери вблизи $\eta_{\text{т}\,u\,\max}$ изменяются мало, то максимальная величина $\eta_{\text{т}\,u}$ в основном определяется минимумом выходных потерь, что будет при $\alpha_2\approx 90°$.

Максимальная величина адиабатического к. п. д. по статическим теплоперепадам будет при минимальных потерях в колесе, так как

$\bar{L}_{R\,с}$ от $u/c_{ад}$ не зависит. Взяв производную от $\bar{L}_{R\,к}$ по $u/c_{ад}$ [см. уравнение (7.34)] и приравняв ее нулю, будем иметь

$$\frac{d\bar{L}_{R\,к}}{d\,\dfrac{u}{c_{ад}}}=(1-\psi^2)\left(2\frac{u}{c_{ад}}-2\varphi\cos\alpha_1\sqrt{1-\rho_{т0}}\right)=0,$$

откуда получаем

$$\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{opt}=\varphi\cos\alpha_1\sqrt{1-\rho_{т0}} \qquad (7.37)$$

или $(u/c_1)_{opt}=\cos\alpha_1$, а также $u=c_{1u}$. Так как $\operatorname{tg}\beta_1=c_{1a}/(c_{1u}-u)$, то, следовательно, полученному соотношению соответствует $\beta_1=90°$ и, таким образом, максимальный адиабатический к. п. д. получится, когда скорость w_1 имеет осевое направление. Как видно из рис. 7.36, отношение $u/c_{ад}$, при котором $\eta_{т.ад}$ получаются максимальными, значительно больше по величине, чем $u/c_{ад}$, соответствующее $\eta_{т\,u\,max}$. Максимум к. п. д. $\eta^*_{тu}$ достигается в промежутке между значениями $u/c_{ад}$, соответствующими $\eta_{т.ад\,max}$ и $\eta_{т\,u\,max}$. Изменение этого к. п. д., как и $\eta_{т.ад}$, в области максимума весьма пологое. Влияние углов α_1 и степени реактивности $\rho_{т0}$ на $\eta_{т\,u}$, $\eta_{ад}$ и $\eta^*_{тu}$ показано на рис. 7.38*) и 7.39, откуда следует, что к. п. д. турбины возрастает при уменьшении α_1. Однако малые углы α_1 применяются только в первых ступенях турбины.

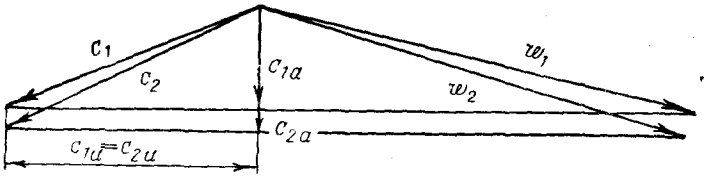


Рис. 7.37. Треугольник скоростей при предельном значении $u/c_{ад}$, когда $\Delta c_u=0$

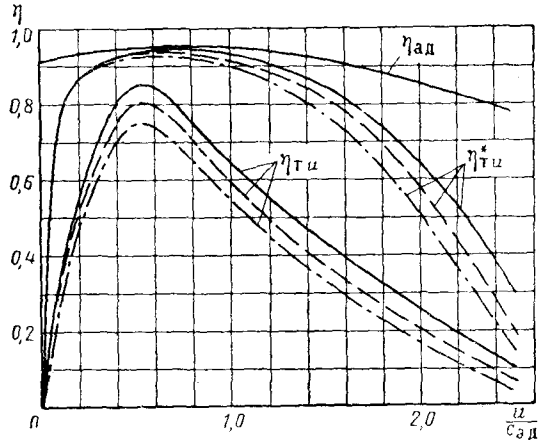


Рис. 7.38. Изменение к. п. д. турбины в зависимости от $u/c_{ад}$ при $\rho_{т0}=0{,}3$ и различных углах α_1.
——— $\alpha_1=18°$; — — — — $\alpha_1=22°$; —·—·— $\alpha_1=26°$

Влияние степени реактивности (см. рис. 7.39) на мощностной к. п. д. выражается в том, что оптимальные величины к. п. д. при снижении

*) К. п. д. $\eta_{ад}$ показан на рис. 7.38 одной линией, так как его значения при различных α_1 практически одинаковы.

степени реактивности перемещаются в область меньших значений $u/c_{ад}$. Это объясняется снижением относительной скорости w_2, что приводит к уменьшению окружной скорости u, требующейся для обеспечения осевого направления газа на выходе и $\eta_{т\,u\,max}$.

Значения $(u/c_{ад})_{opt}$ для максимума мощностного и адиабатического к. п. д. при $\varrho_{т0}=0{,}5$ совпадают, так как из изложенного выше следует, что в обоих случаях относительная скорость w_1 должна иметь осевое направление.

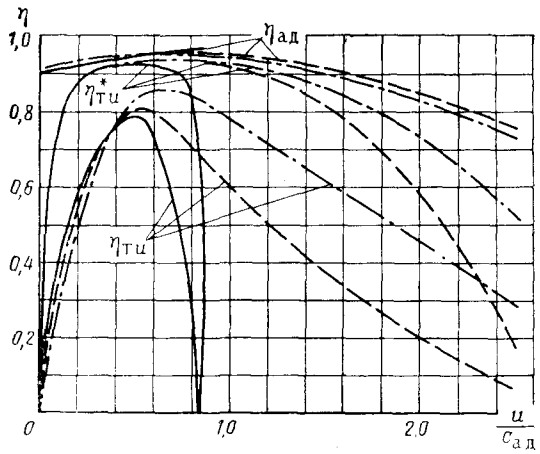


Рис. 7.39. Изменение к. п. д. турбины в зависимости от $u/c_{ад}$ при $\alpha_1=22°$ и различных значениях $\varrho_{т0}$:

——— $\varrho_{т0}=0$; — — — $\varrho_{т0}=0{,}3$; —·—·— $\varrho_{т0}=0{,}5$

Так как $\eta_{т\,u\,max}$ и $(u/c_{ад})_{opt}$ при $\varrho_{т0}=0{,}5$ больше тех же параметров при $\varrho_{т0}<0{,}5$, то очевидно, что в случае одинаковых $c_{ад}$ работа турбины должна быть больше, когда $\varrho_т=0{,}5$. Это также справедливо и для рассмотренного в разд. 7.3.1 случая, когда $\lambda_{1c}=\text{const}$ (или $c_1=\text{const}$ при

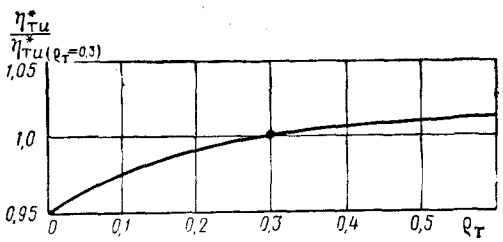


Рис. 7.40. Влияние степени реактивности на к. п. д. элементарной ступени

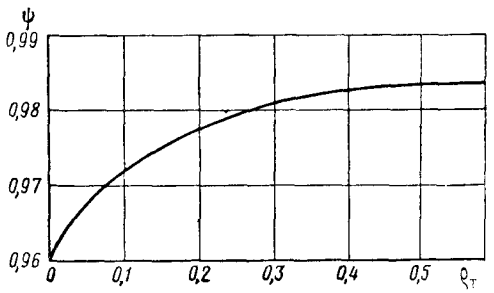


Рис. 7.41. Коэффициент скорости в решетках рабочего колеса элементарных ступеней турбин различной реактивности при дозвуковых скоростях

$T_г^*=\text{const}$), так как скорость $c_{ад}$ будет при увеличении $\varrho_{т0}$ возрастать, что видно из соотношения

$$c_{ад}=\frac{c_1}{\varphi\sqrt{1-\rho_{т0}}}.$$

Однако получение большей работы при $\varrho_т=0{,}5$ в случае $c_{ад}=\text{const}$ и, тем более, при $c_1=\text{const}$ требует более высоких окружных скоростей (см. разд. 7.3.1).

Сравнение при различных $u/c_{ад}$; α_1 и $\rho_{т0}$ произведено при постоянных коэффициентах скорости φ и ψ, которые в действительности будут уменьшаться с уменьшением α_1 и $\rho_{т0}$. Вследствие этого действительное изменение к. п. д. будет несколько отличным от показанного выше. На рис. 7.40 показано влияние $\rho_{т0}$ на $\eta^*_{тu}$ при изменении коэффициента скорости ψ в соответствии с графической зависимостью, приведенной на рис. 7.41. Характерным является, что при снижении $\rho_{т0}$ по сравнению с исходным значением ($\rho_{т0}=0{,}3$) к. п. д. снижается достаточно заметно, а при увеличении $\rho_{т0}$ — возрастает весьма несущественно.

Исходя из выражений для $\eta_{т\,u}$ и $\eta^*_{тu}$ можно написать следующую функциональную зависимость для $\eta^*_{тu}$ элементарной ступени на расчетном режиме:

$$\eta^*_{тu}=f\left(\frac{u}{c_{ад}},\ \frac{c_2}{c_{ад}},\ \rho_{т0},\ \varphi,\ \psi,\ \alpha_1\right). \tag{7.38}$$

В свою очередь коэффициенты φ и ψ зависят еще от геометрии проточной части (углов поворота потока, густоты решетки и т. д.). Для турбины с заданными степенью реактивности и геометрией проточной части можно считать, что $\eta^*_{тu}$ является функцией двух параметров:

$$\eta^*_{тu}=f\left(\frac{u}{c_{ад}},\ \frac{c_2}{c_{ад}}\right). \tag{7.39}$$

Вместо $c_{ад}$ удобно применять параметр $c^*_{ад}=\sqrt{2H^*_{т.ад}}$, однозначно связанный с $c_{ад}$ через относительную величину выходных потерь:

$$c^*_{ад}=c_{ад}\sqrt{1-\overline{L}_{вых}}.$$

Отношение $u/c^*_{ад}=Y^*$ можно также выразить через коэффициент нагрузки $\overline{H}_{т\,u}$, так как между ними существует соотношение [см. уравнение (7.69)]

$$\overline{H}_{тu}=0{,}5\frac{\eta^*_{тu}}{Y^{*2}}.$$

Таким образом, к. п. д. каждой данной турбины можно рассматривать в виде

$$\eta^*_{тu}=f\left(\frac{u}{c^*_{ад}},\ \frac{c_2}{c^*_{ад}}\right), \tag{7.40}$$

или в виде

$$\eta^*_{тu}=f\left(\overline{H}_{тu},\ \frac{c_2}{c^*_{ад}}\right). \tag{7.41}$$

На рис. 7.42 показаны расчетные зависимости $\eta^*_{тu}$ элементарной ступени от коэффициента нагрузки (или $u/c^*_{ад}$) и относительной величины выходной скорости, откуда видно, что для всех коэффициентов нагрузки (или $u/c^*_{ад}$) существует свое оптимальное значение $c_2/c^*_{ад}$, при котором к. п. д. достигает максимума. Однако для относительно небольших значений $\overline{H}_{т\,u}\leqslant 1{,}4$ максимальный к. п. д. достигается при малых значениях $c_2/c^*_{ад}=0{,}2\div 0{,}3$, применение которых ограничивается ростом высоты лопаток и углов поворота потока. Поэтому при небольших $\overline{H}_{т\,u}$ расчетные режимы, как правило, будут располагаться правее максимума, и увеличение выходной скорости будет обусловливать снижение к. п. д. При повышенных же значениях $\overline{H}_{т\,u}$ увеличение выходной скорости сначала вызовет рост к. п. д. до своего максимума, после чего он также будет уменьшаться.

Такое влияние выходной скорости можно объяснить следующим образом. Заменим $\eta_{т\,u}$ в уравнении (7.36) его значением из уравнения (7.32), и после деления на $1-\bar{L}_{вых}$ получим

$$\eta^*_{тu} = 1 - \frac{\bar{L}_{Rc} + \bar{L}_{Rк}}{1 - \bar{L}_{вых}}, \qquad (7.42)$$

откуда видно, что при заданном уровне газодинамических потерь в сопловом аппарате и в рабочем колесе рост относительного значения выход-

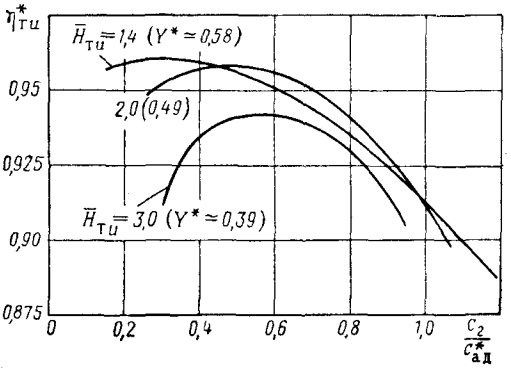


Рис. 7.42. Влияние коэффициента нагрузки и выходной скорости на к. п. д. элементарной ступени

ной скорости (т. е. рост $\bar{L}_{вых}$) будет всегда приводить к уменьшению $\eta^*_{тu}$. Так происходит в случае малых $\bar{H}_{т\,u}$ (больших $u/c_{ад}$), так как рост выходной скорости приводит к росту $\bar{L}_{вых}$, но мало влияет на $\bar{L}_{R\,с}$ и $\bar{L}_{R\,к}$. Последние величины зависят от φ и ψ, которые при заданной степени

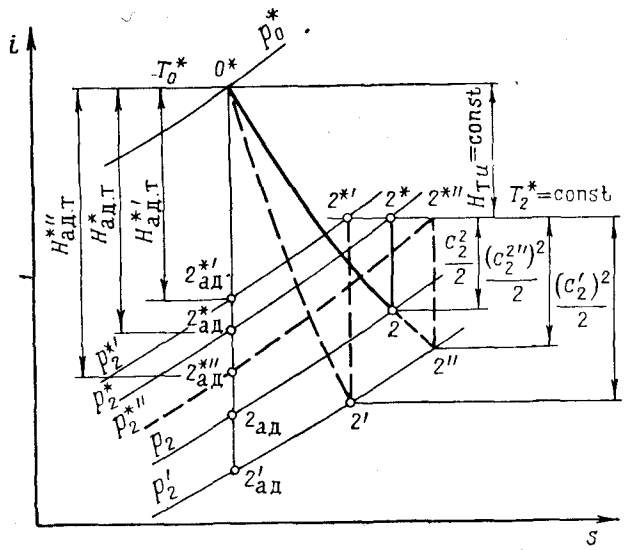


Рис. 7.43. Влияние увеличения выходной скорости на к. п. д. $\eta_т^*$ турбины

реактивности $\varrho_{т0}$ и больших $u/c_{ад}$ находятся в области своих максимальных значений и несущественно изменяются при увеличении $\bar{c}_2/c^*_{ад}$. В случае же, когда одновременно с ростом $\bar{L}_{вых}$ уменьшаются газодина-

мические потери, как это имеет место для повышенных значений $\overline{H}_{т\,u}$ (малых $u^*/c^*_{ад}$), к. п. д. турбины может возрастать. Уменьшение потерь в этом случае является следствием того, что при малых $c_2/c^*_{ад}$ и больших $\overline{H}_{т\,u}$ ступени работают при больших углах поворота потока и малых значениях φ и ψ. Коэффициенты φ и ψ заметно возрастают в случае увеличения $c_2/c^*_{ад}$ из-за уменьшения угла поворота потока. Термодинамически эти процессы объясняются тем, что при сохранении постоянной работы турбины ($H_{т\,u}$=const) рост выходной скорости всегда будет увеличивать теплоперепад по статическим параметрам. Однако теплоперепад по заторможенным параметрам при повышенной выходной скорости может оказаться больше или меньше исходного в зависимости от того, как протекает процесс в турбине при увеличении скорости. Так, например, на рис. 7.43 процесс 0^*—$2'$, соответствующий бо́льшей скорости на выходе, протекает с меньшими потерями, чем исходный процесс 0^*—2. В результате, при $H_{т\,u}$=const адиабатическая работа расширения по параметрам торможения в этом процессе меньше ($H^{*'}_{т.ад} < H^*_{т.ад}$) и, следовательно, к. п. д. $\eta^{*'}_{ти}$ выше $\eta^*_{ти}$. Для процесса 0^*—$2''$, протекающего примерно с таким же показателем политропы, как и процесс исходный, получаем, что $H^{*''}_{т.ад} > H^*_{т.ад}$, и поэтому к. п. д. $\eta^{*''}_{ти} < \eta^*$.

7.4. ТИПЫ И ПАРАМЕТРЫ ЛОПАТОК ОСЕВЫХ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

7.4.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Рабочие и неподвижные лопатки ступеней осевых турбин, так же как и осевых компрессоров, являются совокупностью бесконечно большого числа профилей, образующих решетки и элементарные ступени, которые могут характеризоваться некоторыми средними параметрами ($H_{т\,u\,ср}$, $\eta^*_{т.ср}$ и др.). Поскольку расчет турбин в первую очередь производится по среднему диаметру, то параметры решеток и элементарных ступеней на этом диаметре являются наиболее характерными и используются, например, для определения к. п. д. ступени, высоты лопаток при заданных значениях работы и расхода. Поэтому такие параметры элементарных ступеней, как числа $M(\lambda)$ в ступени, значения густот, углы поворота потока, оптимальные значения $u/c^*_{ад}$ и $c_2/c^*_{ад}$ в первую очередь должны подбираться для элементарной ступени, расположенной на среднем диаметре. В то же время большое значение имеет закономерность изменения отдельных параметров по высоте лопаток, а также значения параметров, характерных для лопатки в целом (относительная высота лопатки, удлинение и др.).

Основные геометрические параметры лопаток ступени газовой турбины показаны на рис. 7.44, где приняты следующие обозначения:

$D_{т1}$ — наружный (периферийный) диаметр рабочего колеса на входе;

$D_{т2}$ — то же на выходе;

$D_{вт1}$ — внутренний (втулочный) диаметр рабочего колеса на входе;

$D_{вт2}$ — то же на выходе;

$D_{ср1}$ — средний диаметр рабочего колеса на входе

$$D_{ср1} = \frac{D_{т1} + D_{вт1}}{2} = 2r_{ср};$$

$D_{ср2}$ — средний диаметр рабочего колеса на входе, определяемый аналогично;

h_1 — высота проточной части на входе в рабочее колесо;

$h_{л1}$ — высота рабочей лопатки на входе;
h_2 — высота проточной части на выходе из рабочего колеса;
$h_{л2}$ — высота рабочей лопатки на выходе;
Δ_r — радиальный зазор;
$s_{с.а}$ — осевая ширина лопатки соплового аппарата на среднем диаметре;
$s_{р.к}$ — осевая ширина лопатки рабочего колеса на среднем диаметре;

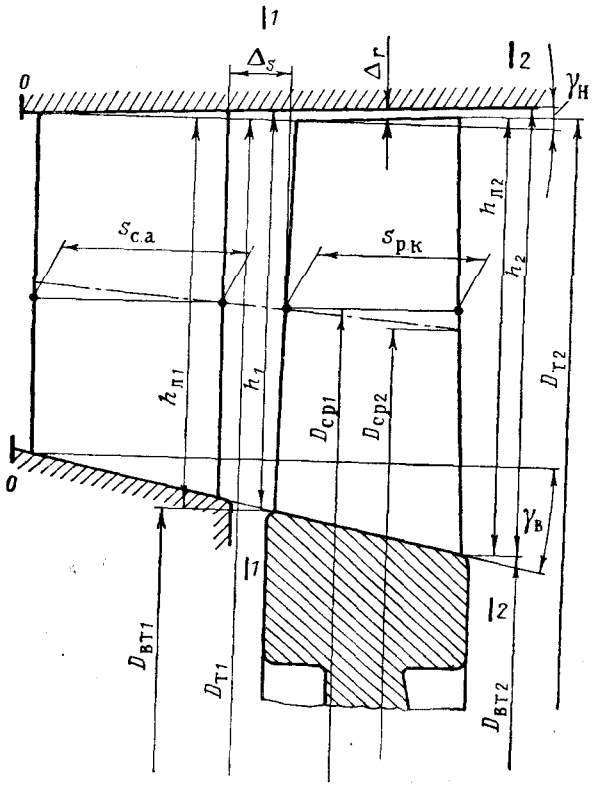


Рис. 7.44. Основные геометрические параметры лопаток ступени турбины

Δ_s — осевой зазор;
$\gamma_н$ — угол раскрытия меридионального сечения проточной части по периферии лопаток;
$\gamma_в$ — угол раскрытия меридионального сечения проточной части у корня лопаток (у втулки).

В частном случае углы $\gamma_н$ и $\gamma_в$ могут быть равны. У соплового аппарата и рабочего колеса углы $\gamma_н$ и $\gamma_в$ могут быть различными.

7.4.2. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЫСОТА ЛОПАТОК И КОЭФФИЦИЕНТ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ СТУПЕНИ

При расчетах турбин часто применяют параметр $D_{ср}/h$, который характеризует относительную высоту лопаток. Параметр $D_{ср}/h$ может быть выражен через относительный диаметр втулки $\bar{d}_т = D_{вт}/D_т$: *)

$$\frac{D_{ср}}{h} = \frac{1+\bar{d}_т}{1-\bar{d}_т}.$$

*) $\bar{d}_т$, а также $D_{ср}/h$ могут определяться по входу и по выходу.

Величины $D_{ср}/h$ и $\bar{d}_т$ имеют наименьшее значение в последних ступенях многоступенчатых турбин, в которых высота лопатки из-за пониженной плотности газа возрастает. В этих ступенях турбовинтовых и двухконтурных двигателей значение $D_{ср}/h$ может доходить до трех, чему соответствует $\bar{d}_т=0{,}5$. Такие значения $D_{ср}/h$ и $\bar{d}_т$ следует считать минимальными, так как даже при их реализации возникают значительные трудности, связанные с профилированием лопаток, а также с прочностью их и диска. В турбинах ТРД степень понижения давления меньше, чем в ТВД и ТРДД, а величина $D_{ср}/h$ (и $\bar{d}_т$) в последних ступенях выше указанных минимальных значений и составляет 4—6 ($\bar{d}_т\approx 0{,}6\div 0{,}75$).

В первых ступенях турбин ТРД значения $D_{ср}/h$ достигают 8—10, а в ТРДД — 15—20 и выше. С уменьшением параметров $D_{ср}/h$ и $\bar{d}_т$ уменьшается диаметр турбины при заданном расходе газа или возрастет расход при заданном диаметре. Хотя расход газа определяется минимальным сечением соплового аппарата турбины, где обычны критические или близкие к ним параметры газа, однако ограничивает диаметр турбины сечение на выходе из рабочих лопаток, вследствие того что высота лопатки на выходе, как правило, больше, чем на входе, а допустимая приведенная абсолютная скорость λ_2 значительно меньше единицы. Учитывая это, ступень турбины можно, как и ступень осевого компрессора, характеризовать коэффициентом производительности, но в отличие от ступени компрессора он должен определяться по параметрам на выходе из рабочих лопаток.

Учитывая это, можем по аналогии с осевыми компрессорами коэффициент производительности турбины написать в виде

$$\bar{G}_т = q(\lambda_2)(1-\bar{d}_{т2}^2)\sin\alpha_2. \qquad (7.43)$$

В формуле (7.43) приведенная скорость λ_2 и угол α_2 соответствуют среднему диаметру на выходе из рабочих лопаток. С использованием $\bar{G}_т$ уравнение (5.45) для определения диаметра компрессора получит следующий вид применительно к турбине:

$$D_т = \sqrt{\frac{4G_г\sqrt{T_2^*}}{\pi s_г p_2^* \bar{G}_т}}, \qquad (7.44)$$

где T_2^* и p_2^* — температура и давление на выходе;

$G_г$ — расход газа в *кг/сек*;

$$s_г = \sqrt{k_г\left(\frac{2}{k_г+1}\right)^{\frac{k_г+1}{k_г-1}}\frac{1}{R_г}}$$ (при $k_г=1{,}33$ и

$R_г=289{,}3$ *дж/кг·град* $s_г=0{,}0396$ [*кг·град/дж*]$^{0{,}5}$).

Если рассматривается последняя ступень турбины, то вместо индексов «2» применяются индексы «т».

7.4.3. УДЛИНЕНИЕ ЛОПАТОК

В осевых турбинах, как и в осевых компрессорах, важным параметром является удлинение лопаток, т. е. отношение высоты лопаток к хорде на среднем диаметре $h/b_{ср}=\bar{h}$. Применительно к турбинам часто удобнее в качестве удлинения использовать отношение высоты лопаток к их осевой ширине на среднем диаметре, т. е. h/s, которое в турбинах сравнительно немного отличается от отношения $h/b_{ср}=\bar{h}$ *). Очевидно удли-

*) Осевая ширина s и хорда b связаны зависимостью: $s=b\sin\vartheta$, где ϑ — угол установки.

нение существенно влияет на массу лопаток и диска ступени и на продольные габариты многоступенчатой турбины. До недавнего времени этот параметр принимался равным 3—4. В настоящее время такие значения реализуются только в первых ступенях, а в последних с целью уменьшения массы величину $h/b_{ср}=\bar{h}$ доводят до 6—7, если это допускают напряжения и не снижается к. п. д. из-за уменьшения чисел Re. Число лопаток прямо пропорционально параметру $h/b=\bar{h}$, что видно из уравнения

$$z=\pi\frac{h}{b_{ср}}\frac{b_{ср}}{t}\frac{D_{ср}}{h}, \tag{7.45}$$

где $b_{ср}/t$ — является оптимальной густотой.

Применение больших удлинений при больших значениях $D_{ср}/h$, что свойственно первым ступеням многоступенчатых турбин, приводило бы к конструктивно неприемлемому числу лопаток. По этой причине в первых ступенях удлинения меньше. В лопатках с большим удлинением и малыми значениями $D_{ср}/h$ растут напряжения изгиба и они склонны к вибрациям из-за их меньшей жесткости. Поэтому такие лопатки обязательно требуют применения антивибрационных мероприятий, в первую очередь, бандажных полок. Последние применяют и на коротких лопатках при малых удлинениях для уменьшения потерь, обусловленных радиальным зазором.

7.4.4. ОБЩИЙ ЗАКОН ИЗМЕНЕНИЯ ЦИРКУЛЯЦИИ ПО ВЫСОТЕ ЛОПАТКИ И ЕГО СВЯЗЬ С ИЗМЕНЕНИЕМ РЕАКТИВНОСТИ

Тип лопаток рабочих колес осевых турбин, как и осевых компрессоров, в первую очередь определяется законом изменения циркуляции по их высоте, отчего зависит изменение по радиусу теоретической работы, степени реактивности, чисел M, осевых скоростей и к. п. д. Различные законы изменения циркуляции по радиусу могут быть выражены соотношениями (5.46) и (5.47), применявшимися выше для осевых компрессоров:

$$c_{um}r^m=\text{const}, \tag{7.46}$$

где

$$c_{um}=\frac{c_{1u}-c_{2u}}{2}.$$

В отличие от компрессоров, скорость c_{2u} входит в c_{um} со знаком минус, так как в турбине, как правило, знаки c_{2u} и c_{1u} различны. Аналогично уравнениям (5.48)

$$c_{1u}=\frac{H_{ти}}{2u}+\frac{\text{const}}{r^m}; \tag{7.47}$$

$$c_{2u}=\frac{H_{ти}}{2u}-\frac{\text{const}}{r^m}. \tag{7.48}$$

Когда $c_{2u}=0$, то $c_{um}=c_{1u}/2$ и уравнение (7.46) относится к c_{1u}. Следовательно, $c_{1u}r^m=\text{const}$. Иногда [2] и при $c_m\neq 0$ рассматривают отдельно изменение циркуляции на входе и выходе. Умножим обе части уравнений (7.47) и (7.48) на r^m, тогда

$$c_{1u}r^m=\frac{H_{ти}}{2\omega}r^{m-1}+\text{const}; \tag{7.49}$$

$$c_{2u}r^m=\frac{H_{ти}}{2\omega}r^{m-1}-\text{const}. \tag{7.50}$$

Правые части уравнений (7.49) и (7.50) могут быть постоянными только в следующих случаях:

$$\text{а)}\ m=1{,}0 \text{ и } H_{\text{т}u}=\text{const};$$

$$\text{б)}\ H_{\text{т}u}=\frac{\text{const}}{r^{m-1}}.$$

В случае «а» реализуется закон постоянства циркуляции по радиусу, а в случае «б» — переменная по радиусу работа и, в частности, когда $m=-1{,}0$, работа будет изменяться пропорционально квадрату радиуса а вращение потока до и после рабочего колеса будет происходить по закону твердого тела. Если $m\neq 1{,}0$, но $H_{\text{т}\,u}=\text{const}$, то произведения $c_{1u}r^m$ и $c_{2u}r^m$ не будут постоянными по радиусу, и рассмотрение порознь циркуляции на входе и выходе затруднительно. Поэтому выражение различных законов циркуляции через c_{um} [см. уравнение (7.46)], а не отдельно через c_{1u} и c_{2u}, удобно, так как упрощает определение степени реактивности и осевых скоростей до и после колеса. С использованием уравнений (7.47) и (7.48) выражение для кинематической степени реактивности будет

$$\rho_{\text{т}}=1-\frac{\text{const}}{r^{m+1}\omega}=1-\frac{B}{r^{m+1}}, \qquad (7.51)$$

где

$$B=\frac{\text{const}}{\omega}=\frac{c_{um}r^m}{\omega}.$$

Изменение степени реактивности по радиусу является для турбин одним из наиболее важных факторов, так как при проектировании избегают обычно отрицательных значений $\rho_{\text{т}}$ (и $\rho_{\text{т}0}$) в элементарных ступенях, расположенных во втулочных (корневых) сечениях. Это изменение в сильной степени зависит от показателя m. Записав уравнение (7.51) для среднего диаметра и сопоставляя его с исходным уравнением, получим для степени реактивности на текущем радиусе выражение

$$\rho_{\text{т}}=(1-\rho_{\text{т.ср}})\left(\frac{r_{\text{ср}}}{r}\right)^{m+1}. \qquad (7.52)$$

Учитывая, что $r_{\text{ср}}/r=(1+\bar{d}_{\text{т}})/2\bar{r}$, где $\bar{r}=r/r_{\text{т}}$, на рис. 7.45 показано изменение $\rho_{\text{т}}/\rho_{\text{т.ср}}$ при $\rho_{\text{т.ср}}=0{,}35$ в зависимости от показателя m для периферийного и корневого сечений лопатки. Из рис. 7.45 видно, что при $m=-1$ степень реактивности по высоте лопатки является постоянной, а при $m=1{,}0$ и близком к нему — сильно изменяется, так, что в корневом сечении при $d_{\text{т}}=0{,}5\div 0{,}6$ будет отрицательной. Физический смысл изменения $\rho_{\text{т}}$ по радиусу в зависимости от m связан с изменением окружных составляющих c_{1u} и c_{2u} и срабатываемых в связи с этим теплоперепадов в сопловом аппарате и рабочем колесе. Необходимо отметить, что, поскольку на радиусах, отличных от среднего, отношения c_{1a}/c_{2a} должны по условиям радиального равновесия отличаться от соотношения (7.13), то действительная и адиабатическая степени реактивности не будут равны кинематической степени реактивности. Для реально возможных значений m это отличие не столь существенно, но при профилировании лопаток необходимо наряду с $\rho_{\text{т}}$ определять $\rho_{\text{т.д}}$ и $\rho_{\text{т}0}$. Показатель $m=1{,}0$ соответствует лопаткам с постоянной циркуляцией по радиусу, которые рассмотрены ниже. Отметим, что избежать отрицательной степени реактивности у втулки при $m=1{,}0$ можно только в случае более коротких лопаток ($\bar{d}_{\text{т}}\geqslant 0{,}7$; $D_{\text{ср}}/h\geqslant 5{,}5$), При более же длинных лопатках требуется применять профилирование с показателем $m<1{,}0$. В некоторых пределах возможно также увеличивать степень реактивности на среднем радиусе. Однако максимально возможные реактивности отно-

сительно невелики ($\rho_{т.ср}=0{,}35\div0{,}45$). Это объясняется тем, что из-за сильного роста степени реактивности в верхних сечениях (см. рис. 7.45) увеличиваются потери, обусловленные радиальным зазором. Кроме того, при повышенных значениях $\rho_т$ на среднем и других радиусах и одной и той же работе ступени турбины необходимо увеличивать либо окружную скорость, либо окружную составляющую на выходе из рабочего колеса, что делать, возможно, и не всегда рационально. Если *избегать отрицательной степени реактивности у корня*, уменьшая показатель m, то следует иметь в виду, что применение $-1{,}0\leqslant m<0$ связано также с необходимостью иметь на выходе из рабочего колеса значи-

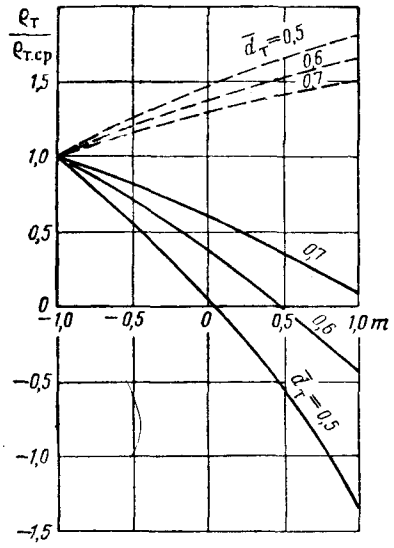


Рис. 7.45. Влияние показателя m на степень реактивности у корневого и периферийного сечения лопатки:

— — — периферия;
——— корень

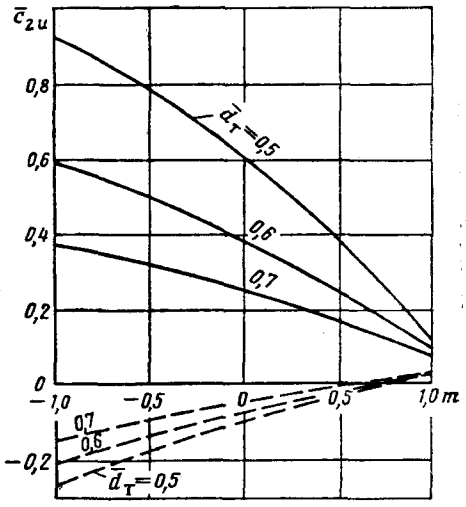


Рис. 7.46. Изменение окружной составляющей на выходе из ступени турбины в зависимости от показателя m у корневого и периферийного сечения лопатки:

— — периферия;
——— корень

тельные окружные составляющие абсолютной скорости. Из уравнения (7.50), разделив его на окружную скорость u и произведя преобразования, можно получить относительные значения c_{2u} и c_{1u} в виде

$$\frac{c_{2u}}{u}=\bar{c}_{2u}=\frac{\bar{H}_{тu}}{2}-(1-\rho_т)=\frac{\bar{H}_{тu\,ср}}{2}\left(\frac{r_{ср}}{r}\right)^2-(1-\rho_{т.ср})\left(\frac{r_{ср}}{r}\right)^{m+1};\qquad(7.53)$$

$$\frac{c_{1u}}{u}=\bar{c}_{1u}=\frac{\bar{H}_{тu\,ср}}{2}\left(\frac{r_{ср}}{r}\right)^2+(1-\rho_{т.ср})\left(\frac{r_{ср}}{r}\right)^{m+1}.\qquad(7.54)$$

На рис. 7.46 показано изменение $\bar{c}_{2u}$ в зависимости от m для периферийного и корневого сечений лопаток при $\rho_{т.ср}=0{,}35$ и $\bar{H}_{т\,u\,ср}=1{,}4$, откуда видно, что при уменьшении m возрастают $\bar{c}_{2u}$. Особенно велики значения $\bar{c}_{2u}$ при малых $\bar{d}_т$ и $m<0$. При этом для всех $m\leqslant0{,}5$ знаки $\bar{c}_{2u}$ в корневом и периферийном сечениях противоположны. В корневом сечении окружные составляющие направлены против вращения, а в периферийном — по вращению.

Изложенное дает основание сделать вывод, что применение показателя $m<0$ в турбинных ступенях нерационально. К этому следует до-

бавить, что уже при $m=0$ имеет место значительная неравномерность поля осевых скоростей по радиусу. Поэтому в турбинах следует применять лопатки, профилированные только для $m>0$.

7.4.5. ВЛИЯНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ m НА ИЗМЕНЕНИЕ ОСЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ПО РАДИУСУ

Чтобы исследовать влияние показателя m на поле осевых скоростей по радиусу до и после рабочего колеса, воспользуемся в первом приближении упрощенным уравнением радиального равновесия, т. е. предположением, что радиус кривизны линий тока $R_m=\infty$, а также, что $E=\text{const}$ и $L_R=\text{const}$ по высоте лопаток. Если при этом принять, что окружные составляющие до и после рабочего колеса подчиняются уравнениям (7.47) и (7.48), то очевидно, что будут справедливыми уравнения (5.62), (5.63) и (5.64), полученные ранее для осевого компрессора.

В соответствии с принятыми обозначениями и знаками можем уравнение (5.62) применительно к турбине записать в виде

$$\frac{c_{1a}}{c_{1a\,\text{ср}}}=\sqrt{1+\frac{m-1}{m}\frac{(1-\rho_{\text{т ср}})^2}{\bar{c}^2_{1a\,\text{ср}}}\left[1-\left(\frac{r}{r_{\text{ср}}}\right)^{-2m}\right]+}\ \cdots\rightarrow$$

$$\cdots\rightarrow\sqrt{+\frac{m-1}{m+1}\frac{\bar{H}_{\text{т}u\,\text{ср}}}{\bar{c}^2_{1a\,\text{ср}}}(1-\rho_{\text{т.ср}})\left[1-\left(\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{\text{ср}}}\right)^{-(m+1)}\right]}. \qquad (7.55)$$

Уравнение для определения $c_{2a}/c_{2a\,\text{ср}}$ имеет такой же вид, но перед третьим членом должен стоять знак минус.

В случае, когда $m=0$, уравнение (7.55) будет иметь вид

$$\frac{c_{1a}}{c_{1a\,\text{ср}}}=\sqrt{1-2\frac{(1-\rho_{\text{т.ср}})^2}{\bar{c}^2_{1a\,\text{ср}}}\ln\frac{\bar{r}}{\bar{r}_{\text{ср}}}-\frac{1-\rho_{\text{т.ср}}}{\bar{c}^2_{1a\,\text{ср}}}\bar{H}_{\text{т}u\,\text{ср}}\left(1-\frac{1}{\bar{r}/\bar{r}_{\text{ср}}}\right)}. \qquad (7.56)$$

Это же уравнение справедливо и для определения $c_{2a}/c_{2a\,\text{ср}}$ при условии, что перед третьим членом будет стоять знак плюс.

На рис. 7.47 показано изменение по радиусу осевых составляющих скорости на входе в рабочую лопатку при показателях $m=1\div0$. График построен для лопаток с относительным диаметром втулки $\bar{d}_{\text{т}}=0{,}5$, имеющих на среднем радиусе коэффициент нагрузки $\bar{H}_{\text{т}\,u\,\text{ср}}=1{,}4$ и степень реактивности $\rho_{\text{т.ср}}=0{,}35$. Из этого графика видно, что уже при $m=0$ изменение скоростей c_{1a} становится весьма большим, так что условие $m<0$ исключается, поскольку в периферийных сечениях, где осевая скорость мала, будут требоваться нереально большие углы поворота потока и, особенно, при высоких значениях $\bar{H}_{\text{т}\,u}$. В то же время изменение по радиусу осевых составляющих за колесом при тех же показателях m крайне невелико. Так, например, для $m=0$ получается отношение $c_{2a}/c_{2a\,\text{ср}}$, показанное в табл. 7.4.

Таблица 7.4

$\bar{r}$	1,0	0,9	$\bar{r}_{\text{ср}}=0{,}75$	0,65	0,5
$\frac{c_{2a}}{c_{2a\,\text{ср}}}$	0,992	0,999	1,0	0,997	0,943

При $m>0$ изменение осевой скорости на выходе из колеса по радиусу получается еще менее существенным и поэтому в первом прибли-

жении можно считать, что она является постоянной. В этом характерное отличие турбинных лопаток от компрессорных, в которых возможно было рассматривать лопатки с показателем $m=-1{,}0$ (постоянная степень реактивности) даже при $\bar{d}_т=0{,}4$. При этом изменение осевых скоростей по радиусу за колесом было более неравномерным, чем до колеса. Причиной этих различий является то, что $\overline{H}_{т\,u}$ существенно больше $\overline{H}_{th}$ и $\varrho_{т.ср}<\varrho_к$. Кроме того, знаки перед третьим членом в уравнениях (7.55) и (7.56) для $c_{1a}/c_{1a\,ср}$ (перед колесом) такие же, какие в компрессорных лопатках были для отношения $c_{2a}/c_{2a\,ср}$, т. е. после колеса. Уменьшение $\overline{H}_{т\,u\,ср}$ до 1,2 и увеличение $\varrho_{т.ср}$ до 0,4 делает поле осевых скоростей на входе в рабочую лопатку более равномерным. Поэтому для ступени турбины с малым значением $\bar{d}_т=0{,}5\div0{,}55$ целесообразно принимать коэффициент нагрузки равным 1,2—1,1. Существенно умень-

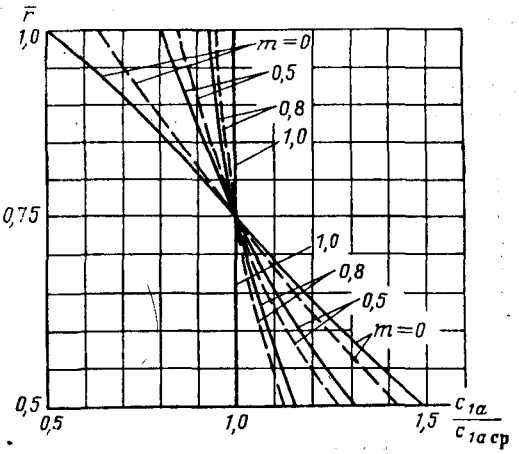


Рис. 7.47. Изменение по радиусу осевых составляющих скорости на входе в рабочую лопатку при различных значениях показателя m: —— $\overline{H}_{т\,u_{ср}}=1{,}4$; $\varrho_{т.ср}=0{,}35$; — — — $\overline{H}_{т\,u_{ср}}=1{,}2$; $\varrho_{т.ср}=0{,}4$

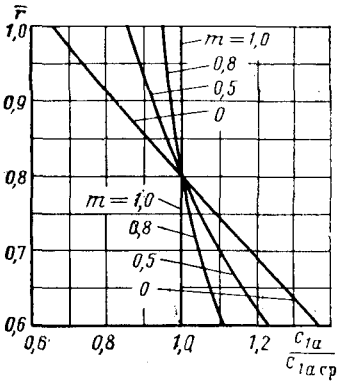


Рис. 7.48. Изменение по радиусу осевых составляющих скорости на входе в рабочую лопатку при различных значениях показателя m

шается неравномерность осевых скоростей перед колесом при увеличении относительного диаметра втулки, что видно из графика рис. 7.48, построенного для $\bar{d}_т=0{,}6$ при $\overline{H}_{т\,u\,ср}=1{,}4$ и $\varrho_{т.ср}=0{,}35$.

Уравнения (7.55) и (7.56) являются приближенными, поскольку они получены без учета кривизны линий тока. Более точные расчеты следует производить методом последовательного приближения, как указано в гл. 2, или с использованием некоторых упрощенных методов, подобно изложенному в гл. 5 применительно к осевым компрессорам.

Однако исследования показали, что для таких лопаток, у которых относительная длина не слишком велика ($\bar{d}_т\geqslant0{,}63$ или $D_{ср}/h\geqslant4{,}5$) и степени реактивности на среднем радиусе достаточно существенны ($\varrho_т\geqslant0{,}3$), расчеты по упрощенному уравнению радиального равновесия и расчеты с учетом уточненной последовательными приближениями формы линий тока не дают большой разницы. Учитывая также, что лопатки профилируются обычно с показателем $m>0$, можно для определения поля осевых скоростей применять уравнения (7.55) и (7.56). Все же при очень длинных лопатках, когда $\bar{d}\approx0{,}5$, а также при больших углах расширения проточной части γ применение более точных методов расчета целесообразно, и для таких лопаток уравнения (7.55) и (7.56) должны применяться лишь в качестве первого приближения.

Ниже рассмотрены некоторые типы лопаток, встречающиеся в практике проектирования турбин.

7.4.6. ЛОПАТКИ С ПОСТОЯННОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ ПО РАДИУСУ

Лопатки с постоянной циркуляцией по радиусу *, т. е. имеющие $c_{1u}r=\text{const}$ и $c_{2u}r=\text{const}$, применяются в авиационных и других турбинах, если они не очень длинные ($D_{ср}/h \geqslant 6 \div 6{,}5$).

В турбинах с такими лопатками показатель $m=1{,}0$ и теоретическая работа по радиусу будет постоянной. Коэффициент нагрузки $\bar{H}_{т\,u}=H_{т\,u}/u^2$ изменяется обратно пропорционально квадрату радиуса и, следовательно, для него будет справедлив график (см. рис. 5.37), построенный для осевых компрессоров. Таким образом, втулочные сечения при малых значениях $\bar{d}_т$ могут иметь слишком большие значения $\bar{H}_{т\,u}$, что вызовет необходимость уменьшать $H_{т\,u}$ или увеличивать окружную скорость. Это относится ко всем лопаткам, имеющим постоянную работу по радиусу. Как было показано в гл. 2, в лопатках с постоянной циркуляцией при постоянных по радиусу полной энергии E потока и энергии потерь $L_{R\,с}$ или $L_{R\,с}=0$ (идеальный поток) осевая скорость на всех радиусах остается неизменной. Однако течение в сопловом аппарате в принципе не удовлетворяет условию $L_{R\,с}=\text{const}$. Величина $L_{R\,с}$ для текущего радиуса может быть выражена в виде

$$L_{Rс}=\frac{c_{1ад}^2-c_1^2}{2}=\frac{c_1^2}{2}\left(\frac{1}{\varphi^2}-1\right)=\frac{c_{1a}^2+c_{1u}^2}{2}\left(\frac{1}{\varphi^2}-1\right).$$

Если принять $\varphi=\text{const}$, то, поскольку скорость c_1 вдоль радиуса изменяется, переменной будет и $L_{R\,с}$. Записав уравнение (2.103) в дифференциальной форме при $c_m=c_a$; $R_m=\infty$ и $E=\text{const}$ применительно к зазору между сопловым аппаратом и рабочим колесом, получим

$$\frac{dc_{1a}^2}{dr}+\frac{1}{r^2}\frac{d(c_ur)^2}{dr}-\frac{2dL_{Rс}}{dr}=0. \qquad (7.57)$$

Заменяя $L_{R\,с}$, будем иметь

$$\frac{dc_{1a}^2}{dr}+\frac{1}{r^2}\frac{d(c_ur)^2}{dr}-\frac{dc_{1a}^2}{dr}\left(\frac{1}{\varphi^2}-1\right)-\frac{dc_{1u}^2}{dr}\left(\frac{1}{\varphi^2}-1\right)=0.$$

Примем, что и в данном случае поток подчиняется закону постоянства циркуляции, т. е. $c_{1u}r=\text{const}$. Поэтому $d(c_{1u}r)=0$, а значения c_{1u} можно записать в виде $c_{1u}=c_{1uср}\frac{r_{ср}}{r}$. В итоге после преобразований получим

$$\frac{dc_{1a}^2}{dr}\left(2-\frac{1}{\varphi^2}\right)+\frac{2(c_{1uср}r_{ср})^2}{r^3}\left(\frac{1}{\varphi^2}-1\right)=0.$$

После интегрирования в пределах от r до $r_{ср}$ получаем

$$\frac{c_{1a}}{c_{1aср}}=\sqrt{1-\frac{\frac{1}{\varphi^2}-1}{2-\frac{1}{\varphi^2}}\operatorname{ctg}^2\alpha_{1ср}\left[1-\left(\frac{\bar{r}_{ср}}{\bar{r}}\right)^2\right]}. \qquad (7.58)$$

Таким образом, закон постоянства циркуляции при переменном значении потерь по радиусу дает и переменные по радиусу осевые скорости. В табл. 7.5 даны значения $c_{1a}/c_{1a\,ср}$ в зависимости от $\bar{r}=r/r_т$ для $\bar{d}_т=0{,}6$ при $\varphi=0{,}97$ и $\alpha_{1ср}=25°$ и 30°.

Из табл. 7.5 видно, что изменение осевых скоростей при небольших значениях $\bar{d}_т$ является достаточно существенным. Однако поскольку

*) Применительно к турбинам впервые предложены проф. В. В. Уваровым в 1945 г.

Таблица 7.5

$\bar{r}=\frac{r}{r_т}$	1,0	0,9	0,8 ($\bar{r}_{ср}$)	0,7	0,6 ($\bar{d}_т$)
$\frac{c_{1a}}{c_{1acp}}$ ($\alpha_{1ср}=25°$)	0,94	0,966	1,0	1,048	1,12
$\frac{c_{1a}}{c_{1acp}}$ ($\alpha_{1ср}=30°$)	0,965	0,976	1,0	1,031	1,08

лопатки с постоянной циркуляцией применяются только при относительно больших значениях $\bar{d}_т \geqslant 0{,}7 \div 0{,}75$, то изменение c_{1a} можно, по крайней мере в первом приближении, не учитывать, так как оно будет находиться в пределах 3—5%, особенно при $\varphi > 0{,}97$. Если в уравнении (7.57) принять, что по радиусу сохраняется постоянная осевая скорость, то не будет соблюдаться закон постоянства циркуляции. Решение уравнения (7.57) для случаев $c_a = \text{const}$ дает следующий результат:

$$c_u r^{\varphi^2/(2\varphi^2-1)} = \text{const}.$$

Однако поскольку показатель $\varphi^2/(2\varphi^2-1) > 1{,}0$, то такие лопатки являлись бы менее рациональными, чем в случае $c_u r = \text{const}$. Турбинные ступени, у которых лопатки спрофилированы с соблюдением постоянства циркуляции, характеризуются значительным изменением степеней реактивности по радиусу, как это следует из уравнения (7.52) и было показано на рис. 7.45, а также в гл. 5 применительно к лопаткам осевых компрессоров.

Так как в лопатках такого типа при малых значениях относительного диаметра втулки ($\bar{d}_т = 0{,}5 \div 0{,}6$) появляется отрицательная степень реактивности у корня даже при повышенном значении $\varrho_т$ на среднем диаметре, то, как уже указывалось, для длинных лопаток требуется применять другие законы профилирования, характеризующиеся значением показателя $0 < m < 1{,}0$. В частности, если в ступени с постоянной циркуляцией ($m = 1{,}0$) в корневом сечении получается $\varrho_т < 0$, то, задаваясь в этом сечении $\varrho_т = 0$, можно исходя из уравнения (7.52) отыскать необходимое значение показателя m по формуле

$$m = -\left[1 + \frac{\lg(1-\rho_{т.ср})}{\lg\dfrac{1+\bar{d}_т}{2\bar{d}_т}}\right]. \qquad (7.59)$$

Для примера в табл. 7.6 приведены значения m для нескольких значений $\bar{d}_т$ и $\varrho_{т.ср}$ при $\varrho_{т.вт} = 0$.

Таблица 7.6

$\bar{d}_т$	0,5	0,6	0,65
m ($\varrho_{т.ср}=0{,}35$)	0,062	0,502	0,805
m ($\varrho_{т.ср}=0{,}3$)	—0,12	0,242	0,498

Если у втулки принимается степень реактивности $\rho_т > 0$, то показатель m будет равен

$$m = \frac{\lg[(1-\rho_т)/(1-\rho_{т.ср})]}{\lg[(1+\bar{d}_т)/2\bar{d}_т]} - 1. \qquad (7.60)$$

В лопатках с постоянной циркуляцией отношение c_{1a}/c_{2a} на всех радиусах одинаково (при $L_{R\,c}=\text{const}$), и это при переменной степени реактивности будет приводить к различиям между $\rho_т$, $\rho_{т.д}$ и $\rho_{т0}$. Однако различие это невелико, и поэтому выводы, полученные выше для кине-

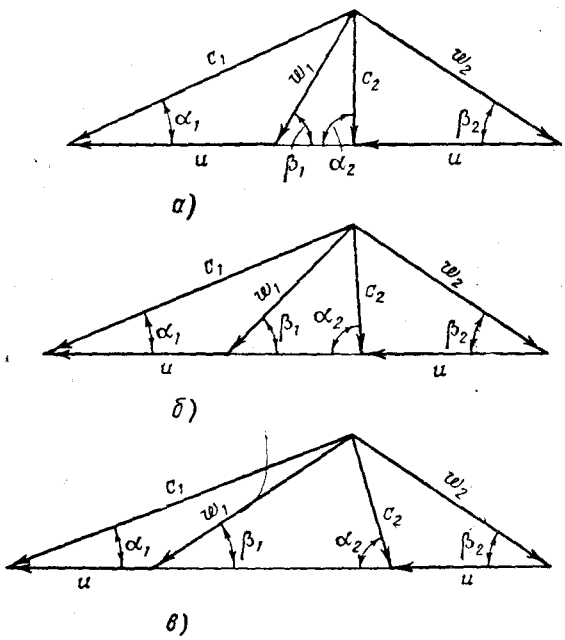


Рис. 7.49. Треугольники скоростей элементарной ступени турбины, спрофилированной по закону постоянства циркуляции:

а—на периферии; *б*—на среднем радиусе; *в*—у втулки

матической степени реактивности, будут справедливы также для степеней реактивности по действительным и адиабатическим теплоперепадам ($\rho_{т.д}$ и $\rho_{т0}$). Характерным отличием лопаток турбин с постоянной циркуляцией от соответствующих лопаток компрессоров является рост чисел M_{1w} на входе в рабочее колесо по направлению к втулке, а не по направлению к внешнему радиусу, как в компрессорах. Это является следствием того, что в турбинах числа M_{1w} на входе в рабочее колесо возрастают с уменьшением окружной скорости и увеличением скорости c_1 на выходе из соплового аппарата, что и имеет место во втулочных сечениях. Треугольники скоростей турбины с постоянной циркуляцией показаны на рис. 7.49.

7.4.7. ЛОПАТКИ С ПОСТОЯННЫМ ПО РАДИУСУ УГЛОМ ВЫХОДА ПОТОКА ИЗ СОПЛОВОГО АППАРАТА

В газовых турбинах находят применение лопатки, спрофилированные с сохранением постоянного угла потока α_1 на выходе из соплового аппарата. При этом выходной угол лопатки α_1' должен несколько изменяться в связи с различными значениями λ_1. Как показано было в гл. 2,

при $\alpha_1=\text{const}$ в случае применения упрощенного уравнения радиального равновесия, т. е. при $R_m=\infty$ и в предположении, что $E=\text{const}$ и $L_{R\,c}=$ $=\text{const}$ (или $L_{R\,c}=0$) по радиусу, окружные и осевые составляющие скорости после соплового аппарата подчиняются условию $c_{1u}r^{\cos^2\alpha_1}=$ $=\text{const}$ и $c_{1a}r^{\cos^2\alpha_1}=\text{const}$. Для возможных значений угла α_1 численное значение показателя $\cos^2\alpha_1$ может находиться в пределах 0,88—0,67, причем меньшие значения соответствуют бо́льшим углам $\alpha_1=30°\div35°$, которые реализуются в ступенях с более длинными лопатками.

Если и для лопаток, в которых сохраняется постоянным угол α_1, учесть изменение по радиусу работы потерь $L_{R\,c}$ в сопловом аппарате, то с использованием уравнения (7.57) получаем: $c_{1u}r\cdot\varphi^2\cos^2\alpha_1/(2\varphi^2-1)=$ $=\text{const}$; $c_{1a}r\cdot\varphi^2\cos^2\alpha_1/(2\varphi^2-1)=\text{const}$. Поскольку показатель $\varphi^2\cos^2\alpha_1/(2\varphi^2-1)<1{,}0$, то в этом случае изменение c_{1u} и c_{1a} будет как бы соответствовать меньшим углам α_1. Например, при $\varphi=0{,}98$ и $\alpha_1=25°$ показатель $\varphi^2\cos^2\alpha_1/(2\varphi^2-1)=0{,}859$, что соответствует $\alpha_1=22°20'$. Поэтому все последующее рассмотрение справедливо и для условия, когда учитывается изменение потерь. Степень реактивности в этих ступенях будет изменяться менее существенно, чем в ступенях с постоянной циркуляцией.

Путем несложных преобразований можно получить следующее выражение для отношения степени реактивности на текущем радиусе к степени реактивности на среднем радиусе:

$$\frac{\rho_т}{\rho_{т.ср}}=1+\left[\frac{\bar H_{тuср}}{2\rho_{т.ср}}+\left(\frac{1}{\rho_{т.ср}}-1\right)\right]\left[1-\left(\frac{r_{ср}}{r}\right)^{\cos^2\alpha_1+1}\right]-$$

$$-\frac{\bar H_{тuср}}{2\rho_{т.ср}}\left[1-\left(\frac{r_{ср}}{r}\right)^2\right]. \qquad (7.61)$$

На рис. 7.50 показано изменение $\varrho_т/\varrho_{т.ср}$ в зависимости от угла α_1 для втулки и внешнего радиуса при различных относительных диаметрах втулок и для $\bar H_{т\,u\,ср}=1{,}4$ и $\varrho_{т.ср}=0{,}35$, а также $\bar H_{т\,u\,ср}=1{,}2$ и $\varrho_{т.ср}=$ $=0{,}40$. Следует отметить, что для угла $\alpha_1=0$, при котором $\cos^2\alpha_1=1{,}0$, уравнение (7.61) будет численно соответствовать лопаткам с постоянной циркуляцией.

Из графика рис. 7.50 следует, что с увеличением угла α_1 степени реактивности у втулки и у конца лопатки меньше отличаются от степени реактивности на среднем радиусе и поэтому при некоторых значениях α_1 можно избежать отрицательной степени реактивности даже при относительно длинных лопатках (небольшие $D_{ср}/h$ и $\bar d_т$). Однако значения углов α_1 ограничены по величине, так как одновременно с их ростом возрастает и скорость на выходе из турбины. Поэтому при малых относительных диаметрах втулок ($\bar d_т=0{,}5\div0{,}6$) профилирование лопаток с постоянным углом α_1 все же не дает возможности избежать отрицательной степени реактивности, особенно при достаточно больших коэффициентах нагрузок $\bar H_{т\,u}$. В связи с этим профилирование с использованием уравнения (7.46) является более общим, так как дает возможность путем подбора показателя m при всех значениях $\bar d_т$ не иметь у корня $\varrho_т<0$.

При профилировании с постоянным углом α_1 поле осевых скоростей является достаточно неравномерным. Это показано на рис. 7.51, где сопоставлено изменение $c_{1a}/c_{1a\,ср}$ для углов $\alpha_1=25°\div35°$ и различных показателей m. Из этого графика видно, что закономерность протекания кривых при указанных α_1 в основном такая же, как при $m=0{,}5$. В частности, кривые для $\alpha_1=35°$ и $m=0{,}5$ практически совпадают между собой. Однако наклон кривых для различных m, построенных при

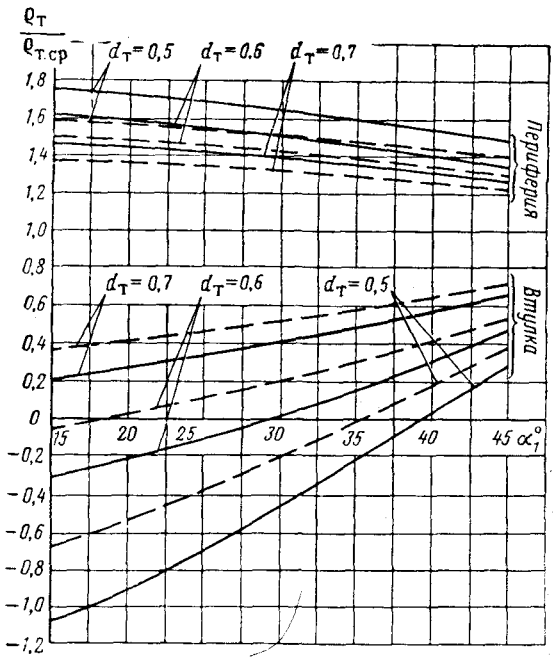


Рис. 7.50. Изменение степени реактивности у втулки и конца лопатки, спрофилированной по закону постоянства угла α_1:

——$\overline{H}_{т\,и\,ср}=1,4$; $\varrho_{т.ср}=0,35$; — — —$\overline{H}_{т\,и\,ср}=1,2$; $\varrho_{т.ср}=0,4$

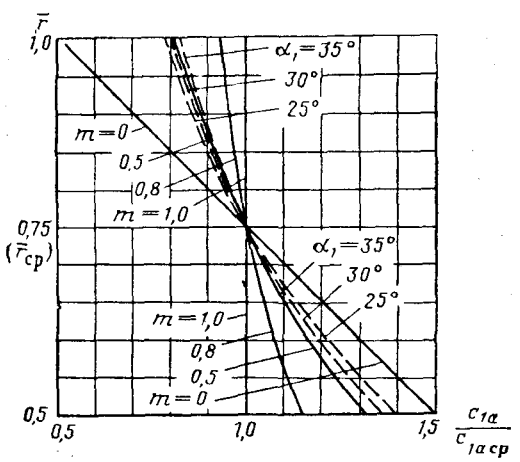


Рис. 7.51. Влияние угла α_1 при профилировании лопаток по закону $\alpha=\text{const}$ на поле осевых скоростей перед рабочим колесом

$\overline{H}_{т\,u\,ср}=1{,}4$, можно уменьшить и получить более равномерное поле скоростей, если принять $\overline{H}_{т\,u\,ср}=1{,}2\div1{,}1$. Кривые же для различных α_1 останутся неизменными независимо от величины $\overline{H}_{т\,u}$.

7.4.8. ДРУГИЕ ТИПЫ ЛОПАТОК

Из числа других типов лопаток заслуживают быть отмеченными лопатки, спрофилированные по законам:

— постоянства по радиусу плотности тока:

$$\gamma c_a=\text{const};$$

— сохранения постоянных углов в сопловом аппарате и рабочем колесе (невитые лопатки).

В ряде отечественных и зарубежных работ [9], [57] отмечается, что в турбинах с постоянной по радиусу плотностью тока степень реактивности по радиусу изменяется медленнее, чем в турбинах с постоянной по радиусу циркуляцией. Осевая скорость изменяется по радиусу несущественно.

В принципе такой закон профилирования лопаток позволяет избегать радиальных перетеканий, которые существуют неизбежно в лопатках всех рассмотренных выше типов в основном вследствие влияния сжимаемости. Устранение радиальных перетеканий дает основание ожидать некоторого повышения к. п. д. ступени, но практически этот выигрыш невелик.

Лопатки такого типа в авиационной технике применения пока не получили. Турбина с невитыми сопловыми и рабочими лопатками несколько проще в производственном отношении. В такой турбинной ступени рабочие лопатки работают на всех радиусах, кроме среднего, с различными по величине углами атаки. Вместе с тем, в такой ступени изменение степени реактивности происходит медленнее, чем в ступени с постоянной циркуляцией, и поэтому можно применять несколько меньшие значения $\bar{d}_т$, не получая у втулки отрицательной степени реактивности.

По распределению осевых скоростей за сопловым аппаратом турбина с невитыми лопатками занимает промежуточное положение между турбинами с лопатками, спрофилированными по законам $\alpha_1=\text{const}$ и $c_u r=\text{const}$. Установлено, что для турбинных ступеней с умеренными степенями понижения давления $\pi_т=2\div2{,}5$ и величинами скоростей на выходе из ступени, соответствующими $\lambda_2\leqslant0{,}4—0{,}5$, замена лопаток, спрофилированных по закону $c_u r=\text{const}$, невитыми лопатками постоянного сечения не привела к ухудшению параметров турбины. При этом относительная длина лопаток была в пределах $D_{ср}/h=4{,}5\div6$ *).

Недостатком этих лопаток является неравномерность по радиусу полей скоростей и давлений за турбиной.

7.4.9. ПОРЯДОК И ПРИМЕР РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ГАЗА ПО ВЫСОТЕ ЛОПАТКИ

Для расчета параметров потока по высоте лопатки должны быть заданы все параметры на среднем радиусе: теоретический напор, окружная скорость, осевая скорость, степень реактивности и др. Кроме того, должны быть заданы средний диаметр турбины и высота лопатки. Расчет производится в следующем порядке.

1. Определяется степень реактивности у втулки при показателе

*) Исследование проведено В. М. Акимовым.

$m=1{,}0$ (постоянная циркуляция). Если будет получено $\varrho_т<0$, то, задаваясь $\varrho_т=0{,}0\div0{,}05$, находим требующийся показатель m по формулам (7.59) или (7.60).

2. Вычисляются скорости c_{1u} и c_{2u} по уравнениям (7.47) и (7.48), которые с помощью уравнения (7.46) могут быть выражены в виде

$$c_{1u}=\frac{H_{тu}}{2u_{ср}}\left(\frac{\bar r_{ср}}{\bar r}\right)+c_{um\,ср}\left(\frac{\bar r_{ср}}{\bar r}\right)^m;$$

$$c_{2u}=\frac{H_{тu}}{2u_{ср}}\left(\frac{\bar r_{ср}}{\bar r}\right)-c_{um\,ср}\left(\frac{\bar r_{ср}}{\bar r}\right)^m.$$

3. Определяются осевые скорости c_{1a} и c_{2a} по уравнению (7.55).

4. Определяется угол α_1 через $\operatorname{tg}\alpha_1=c_{1a}/c_{1u}$.

5. Определяется угол α_2 через $\operatorname{tg}\alpha_2=c_{2a}/c_{2u}$.

6. Находится угол β_1 через $\operatorname{tg}\beta_1=c_{1a}/(c_{1u}-u)$.

7. Определяется изменение степени реактивности по радиусу [см. уравнение (7.52)].

8. Вычисляется угол β_2 через $\operatorname{tg}\beta_2=c_{2a}/(c_{2u}+u)$.

9. Вычисляются скорости w_1 и w_2:

$$w_1=\frac{c_{1a}}{\sin\beta_1};\quad w_2=\frac{c_{2a}}{\sin\beta_2}.$$

10. Определяются температура торможения и критическая скорость в относительном движении по уравнениям (7.1) и (7.2).

11. Вычисляются приведенные скорости λ_{1w} и λ_{2w}.

12. Вычисляются температура торможения и критическая скорость газа за колесом в абсолютном движении.

13. Вычисляется приведенная скорость $\lambda_2=c_2/a_{кр2}$.

Кроме этих основных параметров могут вычисляться и другие параметры по формулам, приведенным выше и в расчетах ступеней турбин (см. разд. 7.6.3 и 7.6.4).

Изложенный расчет относится к турбинам с цилиндрической проточной частью.

Если турбина имеет расширяющуюся проточную часть ($h_2>h_1$), то для профилирования лопаток в первом приближении можно принять: $D_{ср2}=D_{ср1}$ и $h_2=h_1$, т. е. отнести весь расчет к сечению на входе в рабочее колесо.

Затем концы лопаток можно конструктивно оформить, плавно экстраполируя изменение угла β_2 и толщины профиля.

При больших углах γ расширения меридионального сечения для профилирования лопаток должны применяться более точные методы [42].

В качестве примера рассчитаем последнюю ступень турбины, имеющую следующие параметры на среднем диаметре:

$H_{т\,u}=141\,900$ *дж/кг*; $u=330$ *м/сек*; $\bar H_{т\,u}=1{,}3$; $p_0^*=0{,}896$ *бар*; $T_0^*=868°$ К; $a_{кр0}=533$ *м/сек*; $\varrho_{т\,ср}=0{,}38$; $\alpha_1=30°$; $c_{1u}=420$ *м/сек*; $c_{2u}=10$ *м/сек*; $c_{1a}=242$ *м/сек*; $c_{2a}=295$ *м/сек*; $\alpha_2=88°$; $D_{ср}=0{,}646$ *м*; $D_{ср}/h=4{,}25$; $\bar d_т=0{,}62$.

Определяя по уравнению (7.50) при $m=1$ степень реактивности у втулки, получаем $\varrho_т=-0{,}06$. В связи с тем, что степень реактивности получается отрицательной, задаемся у втулки $\varrho_т=0{,}033$ и находим по уравнению (7.60) $m=0{,}67$. Дальнейший расчет сводим в табл. 7.7. При этом наряду с параметрами, указанными выше, вычисляем на всех радиусах к. п. д., степень реактивности по действительным и адиабатическим теплоперепадам и ряд других величин.

Таблица 7.7

Результаты расчета параметров на различных радиусах ступени

№ по пор.	Параметр	$\bar{r}=1,0$	$\bar{r}=0,9$	$\bar{r}_{ср}=0,81$	$\bar{r}=0,7$	$\bar{r}=\bar{d}_т=0,62$
1	c_{1u} *м/сек*	351,7	384,5	420	474,5	525,5
2	c_{2u} *м/сек*	—3,7	2,5	10	22,5	35,5
3	c_{1a} *м/сек*	220,8	231	242	259,8	276,2
4	c_{2a} *м/сек*	295,2	295,1	295	294,5	293,5
5	α_1	32°05′	31°	29°56′	28°40′	27°20′
6	α_2	90°45′	89°30′	88°	85°40′	83°05′
7	β_1	104°10′	85°25′	69°40′	54°	45°23′
8	β_2	36°10′	38°45′	40°35′	43°40′	45°30′
9	c_1 *м/сек*	416	449	485	541	590
10	λ_1	0,781	0,841	0,908	1,015	1,107
11	w_1 *м/сек*	228	231,5	258	321	388
12	w_2 *м/сек*	500	471,5	453	426	411
13	T^*_w°К	815	804	795	787	780
14	$a_{крw}$ *м/сек*	517	512	510	507	506
15	λ_{1w}	0,441	0,452	0,508	0,634	0,767
16	λ_{2w}	0,968	0,92	0,888	0,84	0,813
17	c_2 *м/сек*	295,2	295,1	295	294,4	294
18	λ_2	0,596	0,5955	0,595	0,5945	0,594
19	$\bar{H}_{тu}$	0,85	1,054	1,30	1,74	2,21
20	$\pi_т$	2,37	2,365	2,372	2,39	2,40
21	$\pi^*_т$	1,927	1,921	1,930	1,947	1,955
22	$\eta_{тu}$	0,727	0,729	0,726	0,721	0,718
23	$\eta_{ал}$	0,950	0,952	0,949	0,942	0,935
24	$\eta^*_{тu}$	0,934	0,937	0,93	0,921	0,912
25	$\varrho_т$	0,564	0,478	0,38	0,21	0,033
26	$\varrho_{т.л}$	0,531	0,456	0,365	0,206	0,056
27	$\varrho_{т0}$	0,542	0,469	0,385	0,24	0,099
28	$u/c_{ал}$	0,65	0,586	0,528	0,455	0,405

7.4.10. ВЛИЯНИЕ КОНЦЕВЫХ ПОТЕРЬ В ЛОПАТКАХ НА К. П. Д. СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

В разд. 7.3.3 было рассмотрено влияние профильных и вторичных потерь на к. п. д. элементарной ступени. К. п. д. полной ступени зависит еще от концевых потерь $L_з$ и L_f, оцениваемых коэффициентами $\eta_з$ и η_f, уменьшающих работу турбины по сравнению с теоретической. В соответствии с уравнением (4.36) отношение внутренней и теоретической работ

$$\frac{H_т}{H_{тu}}=\eta_з\eta_f\Omega=\delta_{р.к.}$$

Поэтому отношение к. п. д. $\eta_т^*$ и $\eta^*_{тu}$ будет иметь вид

$$\frac{\eta^*_т}{\eta^*_{тu}}=\delta_{р.к.}$$

В расчетах иногда принимают

$$\delta_{р.к} = 1 - 1{,}5\,\frac{\Delta_r + 0{,}3}{h_л},$$

где Δ_r — радиальный зазор в *мм*;

$h_л$ — высота лопатки в *мм*;

В среднем $\delta_{р.к} = 0{,}97 \div 0{,}98$.

Определяющее влияние на величину $\delta_{р.к}$ оказывает перетекание газа через радиальный зазор, равный в зависимости от размера турбины и ее конструкции примерно 1—3 *мм*.

В горячем состоянии зазор несколько меньше, чем в холодном состоянии, так как лопатки горячее корпуса и, кроме того, они могут вытянуться в процессе работы.

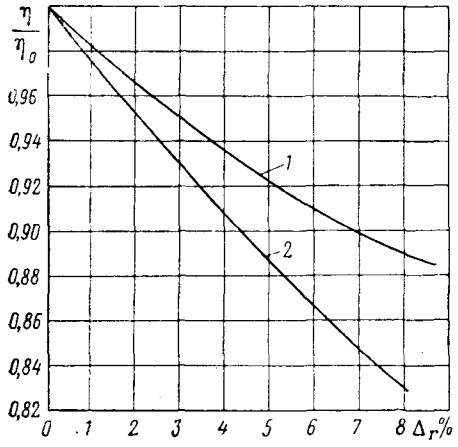


Рис. 7.52. Влияние радиального зазора на к. п. д.:

1—активная турбина; *2*—реактивная турбина

Ранее уже отмечалось, что перетекание через радиальный зазор имеет двоякий характер. С одной стороны, через кольцевое сечение, соответствующее

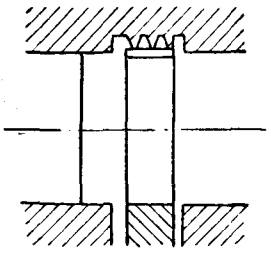


Рис. 7.53. Меридиональный профиль проточной части рабочего колеса с бандажными полками и с лабиринтным уплотнением

радиальному зазору, текут струйки, вышедшие из периферии соплового аппарата. Вследствие трения о поверхность корпуса и увлечения этих струек основным потоком, текущим через рабочее колесо, течение через радиальный зазор будет происходить под углом α', промежуточным между углами α_1 и α_2.

Это перетекание газа уменьшает работу на валу турбины и к. п. д., что выше учитывалось величиной $L_з$ и коэффициентами $\eta_з$ и $\delta_{р.к}$.

Во-вторых, через радиальный зазор происходит перетекание газа с вогнутой стороны лопатки на выпуклую, что приводит к возникновению вихревых течений и дополнительных потерь. Эти потери выше включались в число вторичных потерь (см. разд. 2.3), а вызванное этим перетеканием уменьшение циркуляции и работы в периферийных сечениях лопаток оценивалось коэффициентом Ω.

При испытании турбин с различными значениями зазора получают суммарное влияние зазора на к. п. д.

На рис. 7.52 показано такое суммарное влияние зазора на к. п. д. по данным исследований [2] для активной и реактивной турбины.

При расчетах также возможно учитывать сразу суммарное влияние зазора на к. п. д., если предположить, что вначале расчет производится при отсутствии зазора. Тогда вторичные потери не будут включать в себя влияние зазора.

При наличии на лопатках бандажных полок, утопленных в корпусе турбины и снабженных лабиринтным уплотнением (рис. 7.53), перете-

кание газа с вогнутой стороны на выпуклую устраняется, а перетекание через радиальный зазор резко уменьшается.

Эксперименты показывают, что к. п. д. ступени с длинными лопатками, имеющими бандажные полки и лабиринтные уплотнения, увеличивается примерно на 2—3%. Кроме того, эпюры параметров потока за ступенью в периферийной части лопаток получаются более равномерными.

Применение бандажных полок без лабиринтного уплотнения снижает прирост к. п. д. ступени примерно вдвое. В целом, использование бандажных полок с уплотнением весьма целесообразно как для борьбы с низкочастотными колебаниями лопаток, так и для повышения к. п. д. ступени. Потери на трение диска турбины могут в принципе определяться по уравнению (6.43). Однако в связи с небольшой плотностью газа эти потери невелики и оцениваются вместе с остальными концевыми потерями величиной $\delta_{р.к}$.

7.5. СХЕМЫ И ПАРАМЕТРЫ СТУПЕНЕЙ И МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ТУРБИН

7.5.1. ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА В МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ТУРБИНАХ

Турбины авиационных ГТД, рассчитанные, как правило, на большие теплоперепады, выполняются обычно многоступенчатыми, хотя встречаются двигатели и с одноступенчатыми турбинами. Многоступенчатые турбины могут быть одновальными (все рабочие колеса вращаются с одним числом оборотов, так как размещены на одном валу) или двухвальными и даже трехвальными (две или три группы рабочих колес укреплены каждая на своем валу и могут вращаться каждая со своим числом оборотов).

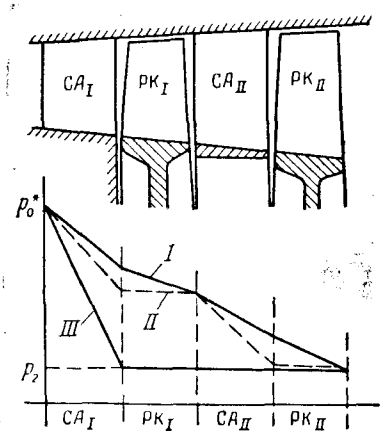


Рис. 7.54. Формы протекания рабочего процесса в многоступенчатой турбине:

I—реактивные ступени давления; II—активные ступени давления; III—ступени скорости

Существенным фактором, характеризующим рабочий процесс в многоступенчатой турбине, является изменение давления по тракту турбины. Например, на расчетном среднем диаметре различают многоступенчатые турбины с реактивными ступенями давления *I*, с активными ступенями давления *II* и со ступенями скорости *III* (рис. 7.54). В ступенях давления изменение давления происходит в каждой ступени, а внутри ступени оно может изменяться как в сопловом аппарате и рабочем колесе (реактивные ступени), так и только в сопловом аппарате (активные ступени). В ступенях скорости весь перепад давлений затрачивается в первом сопловом аппарате на создание большой скорости и на остальных венцах кинетическая энергия превращается в механическую работу. Возможно, конечно, и комбинированное применение этих схем.

Турбины современных ГТД выполняются, как правило, с реактивными ступенями давления, так как при этом удается получить более высокие к. п. д.

Турбины со ступенями скорости в силу их относительной простоты, но низких к. п. д. нашли широкое применение лишь в качестве турбин для привода агрегатов.

7.5.2. СХЕМЫ СТУПЕНИ И МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ТУРБИН

Схема одной ступени с обозначениями отдельных величин была показана на рис. 7.44.

Схемы многоступенчатых турбин показаны на рис. 7.55. Если принять, что предельные габариты турбины определяются последней ступенью, то проточная часть, показанная на рис. 7.55, *а*, позволяет получить наибольшее значение окружной скорости во всех ступенях. Однако эта форма проточной части может ограничиваться углом $\gamma_в$, величину которого следует брать не выше 15°—18°, так как с увеличением углов γ развивается местная диффузорность потока, которая может привести к отрыву как на ограничивающей конической поверхности потока, так

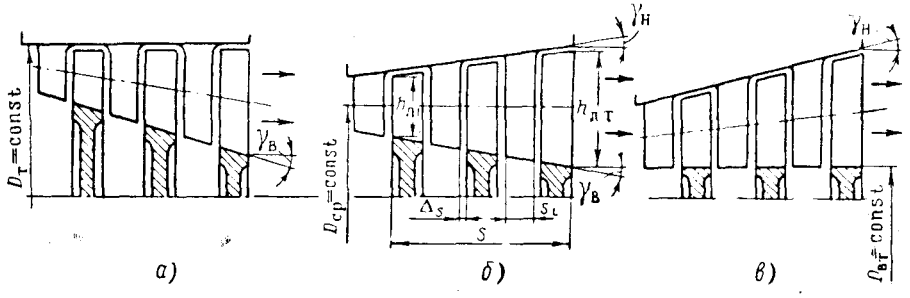


Рис. 7.55. Типовые формы меридионального сечения проточной части многоступенчатых турбин

и на профиле. Опасность отрыва потока особенно велика в схеме, приведенной на рис. 7.55, *а*, так как в этом случае в большей степени возрастает угол $\gamma_в$, поскольку поверхность, влияющая на форму проточной части, располагается на меньшем диаметре по сравнению со схемой, приведенной на рис. 7.55, *в*; кроме того, в корневых сечениях мала степень реактивности. Проточная часть, имеющая постоянный средний диаметр (рис. 7.55, *б*), в которой $\gamma_н = \gamma_в$, позволяет уменьшать значения этих углов. Проточная часть, выполненная по форме, показанной на рис. 7.55, *в*, может ограничиваться величиной угла $\gamma_н$ и, кроме того, требует увеличения числа ступеней, по сравнению с предыдущими схемами, вследствие уменьшения окружной скорости на первых ступенях. Форма проточной части, соответствующая (рис. 7.55, *в*), целесообразна, в частности, когда число оборотов первых ступеней значительно больше, чем последних (например, двухконтурный ТРД с большой степенью двухконтурности).

В этом случае для увеличения окружной скорости последних ступеней требуется увеличивать их средний диаметр.

Для турбины с симметричной проточной частью (см. рис. 7.55, *б*) можем написать

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{h_т - h_1}{2S}. \qquad (7.62)$$

Ширину проточной части, состоящей из i лопаточных венцов, можно выразить в виде

$$S = \Sigma\Delta_s + \Sigma s_i,$$

где Δ_s — осевые зазоры между лопаточными венцами;

s_i — ширина лопаточных венцов в осевом направлении.

Если форма проточной части соответствует рис. 7.55, *а* и 7.55, *в*, то для определения углов $\gamma_н$ или $\gamma_в$ также пригодна формула (7.62), но в знаменателе будет S, а не $2S$, т. е. $\operatorname{tg}\gamma$ возрастает вдвое.

Выясним, как влияют отдельные величины на углы $\gamma_н$ и $\gamma_в$, рассматривая симметричную проточную часть.

Примем в первом приближении, дающим точность до ~ 10—20%, что s_i и Δ_s одинаковы в сопловых и рабочих лопатках всех ступеней. Малое отличие значений $s_i = h_i/\bar{h}_i$ в различных ступенях объясняется тем, что при увеличении высоты лопаток h_i возрастает и удлинение $\bar{h}_i = h_i/s_i$, и наоборот. С другой стороны, можно принять, что Δ_s пропорционально s_i и, следовательно, при одинаковых s_i будет постоянным.

При $s_i = \text{const}$ и $\Delta_s = \text{const}$ из уравнения (7.62), получим

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{h_т - h_1}{2z_р(s_i + \Delta_s)} = \frac{s_i(\bar{h}_т - \bar{h}_1)}{2z_р s_i\left(1 + \frac{\Delta_s}{s_i}\right)} = \frac{\bar{h}_т\left(1 - \frac{\bar{h}_1}{\bar{h}_т}\right)}{2z_р(1 + \bar{\Delta}_s)}, \qquad (7.63)$$

где $z_р$ — число рядов лопаточных венцов без первого соплового аппарата. Очевидно, что $z_р = 2z - 1$, где z — число ступеней.

Таким образом, $\operatorname{tg}\gamma$ изменяется пропорционально удлинению последней ступени и обратно пропорционально числу рядов лопаток. Большое влияние на угол γ оказывает отношение удлинений рабочих лопаток в первой и последней ступенях. Как уже рассматривалось, это отношение может достигать значений 0,45—0,55.

Так как при $s_i = \text{const}$, отношение удлинений равно отношению высот лопаток, то его можно выразить через параметры газа на входе и на выходе, используя уравнение неразрывности. Полагая при этом, что $D_{ср} = \text{const}$, и учитывая, что $T_1^* = T_г^*$ и $p_1^* = p_г^* \delta_{с.а}$, можем написать

$$\frac{h_1}{h_т} = \frac{F_1}{F_т} = \frac{\sqrt{T_г^*}\, q(\lambda_т)\sin\alpha_т \cdot p_т^*}{q(\lambda_1)\sin\alpha_1 \cdot p_г^* \delta_{с.а}\sqrt{T_т^*}}.$$

Так как

$$p_г^*/p_т^* = \pi_т^* \quad \text{и} \quad \sqrt{\frac{T_г^*}{T_т^*}} = \pi_т^{*\frac{n_т - 1}{2n_т}},$$

то

$$\frac{h_1}{h_т} \approx \frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{\pi_т^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}\, q(\lambda_1)\sin\alpha_1}.$$

Следовательно,

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\bar{h}_т\left(1 - \frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{\pi_т^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}\, q(\lambda_1)\sin\alpha_1}\right)}{2z_р(1 + \bar{\Delta}_s)}. \qquad (7.64)$$

Учитывая, что в первой ступени $q(\lambda_1) \approx 1{,}0$, а в последней $\sin\alpha_т \approx 1{,}0$, можно в первом приближении принимать

$$\frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_1)\sin\alpha_1} \approx \frac{q(\lambda_т)}{\sin\alpha_1}.$$

На рис. 7.56 показано изменение комплексной величины $\gamma z_p/\bar{h}_т$ в зависимости от $\pi_т^*$ и $q(\lambda_т)/\sin\alpha_1$. При этом принято $\operatorname{tg}\gamma=\gamma$ (в радианах), что при углах $\gamma\leqslant 15°—18°$ дает погрешность $\leqslant 4\%$. Однако рис. 7.56 будет справедлив и в случае, если вместо γ в радианах брать $\operatorname{tg}\gamma$.

В расчетах также принято, что показатель политропы расширения $n=1{,}29$ и $\bar{\Delta}_s=\Delta_s/s_i=0{,}25$. Последняя величина изменяется в существующих турбинах в пределах 0,2—0,3, что близко к оптимальному. Из рис. 7.56 видно, что при небольших $\pi_т^*=1{,}8\div 2{,}0$, соответствующих одно-

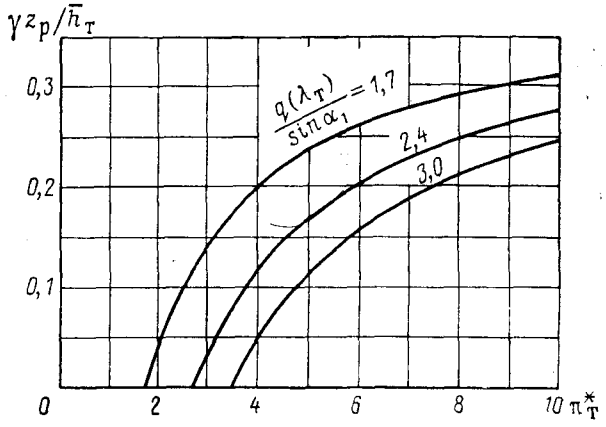


Рис. 7.56. Комплексная зависимость угла расширения меридионального сечения проточной части турбины

ступенчатой турбине ($z_p=1$), величина $\gamma/\bar{h}_т$ невелика и поэтому даже при больших удлинениях можно получить приемлемый угол γ. В случае больших $\pi_т^*$ необходимый результат может быть получен за счет выбора соответствующих значений z_p и $q(\lambda_т)/\sin\alpha_1$.

7.5.3. ВЫБОР ЧИСЛА СТУПЕНЕЙ

Число ступеней турбины зависит от срабатываемого в ней теплоперепада, от окружной скорости и от степени нагруженности ступеней. В существующих газотурбинных двигателях окружная скорость на среднем диаметре турбин $u_{т.ср}$ находится в пределах 280—400 *м/сек*, а коэффициенты нагрузки ступеней — 1,3÷1,6.

В связи с этим внутренняя работа ступеней $H_т\approx 100\,000$—$250\,000$ *дж/кг*, а адиабатический теплоперепад (при $\eta_т^*=0{,}9$) $H_{ад}^*=110\,000$—$280\,000$ *дж/кг*. Окружная скорость турбины в газотурбинном двигателе в значительной степени определяется окружной скоростью компрессора (и, следовательно, соотношением их диаметров) и устанавливается при согласовании параметров компрессора и турбины.

Так, например, в ТРД окружная скорость турбины на среднем диаметре связана с окружной скоростью первой ступени компрессора соотношением $u_{т.ср}/u_к=0{,}8\div 0{,}9$.

В турбине высокого давления двухкаскадного ТРД это отношение доходит до 1,0—1,07.

В турбовинтовых двигателях $u_{т.ср}/u_к=0{,}95\div 1{,}2$.

В турбине двухконтурного двигателя, вращающей компрессор внешнего контура, отношение окружных скоростей $u_{т.ср}/u_к$ может составлять 0,6 и менее в зависимости от степени двухконтурности. В двигателе с центробежным компрессором размеры турбины, как правило, меньше

размеров колеса компрессора и число оборотов определяется, в основном, прочностью лопаток турбины.

При определении числа ступеней турбин в качестве параметра, характеризующего нагруженность ступеней, часто применяется параметр

$$Y^* = \frac{\sqrt{\sum_1^z u_{\text{т.ср}\,i}^2}}{c_{\text{ад}}^*},$$

где $u_{\text{т.ср}\,i}$ — окружные скорости отдельных ступеней;

$c_{\text{ад}}^* = \sqrt{2H_{\text{т.ад}}^*}$ — адиабатическая скорость, соответствующая общей адиабатической работе расширения по параметрам заторможенного потока ($H_{\text{т.ад}}^*$).

Значение $H_{\text{т.ад}}^*$ определяется работой компрессора (а также винта в ТВД) и зависит от соотношения расходов воздуха через компрессор и газа через турбину. Иногда вместо $H_{\text{т.ад}}^*$ и $c_{\text{ад}}^*$, соответствующих параметрам заторможенного потока, применяют адиабатическую работу расширения и значения $c_{\text{ад}}$ и Y, когда параметры за турбиной принимаются статическими. В таком виде параметр Y называют характеристикой Парсонса. Соотношение между значениями Y^* и Y (при $T_{\text{г}}^* = \text{const}$) зависит от степени понижения давления и приведенной скорости на выходе из турбины и выражается в виде

$$\frac{Y^*}{Y} = \sqrt{\frac{\pi_{\text{т}}^{*\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}} - [\Pi(\lambda_{\text{т}})]^{\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}}}{\pi_{\text{т}}^{*\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}} - 1}}.$$

В табл. 7.8 даны значения Y^*/Y при нескольких $\pi_{\text{т}}^*$ и $\lambda_{\text{т}}$.

Таблица 7.8

	$\pi_{\text{т}}^*$	$\lambda_{\text{т}}=0{,}5$	$\lambda_{\text{т}}=0{,}6$	$\lambda_{\text{т}}=0{,}7$
$\frac{Y^*}{Y}$	2	1,09	1,13	1,17
	3	1,052	1,082	1,11
	4	1,042	1,062	1,081
	5	1,033	1,052	1,07

Если принять, что во всех ступенях средний диаметр один и тот же, то

$$Y^* = u_{\text{т.ср}} \frac{\sqrt{z}}{c_{\text{ад}}^*}.$$

В связи с этим для определения числа ступеней получим выражение

$$z = \left(\frac{Y^* c_{\text{ад}}^*}{u_{\text{т ср}}}\right)^2. \qquad (7.65)$$

Число ступеней можно определить также с помощью коэффициента нагрузки $\overline{H}_{\text{т}u}=H_{\text{т}u}/u^2_{\text{т.ср}}$, если полную работу многоступенчатой турбины записать в виде

$$H_{\text{т}}=\sum_1^z H_{\text{т}i}=\sum_1^z H_{\text{т}ui}\delta_{\text{р.к}i}, \tag{7.66}$$

где индекс i — соответствует отдельной ступени. Введя коэффициент нагрузки ступеней, запишем уравнение (7.66) в виде

$$H_{\text{т}}=\sum_1^z \overline{H}_{\text{т}ui}u^2_{\text{т.ср}i}\delta_{\text{р.к}i}.$$

Приняв, что $u_{\text{т.ср}\,i}=\text{const}$ для всех ступеней ($D_{\text{ср}}=\text{const}$), получим

$$u_{\text{т.ср}}=\sqrt{\frac{H_{\text{т}}}{\sum_1^z \overline{H}_{\text{т}ui}\delta_{\text{р.к}i}}}. \tag{7.67}$$

Если ввести средние для всех ступеней значения $\overline{H}_{\text{т}\,u}$ и $\delta_{\text{р.к}}$ и заменить $H_{\text{т}}$ через $H^*_{\text{т.ад}}$ и $c^*_{\text{ад}}$, то будем иметь

$$u_{\text{т.ср}}=\frac{c^*_{\text{ад}}}{\sqrt{2\delta_{\text{р.к}}z\,\dfrac{\overline{H}_{\text{т}u}}{\eta^*_{\text{т}}}}},$$

откуда

$$z=\left(\frac{c^*_{\text{ад}}}{u_{\text{т.ср}}}\right)^2\frac{\eta^*_{\text{т}}}{2\delta_{\text{р.к}}\overline{H}_{\text{т}u}}. \tag{7.68}$$

Из уравнений (7.65) и (7.68) следует, что между Y^* и средним значением коэффициента нагрузки существует соотношение

$$\overline{H}_{\text{т}u}=0{,}5\,\frac{\eta^*_{\text{т}}}{\delta_{\text{р.к}}}\,\frac{1}{Y^{*2}}. \tag{7.69}$$

На рис. 7.57 показана зависимость $\overline{H}_{\text{т}\,u}=f(Y^*)$ при нескольких значениях $\eta_{\text{т}}{}^*$.

В зависимости от нагруженности ступеней параметр Y^* может находиться в пределах 0,55—0,6, что соответствует средним значениям коэффициента нагрузки $\overline{H}_{\text{т}\,u}=1{,}6\div1{,}25$.

В существующих и вновь создаваемых двигателях число ступеней турбин колеблется в пределах от 1 до 8. Одноступенчатая турбина применяется в некоторых двигателях с центробежными компрессорами, а также с осевыми компрессорами с небольшой степенью повышения давления ($\pi_{\text{к}}{}^*=4{,}0\div5{,}5$) и, в частности, в подъемных двигателях. Повышенное число ступеней $z=4\div5$ встречается в турбовинтовых двигателях. Большое число ступеней, доходящее до 6—8, встречается в двухконтурных двигателях с большой степенью двухконтурности (JT9-D фирмы Пратт-Уитни, CF 6/34 фирмы Дженераль Электрик и др.).

7.5.4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ РАБОТЫ (ТЕПЛОПЕРЕПАДА) МЕЖДУ СТУПЕНЯМИ ТУРБИНЫ

Равномерное распределение работы (теплоперепада) по ступеням многоступенчатой турбины в принципе благоприятно с точки зрения

к. п. д. турбины. Однако при ее проектировании может возникнуть необходимость принять другое распределение работы.

В частности, применение более высоких теплоперепадов на первых ступенях позволяет несколько уменьшить температуру лопаток, что иногда может оказаться необходимым. Температуру лопаток можно характеризовать температурой торможения T_w^* в относительном движении на среднем диаметре. Чтобы иллюстрировать влияние теплопере-

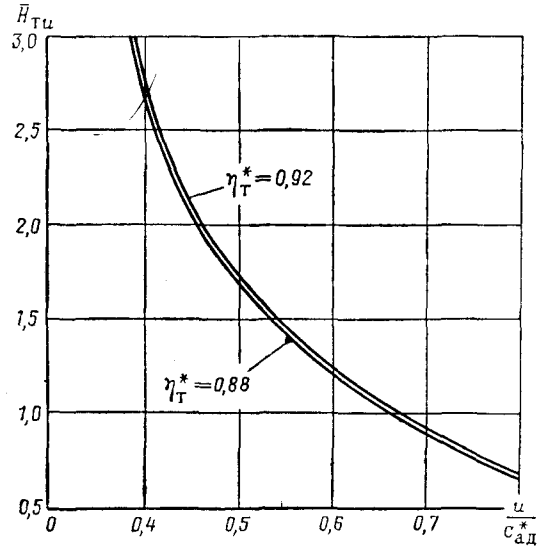


Рис. 7.57. Зависимость среднего значения коэффициента нагрузки турбины от параметра $u/c_{ад}^*$ для различных значений к. п. д. ступени

пада на температуру лопаток, применим к первой ступени уравнение (7.2), записав его для температуры T_{w1}^* на выходе из ступени в виде

$$T_{w1}^* = T_{т1}^* + \frac{u_{т\,ср}^*}{2k_г/(k_г - 1)\,R_г}.$$

При этом делается допущение, что и на выходе из первой ступени угол α_2 близок к 90°. Выражая температуру газа на выходе из ступени через температуру газа на входе в ступень и обозначая через $H_{т1}$ работу первой ступени, получим

$$T_{w1}^* = T_г^* - \frac{H_{т1}}{\frac{k_г}{k_г - 1} R_г} + \frac{u_{т.ср}^2}{2\frac{k_г}{k_г - 1} R_г}$$

или после преобразований будем иметь в безразмерном виде

$$\frac{T_{w1}^*}{T_г^*} = 1 - \lambda_{u\,ср}^2 \frac{k_г - 1}{k_г + 1}(2\overline{H}_{т\,u1}\delta_{р.к} - 1). \qquad (7.70)$$

На рис. 7.58 показано изменение $T_{w1}^*/T_г^*$ в зависимости от $\bar{H}_{т\,u}$ при различных значениях $\lambda_{u\,ср}$, откуда видно, что рост теплоперепада в первой ступени турбины, характеризующийся ростом $\bar{H}_{т\,u}$ и $\lambda_{u\,ср}$, может оказывать значительное влияние на $T_{w_1}^*$ и, следовательно, на температуру лопатки.

Следует учитывать одновременно, что применение более высоких теплоперепадов на первых ступенях требует увеличения углов поворота потока, а это в отдельных случаях неблагоприятно влияет на к. п. д. тем

более, что углы поворота потока в этих ступенях являются вообще повышенными из-за относительно невысокого значения осевой скорости на входе в рабочие лопатки.

Применение более высоких теплоперепадов на последних ступенях позволяет несколько увеличить к. п. д. этих ступеней, имеющих большие скорости потока на выходе. Это следует из рис. 7.42, согласно которому с увеличением скорости c_2 необходимо увеличивать и скорость $c_{ад}$ (или $H_{т.ад}$), чтобы не сдвигаться в область пониженных к. п. д. Однако при заданной окружной скорости величина работы (теплоперепада) на последней ступени будет ограничиваться требованием, чтобы угол α_2 выхода потока газа из турбины находился в пределах 85°—90°. Таким образом, окончательное распределение работы по ступеням определяется, как правило, в результате детального расчета турбины.

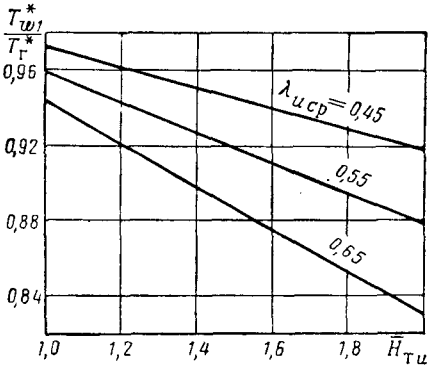


Рис. 7.58. Зависимость $T_{w1}^*/T_г^*$ от $\lambda_{u\,ср}$ и $\bar{H}_{т\,u}$

7.5.5. ИЗМЕНЕНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПО СТУПЕНЯМ МНОГОСТУПЕНЧАТОЙ ТУРБИНЫ

Ранее уже отмечались особенности отдельных параметров ступеней многоступенчатых турбин. Резюмируем кратко некоторые из этих особенностей, но отметим, что при проектировании турбин, особенно для новых двигателей, может возникать необходимость отходить от приводимых ниже цифр.

7.5.5.1. Углы α_1 на выходе из соплового аппарата

В первых ступенях углы α_1 имеют небольшие значения (15°—20°), а в последующих ступенях постепенно увеличиваются, достигая 30°—35°. Это согласуется с необходимым увеличением проходных сечений по мере снижения плотности газа и позволяет получать необходимые углы γ расширения проточной части турбины [см. уравнение (7.64)].

7.5.5.2. Степени реактивности

В первых ступенях степени реактивности на среднем диаметре относительно невелики ($\varrho_т=0{,}20\div0{,}25$), что обеспечивает возможность более высоких коэффициентов нагрузки $\bar{H}_{т\,u}$ при умеренной закрутке потока на выходе.

В последних ступенях степень реактивности на среднем диаметре, как правило, выше и доходит до 0,35—0,45 с тем, чтобы избежать отрицательной степени реактивности в корневом сечении. Увеличение степени реактивности в сочетании с требованием, чтобы угол α_2 потока газа за турбиной был равен 85°—90° приводит, как уже отмечалось, к снижению возможного коэффициента нагрузки (см. рис. 7.33).

Отметим, что если при малых значениях $\bar{d}_т$ не увеличивать степень реактивности на среднем диаметре, то согласно уравнениям (7.59) и (7.60) для получения в корневом сечении $\varrho_т\geqslant0$ потребуется при профилировании лопатки уменьшать показатель m и даже брать $m<0$, что нецелесообразно (см. табл. 7.6). В одноступенчатых турбинах степень реактивности на среднем диаметре имеет значение $\varrho_т=0{,}25\div0{,}3$.

7.5.5.3. Приведенная скорость λ_2 и α_2 на выходе из ступеней

В первых ступенях приведенная скорость на выходе из рабочих лопаток λ_2 обычно невелика и имеет значения 0,25—0,30 и даже меньше, что в сочетании с большим значением $\bar{d}_т$ и углом $\alpha_2=80°\div70°$ приводит к малым значениям коэффициента производительности. В последних ступенях в связи с уменьшением плотности газа возрастает проходное сечение и высота лопатки.

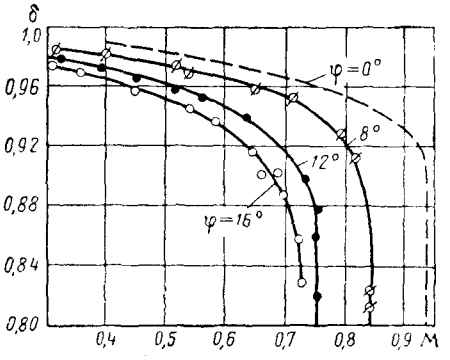


Рис. 7.59. Зависимость коэффициента полного давления в диффузоре от числа М и закрутки потока на входе

Для уменьшения высоты лопатки значение $\lambda_2=\lambda_т$ принимают более высоким, чем в первых ступенях.

Значение $\lambda_т$ ограничивается по величине вследствие отрицательного влияния высоких ее значений на к. п. д. турбины и на потери в затурбинном тракте. Кроме того, рост $\lambda_т$ уменьшает так называемый запас работы турбины (см. гл. 8). Поэтому, как уже отмечалось, в турбинах ТРД и ТРДД принимают $\lambda_т\leqslant0{,}5$, и только иногда в турбинах ТВД $\lambda_т$ доходит до 0,60—0,65. Угол потока на выходе из последней ступени турбин обычно $90°>\alpha_т\geqslant80°$, так как уменьшение угла, связанное с ростом закрутки потока, уменьшает тягу реактивного сопла, а увеличение угла $\alpha_2>90°$ уменьшает работу турбины. В двигателях с форсажной камерой при увеличении закрутки наряду с ростом $\lambda_т$ заметно возрастают потери полного давления в диффузоре, находящемся перед камерой. Это подтверждается показанной на рис. 7.59 зависимостью коэффициента полного давления в диффузоре от числа М на входе в него (на выходе из турбины) и угла закрутки потока $\varphi=90°-\alpha_т$. Поэтому коэффициент производительности турбин может в ТРД и ТРДД достигать значений 0,5—0,55, а в ТВД 0,6—0,65. Таким образом, в ТВД коэффициент производительности турбин приближается по величине к коэффициентам производительности, применяемым в осевых компрессорах, а в ТРД и ТРДД $\bar{G}_т<\bar{G}_к$.

7.6. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ И РАСЧЕТ ТУРБИНЫ

7.6.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Целью газодинамического расчета турбины является определение таких геометрических и кинематических характеристик ее проточной части, которые при заданных значениях мощности и расхода дают минимальные массу и габаритные размеры турбины, высокие значения к. п. д. и запасы прочности, обеспечивающие ее надежную работу в течение заданного ресурса. Целесообразно применять следующий порядок расчета.

1. Расчет параметров на среднем диаметре. Итогом этого расчета являются треугольники скоростей на среднем диаметре и величины высот лопаток, дающие возможность построить меридиональное сечение проточной части, оценить в первом приближении к. п. д. каждой ступени, диаметральные габариты турбины и напряжения растяжения у корня рабочих лопаток.

2. Расчет параметров в каждой ступени турбины по радиусу в соответствии с принятым законом профилирования. Итогом этого расчета будут графики или таблицы изменения по радиусу основных параметров ступени и треугольников скоростей, что необходимо для профилирования решеток соплового и рабочего колеса.

В зависимости от требуемой точности такие расчеты выполняются на трех-пяти радиусах (включая расчетный средний радиус).

3. Профилирование лопаток соплового аппарата и рабочего колеса и определение углов их установки, требующихся для получения расчетных треугольников скоростей. При этом производится согласование конфигурации профилей решеток на всех радиусах по соображениям прочности и технологичности сопловых и рабочих лопаток. Итогом этого этапа работы является получение исходных данных для составления чертежей лопаток соплового аппарата и рабочего колеса.

7.6.2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА

Исходными для расчета турбины являются следующие данные.

1. Величины, определяемые из расчета двигателя:

а) температура газа перед турбиной $T_г^*$° К;

б) расход газа $G_г$ *кг/сек;*

в) условия полета, т. е. высота H и скорость (или числа M_H полета) и, следовательно, значения $p_н^*$ и $T_н^*$;

г) полное давление перед турбиной $p_г^*$;

д) полное давление за турбиной $p_т^*$;

е) желательный к. п. д. турбины $\eta_т^*$.

Очевидно, что эти данные определяют одновременно степень понижения давления в турбине $\pi_т^* = p_г^*/p_т^*$, адиабатическую работу расширения $H_{ад.г}^*$ и внутреннюю работу $H_т$.

Иногда могут быть заданы только параметры газа перед турбиной, а также расход газа и степень понижения давления $\pi_т^*$ наряду со значением к. п. д. Это определяет $H_{ад.т}^*$, $H_т$, а также $p_т^*$.

В отдельных случаях заданной является внутренняя мощность турбины, связанная с другими величинами зависимостью

$$N_т = \frac{G_г H_т}{1000} \text{ кВт}.$$

2. Величины, определяемые из расчетов по согласованию параметров турбины и компрессора (см. гл. 10 и работу [47]). К их числу относятся:

а) окружная скорость на среднем диаметре $u_{т.ср}$;

б) средний диаметр турбины $D_{ср}$;

в) наружный и внутренний диаметры последней ступени турбины $D_т$ и $D_{вт}$;

г) приведенная скорость за турбиной $\lambda_т$;

д) запасы прочности в первой и последней ступенях турбины;

е) распределение работ по каскадам турбины (у двухкаскадных и двухконтурных двигателей);

ж) число ступеней.

Если турбина не связана с компрессором (например, турбина винта и т. п.), то обычно значениями $\lambda_т$ и $u_{т.ср}$ задаются с учетом прочности, габаритов и условий получения высокого к. п. д.

При проведении предварительных расчетов значениями к. п. д. турбины задаются, как правило, в следующих пределах: для одноступенчатой турбины $\eta_т^* = 0{,}88 \div 0{,}9$; для многоступенчатой турбины $\eta_т^* = 0{,}91 \div 0{,}94$. Окончательное значение к. п. д. турбины определяется в результате ее расчета.

3. К исходным данным также можно отнести величины, характеризующие физические свойства рабочего тела (газа) (газовая постоянная, теплоемкость) и материала лопаток (плотность, длительная прочность и т. д.).

7.6.3. РАСЧЕТ ТУРБИНЫ ПО СРЕДНЕМУ ДИАМЕТРУ

Расчет турбины по среднему диаметру складывается из следующих этапов.

1. Предварительные расчеты по согласованию параметров турбины и компрессора (см. гл. 10).

2. Распределение общей работы по ступеням турбины (см. разд. 7.5.4).

3. Выбор формы проточной части и предварительное определение угла расширения γ при известных значениях высот лопаток первой и последней ступеней, принятых удлинениях лопаток, а также значений $\lambda_т$, $\alpha_т$, λ_1 и α_1.

4. Детальные расчеты отдельных ступеней, в процессе которых определяются значения скоростей и углов потока, высот лопаток, коэффициентов потерь, к. п. д. и напряжений в рабочих лопатках. При этом уточняется и выбранная форма проточной части.

Если турбина одноступенчатая, то отпадают расчеты по пп. 2 и 3, но и для этой турбины форма меридионального сечения может быть симметричная ($D_{ср}=\text{const}$) или иметь постоянные внешний или внутренний диаметры.

Приведем порядок детального расчета отдельных ступеней, который, в частности, пригоден и для одноступенчатой турбины. В процессе этих расчетов определяются последовательно следующие величины.

1. Теоретическая работа ступени при известном значении внутренней работы $H_т$:

$$H_{т\,u}=\frac{H_т}{\delta_{р.к}},$$

где

$$\delta_{р.к}=0{,}97\div 0{,}98.$$

2. Окружные составляющие c_{1u} и c_{2u} из уравнений для $H_{т\,u}$ и $\varrho_т$:

$$c_{1u}+c_{2u}=\frac{H_{т\,u}}{u};\quad c_{1u}-c_{2u}=2u(1-\rho_т).$$

При

$$c_{2u}>0 — \alpha_2<90°;\ \text{при}\ c_{2u}<0 — \alpha_2>90°.$$

Величиной $\varrho_т$ предварительно задаются, как указано в разд. 7.5.5.

3. Задаваясь тремя-четырьмя значениями угла α_1 на выходе потока из соплового аппарата в пределах, указанных в разд. 7.5.5, определяем для каждого значения угла α_1:

а) осевую составляющую абсолютной скорости

$$c_{1a}=c_{1u}\operatorname{tg}\alpha_1;$$

б) абсолютную скорость газа

$$c_1=\frac{c_{1a}}{\sin\alpha_1};$$

в) приведенную абсолютную скорость газа

$$\lambda_{1c}=\frac{c_1}{a_{кр}},$$

где

$$a_{кр1}=a_{кр0}=\sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_0^*}.$$

Рекомендуется иметь $\lambda_{1c}\leqslant 0{,}85\div 0{,}9$.

4. Принимается коэффициент скорости φ, учитывающий профильные и вторичные потери. Для этой цели можно использовать рис. 7.16 и уравнение (7.23) для коэффициента вторичных потерь. В дальнейшем величина φ уточняется в зависимости от выявившихся геометрических параметров решетки соплового аппарата.

По известным значениям коэффициента φ и приведенной скорости λ_1 определяется коэффициент полного давления в сопловом аппарате по формуле

$$\delta_{с.а}=\frac{\Pi\left(\frac{\lambda_1}{\varphi}\right)}{\Pi(\lambda_1)}.$$

Значения газодинамических функций $\Pi(\lambda_1)$ и $\Pi\left(\frac{\lambda_1}{\varphi}\right)$ берутся по таблицам газодинамических функций для $k=1{,}33$.

5. Полное давление газа перед рабочим колесом (на выходе из соплового аппарата)

$$p_1^*=p_0^*\delta_{с.а}.$$

6. Площадь кольцевого сечения проточной части на выходе в рабочее колесо по параметрам на среднем радиусе*)

$$F_1=\frac{G_г\sqrt{T_0^*}}{p_1^* q(\lambda_1)\sin\alpha_1\cdot s_г 10^4}.$$

7. Высота лопатки на входе в рабочее колесо (без учета радиального зазора)

$$h_{л1}=\frac{F_1}{\pi D_{ср1}}.$$

Высота проточной части (см. рис. 7.44) с учетом радиального зазора будет

$$h_1=h_{л1}\left(1+\bar{\Delta}_r\right),$$

где $\bar{\Delta}_r=\Delta_r/h_{л1}$ — относительный радиальный зазор.

Обычно $\bar{\Delta}_r=0{,}015\div 0{,}020$.

8. Относительная высота лопатки и относительный диаметр втулки на входе в рабочее колесо:

$$\bar{d}_{т1}=\frac{(D_{ср1}/h_{л1})-1}{(D_{ср1}/h_{л1})+1}.$$

---

*) Если лопатка профилируется при показателе m в уравнении $c_{um}r^m=\text{const}$, существенно отличающемся от единицы, то может потребоваться проверка F_1 с помощью графического интегрирования, подобно применяющемуся при профилировании лопаток осевых компрессоров (см. разд. 5.3.8).

9. Угол относительной скорости газа на входе в рабочее колесо

$$\beta_1 = \operatorname{arctg} \frac{c_{1a}}{c_{1u} - u}.$$

10. Относительная скорость газа на входе в рабочее колесо

$$w_1 = \frac{c_{1a}}{\sin \beta_1}.$$

11. Приведенная относительная скорость газа на входе в рабочее колесо

$$\lambda_{1w} = \frac{w_1}{a_{\text{кр}\,w}},$$

где

$$a_{\text{кр}\,w} = 18{,}1 \sqrt{T_w^*}.$$

Температура T_w^*, соответствующая торможению относительной скорости, определяется по уравнению (7.70).

12. Полное давление газа на входе в рабочее колесо, соответствующее торможению относительной скорости,

$$p_{1w}^* = p_1^* \frac{\Pi(\lambda_1)}{\Pi(\lambda_{1w})}.$$

13. Осевая скорость на выходе из рабочего колеса по формулам (7.13) и (7.14) в соответствии с данными к ним объяснениями. При этом следует иметь в виду возможные значения угла α_2 для первых и последних ступеней, указанные в разд. 7.5.5.

14. Абсолютная и приведенная скорости на выходе из рабочего колеса:

$$c_2 = \frac{c_{2a}}{\sin \alpha_2}; \quad \lambda_2 = \frac{c_2}{a_{\text{кр}2}},$$

где

$$a_{\text{кр}2} = \sqrt{\frac{2k_\text{г}}{k_\text{г} + 1} R_\text{г} T_2^*}; \quad T_2^* = T_0^* - \frac{H_\text{т}}{\frac{k_\text{г}}{k_\text{г} - 1} R}.$$

Целесообразные значения λ_2 для различных ступеней указаны в разд. 7.5.5.

15. Угол потока на выходе из рабочего колеса в относительном движении

$$\beta_2 = \operatorname{arctg} \frac{c_{2a}}{c_{2u} + u}.$$

16. Относительная скорость на выходе из рабочего колеса

$$w_2 = \frac{c_{2a}}{\sin \beta_2}.$$

17. Приведенная относительная скорость на выходе из рабочего колеса

$$\lambda_{2w} = \frac{w_2}{a_{\text{кр}\,w}}$$

($a_{\text{кр}\,w}$ определялось в п. 11).

В турбинах ГТД обычно $\lambda_{2w} \leqslant 1{,}0 \div 1{,}1$.

18. Принимается коэффициент скорости ψ, учитывающий профильные и вторичные потери (см. п. 4), и определяется коэффициент полного давления в рабочем колесе

$$\delta_{\text{р.к}} = \frac{p^*_{2w}}{p^*_{1w}} = \frac{\Pi\left(\frac{\lambda_{2w}}{\psi}\right)}{\Pi(\lambda_{2w})}.$$

19. Полное давление на выходе из рабочего колеса в относительном движении

$$p^*_{2w} = p^*_{1w}\delta_{\text{к}}.$$

20. Полное давление на выходе из рабочего колеса в абсолютном движении

$$p^*_2 = p^*_{2w}\frac{\Pi(\lambda_{2w})}{\Pi(\lambda_2)}.$$

21. Статическое давление на выходе из рабочего колеса

$$p_2 = p^*_2\,\Pi(\lambda_2).$$

22. Степень понижения давления в ступени турбины по параметрам торможения

$$\pi^*_{\text{т}} = \frac{p^*_0}{p^*_2}.$$

23. Степень понижения давления в ступени турбины по статическим параметрам на выходе

$$\pi_{\text{т}} = \frac{p^*_0}{p_2}.$$

24. Внутренний коэффициент полезного действия турбины по параметрам торможения

$$\eta^*_{\text{т}} = \frac{H_{\text{т}}}{\frac{k_{\text{г}}}{k_{\text{г}}-1}RT^*_0\left(1-\frac{1}{\pi^{*\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}}_{\text{т}}}\right)}.$$

В зависимости от цели расчета могут определяться также мощностной к. п. д. и к. п. д. по статическим теплоперепадам.

25. Площадь кольцевого сечения на выходе из турбины по параметрам на среднем радиусе *)

$$F_2 = \frac{G_{\text{г}}\sqrt{T^*_2}}{p^*_2 q(\lambda_2)\sin\alpha_2 \cdot 10^4 s_{\text{г}}}.$$

26. Высота лопатки на выходе из ступени турбины в зависимости от принятой формы проточной части турбины. Если принимать $D_{\text{ср}} = \text{const}$, то

$$h_{\text{л}2} = \frac{F_2}{\pi D_{\text{ср}}}.$$

Если принимать $D_{\text{т}} = \text{const}$, то

$$h_{\text{л}2} = \frac{D_{\text{т}}}{2} - \sqrt{\frac{D^2_{\text{т}}}{4} - \frac{F_2}{\pi_{\text{т}}}}.$$

*) При большой закрутке на выходе ($\alpha_2 \approx 80°$) следует учесть примечание к п. 6.

.В случае, когда $D_{вт}=\text{const}$,

$$h_{л2}=\sqrt{\frac{D_{вт}^2}{4}+\frac{F_2}{\pi}}-\frac{D_{вт}}{2}.$$

При известных значениях $D_{ср1}$ и $h_{л1}$ на входе (п. 7) значения $D_т$ и $D_{вт}$ найдутся из выражений

$$D_т=D_{ср1}+h_{л1};\ D_{вт}=D_{ср1}-h_{л1}.$$

Средние диаметры на выходе из этих двух случаев найдутся по формуле

$$D_{ср2}=D_т-h_{л2} \text{ при } D_т=\text{const}$$

или

$$D_{ср2}=D_{вт}+h_{л2} \text{ при } D_{вт}=\text{const}.$$

В ступени с постоянным наружным или внутренним диаметрами средние диаметры на выходе из рабочего колеса и на входе в него будут различными.

При определении параметров ступени на среднем диаметре это будет, в частности, проявляться в том, что температура торможения в относительном движении на выходе из рабочего колеса и на входе в него не будут равны, т. е. $T^*_{2w}\neq T^*_{1w}$, и соотношение между этими температурами определится следующим образом:

$$\frac{T^*_{2w}}{T^*_{1w}}=1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2_{1u\,ср}\left(1-\frac{D^2_{ср2}}{D^2_{ср1}}\right),$$

где

$$\lambda_{1u\,ср}=\frac{u_{ср1}}{a_{кр w1}}.$$

27. Относительная высота лопатки и относительный диаметр втулки на выходе

$$\bar{d}_{т2}=\frac{(D_{ср2}/h_{л2})-1}{(D_{ср2}/h_{л2})+1}.$$

28. Угол расширения меридионального сечения проточной части зависит от принятой ее формы и определяется по формулам, приведенным в разд. 7.5.2. Желательно, чтобы этот угол в ступени многоступенчатой турбины был близок к углу всей проточной части, определенной в предварительных расчетах.

29. В связи с тем, что при различных углах α_1, для которых производятся расчеты, будет различной и высота лопатки, проверяем напряжения от центробежных сил и соответствующие запасы прочности (см. гл. 10).

30. Степень реактивности ступени турбины по адиабатическим теплоперепадам определяется по следующей формуле, пригодной как для среднего радиуса, так и для других радиусов:

$$\rho_{т0}=1-\frac{c_1^2}{2\varphi^2 H_{т.ад}},$$

где

$$H_{т.ад}=\frac{k_г}{k_г-1}RT^*_0\left(1-\frac{1}{\pi_т^{\frac{k_г-1}{k_г}}}\right).$$

Степень реактивности по адиабатическим теплоперепадам можно также вычислить по формуле

$$\rho_{т0}=1-\frac{\lambda_{1c}^2}{\varphi^2\lambda_{ад}^2},$$

где $\lambda_{ад}$ находится по газодинамической функции $\Pi(\lambda_{ад})=1/\pi_т$. Целесообразно отметить, что когда при принятом для профилирования лопаток показателе m закрутка на выходе из рабочего колеса невелика (см. рис. 7.46), можно в первом приближении принимать, что давление p_2 по радиусу постоянно и поэтому $\pi_т=\text{const}$ и $H_{т.ад}=\text{const}$.

Как уже указывалось, степень реактивности по адиабатическим теплоперепадам на среднем радиусе обычно близка к кинематической степени реактивности, задаваемой в начале расчета, особенно если соотношение c_{1a}/c_{2a} между осевыми скоростями подчиняется уравнению (7.13). Если это соотношение не выдерживается, что будет иметь место в отдельных случаях на среднем радиусе и, как правило, на радиусах, отличных от среднего, где должно соблюдаться условие радиального равновесия, то возможно некоторое отклонение $\rho_{т0}$ от кинематической степени реактивности (см. табл. 7.7).

Для получения у втулки величины $\rho_{т0}\geqslant 0$ должен подбираться показатель m [см. формулы (7.59) и (7.60)] и в отдельных случаях может изменяться принятая степень реактивности на среднем диаметре.

31. Данные, полученные при различных углах α_1, будут различаться по к. п. д., приведенным скоростям и запасам прочности, как показано ниже в примере расчета. Исходя из этих данных и выбирается окончательное значение указанного угла. Может оказаться, что при выбранных для расчета углах α_1 форма проточной части в меридиональном сечении получается неприемлемой и, в частности, существенно отличающейся от формы, принятой вначале для всей турбины. Можно изменить форму, проектируя турбину с углом β_2, отличным от того, какой получается в изложенном выше расчете. Для этого, сохранив при некотором угле α_1 все расчеты до п. 13, задаются несколькими значениями угла β_2, отличными от полученного в п. 15, и, определив c_{2a} по формуле $c_{2a}=(c_{2u}+u)\operatorname{tg}\beta_2$, продолжают далее весь расчет, как показано в примере расчета.

При этом параметры входного треугольника скоростей сохраняются неизменными, а выходной треугольник трансформируется в соответствии с новым значением β_2. Очевидно, что окружные составляющие скорости должны остаться неизменными для сохранения теоретической работы ступени.

При выборе уменьшенных значений β_2 осевая составляющая скорости за рабочим колесом уменьшается и, следовательно, потребная площадь кольцевого сечения на выходе из турбины увеличится. Поэтому уменьшать угол β_2 следует, если проточная часть получается сужающейся в меридиональном сечении ($\gamma<0$) или если целесообразно несколько уменьшить величину выходной скорости за турбиной.

Если же, наоборот, раскрытие турбины в меридиональной плоскости чрезмерно велико, т. е. углы γ превышают указанные выше значения, то их можно уменьшить, принимая в расчете повышенные значения угла β_2, что соответствует увеличенным значениям выходной скорости за турбиной. Поэтому для всех принятых в расчете углах β_2 следует определять к. п. д. турбины.

Изменение высоты рабочей лопатки скажется также на величине напряжений у корня лопатки. Они должны быть проверены с целью определения получающихся запасов прочности.

При варьировании углом β_2 кинематическая степень реактивности ступени $\rho_т$ остается неизменной, поскольку c_{1u} и c_{2u} не меняются.

Однако степень реактивности по адиабатическим теплоперепадам не может оставаться неизменной, так как различным углам β_1 соответствуют и различные скорости w_2.

При уменьшении β_2 уменьшается $\varrho_{т0}$, а это может привести к появлению в корневых сечениях отрицательной степени реактивности. Поэтому для всех значений β_2 следует также определить степень реактивности по адиабатическим теплоперепадам на среднем диаметре и у корня рабочих лопаток.

На этом заканчивается расчет ступени турбины по среднему диаметру с подбором оптимальных параметров. В принципе для подбора оптимальных параметров следовало бы произвести аналогичные расчеты для нескольких значений $\varrho_т$ и $\bar{H}_{т\,и}$.

Однако, если при выбранных в первом расчете значениях этих величин основные параметры турбины получаются приемлемыми, то дальнейшие расчеты не обязательны. Ряд практических указаний дается ниже при выполнении примера расчета.

7.6.4. ПРИМЕР РАСЧЕТА МНОГОСТУПЕНЧАТОЙ ТУРБИНЫ

Произведем в качестве примера расчет многоступенчатой газовой турбины турбовинтового двигателя одновальной схемы [47]. Отметим, что по параметрам эта турбина близка также к турбине компрессора внешнего контура двухконтурного двигателя (ТРДД) с большой степенью двуконтурности.

Для расчета заданы следующие исходные величины.

Условия полета: высота $H=8000$ *м* ($T_н=236°$ К; $p_н=0{,}356$ *бар*);
скорость $V=700$ *км/час* ($T_н^*=255°$ К; $p_н^*=0{,}465$ *бар*; $M_H=0{,}655$);
расход газа $G_г=15$ *кг/сек*;
полное давление перед турбиной $p_г^*=4{,}33$ *бар*;
полное давление за турбиной $p_т^*=0{,}463$ *бар*;
температура торможения перед турбиной $T_г^*=1230°$ К;
требующееся значение к. п. д. турбины $\eta_т^* \geqslant 0{,}91$.

При согласовании параметров компрессора и турбины [47] были проверены запасы прочности в лопатках первой и последней ступеней турбины, определены следующие ее основные параметры (предварительный расчет).

1. Адиабатическая работа турбины

$$H^*_{ад.т}=\frac{k_г}{k_г-1}RT^*_г\left(1-\frac{1}{\pi_т^{*\frac{k_г-1}{k_г}}}\right)=1157\cdot 1230\left(1-\frac{1}{9{,}36^{\frac{1{,}33-1}{1{,}33}}}\right)=610\,000\ дж/кг,$$

где степень понижения давления в турбине по параметрам торможения

$$\pi_т^*=\frac{p_г^*}{p_т^*}=\frac{4{,}33}{0{,}463}=9{,}36.$$

2. Внутренняя работа турбины

$$H_т=H^*_{ад.т}\eta_т^*=610\,000\cdot 0{,}91=555\,000\ дж/кг.$$

3. Число ступеней турбины по формуле

$$z=\left(\frac{Y^*c^*_{ад}}{u_{т.ср}}\right)^2=\left(\frac{0{,}6\cdot 1105}{330}\right)^2=4{,}04.$$

Здесь окружная скорость турбины на среднем диаметре выбирается

$$u_{т.ср}=330\ м/сек\ (u_{т.ср}=1{,}1u_к).$$

Принимаем в первом приближении $Y^*=0{,}6$,

а

$$c^*_{ад}=\sqrt{2H^*_{ад,т}}=\sqrt{2\cdot 610\,000}=1105\ м/сек.$$

Берем $z=4$; следовательно, $Y^*=0{,}596$.

4. Проверяем угол уширения проточной части турбины на участке от входа в колесо первой ступени до выхода из турбины; используя формулу (7.64):

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{1-\dfrac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_1)\sin\alpha_1}\dfrac{1}{\pi_т^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}}}{\dfrac{2z_р}{\bar{h}_{л.т}}(1+\bar{\Delta}_s)} = \frac{1-0{,}41}{\dfrac{2\cdot7}{5}(1+0{,}25)} = 0{,}169,$$

где $z_р$ — число рядов лопаток; в рассматриваемом случае $z_р=7$. При этом принимаем $\dfrac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_1)\sin\alpha_1}=3$; $n_т=1{,}29$; удлинение $\bar{h}_{л.т}=5$ и $\bar{\Delta}_s=0{,}25$. Тогда $\gamma=9°36'$, что приемлемо.

5. Относительный диаметр втулки турбины на выходе *)

$$\bar{d}_т = \frac{0{,}84\dfrac{u_{т.ср}^2}{\sigma_р}-1}{0{,}84\dfrac{u_{т.ср}^2}{\sigma_р}+1} = \frac{0{,}84\dfrac{330^2}{19400}-1}{0{,}84\dfrac{330^2}{19400}+1} = 0{,}65.$$

Отсюда

$$\frac{D_{ср}}{h} = \frac{1+\bar{d}_т}{1-\bar{d}_т} = \frac{1+0{,}65}{1-0{,}65} = 4{,}71.$$

6. Площадь кольцевого сечения на выходе из турбины и диаметральные размеры турбины на выходе по параметрам среднего радиуса:

$$F_т = \frac{G_г\sqrt{T_т^*}}{p_т^* q(\lambda_т) s_г 10^5} = \frac{15\sqrt{751}}{0{,}463\cdot0{,}813\cdot0.0396\cdot10^5} = 0{,}277\ м^2;$$

$$D_т = \sqrt{\frac{4F_т}{\pi(1-\bar{d}_т^2)}} = \sqrt{\frac{4\cdot0{,}277}{3{,}14(1-0{,}65^2)}} = 0{,}784\ м;$$

$$D_{ср.т} = D_т\frac{1+\bar{d}_т}{2} = 0{,}784\frac{1+0{,}65}{2} = 0{,}646\ м;$$

$$D_{вт} = D_т\bar{d}_т = 0{,}784\cdot0{,}65 = 0{,}508\ м;$$

$$h_{л.т} = D_т\frac{1-\bar{d}_т}{2} = 0{,}784\frac{1-0{,}65}{2} = 0{,}138\ м.$$

7. Число оборотов турбины

$$n = \frac{60u_{т.ср}}{\pi D_{ср}} = \frac{60\cdot330}{3{,}14\cdot0{,}646} = 9750\ об/мин.$$

8. Теоретические работы ступеней турбины. С использованием рис. 7.33 и рекомендаций, указанных в разд. 7.5.5.2, принимаем

$$\varrho_{т\,IV} = 0{,}38;\ \bar{H}_{т\,и\,IV} = 1{,}3.$$

Теоретическая работа четвертой (последней) ступени турбины

$$H_{т\,и\,IV} = \bar{H}_{т\,и\,IV}u_{т.ср}^2 = 1{,}3\cdot330^2 = 141\,900\ дж/кг.$$

Внутренняя работа четвертой ступени турбины

$$H_{т\,IV} = H_{т\,и\,IV}\delta_{р.к\,IV} = 141\,900\cdot0{,}97 = 137\,200\ дж/кг.$$

Принимаем $\delta_{р.к\,IV}=0{,}97$.

*) Используется полученное в работе [47] напряжение в лопатках.

Оставшуюся внутреннюю работу

$$H_{т(I-III)}=H_т-H_{тIV}$$

делим между ступенями примерно равномерно и получаем:

$$H_{т\,I}=141\,000\ дж/кг;$$

$$H_{т\,II}=138\,400\ дж/кг;$$

$$H_{т\,III}=138\,400\ дж/кг.$$

Принимая в первых ступенях $\delta_{р.к}=0{,}97$, определяем теоретическую работу первых ступеней. Принимая для проектирования проточную часть с $D_{ср}=\text{const}$ и, следовательно, $u_{т.ср}=\text{const}$ (по ступеням), определяем и коэффициенты нагрузки отдельных ступеней:

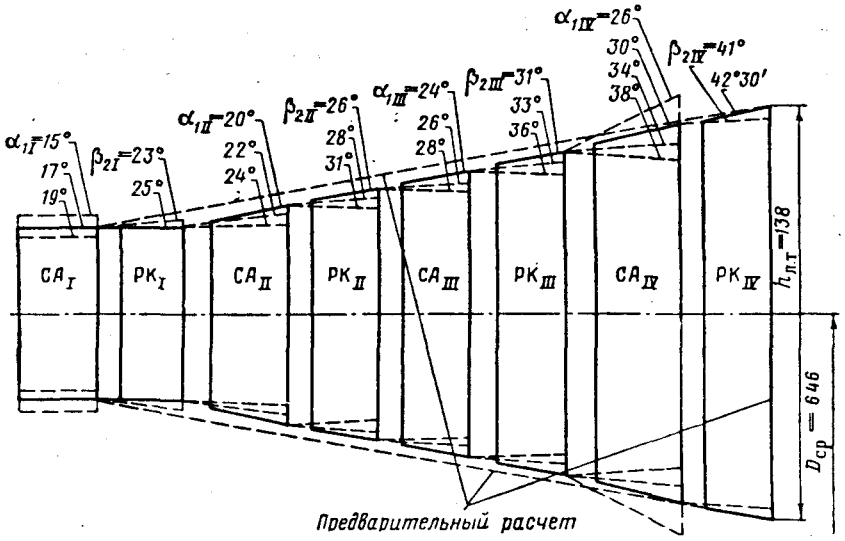


Рис. 7.60. К расчету многоступенчатой турбины

$$H_{т\,и\,I}=145\,000\ дж/кг; \qquad \overline{H}_{т\,и\,I}=1{,}34;$$

$$H_{т\,и\,II}=142\,800\ дж/кг; \qquad \overline{H}_{т\,и\,II}=1{,}31;$$

$$H_{т\,и\,III}=142\,800\ дж/кг; \qquad \overline{H}_{т\,и\,III}=1{,}31.$$

9. По соотношениям, приведенным в п. 2 разд. 7.6.3, находим окружные составляющие скоростей по ступеням (табл. 7.9).

Таблица 7.9

Ступень	$\varrho_т$	c_{1u} *м/сек*	c_{2u} *м/сек*
I	0,32	442	0
II	0,34	435	0
III	0,36	429	6
IV	0,38	420	10

На этом заканчивается предварительный расчет многоступенчатой турбины. В дальнейшем проводятся детальные расчеты отдельных ступеней, начиная с первой, по методике, изложенной в разд. 7.6.3.

В табл. 7.11 и 7.12 приведены для иллюстрации результаты расчетов первой и четвертой ступеней, а на рис. 7.60 форма проточной части для различных вариантов расчета.

Дадим к таблицам и к рис. 7.60 некоторые пояснения.

1. При определении осевой скорости на выходе из первой ступени по уравнению (7.13) форма проточной части получается сужающейся. Поэтому используем графики рис. 7.8 и для случая, когда $h_{л1}=h_{л2}$, находим $c_{1a}/c_{2a}=0{,}88$. Предварительно вычисляем степень понижения давления в ступени, задаваясь ее к. п. д.:

$$\pi^*_{т\,I}=\frac{1}{\left(1-\dfrac{H_{т\,I}}{\dfrac{k_г}{k_г-1}R_г\eta^*_{т\,I}T^*_г}\right)^{\frac{k_г}{k_г-1}}}=\frac{1}{\left(1-\dfrac{141\,000}{1157\cdot 0{,}88\cdot 1230}\right)^4}=1{,}62.$$

Для первой ступени дополнительно просчитан вариант, в котором при угле $\alpha_1=17°$ угол $\beta_2=23°$, т. е. меньше угла, соответствующего $c_{1a}/c_{2a}=0{,}88$ и $h_{л1}=h_{л2}$. При этом проточная часть ступени получилась расширяющейся и лучше компонующейся с проточной частью, полученной в предварительных расчетах. Величины 2—13 табл. 7.11 остались те же, что и при $\beta_2=25°$, а остальные изменились несущественно, поэтому окончательно принят вариант, у которого $\alpha_1=17°$ и $\beta_2=25°$.

2. В четвертой ступени после определения высоты проточной части принят угол $\alpha_1=30°$, для которого и произведен полный расчет. Величина c_{2a} определялась по уравнению (7.13), что давало результаты, близкие к случаю, когда $h_{л1}=h_{л2}$, поэтому был просчитан еще вариант с углом $\beta_2=41°$, при котором величины 2—13 табл. 7.12 остались те же, что и для $\beta_2=42°30'$.

Таблица 7.10

Ступень	$\overline{\Delta}_s$	$\overline{h}_{с.а}$	$\overline{h}_{л1}$	$\overline{h}_{л2}$
I	0,3		3,0	3,0
II	0,3	2,9	3,5	3,8
III	0,3	3,5	3,8	4,1
IV	0,3	4,6	5,9	6,3

Примечание. Индекс „2" относится к выходной кромке лопатки.

В качестве окончательного был принят вариант $\alpha_1=30°$ и $\beta_2=41°$, при котором проточная часть ступени получилась расширяющейся.

3. Углы α_1 и β_2, рассмотренные во второй и третьей ступенях, показаны на рис. 7.60.

4. Коэффициент φ во всех ступенях принят равным 0,97. Коэффициент ψ определялся по графикам рис. 7.16.

5. Принятые при построении проточной части и при расчетах удлинения сопловых и рабочих лопаток и относительные осевые зазоры даны в табл. 7.10.

В результате проведенных расчетов для всей турбины получаем степень понижения давления $\pi^*_т=\dfrac{4{,}33}{0{,}465}=9{,}3$; адиабатическую работу расширения

$$H^*_{ад.т}=1157\cdot 1230\left(1-\frac{1}{9{,}3^{\frac{k_г-1}{k_г}}}\right)=606\,000\ дж/кг;$$

к. п. д.

$$\eta^*_т=\frac{H_т}{H^*_{ад.т}}=\frac{555\,000}{606\,000}=0{,}914.$$

Таким образом, полученное и принятое в начале расчета значения к. п. д. $\eta_т{}^*=0{,}91$ практически совпадают.

Таблица 7.11

Расчет первой ступени многоступенчатой турбины

№ по пор.	Величина	Результаты расчетов			
1	α_1	15°	17°	19°	17° (β_2=23°)
2	c_{1a} *м/сек*	118	135	152	
3	c_1 *м/сек*	456	463	467	
4	λ_1	0,719	0,730	0,735	
5	$\delta_{с.а}$	0,98	0,98	0,98	
6	p_1^* *бар*	4,24	4,24	4,24	
7	F_1 *м*^{2}	0,134	0,118	0,105	
8	$h_{л1}$ *м*	0,066	0,058	0,052	
9	$D_{ср}/h_{л1}$	9,8	11,1	12,4	
10	β_1	46°30′	50°30′	53°40′	
11	w_1 *м/сек*	162	175	189	
12	λ_{1w}	0,21	0,284	0,307	
13	p_{1w}^* *бар*	3,204	3,22	3,24	
14	c_{2a} *м/сек*	134	154	172	140
15	α_2	90°	90°	90°	90°
16	c_2 *м/сек*	134	154	172	140
17	λ_2	0,222	0,255	0,307	0,232
18	β_2	22°20′	25°	27°30′	23°
19	w_2 *м/сек*	355	364	376	360
20	λ_{2w}	0,578	0,595	0,612	0,586
21	ψ	0,972	0,974	0,975	0,974
22	$\delta_к$	0,990	0,990	0,983	0,990
23	p_{2w}^* *бар*	3,16	3,19	3,19	3,19
24	p_2^* *бар*	2,66	2,70	2,705	2,70
25	p_2 *бар*	2,58	2,58	2,56	2,61
26	$\pi_т^*$	1,62	1,59	1,59	1,59
27	$\pi_т$	1,66	1,665	1,68	1,65
28	$\eta_т^*$	0,875	0,900	0,900	0,900
29	F_2 *м*^{2}	0,134	0,118	0,105	0,129
30	$D_{т2}$ *м*	0,712	0,704	0,698	0,710
31	$h_{л2}$ *м*	0,066	0,058	0,052	0,064
32	γ	0°	0°	0°	7°20′
33	$\sigma_р$ *н/см*^{2}	9260	8240	7340	9060
34	$K_{\sigma_р}$	2,02	2,26	2,54	2,05
35	$\varrho_{т0\,ср}$	0,325	0,33	0,33	0,32
36	$\varrho_{т.вт}$			$\approx$0,1	

Таблица 7.12

Расчет четвертой ступени многоступенчатой турбины

№ по пор.	Величина	Результаты расчетов				
1	α_1	26°	30°	34°	38°	30° (β_2=41°)
2	c_{1a} *м/сек*	204	242	283	328	
3	c_1 *м/сек*	478	485	507	532	
4	λ_1	0,893	0,910	0,950	1,000	
5	$\delta_{с.а}$	0,968	0,967	0,964	0,964	
6	p_1^* *бар*	0,869	0,868	0,864	0,864	
7	F_1 *м*^{2}	0,300	0,260	0,232	0,210	
8	$h_{л1}$ *м*	0,147	0,128	0,114	0,103	
9	$D_{ср1}/h_{л1}$		5,66			
10	β_1		69° 40′			
11	w_1 *м/сек*		258			
12	λ_{1w}		0,508			
13	p_{1w}^* *бар*		0,759			
14	c_{2a} *м/сек*		312			295
15	α_2		88°			88°
16	c_2 *м/сек*		312			295
17	λ_2		0,63			0,595
18	β_2		42° 30′			41°
19	w_2 *м/сек*		467			448
20	λ_{2w}		0,905			0,891
21	ψ		0,977			0,977
22	$\delta_к$		0,96			0,962
23	p_{2w}^* *бар*		0,728			0,729
24	p_2^* *бар*		0,464			0,465
25	p_2 *бар*		0,373			0,377
26	$\pi_т^*$		1,92			1,92
27	$\pi_т$		2,4			2,37
28	$\eta_т^*$		0,90			0,90
29	F_2 *м*^{2}		0,267			0,277
30	$D_{т2}$ *м*		0,777			0,784
31	$h_{л2}$ *м*		0,131			0,138
32	$D_{ср}/h_{л2}$		4,93			4,68
33	γ		2° 50′			11° 30′
34	$\sigma_р$ *н/см*^{2}		18600			19400
35	$K_{\sigma_р}$		3,67			3,54
36	$\varrho_{т0\ ср}$		0,41			0,4
37	$\varrho_{т0\ вт}$		0,08			0,1

7.7. ПОСТРОЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ТУРБИНЫ

7.7.1. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ЛОПАТОК ТУРБИНЫ

Исходными данными для построения профилей на различных радиусах являются полученные в расчетах параметры по высоте лопатки для принятого закона профилирования.

При конструировании лопаток крайними расчетными сечениями обычно считают сечения, отстоящие на 2—4 *мм* от радиальных границ потока.

Значения исходных параметров для расчета берутся из построенных предварительно кривых изменения этих параметров по высоте лопатки.

В настоящее время применяются различные методы построения профиля в турбинной решетке и, в частности, графические методы, в которых контур очерчивается параболой второго порядка [2], [43], лемнискатой [12] и другими кривыми. Применяются также теоретические методы, к числу которых относится, например, метод годографа скорости [42]. При профилировании лопаток также широко используются атласы профилей, составленные на основании теоретических построений и результатов продувок плоских решеток.

Разрабатываются также методы профилирования с использованием электронных вычислительных машин. Ниже излагается способ, основанный на применении исходных аэродинамических профилей, которые соответственно изменяются при использовании в решетке с учетом газодинамических и технологических соображений.

Профилирование элементов проточной части турбины на базе аэродинамических профилей может быть разделено на две части: построение осевых линий профилей, образующих решетки турбины, и построение профилей лопаток.

7.7.2. ПОРЯДОК ПОСТРОЕНИЯ ОСЕВЫХ ЛИНИЙ ПРОФИЛЕЙ, ОБРАЗУЮЩИХ РЕШЕТКИ ТУРБИНЫ

Схема расположения профиля в решетке, показанная на рис. 2.6, одна и та же для соплового аппарата и для рабочего колеса. При этом вместо величин w_1, w_2, β_1 и β_2, определяющих относительный газовый поток в рабочем колесе, для построения соплового аппарата будут соответственно использоваться величины c_0, c_1, α_0 и α_1. Построение ведем в следующем порядке.

1. Задаемся относительным шагом решетки соплового аппарата на среднем диаметре (величина, обратная густоте решетки)

$$(t/b)_{\text{ср}}=0{,}8\div 0{,}9.$$

2. Задаемся величиной удлинения лопатки соплового аппарата и определяем хорду профиля на среднем диаметре:

$$b_{\text{с.а.ср}}=h_{\text{л1}}\Big/\left(\frac{h_{\text{л}}}{b_{\text{с.а.ср}}}\right)=\frac{h_{\text{л1}}}{\bar{h}_{\text{л1}}}\ .$$

Величина $\bar{h}_{\text{л1}}$ может выбираться в пределах, ранее указанных для $h_{\text{л1}}/s_{\text{с.а}}$. Однако если ширина профиля была уже выбрана, то величину хорды следует подсчитать по формуле $b_{\text{с.а}}=\frac{s_{\text{с.а}}}{\sin\vartheta_{\text{с.а}}}$, угол выноса (угол установки) $\vartheta_{\text{с.а}}$ определяется, как показано ниже, в п. 13 данного раздела.

На остальных расчетных радиусах можно принимать

$$b_{\text{с.а}}=b_{\text{с.а.ср}}.$$

3. Находим шаг решетки соплового аппарата на среднем диаметре

$$t_{\text{с.а.ср}} = b_{\text{с.а}} \left(\frac{t}{b}\right)_{\text{ср}}.$$

4. Определяем число лопаток соплового аппарата:

$$z_{\text{с.а}} = \frac{\pi D_{\text{ср}}}{t_{\text{с.а.ср}}}.$$

Выбираем простое целое число лопаток, ближайшее к определенному по вышеприведенной формуле.

После выбора $z_{\text{с.а}}$ значения $t_{\text{с.а.ср}}$ и $(t/b)_{\text{с.а.ср}}$ уточняются.

5. Выбираем относительный шаг решетки рабочего колеса на среднем радиусе в пределах $(t/b)_{\text{р.к}} = 0{,}6 \div 0{,}7$. Иногда по конструктивным соображениям (прочность замка, уменьшение числа лопаток) величина t/b может выбираться и большей.

6. Находим хорду профиля решетки рабочего колеса на среднем диаметре

$$b_{\text{р.к.ср}} = h_{\text{л1}} (h_{\text{л1}}/b_{\text{р.к.ср}}).$$

Задаемся величиной $h_{\text{л1}}/b_{\text{р.к.ср}}$ в пределах, ранее указанных для $h_{\text{л1}}/s$ (см. разд. 7.4.3). Однако, если и для рабочего колеса ширина профиля уже выбрана, то величину хорды следует определять по формуле

$$b_{\text{р.к}} = \frac{s_{\text{р.к}}}{\sin \vartheta_{\text{р.к}}}.$$

На остальных расчетных радиусах можно принимать

$$b_{\text{р.к}} = b_{\text{р.к.ср}}.$$

7. Определяем шаг решетки рабочего колеса на среднем диаметре:

$$t_{\text{р.к.ср}} = b_{\text{р.к}} \left(\frac{t}{b}\right)_{\text{р.к.ср}}.$$

8. Находим число лопаток рабочего колеса

$$z_{\text{р.к}} = \frac{\pi D_{\text{ср}}}{t_{\text{р.к.ср}}}.$$

Выбираем простое целое число лопаток, ближайшее к определенному по вышеприведенной формуле. Число лопаток может быть также четным. В этом случае облегчается балансировка и могут быть расширены допуски на массу лопаток. После выбора $z_{\text{р.к}}$ значения $t_{\text{р.к.ср}}$ и $\left(\frac{t}{b}\right)_{\text{р.к.ср}}$ уточняются.

9. При найденном выше числе рабочих лопаток проверяем возможность их размещения на диске при данной конструкции замка, проверенного на прочность [40].

Дальнейшие расчеты, аналогичные для решетки соплового аппарата и решетки рабочего колеса, проводятся на всех выбранных радиусах. Рекомендуется проводить их параллельно сводя результаты в таблицу.

10. Определяем угол изгиба выходной кромки профиля исходя из допущения, что этот угол равен эффективному углу:

для рабочего колеса $\beta_2' = \beta_{2\text{эф}}$;

для соплового аппарата $\alpha_1' = \alpha_{1\text{эф}}$.

Углы $\alpha_{1\text{эф}}$ и $\beta_{2\text{эф}}$ можно найти с помощью графиков рис. 7.3 и 7.5. В частности, для сверхзвуковых скоростей на выходе, зная $\lambda_{2w}(\lambda_{1c})$ и

β_2 (или α_1), можем из графика рис. 7.5 непосредственно найти $\beta_{2эф}(\alpha_{1эф})$.

Для дозвуковых скоростей эффективный угол можно найти последовательным приближением с помощью кривых рис. 7.3.

Угол потока на выходе можем записать в виде

$$\beta_2 = \beta_{2эф} - \delta_{эф}.$$

Зная $\lambda_{2u}(\lambda_{1c})$ и задаваясь несколькими значениями $\beta_{2эф}(\alpha_{эф})$, находим из графика рис. 7.3 соответствующие значения $\delta_{эф}$ и определяем то значение $\beta_{2эф}(\alpha_{1эф})$, при котором угол потока на выходе равен заданному.

11. Задаваясь углом атаки i на входе в сопловой аппарат в пределах от нуля до плюс 5° и в рабочее колесо в пределах от минус 5° до плюс 10°, вычисляем углы изгиба входной кромки

$$\beta_1' = \beta_1 + i.$$

Как отмечалось выше, небольшие отрицательные углы атаки целесообразно выбирать для тонких малоизогнутых профилей периферийных сечений лопатки. У корня лопатки, где применяются толстые сильно изогнутые профили, существенного улучшения межлопаточного канала можно достигнуть, выбирая при проектировании углы атаки $i \geqslant 0$.

12. Подсчитываем угол изгиба профиля в решетке

$$\theta' = 180 - (\beta_1' + \beta_2').$$

Для построения профиля в решетке его осевая линия изгибается по параболе с заданными углами χ_1 и χ_2, как было показано на рис. 5.61. Формулы для вычисления углов χ_1 и χ_2 даны в разд. 2.2.

Для изгиба осевой линии можно также воспользоваться формулами, приведенными в разд. 5.6.1.

13. Находим угол установки профиля (см. рис. 2.6)

$$\vartheta = 180° - (\beta_1' + \chi_1)$$

и ширину лопатки

$$s = b \sin \vartheta_{р.к}$$

7.7.3. ПОСТРОЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ЛОПАТОК ТУРБИНЫ

Как уже отмечалось, предварительное построение профилей лопаток можно производить различными способами, в частности, путем изгиба специальных аэродинамических профилей. Изгиб определяется графически или аналитически (см. разд. 5.6). Полученный таким путем профиль следует рассматривать как предварительный, который в дальнейшем корректируется на основе требований к форме межлопаточного канала и к гидродинамически целесообразному распределению скоростей по контуру профиля, т. е. к такому, при котором не возникает больших местных градиентов давления, могущих вызвать отрывы потока. Такой способ, хотя и не является наиболее совершенным, но достаточно прост, и это облегчает его применение в учебном процессе.

Координаты одного из таких аэродинамических профилей (рис. 7.61) с относительной толщиной $\bar{c}_{max} = c_{max}/b = 10\%$ приведены в табл. 7.13.

Из табл. 7.13 следует, что максимальная толщина расположена в точке, где $\bar{x} = 0{,}40$.

Если относительная толщина искомого профиля отличается от исходного, значения ординат следует пропорционально изменить.

Радиус скругления входной кромки $r_1 = (0{,}2 \div 0{,}3)\, c_{max}$ *);

*) Наибольшая величина r_1 определяется так, чтобы диаметр окружности, вписанной в начальную часть канала, был не меньше $(1{,}05—1{,}1)a$, где a — ширина канала на выходе.

радиус скругления выходной кромки $r_2=(0{,}05\div0{,}08)\,c_{max}$ (у корня); $r_2=(0{,}08\div0{,}15)\,c_{max}$ (на периферии).

Таблица 7.13

$\bar{x}=\frac{x}{b}\cdot100\%$	0	1,25	2,5	7,5	10	15	20	30
$\bar{y}=\frac{y}{b}\cdot100\%$	0	1,17	1,54	1,99	2,74	3,40	3,95	4,72
$\bar{x}=\frac{x}{b}\cdot100\%$	40	50	60	70	80	90	95	100
$\bar{y}=\frac{y}{b}\cdot100\%$	5,0	4,76	3,70	2,51	1,42	0,85	0,72	0

Рекомендуются [2] также r_1 от 1 *мм* (в периферийных сечениях рабочих лопаток) до 3 *мм* (в сопловых лопатках и корневых сечениях рабочих лопаток) и $r_2=0{,}3\div0{,}8$ *мм*.

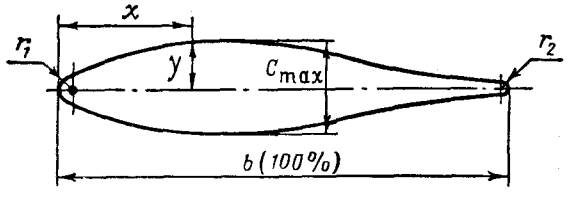


Рис. 7.61. Исходный аэродинамический профиль

Для построения лопаток рекомендуются следующие максимальные относительные толщины профилей:

а) для лопаток соплового аппарата на всех радиусах

$$\bar{c}_{max\ с.а}=10\%;$$

б) для лопаток рабочего колеса турбины:

у корня $\bar{c}_{max\ р.к.вт}=20\div30\%$ (бóльшая величина для активных профилей);

на периферии $\bar{c}_{max\ р.к.т}=4\div5\%$;

в среднем сечении $\bar{c}_{ср}\approx10\%\div15\%$.

Окончательный выбор этих величин зависит от высоты лопаток, расчетных напряжений в ней и абсолютной толщины профиля на периферии, которая должна быть не менее 2—3 *мм*.

Изменение относительной толщины профиля рабочей лопатки от корня к периферии зависит от выбранного закона изменения площадей поперечного сечения лопатки по радиусу (по высоте).

Если выбран линейный закон, то

$$f_r=f_{вт}-K(r-r_{вт}),$$

где

$$K=\frac{f_{вт}-f_т}{r_т-r_{вт}}.$$

Если выбран экспоненциальный закон, то

$$f_r = f_{вт}\left(\frac{f_т}{f_{вт}}\right)^{\frac{r-r_{вт}}{r_т-r_{вт}}}.$$

В обоих случаях $\bar{c}_{\max r}$ можно определить по формуле

$$\bar{c}_{\max r} = \bar{c}_{\max вт}\frac{f_r}{f_{вт}},$$

где f_r и $\bar{c}_{\max r}$ — площадь сечения и максимальная относительная толщина профиля на текущем радиусе.

Экспоненциальный закон позволяет уменьшить напряжения растяжения от центробежных сил у корня лопатки. Практически обычно применяется закон изменения сечения по высоте лопатки, промежуточный между линейным и экспоненциальным.

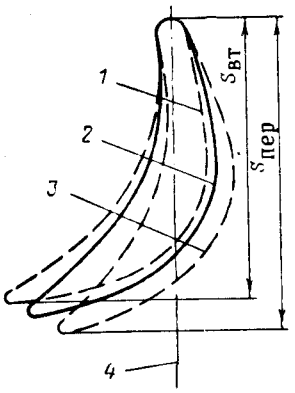


Рис. 7.62. Совмещение сечений соплового аппарата на различных радиусах проточной части: *1*—у корня; *2*—на $D_{ср}$; *3*—на периферии; *4*—ось турбин

При конструировании лопатки соплового аппарата профили, соответствующие различным расчетным радиусам, накладываются друг на друга так, что их передние кромки совмещаются (рис. 7.62). При хорде, постоянной по высоте лопатки, осевая ширина лопаток может несколько увеличиваться к периферии ($s > s_{вт}$).

При конструировании лопаток рабочего колеса профили часто совмещаются так, что совпадают центры тяжести сечений лопатки, что предотвращает появление дополнительных напряжений изгиба. Центр массы (тяжести) профиля может находится аналитически [15] или, например, путем последовательного подвешивания в двух точках профиля, выполненного в большом масштабе из картона или плотной бумаги, и определения точки пересечения вертикалей, опущенных из точек подвеса (для этой цели могут быть использованы нитки с грузиками). Центры массы всех совмещенных профилей должны лежать внутри треугольника со стороной не свыше 2—3 *мм*. При большем разбросе центров массы необходимо соответственно корректировать форму профилей, соблюдая требования в отношении их газодинамического совершенства.

Иногда при совмещении профилей центры массы их размещают на таком расстоянии от продольной оси лопаточного замка, при котором действие центробежных сил разгружает лопатку полностью или частично от изгибных напряжений, возникающих от действия газовых сил.

После построения двух сечений лопаток на расстоянии шага вычисляется эффективный угол решетки (на всех радиусах) рабочего колеса и соплового аппарата:

$$\beta_{2эф} = \arcsin\frac{a_{р.к}}{t_{р.к}};$$
$$\alpha_{1эф} = \arcsin\frac{a_{с.а}}{t_{с.а}}. \qquad (7.71)$$

Здесь $a_{р.к}$ и $a_{с.а}$ минимальные расстояния между профилями в решетке (см. рис. 2.5 и 7.4).

Ранее, в п. 10 разд. 7.7.2, углы $\beta_{2эф}$ (и $\alpha_{1эф}$) определялись по заданным значениям $\lambda_{2w}(\lambda_{1c})$ и $\beta_2(\alpha_1)$ с помощью графиков рис. 7.3 и 7.5. Однако, поскольку при построении профиля было принято, что $\beta_2'=\beta_{2эф}$ и $\alpha_1'=\alpha_{1эф}$, то после построения решетки полученные значения эффективных углов могут несколько отличаться от определенных ранее.

Для получения эффективных углов, равных углам, определенным в п. 10, кромки профилей можно несколько подогнуть или повернуть весь профиль.

Форма межлопаточного канала должна обеспечить плавное изменение сечений, т. е. не иметь диффузорных участков. При этом в реактивных решетках ($\beta_1>\beta_2$) межлопаточный канал должен быть плавно сужающимся, в активных решетках ($\beta_1\approx\beta_2$) — постоянной ширины, что проверяют вписывая в канал окружности (см. рис. 7.20). Получившуюся диффузорность в канале необходимо устранить, изменив очертание профиля в выходной или входной его части в зависимости от того, где она имеется. При этом допускается незначительное расширение канала на входе, но такое, чтобы отношение максимальной ширины канала к его ширине на входе было не более 1,05÷1,1.

Наименьшая ширина канала («a» на рис. 7.2) плоской турбинной решетки должна быть увязана с выходным сечением. Как указывалось выше, диффузорность канала, особенно в корневых сечениях, может быть устранена выбором при проектировании повышенных значений углов атаки в этих сечениях. Заметим, что лопатка при этом получается менее закрученной по высоте. Весьма полезно полученные профили сопоставить с аналогичными профилями, имеющимися в атласах, а также проверить распределение на них скоростей с помощью методов, изложенных в гидродинамической теории решеток ([42] и др.). После конструирования лопатка турбины рассчитывается на прочность по существующим методам [40].

Глава 8

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

8.1. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

8.1.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Характеристики лопаточных машин дают в графической или аналитической форме зависимости основных параметров этих машин (например, к. п. д., степени повышения или понижения давления, коэффициента напора и т. д.) от режима их работы, внешних условий и физико-химических свойств газа.

Режимы работы можно задавать числом оборотов рабочих колес и массовым или объемным расходом газа.

Внешние условия для лопаточной машины авиационного двигателя характеризуются высотой и скоростью или числом M_H полета.

Эти условия определяют в первую очередь давление и температуру торможения атмосферного воздуха, которые для компрессора являются непосредственно входными параметрами, а в турбине влияют на температуру газа и давление торможения на входе в сопловой аппарат. Влияние скорости полета может проявляться также в изменении полей температур и давлений на входе в компрессор.

Физические свойства газа характеризуются коэффициентами вязкости μ, теплопроводности $\varkappa$ и отношением удельных теплоемкостей $k=c_p/c_v$. Эти параметры также связаны с внешними условиями работы. Кроме того, от внешних условий зависит еще теплообмен между газом, протекающим через машину, и элементами конструкции, но в первом приближении этим теплообменом обычно пренебрегают. Если не учитывать изменения размеров и, в частности, зазоров из-за влияния температуры, давлений и режима работы, то в общем случае можно для к. п. д. лопаточной машины записать функциональную зависимость:

$$\eta=f_1(p^*, T^*, G, n, v, \mu, \varkappa, c_p, k). \tag{8.1}$$

Аналогично степень повышения или понижения давления

$$\pi=f_2(p^*, T^*, G, n, v, \mu, \varkappa, c_p, k). \tag{8.2}$$

В этих уравнениях p^* и T^* являются давлением и температурой торможения воздуха перед компрессором или газа перед турбиной в зависимости от типа машины, для которой записываются эти уравнения.

8.1.2. УСЛОВИЯ ПОДОБИЯ И ОТВЛЕЧЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Строить и применять характеристики в виде зависимостей (8.1) и (8.2) практически невозможно. Действительно, даже если пренебрегать изменением μ, $\varkappa$, k, c_p и принимать, что влияние скорости полета проявляется только в изменении параметров заторможенного потока газа, то необходимо было бы иметь большое количество графиков в виде зависимостей $\eta=f_1(n,\ G)$ и $\pi=f_2(n,\ G)$, построенных для различных температур и давлений.

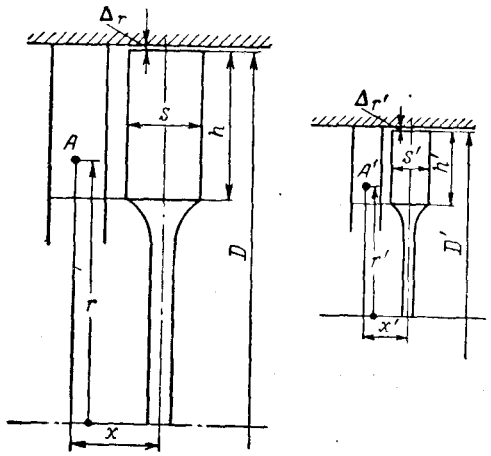


Рис. 8.1. Геометрически подобные лопаточные машины

В связи с этим построение характеристик основывается на положениях теории подобия, позволяющей путем введения отвлеченных (безразмерных) параметров, или критериев подобия, уменьшить число переменных, определяющих характеристики лопаточных машин. Отметим некоторые общие условия подобия лопаточных машин.

1. В подобных лопаточных машинах должно соблюдаться геометрическое подобие. Если обозначить величины, относящиеся к машине, подобной заданной, теми же буквами, но с индексом «′» (рис. 8.1), то можем условия геометрического подобия выразить отношениями

$$\frac{D'}{D}=\frac{s'}{s}=\frac{h'}{h}=\frac{\Delta_r'}{\Delta_r}=\text{idem}=\psi_l. \tag{8.3}$$

Коэффициент ψ_l называют константой геометрического подобия, или масштабом геометрического моделирования.

Если рассматривается одна и та же машина, что имеет место при изучении характеристик заданного объекта, то, как правило, изменение размеров вследствие термического расширения и упругих деформаций не учитывается и делается допущение, что геометрическое подобие сохраняется, хотя изменение, например, радиальных зазоров, может оказывать существенное влияние на характеристики.

Геометрическое подобие означает также равенство всех углов на профилях лопаток.

2. На подобных режимах работы в любой сходственной точке отношение однородных величин одинаково. Сходственными точками (A и A') называют такие, координаты которых удовлетворяют условию геометрического подобия, т. е.

$$\frac{r'}{r}=\frac{x'}{x}. \tag{8.4}$$

Следовательно, для всех сходственных точек будем иметь следующие равенства:

$$\frac{T'}{T}=\psi_T,\quad \frac{p'}{p}=\psi_p,\quad \frac{c'}{c}=\psi_c \text{ и т. д.} \tag{8.5}$$

Коэффициенты ψ_T, ψ_p, ψ_c называют константами подобия, или масштабами моделирования, соответственно по температуре, давлению и скорости.

В частности, если температуры и давления постоянны по радиусу в одном колесе, то, очевидно, они будут постоянны и для другого колеса. Применяя равенства (8.5) для сечений до и после колеса компрессора, получим, что степени повышения давления и к. п. д. в обоих колесах будут одинаковыми.

Действительно, учитывая что $p_2'/p_2 = p_1'/p_1$, получаем

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2'}{p_1'} = \pi_к = idem. \tag{8.6}$$

Так как в обоих колесах отношение температур должно быть одинаково,

$$\eta = \frac{(T_{2ад}/T_1) - 1}{(T_2/T_1) - 1} = \frac{(T_{2ад}'/T_1') - 1}{(T_2'/T_1') - 1} = idem. \tag{8.7}$$

Если рассматривать сходственные точки в каналах колес, то для каждого момента времени

$$\frac{c'}{c} = \psi_c; \quad \frac{w'}{w} = \psi_w; \quad \frac{u'}{u} = \psi_u, \tag{8.8}$$

где c, w и u — абсолютные, относительные и окружные скорости.

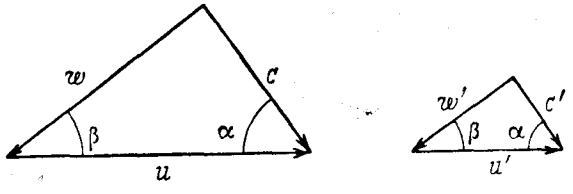


Рис. 8.2. Подобные треугольники скоростей

Из условия (8.8), следует что, так как $\psi_c = \psi_w = \psi_u$, треугольники скоростей в обоих колесах (рис. 8.2) являются подобными и, следовательно, углы α и β будут в обоих треугольниках одинаковы.

Очевидно, что это справедливо и для треугольников скоростей в сходственных точках на входе в колеса и на выходе из колес. Очевидно также, что должны быть равны углы атаки и углы отставания. Когда же речь идет об одной и той же машине, то изложенные выше условия газодинамического подобия должны удовлетворяться при рассмотрении параметров в одних и тех же точках проточной части.

Наряду с перечисленными условиями необходимо, чтобы на подобных режимах соблюдалось подобие полей скорости, температуры и давления в различных сечениях. Нужно также, чтобы нестационарный процесс одинаково изменялся во времени.

Из теории подобия известно, что газодинамическое подобие в геометрически подобных системах будет соблюдаться, т. е. отношение всех физически однородных величин будет одним и тем же, если соблюдается равенство так называемых критериев подобия.

Получение критериев подобия возможно двумя методами. В первом из них на основании общих физических соображений принимают для данного явления систему определяющих параметров, часть из которых могут быть безразмерными, а часть — размерными физическими величинами. Если общее число этих параметров i и если размерности этих i параметров выражены через размерности k основных единиц измере-

ния, то имеет место следующая теорема, известная в теории подобия под названием «π-теоремы» [35].

Из общего числа i параметров можно образовать только $i-k$ независимых безразмерных комбинаций или критериев подобия: $\Pi_1, \Pi_2, \ldots, \Pi_{i-k}$. Необходимое и достаточное условие подобия двух явлений заключается в равенстве этих критериев подобия:

$$\Pi_1 = \Pi_1'; \quad \Pi_2 = \Pi_2'; \ldots; \quad \Pi_{i-k} = \Pi_{i-k}'. \tag{8.9}$$

Все остальные безразмерные характеристики рассматриваемого физического явления можно рассматривать как функции от этих $(i-k)$ независимых безразмерных комбинаций, или критериев подобия. Анализ размерностей является единственным методом для разыскания критериев подобия в том случае, когда не могут быть написаны уравнения, связывающие между собой все параметры данного физического явления. В этом его значение. Одновременно этот метод позволяет часто находить более просто критерии подобия. С другой стороны, в некоторых случаях анализ размерности может привести к неправильным результатам. Например, — если ошибиться при выборе величин, которые характеризуют рассматриваемые явления.

Другой метод получения критериев подобия состоит в том, что рассматривают непосредственно дифференциальные уравнения, описывающие данное явление на исходном и на подобном режимах. Эти уравнения должны быть тождественными.

Приведя их к безразмерной форме, находят коэффициенты при отдельных членах, которые и являются искомыми критериями подобия. Указанные методы подробно рассмотрены в литературе по аэро- и газодинамике [1], [4], [9], поэтому ограничимся только их иллюстрацией простейшими примерами.

Рассмотрим уравнение энергии одномерного относительного движения в решетке рабочего колеса без учета потерь:

$$w\,dw + u\,du + \frac{dp}{\gamma} = 0. \tag{8.10}$$

Для подобного явления имеем

$$w'dw' + u'du' + \frac{dp'}{\gamma'} = 0. \tag{8.11}$$

Из условий подобия можем написать

$$\frac{w'}{w} = \psi_w; \quad \frac{u'}{u} = \psi_u; \quad \frac{p'}{p} = \psi_p; \quad \frac{\gamma'}{\gamma} = \psi_\gamma.$$

Подставляя эти выражения в уравнение (8.11), получим

$$\psi_w^2 w\,dw + \psi_u^2 u\,du + \frac{\psi_p}{\psi_\gamma}\,\frac{dp}{\gamma} = 0.$$

Это уравнение будет тождественно уравнению (8.10) в случае, когда

$$\psi_w^2 = \psi_u^2 = \frac{\psi_p}{\psi_\gamma},$$

откуда

$$\frac{\psi_w^2 \psi_\gamma}{\psi_p} = 1{,}0, \tag{8.12}$$

а также

$$\frac{\psi_w^2 \psi_\gamma}{\psi_p} = 1{,}0. \tag{8.13}$$

Заменив в выражениях (8.12) и (8.13) константы подобия отношениями соответствующих величин, находим

$$\frac{w^2\gamma}{p}=\frac{w'^2\gamma'}{p'}$$

и

$$\frac{u^2\gamma}{p}=\frac{u'^2\gamma'}{p'}.$$

Так как $\frac{\gamma}{p}=\frac{k}{a^2}$, где a — скорость звука;

k — показатель адиабаты, то предыдущие выражения примут вид

$$k\frac{w^2}{a^2}=k'\frac{w'^2}{a^2}$$

или

$$k\,M_w^2=k'\,M_w'^2; \tag{8.14}$$

аналогично

$$k\,M_u^2=k'\,M_u'^2. \tag{8.15}$$

Таким образом, рассматриваемые потоки будут подобными, если произведение показателя k на M^2 для каждого из них будет одинаковым.

Однако уравнения (8.10) и (8.11) выражают лишь частный случай связи между k и M. Поэтому рассмотрим еще систему уравнений энергии в виде

$$wdw+udu+di=0;$$

$$w'dw'+u'du'+di'=0,$$

где $i=c_pT$ — теплосодержание.

Эти уравнения, как известно, не предполагают, что течение является изэнтропическим.

Преобразуем эти уравнения так же, как и уравнения (8.10) и (8.11). Тогда получим

$$\frac{\psi_w^2}{\psi_i}=1{,}0;\quad \frac{\psi_u^2}{\psi_i}=1{,}0,$$

где

$$\psi_i=i'/i.$$

Отсюда

$$(k-1)\,M_w^2=(k'-1)\,M_w'^2; \tag{8.16}$$

$$(k-1)\,M_u^2=(k'-1)\,M_u'^2. \tag{8.17}$$

Эти уравнения совместимы с уравнениями (8.14) и (8.15) при условии, что отношения удельных теплоемкостей k и числа M_w и M_u в обоих потоках будут одинаковыми и являются, следовательно, критериями подобия. То обстоятельство, что показатель k является критерием подобия, следует также из соотношения, которое получается от деления уравнений (8.14) на (8.16) и (8.15) на (8.17):

$$\frac{k}{k-1}=\frac{k'}{k'-1}=idem \text{ или } k=k'=idem.$$

Для иллюстрации метода, основанного на анализе размерностей, рассмотрим движение газа в трубе. Примем в качестве определяющих параметров скорость, давление, плотность газа и диаметр трубы.

Составим табл. 8.1.

Таблица 8.1

Наименование величин	Обозначение	Размерность
Скорость	c	*м/сек*
Давление	p	$н/м^2 = кг/м \cdot сек^2$
Плотность	γ	$кг/м^3$
Диаметр трубы	D	*м*

Итак, имеются четыре переменные и три основные единицы измерения. Следовательно, должен быть один безразмерный комплекс, или критерий подобия.

Для его определения составим произведение в форме

$$D^{\alpha} c^{\beta} p^{\delta} \gamma^{\varepsilon}.$$

Это произведение должно быть безразмерным. Поэтому, используя размерности отдельных величин, напишем уравнение в виде

$$м^{\alpha}\, м^{\beta}\ сек^{-\beta}\, кг^{\delta}\ \ м^{-\delta}\ \ сек^{-2\delta}\ кг^{\varepsilon}\ м^{-3\varepsilon} = м^{0}\ сек^{0}\ кг^{0}.$$

Выписывая последовательно условия равенства показателей при *м*, *сек* и *кг* с обеих сторон уравнения, получим систему уравнений:

$$\alpha + \beta - \delta - 3\varepsilon = 0;$$

$$-\beta - 2\delta = 0;$$

$$\delta + \varepsilon = 0.$$

В этой системе три уравнения при четырех неизвестных. Один из показателей может быть выбран произвольно. Принимаем $\varepsilon = 1{,}0$. Тогда

$$\delta = -1{,}0;\ \beta = 2;\ \alpha = 0.$$

Следовательно, критерий подобия приобретает вид $\frac{c^2 \gamma}{p} = idem$ или $kM^{\alpha} = idem$. В случае $k = \text{const}$

$$M = \frac{c}{a} = idem.$$

Если предположить, что определяющими параметрами будут являться скорость, теплосодержание i, имеющее размерность $м^2/сек^2$, и диаметр трубы, то получим три переменные и две основные единицы измерения. Для определения единственного критерия подобия напишем произведение этих параметров в виде $D^{\alpha} c^{\beta} i^{\delta}$.

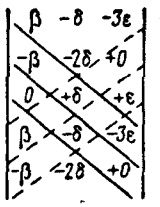
В результате получим уравнения: $\alpha + \beta + 2\delta = 0$; $\beta + 2\delta = 0$, откуда $\alpha = 0$; $\beta = -2\delta$. Приняв $\delta = -1{,}0$, будем иметь $\beta = 2$.

Следовательно, $\frac{c^2}{i} = idem$ или $(k-1)\ M^2 = \text{idem}$.

Сопоставляя это уравнение с уравнением $kM^2=\text{idem}$, получаем, как и выше, два критерия подобия M и k.

Поскольку эти критерии не зависят от диаметра трубы, то, следовательно, последний не входит в число определяющих параметров. Если его не включать, то, например, в первом случае получим три независимые переменные и три основные единицы измерения. Следовательно, разность их равна нулю и, вообще говоря, не может быть безразмерного произведения переменных. Однако нетрудно видеть, что, решая систему уравнений при $\alpha=0$, мы и в этом случае получим решение $M=idem$, или критерий подобия. Из теории подобия [35], [53] известно, что такое исключение из общего правила существует, если детерминант, составленный из показателей формул размерности, будет равен нулю. В данном частном случае это условие удовлетворяется. Действительно, при $\alpha=0$ детерминант имеет вид A

$$(A)\quad \begin{vmatrix} \beta & -\delta & -3\varepsilon \\ -\beta & -2\delta & +0 \\ 0 & +\delta & +\varepsilon \end{vmatrix}. \qquad (B)$$



Для определения величины детерминанта подписываем под ним по правилу Сарруса еще раз первую и вторую строки (см. детерминант B).

Находим произведения элементов, стоящих на диагоналях: подчеркнутых сплошной чертой — без изменения и подчеркнутых пунктиром — со знаком минус. Сумма этих произведений и дает определитель. В результате перемножения получаем

$$[\beta(-2\delta)\varepsilon]+[(-\beta)\delta(-3\varepsilon)]+[0(-\delta)0]-[(-3\varepsilon)(-2\delta)0]-$$
$$-[0\delta\beta]-[\varepsilon(-\delta)(-\beta)]=-2\delta\beta\varepsilon+3\beta\delta\varepsilon+0+0-\beta\varepsilon\delta=0.$$

Применим метод анализа размерностей для получения критериев подобия в лопаточной машине. В качестве определяющих параметров можно было бы взять параметры, входящие в уравнения (8.1) и (8.2). Однако с целью получения критериев подобия, в виде обычно указываемых в курсах аэродинамики и газовой динамики, примем в качестве определяющих параметры, перечисленные в табл. 8.2.

Взамен давления или плотности в этом перечне определяющих параметров можно взять температуру, так как эти параметры для совершенного газа связаны между собой уравнением Клайперна $p/\gamma=RT$. Исходя из этого уравнения возможно также ввести температуру вместо газовой постоянной R. В число определяющих параметров не введен расход газа, так как он однозначно определяется скоростью, плотностью и геометрическими размерами.

Не введена скорость полета в предположении, что ее влияние проявляется только в виде изменения давления и плотности (или температуры).

Ускорение силы тяжести введено в число определяющих параметров исходя из условия, что рассмотрение производится в гравитационном поле. Теплообмен с окружающей средой не рассматривается.

Из табл. 8.2 следует, что число определяющих параметров $i=11$. Они измеряются с помощью четырех основных единиц Международной системы: *метр, секунда, килограмм* и *градус* Кельвина. Таким образом, число критериев подобия должно быть $i=11-4=7$.

Таблица 8.2

№ по пор.	Наименование определяющего параметра	Обозначение	Размерность
1	Характерный диаметр	D	$м$
2	Характерная ширина лопаток	b	$м$
3	Абсолютная скорость газа	c	$м/сек$
4	Окружная скорость колеса	u	$м/сек$
5	Давление газа (воздуха)	p	$\frac{н}{м^2} = \frac{кг}{м \cdot сек^2}$
6	Плотность (объемная масса)	γ	$кг/м^3$
7	Коэффициент вязкости	μ	$\frac{н \cdot сек}{м^2} = \frac{кг}{м \cdot сек}$
8	Теплоемкость при постоянном давлении	c_p	$\frac{дж}{кг \cdot град} = \frac{м^2}{сек^2\, град}$
9	Газовая постоянная	R	$\frac{дж}{кг \cdot град} = \frac{м^2}{сек^2\, град}$
10	Коэффициент теплопроводности	$\varkappa$	$\frac{вт}{м \cdot град} = \frac{кг \cdot м}{сек^3\, град}$
11	Ускорение силы тяжести	g	$\frac{м}{сек^2}$

Это значит, что безразмерные комбинации из определяющих параметров, или критериев подобия, должны быть найдены из системы семи алгебраических уравнений. Реально число уравнений и методы решения системы можно упростить. Так, например, некоторые из критериев очевидны: $\Pi_1 = b/D$ — критерий, характеризующий геометрическое подобие; $\Pi_2 = u/c$ — критерий, характеризующий подобие треугольников скоростей (кинематическое подобие); $\Pi_3 = R/c_p = \frac{k-1}{k}$ или $\Pi_3 = k$, где k — показатель, определяющий зависимость плотности от давления *).

Остальные четыре критерия подобия можно найти независимо один от другого из уравнений, полученных в результате анализа размерности, и в предположении, что рассматривается каждый раз определенное физическое явление, характеризующееся всеми или некоторыми оставшимися определяющими параметрами.

Так, например, наложив условие, что рассматривается течение потока без учета вязкости, теплопроводности и переменной теплоемкости и вне гравитационного поля, получим для критерия подобия уравнение

$$\Pi_4 = D^{\alpha} c^{\beta} p^{\delta} \gamma^{\varepsilon}.$$

Это уравнение рассматривалось выше и привело к решению

$$\Pi_4 = k\, M^2 = \frac{c^2 \gamma}{p}.$$

Так как в подобных потоках показатели адиабаты k должны быть одинаковыми, то, следовательно, $\Pi_4 = M$.

*) Выше было другим путем доказано, что показатель адиабаты k является критерием подобия.

Критерий М, как известно, характеризует влияние сжимаемости потока. Если к условиям, принятым выше, добавить влияние вязкости, но одновременно исключить сжимаемость, то уравнение должно принять вид

$$\Pi_5 = D^{\alpha} c^{\beta} \gamma^{\delta} \mu^{\varepsilon}.$$

Влияние сжимаемости в этом уравнении исключено тем, что в него не введено давление, определяющее вместе с плотностью скорость звука.

С учетом размерности отдельных членов получим систему уравнений:

$$\alpha + \beta - 3\delta - \varepsilon = 0;$$
$$\beta + \varepsilon = 0;$$
$$\delta + \varepsilon = 0.$$

Примем $\delta = 1{,}0$. Тогда из этой системы получаем

$$\varepsilon = -1{,}0;\ \beta = 1{,}0 \text{ и } \alpha = 1{,}0.$$

Следовательно, критерий подобия

$$\Pi_5 = \frac{Dc\gamma}{\mu} = \mathrm{Re}.$$

Этот критерий, как известно, называется критерием подобия Рейнольдса и характеризует влияние вязкости на характер течения и потери от трения.

Если рассматривать предыдущий процесс без учета вязкости, но в поле гравитационных сил, то уравнение для критерия подобия будет

$$\Pi_6 = D^{\alpha} c^{\beta} \gamma^{\delta} g^{\varepsilon}.$$

Ему соответствует следующая система уравнений анализа размерностей:

$$\alpha + \beta - 3\delta + \varepsilon = 0;$$
$$\beta + 2\varepsilon = 0;$$
$$\delta = 0.$$

Задаваясь $\varepsilon = 1{,}0$, находим $\beta = -2$ и $\alpha = 1{,}0$.

В результате получаем критерий Фруда, характеризующий влияние на поток поля гравитационных сил:

$$\Pi_6 = \mathrm{Fr} = \frac{Dg}{c^2}.$$

Наконец, включая все физические параметры, т. е. вязкость, теплопроводность и теплоемкость и, кроме того, характеризуя поток скоростью и плотностью, получим уравнение

$$\gamma^{\alpha} c^{\beta} \mu^{\delta} c_p^{\varepsilon} \varkappa^{\omega} = \Pi_7,$$

откуда с учетом размерности отдельных членов

$$\alpha + \delta + \omega = 0;$$
$$-3\alpha + \beta - \delta + 2\varepsilon + \omega = 0;$$
$$-2\beta - \delta - 2\varepsilon - 3\omega = 0;$$
$$\varepsilon + \omega = 0.$$

Задаемся $\varepsilon=1{,}0$. Тогда из системы уравнений находим

$$\omega=-1{,}0;\ \delta=1{,}0;\ \beta=0;\ \alpha=0.$$

Следовательно, получим

$$\Pi_7=\frac{\mu c_p}{\varkappa}=\mathrm{Pr}.$$

Этот критерий называется критерием Прандтля; он характеризует физические свойства рабочего тела и не зависит от параметров потока. Таким образом, основные параметры лопаточных машин можно записать в виде

$$\eta=f_1\left(\frac{b}{D};\ \mathrm{M};\ \frac{u}{c};\ k;\ \mathrm{Re};\ \mathrm{Pr};\ \mathrm{Fr}\right); \tag{8.16}$$

$$\pi=f_2\left(\frac{b}{D};\ \mathrm{M};\ \frac{u}{c};\ k;\ \mathrm{Re};\ \mathrm{Pr};\ \mathrm{Fr}\right). \tag{8.17}$$

Если мы рассматриваем геометрически подобные лопаточные машины или одну и ту же машину, то отношение b/D, характеризующее

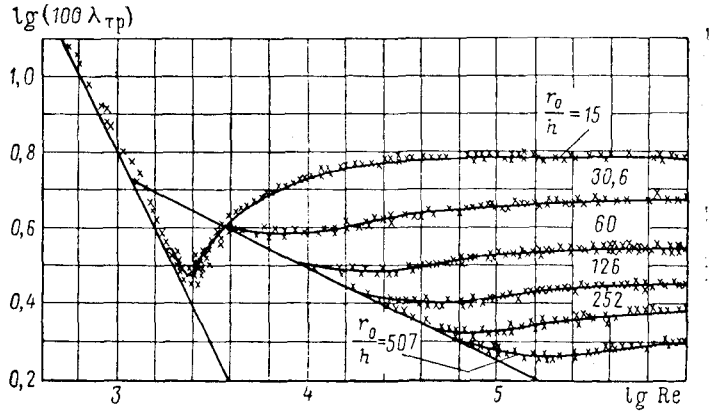


Рис. 8.3. Зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса при разных шероховатостях (по опытам Никурадзе)

геометрическое подобие, может, будучи постоянной величиной, не включаться в число критериев.

Обычно для газа влияние гравитационного поля невелико и поэтому можно исключить число Фруда. Критерий Прандтля состоит лишь из физических параметров и для газов одинаковой атомности является постоянной величиной, не зависящей ни от давления, ни от температуры.

Для одноатомных газов (гелий, аргон и др.) $\mathrm{Pr}=0{,}67$; двухатомных (водород, кислород, азот и др.) $\mathrm{Pr}=0{,}72$; трехатомных (аммиак, углекислый газ и др.) $\mathrm{Pr}=0{,}8$; четырехатомных и более $\mathrm{Pr}=1{,}0$.

Поскольку характеристики лопаточных машин рассматриваются для определенного газа, то число Pr можно считать постоянным и не включать его в число критериев. Критерий Рейнольдса зависит от вязкости, скорости, размеров и плотности. С уменьшением плотности число Рейнольдса уменьшается. В связи с таким влиянием плотности число Рейнольдса должно уменьшаться с подъемом на высоту, что является характерным для авиационных лопаточных машин. Как уже отмечалось, число Рейнольдса характеризует влияние вязкости на характер течения и потери из-за трения.

На рис. 8.3 показана зависимость коэффициента сопротивления

трения $\lambda_{тр}$*) от числа Re, откуда отчетливо видно, что при заданной относительной шероховатости $\varepsilon = r_0/h$, где r_0 — радиус трубы и h — средняя высота бугорков, коэффициент сопротивления, начиная с некоторого значения числа Re, остается постоянным.

Эта область значений чисел Re называется автомодельной.

Авиационные лопаточные машины в земных условиях и на не слишком больших высотах обычно работают в автомодельной по числу Re области.

В связи с этим, как правило, при построении характеристик влияния числа Re не учитывают.

Если же при заданных условиях это влияние будет уже достаточно существенным, то поправки на величину к. п. д. и напора следует вносить на основании экспериментальных данных.

Отношение c_p/c_v является для заданного состава газа, в основном, функцией температуры. Поэтому величина k должна изменяться с изменением скорости полета, степени повышения давления и т. п. Однако для средних условий изменение показателя k невелико. При работе на различных газах подобие нарушается.

Наибольшее влияние на к. п. д. и степень повышения или понижения давления оказывают число M и отношение u/c. Поэтому мы можем функциональную зависимость для характеристик лопаточных машин представить в виде

$$\eta = f_1\left(M;\ \frac{u}{c}\right); \tag{8.18}$$

$$\pi = f_2\left(M;\ \frac{u}{c}\right). \tag{8.19}$$

8.2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Рассмотренные критерии подобия лопаточных машин позволяют решать вопросы, связанные с их моделированием. Под моделированием понимается определение параметров так называемых модельных машин, отличающихся от исходных размерами, оборотами и другими данными, но позволяющих получать характеристики, идентичные характеристикам исходных машин или близкие к ним. Очевидно, что для этого должны удовлетворяться условия подобия. Обозначим величины, относящиеся к исходной (натурной) машине, индексом Н, а к машине модельной — индексом М. На основании рассмотренного выше и не учитывая влияния гравитационного поля, можно записать:

$$1)\ \frac{l_{\text{Н}}}{l_{\text{М}}} = \psi_l = idem;\quad 2)\ M_{\text{М}} = M_{\text{Н}};\quad 3)\ \left(\frac{u}{c}\right)_{\text{М}} = \left(\frac{u}{c}\right)_{\text{Н}};$$

$$4)\ \text{Re}_{\text{М}} = \text{Re}_{\text{Н}};\quad 5)\ k_{\text{М}} = k_{\text{Н}};\quad 6)\ \text{Pr}_{\text{М}} = \text{Pr}_{\text{Н}}.$$

Первое из этих условий соответствует геометрическому подобию этих машин, и коэффициент ψ_l является константой геометрического подобия. Если предположить, что модельная и натурная машины будут работать на одинаковых рабочих телах, то равенство критериев Прандтля будет всегда иметь место. Что же касается показателей k, то в общем случае они и при одинаковых рабочих телах могут

*) Величина $\lambda_{тр}$ связана с коэффициентом потерь трения $\xi = \Delta p/\gamma\frac{c^2}{2}$ соотношением $\xi = \lambda_{тр}(l/d)$, где l и d длина и диаметр трубы. В гл. 6 и 8 используется еще коэффициент трения $\xi_{тр} = \lambda_{тр}/4$.

отличаться, если начальные температуры рабочего тела в натурной и модельной машинах будут различными.

Исходя из равенства указанных критериев можем написать

$$\frac{c_{\text{м}}}{c_{\text{н}}}=\frac{a_{\text{м}}}{a_{\text{н}}}=\sqrt{\frac{kR_{\text{м}}T_{\text{м}}}{kR_{\text{н}}T_{\text{н}}}}=\left(\frac{R_{\text{м}}}{R_{\text{н}}}\right)^{0,5}\left(\frac{T_{\text{м}}}{T_{\text{н}}}\right)^{0,5}. \tag{8.20}$$

Аналогично

$$\frac{u_{\text{м}}}{u_{\text{н}}}=\left(\frac{R_{\text{м}}}{R_{\text{н}}}\right)^{0,5}\left(\frac{T_{\text{м}}}{T_{\text{н}}}\right)^{0,5}; \tag{8.21}$$

$$\frac{n_{\text{м}}}{n_{\text{н}}}=\psi_l\left(\frac{R_{\text{м}}}{R_{\text{н}}}\right)^{0,5}\left(\frac{T_{\text{м}}}{T_{\text{н}}}\right)^{0,5}. \tag{8.22}$$

Когда показатель адиабаты $k=c_p/c_v$ не будет одинаковым для натурного и модельного случаев, в правую часть уравнений (8.20) и (8.22) войдет еще множитель $(k_{\text{м}}/k_{\text{н}})^{0,5}$.

Действительно, если $k_{\text{н}}\neq k_{\text{м}}$, то для натуры и модели получаем

$$\frac{c_{\text{н}}^2}{k_{\text{н}}R_{\text{н}}T_{\text{н}}}=\frac{c_{\text{м}}^2}{k_{\text{м}}R_{\text{м}}T_{\text{м}}}.$$

Откуда вместо уравнения (8.20) имеем

$$\frac{c_{\text{м}}}{c_{\text{н}}}=\left(\frac{k_{\text{м}}}{k_{\text{н}}}\right)^{0,5}\left(\frac{R_{\text{м}}}{R_{\text{н}}}\right)^{0,5}\left(\frac{T_{\text{м}}}{T_{\text{н}}}\right)^{0,5}. \tag{8.23}$$

Аналогично изменяются уравнения (8.21) и (8.22).

Из условия равенства критериев Рейнольдса получаем

$$\frac{\text{Re}_{\text{м}}}{\text{Re}_{\text{н}}}=\frac{c_{\text{м}}l_{\text{м}}\gamma_{\text{м}}}{\mu_{\text{м}}}\,\frac{\mu_{\text{н}}}{c_{\text{н}}l_{\text{н}}\gamma_{\text{н}}}=1{,}0,$$

откуда

$$\frac{\gamma_{\text{м}}}{\gamma_{\text{н}}}=\frac{c_{\text{н}}}{c_{\text{м}}}\,\frac{l_{\text{н}}}{l_{\text{м}}}\,\frac{\mu_{\text{м}}}{\mu_{\text{н}}}=\psi_l\,\frac{\mu_{\text{м}}}{\mu_{\text{н}}}\left(\frac{R_{\text{м}}}{R_{\text{н}}}\right)^{-0,5}\left(\frac{T_{\text{м}}}{T_{\text{н}}}\right)^{-0,5}. \tag{8.24}$$

Отношение давлений рабочего тела в сходственных точках модельной и натурной машины выразится уравнением

$$\frac{p_{\text{м}}}{p_{\text{н}}}=\frac{\gamma_{\text{м}}}{\gamma_{\text{н}}}\,\frac{R_{\text{м}}}{R_{\text{н}}}\,\frac{T_{\text{м}}}{T_{\text{н}}}=\psi_l\,\frac{\mu_{\text{м}}}{\mu_{\text{н}}}\left(\frac{R_{\text{м}}}{R_{\text{н}}}\right)^{0,5}\left(\frac{T_{\text{м}}}{T_{\text{н}}}\right)^{0,5}. \tag{8.25}$$

Отношение расходов рабочего тела можно записать следующим образом:

$$\frac{G_{\text{м}}}{G_{\text{н}}}=\frac{c_{\text{м}}}{c_{\text{н}}}\,\frac{F_{\text{м}}}{F_{\text{н}}}\,\frac{\gamma_{\text{м}}}{\gamma_{\text{н}}}=\frac{1}{\psi_l}\left(\frac{\mu_{\text{м}}}{\mu_{\text{н}}}\right). \tag{8.26}$$

Отношение удельных работ запишем в виде

$$\frac{H_{\text{м}}}{H_{\text{н}}}=\frac{\overline{H}_{\text{м}}}{\overline{H}_{\text{н}}}\,\frac{u_{\text{м}}^2}{u_{\text{н}}^2},$$

где $\overline{H}$ — коэффициент напора ступени компрессора или коэффициент работы в ступени турбины. Очевидно, что $\overline{H}_{\text{м}}=\overline{H}_{\text{н}}$, и тогда $H_{\text{м}}/H_{\text{н}}=u_{\text{м}}^2/u_{\text{н}}^2$.

Для турбины под величиной $\overline{H}$ в данном случае понимается значение $\overline{H}_т = \overline{H}_{тu}\eta_з\eta_f\Omega$, и для компрессора

$$\overline{H}_к = \overline{H}_{th}\frac{\Omega}{\eta_з\eta_f}.$$

Применительно к многоступенчатым лопаточным машинам под величинами $\overline{H}$ и u следует понимать их средние значения:

$$\overline{H}_{ср} = \frac{H}{\sum_1^z u_i^2} = \frac{H}{zu_{ср}^2},$$

где z — число ступеней.

Так как значения $\overline{H}$ в модели и в натуре одинаковы, то, используя написанные выше уравнения для $u_м/u_н$, получим

$$\frac{H_м}{H_н} = \frac{R_м}{R_н}\frac{T_м}{T_н}. \qquad (8.27)$$

Наконец, отношение мощностей примет вид

$$\frac{N_м}{N_н} = \frac{G_м H_м}{G_н H_н} = \frac{1}{\psi_l}\frac{\mu_м}{\mu_н}\frac{R_м}{R_н}\frac{T_м}{T_н}. \qquad (8.28)$$

Если предположить, что критерии Рейнольдса не одинаковы и их отношение

$$\frac{\mathrm{Re}_м}{\mathrm{Re}_н} = \chi, \text{ где } \chi \gtrless 1{,}0,$$

то отношения плотностей, давлений, расходов и мощностей будут иметь вид:

$$\frac{\gamma_м}{\gamma_н} = \chi\psi_l\frac{\mu_м}{\mu_н}\left(\frac{R_м}{R_н}\right)^{-0{,}5}\left(\frac{T_м}{T_н}\right)^{-0{,}5}; \qquad (8.29)$$

$$\frac{p_м}{p_н} = \chi\psi_l\frac{\mu_м}{\mu_н}\left(\frac{R_м}{R_н}\right)^{0{,}5}\left(\frac{T_м}{T_н}\right)^{0{,}5}; \qquad (8.30)$$

$$\frac{G_м}{G_н} = \frac{\chi}{\psi_l}\frac{\mu_м}{\mu_н}; \qquad (8.31)$$

$$\frac{N_м}{N_н} = \frac{\chi}{\psi_l}\frac{\mu_м}{\mu_н}\frac{R_м}{R_н}\frac{T_м}{T_н}. \qquad (8.32)$$

Отношение напоров зависит от χ, но не в явном виде, а через потери и к. п. д. Рассмотрим несколько примеров. Так, если применительно к компрессору предположим, что модель и натура будут работать на одном и том же рабочем теле (например, воздух) при одинаковых условиях на всасывании, то при соблюдении подобия значения p, R и T и μ (а следовательно, и γ) будут одинаковыми как на всасывании, так и в других

сходственных точках модели и натуры, в силу чего без учета зависимости $H_м/H_н$ от χ будем иметь:

$$c_м = c_н; \quad u_м = u_н; \quad \frac{n_м}{n_н} = \psi_l;$$

$$\frac{\mathrm{Re}_м}{\mathrm{Re}_н} = \chi = \frac{1}{\psi_l}$$

или

$$\chi\psi_l = 1{,}0; \quad \frac{G_м}{G_н} = \frac{1}{\psi_l^2}; \quad \frac{H_м}{H_н} = 1{,}0;$$

$$\frac{N_м}{N_н} = \frac{1}{\psi_l^2}.$$

Например, в случае, когда $\psi_l = 2$, получаем $\mathrm{Re}_м/\mathrm{Re}_н = 0{,}5$ и $G_м/G_н = N_м/N_н = 0{,}25$. В связи с таким существенным уменьшением расхода и мощности исследования модельных компрессоров весьма широко применяются, несмотря на снижение чисел Рейнольдса. Если модель и натура будут испытываться на одном и том же рабочем теле и при одинаковой температуре, но будет накладываться условие, что $\chi = 1{,}0$, то на основании уравнений (8.23)—(8.27) получим, что

$$\gamma_м/\gamma_н = \psi_l; \quad p_м/p_н = \psi_l \quad \text{и} \quad G_м/G_н = N_м/N_н = 1/\psi_l.$$

При $\psi_l > 1{,}0$ эти соотношения для $\gamma_м/\gamma_н$ и $p_м/p_н$ могут быть реализованы, если модель будет испытываться с подачей на всасывание сжатого воздуха или в замкнутом контуре, в котором поддерживается более высокое давление.

Соотношение между расходом и мощностью в этом случае возрастет по сравнению с предыдущим случаем, что является следствием роста расхода и мощности у модели из-за более высокой плотности воздуха на входе.

Если испытание модели производить в замкнутом контуре на рабочем теле, имеющем большую молекулярную массу (или малое значение газовой постоянной R), то даже при одинаковых числах Re для модели и натуры можно получить значительное уменьшение мощности, затрачиваемой на модель. Так, например, в случае применения для модели фреона, имеющего $R = 68{,}9$ *дж/кг* · °K; $\mu = 1{,}169$ *кг/м* · *сек* и $k = 1{,}13$, получим по сравнению с испытанием на воздухе ($R = 287{,}3$ *дж/кг* · °K; $\mu = 1{,}715$ *кг/м* · *сек*).

$$\frac{N_м}{N_н} = \frac{1}{\psi_l} \cdot \frac{1{,}169}{1{,}715} \cdot \frac{68{,}9}{287{,}3} = \frac{1}{6{,}14\psi_l}.$$

Если даже $\psi_l = 1{,}0$, то потребная мощность уменьшится в шесть раз, а в случае, когда $\psi_l = 2$ — в двенадцать раз.

Как следует из уравнения (8.23) и последующих объяснений, отношение всех величин для модели и натуры должно зависеть и от показателя k. Однако даже с учетом этой зависимости и при соблюдении геометрического подобия при неравных значениях k подобие будет неполным. Это проявится в том, что отношение однородных величин в различных сходственных точках модели и натуры не будет оставаться постоянным, т. е. не будет соблюдаться постоянство констант подобия во всех точках. Как следствие этого, нарушится постоянство критериев подобия в сходственных точках и постоянство так называемых инвариантов подобия, т. е. отношений однородных величин в различных точках в пределах модели или в пределах натуры.

Рассмотрим для примера случай течения воздуха и фреона в геометрически подобном расширяющемся канале. Применим для расхода газа в сечении F канала выражение

$$G=\frac{sY(\lambda)pF}{\sqrt{RT^*}},$$

где

$$s=\sqrt{k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}\frac{1}{R}};$$

$$Y(\lambda)=\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}\frac{\lambda}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2};$$

p — статическое давление.

Исходя из равенства расхода в конечном и начальном сечениях канала можем написать для фреона:

$$p_{M2}=p_{M1}\frac{F_{M1}}{F_{M2}}\frac{Y(\lambda_{M1})}{Y(\lambda_{M2})}.$$

Аналогично для воздуха:

$$p_{H2}=p_{H1}\frac{F_{H1}}{F_{H2}}\frac{Y(\lambda_{H1})}{Y(\lambda_{H2})}.$$

Так как $F_{M1}/F_{M2}=F_{H1}/F_{H2}$, то отношение статических давлений в конце канала будет связано с отношением статических давлений в начале канала следующим выражением:

$$\frac{p_{M2}}{p_{H2}}=\frac{p_{M1}}{p_{H1}}\frac{Y(\lambda_{M1})}{Y(\lambda_{H1})}\frac{Y(\lambda_{H2})}{Y(\lambda_{M2})}. \qquad (8.33)$$

В случае, если бы имело место газодинамическое подобие, т. е. если бы $\lambda_{M1}=\lambda_{H1}$; $\lambda_{M2}=\lambda_{H2}$ и $k_M=k_H$, то, очевидно,

$$\frac{p_{M2}}{p_{H2}}=\frac{p_{M1}}{p_{H1}}.$$

Однако в рассматриваемом случае даже при условии, что $\lambda_{M1}=\lambda_{H1}$, приведенные скорости λ_{M2} и λ_{H2} не будут равны. Кроме того, $k_M\neq k_H$ и, следовательно,

$$\frac{p_{M2}}{p_{H2}}\neq\frac{p_{M1}}{p_{H1}}.$$

Отношение между приведенными скоростями λ_{M2} и λ_{H2} можно найти, вычислив их значения следующим образом. Примем для простоты, что течение в канале не имеет потерь. Тогда будем иметь равенство полных давлений в канале как для воздуха, так и для фреона:

$$p^*_{H2}=p^*_{H1} \text{ и } p^*_{M2}=p^*_{M1}.$$

Вследствие этого из уравнения равенства расходов получаем

$$q(\lambda_{н2}) = q(\lambda_{н1}) \frac{F_{н1}}{F_{н2}}; \tag{8.34}$$

$$q(\lambda_{м2}) = q(\lambda_{м1}) \frac{F_{м1}}{F_{м2}}. \tag{8.35}$$

Примем, что

$$\frac{F_{н1}}{F_{н2}} = \frac{F_{м1}}{F_{м2}} = 0{,}5$$

и

$$\lambda_{н1} = \lambda_{м1} = 0{,}8.$$

Тогда из уравнений (8.34) и (8.35) находим

$$\lambda_{н2} = 0{,}314 \quad \text{и} \quad \lambda_{м2} = 0{,}306.$$

Следовательно, $\lambda_{м2}/\lambda_{н2} = 0{,}974$.
Тогда из уравнения (8.33) получаем

$$\frac{p_{м2}}{p_{н2}} = 0{,}974 \frac{p_{м1}}{p_{н1}}. \tag{8.36}$$

Из уравнений (8.28) и (8.32) следует, что мощность модели изменяется пропорционально отношению $T_м/T_н$. Это имеет большое значение для испытания модельных турбин, в которых можно весьма существенно уменьшить мощность тормозного устройства за счет уменьшения температуры газа по сравнению с ее значением в натурных условиях. Уменьшение температуры будет ограничиваться обледенением рабочей части установки и приборов.

При уменьшении температуры будут снижаться требующаяся в модели окружная скорость [уравнение (8.21)], число оборотов [уравнение (8.22)] и давление на входе при заданном значении χ. Уменьшение мощности турбины повлечет за собой и соответствующее уменьшение мощности компрессора, подающего сжатый воздух для испытания модели. Так, например, при испытании модели турбины, для которой $\chi = 0{,}75$; $\psi_l = 2{,}5$; $T_м = 400°$ K и $T_н = 1200°$ K, получим согласно уравнению (8.32) отношение мощностей модельной и натурной турбины:

$$\frac{N_м}{N_н} = 0{,}0434.$$

Возможность иметь более низкую температуру при условиях, близких к полному подобию, и весьма существенно уменьшать мощность тормозного устройства и мощность компрессора для питания установки сжатым воздухом вызвала широкое использование модельных турбин для изучения характеристик и влияния различных параметров на характеристики и к. п. д. турбин.

Масштаб моделирования ψ_l по соображениям уменьшения расхода газа и мощности целесообразно выбирать побольше, т. е. делать меньше модельную турбину. Однако при выбранных параметрах на входе это приведет к уменьшению параметра Re, т. е. к удалению от подобия по числу Re. Кроме того, изготовление точной модели с значительно уменьшенными размерами всегда затруднено. Особенно трудно изготовить измерительные приборы для проточной части, имеющей малые размеры, так как относительно большие приборы внесут искажения в параметры потока.

Поэтому применяется двух- или трехкратное уменьшение размеров турбины по сравнению с натурой, т. е. $\psi_l = 2 \div 3$.

Приведенные выше уравнения не дают в явной форме зависимости размеров и основных параметров моделей от чисел M и Re. Если эти критерии заданы, то исходя из выражений для M и Re необходимый характерный размер l модельной лопаточной машины или установки определится соотношением

$$l = \mu \sqrt{\frac{R}{k}} \frac{T^{0,5}}{p} \frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{M}}. \tag{8.37}$$

Числа Re и M соответствуют скоростям, характерным для данной лопаточной машины или установки. Например, в турбине для определения Re и M характерной является относительная скорость на выходе из рабочего колеса, а характерным размером — хорда рабочего колеса. В установке для продувки компрессорных или турбинных решеток характерной будет скорость на входе или на выходе из решеток.

Если принять, что $\mu = CT^{0,76}$, то из уравнения (8.37) получим [42]

$$l = C \sqrt{\frac{R}{k}} \frac{T^{1,26}}{p} \frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{M}}, \tag{8.38}$$

где C — коэффициент пропорциональности.

Соответственно расход воздуха через проточную часть лопаточной машины или через рабочее сечение установки можно записать в виде

$$G = \gamma c F = \varkappa \gamma c l^2 = \varkappa \mu^2 \sqrt{\frac{R}{k}} \frac{T^{0,5}}{p} \frac{\mathrm{Re}^2}{\mathrm{M}} = \varkappa C^2 \sqrt{\frac{R}{k}} \frac{T^{2,02}}{p} \frac{\mathrm{Re}^2}{\mathrm{M}}, \tag{8.39}$$

где $\varkappa = F/l^2$ — коэффициент пропорциональности;
c — характерная скорость.

Мощность модельных компрессоров или турбин или компрессора, питающего сжатым воздухом установку, можем записать в виде

$$N = Gu^2 \bar{H} = Gc^2 \psi^2 \bar{H} = \varkappa \psi^2 \bar{H} \mu^2 \sqrt{kR}^{1,5} \frac{T^{1,5}}{p} \mathrm{M}\,\mathrm{Re}^2, \tag{8.40}$$

где $\psi = u/c$; $\bar{H}$ — коэффициент напора компрессора или коэффициент работы в турбине.

Следует отметить, что параметр ψ в данном случае является отношением окружной скорости к характерной, принятой для определения чисел Re и M и расхода в данной лопаточной машине или установке. Вводя $\mu = CT^{0,76}$, получим

$$N = \varkappa \psi^2 \bar{H} C^2 \sqrt{k} R^{1,5} \frac{T^{3,02}}{p} \mathrm{M}\,\mathrm{Re}^2. \tag{8.41}$$

Таким образом, мощность исследуемой лопаточной машины или вспомогательного компрессора установки пропорциональна произведению MRe^2. Пропорциональность мощности квадрату числа Рейнольдса есть основная причина того, что соблюдение подобия по числу Re часто не представляется возможным.

Изложенные выше общие положения по характеристикам лопаточных машин справедливы как для компрессоров, так и для турбин. Однако конкретные характеристики компрессоров и турбин имеют ряд особенностей, и поэтому в дальнейшем изложении они рассматриваются порознь.

8.3. ТИПЫ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПРЕССОРОВ

8.3.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ В ОБЩЕМ ВИДЕ

Характеристики компрессоров в виде зависимостей степени повышения давления и к. п. д. от чисел M и u/c [уравнения (8.18) и (8.19)] мало употребительны. Наиболее часто применяются характеристики, в которых критерий M заменяется критерием $q(\lambda)$, характеризующим расход. Очевидно, что эта замена не нарушает подобия, так как λ и $q(\lambda)$ при данном показателе k однозначно зависят от M.

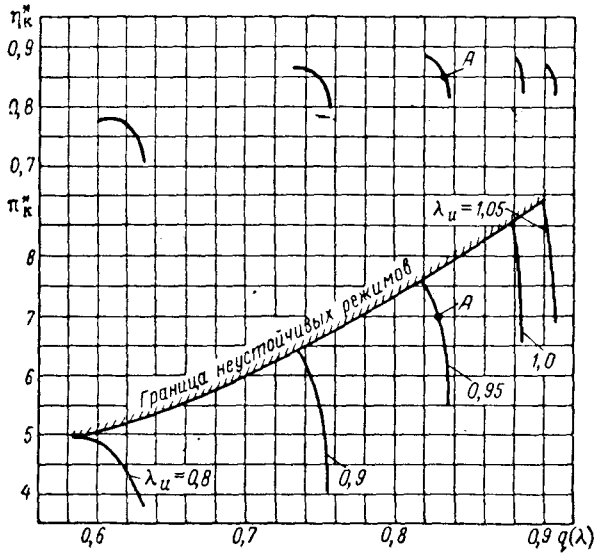


Рис. 8.4. Характеристики компрессора в виде $\pi_к^* = f_1[q(\lambda);\ \lambda_u];\ \eta_к^* = f_2[q(\lambda);\ \lambda_u]$

Что касается параметра u/c, то, разделив в нем числитель и знаменатель на скорость звука, получим

$$\frac{u/a}{c/a} = \frac{M_u}{M}.$$

Так как параметр M уже входит в функциональные зависимости (8.18) и (8.19), то следует вместо u/c ввести только M_u или $\lambda_u = u/a_{кр}$. Таким образом, характеристики компрессора можно записать в общем виде:

$$\pi_к^* = f_1[q(\lambda);\ \lambda_u]; \tag{8.42}$$

$$\eta_к^* = f_2[q(\lambda);\ \lambda_u]. \tag{8.43}$$

На таких характеристиках (рис. 8.4) критерий $q(\lambda)$ соответствует значению $\lambda_в$ на входе в компрессор. Значения $\pi_к^*$ и $\eta_к^*$ наносятся для различных значений λ_u. Важной особенностью характеристики компрессора является наличие границы неустойчивых режимов. Она обычно наносится на характеристику и ограничивает область значений $\pi_к^*$ и $\eta_к^*$, при которых компрессор работает устойчиво. Очевидно, что характеристика такого вида пригодна для всех геометрически подобных компрессоров при условии, что числа Re близки или соответствуют автомодельной области. Это позволяет использовать характеристику для подбора пара-

метров и размеров нового компрессора по параметрам и размерам известного компрессора.

Наряду с характеристикой рассмотренного типа встречаются и другие характеристики.

Из уравнения расхода на входе в компрессор имеем

$$q(\lambda_в)=\frac{G_в\sqrt{T_в^*}}{p_в^* F_в s}. \tag{8.44}$$

При $q(\lambda_в)=\text{const}$ правая часть уравнения (8.44) для данного компрессора будет оставаться неизменной при любых значениях $T_в^*$ и $p_в^*$. Поэтому можем написать

$$\frac{G_{в0}\sqrt{T_{в0}^*}}{p_{в0}^*}=\frac{G_в\sqrt{T_в^*}}{p_в^*}, \tag{8.45}$$

где индексом «0» обозначены значения, соответствующие стандартной атмосфере в земных условиях. Из уравнения (8.45) получаем

$$G_{в0}=G_в\frac{p_{в0}^*}{p_в^*}\sqrt{\frac{T_в^*}{T_{в0}^*}}. \tag{8.46}$$

Расход $G_{в0}$ называется приведенным расходом и в дальнейшем обозначается через $G_{пр}$. Поскольку он соответствует определенному значению $q(\lambda)$, то, следовательно, может рассматриваться в качестве критерия подобия.

Критерий подобия λ_u можно записать в виде

$$\lambda_u=\frac{u}{a_{кр}}=\frac{\pi D_к}{60\sqrt{2\frac{k}{k+1}R}}\frac{n}{\sqrt{T_в^*}}. \tag{8.47}$$

При $\lambda_u=\text{const}$ правая часть уравнения (8.47) для данного компрессора будет оставаться неизменной при всех условиях, в том числе и при стандартных. Поэтому получаем

$$\frac{n_0}{\sqrt{T_{в0}^*}}=\frac{n}{\sqrt{T_в^*}},$$

откуда

$$n_0=n\sqrt{\frac{T_{в0}^*}{T_в^*}}. \tag{8.48}$$

Число оборотов n_0 — называется приведенным числом оборотов и в дальнейшем для отличия от физических оборотов обозначается $n_{пр}$. Так как значение $n_0=n_{пр}$ соответствует определенной величине λ_u, то его можно также рассматривать в качестве критерия подобия.

В связи с этим характеристики компрессора можно записать в виде

$$\pi_к^*=f_1(n_{пр},\ G_{пр}); \tag{8.49}$$

$$\eta_к^*=f_2(n_{пр},\ G_{пр}). \tag{8.50}$$

Эти характеристики по своему виду будут аналогичны характеристикам, показанным на рис. 8.4, но соответствуют компрессору с заданными размерами. Иногда вместо абсолютных приведенных оборотов на характеристики наносятся относительные обороты, т. е. отношение данных оборотов к некоторым исходным (см. рис. 8.14).

За исходные приведенные обороты часто принимают обороты, соответствующие наружной температуре на уровне земли при стандартных условиях $T^*_{н0}=288°$ К. В данном случае они по уравнению (8.48) равны физическим оборотам, так как $T^*_в=T^*_{в0}$. При этом предполагается, что теплоотвод отсутствует, а следовательно, $T^*_{н0}=T^*_{в0}$.

Очевидно, что при постоянных физических оборотах отношение приведенных оборотов будет

$$\bar{n}=\frac{n_{пр}}{n_{пр0}}=\sqrt{\frac{T^*_{н0}}{T^*_н}},$$

где $n_{пр0}$ — приведенное (физическое) число оборотов при

$$T_{н0}=288° \text{ К}.$$

В случае изменения физических оборотов при постоянной температуре на входе будем иметь

$$\bar{n}=\frac{n_{пр}}{n_{пр0}}=\frac{n}{n_0}.$$

В отдельных случаях вместо массового приведенного расхода $G_{пр}$ применяется приведенный объемный расход $V_{пр}$, связанный с $G_{пр}$ соотношением

$$V_{пр}=G_{пр}\frac{RT^*_{в0}}{p^*_{в0}}.$$

Между приведенным и действительным объемными расходами имеется соотношение

$$V_{пр}=V\sqrt{\frac{T^*_{в0}}{T^*_в}}. \qquad (8.51)$$

При $\pi_к{}^*=\text{const}$, очевидно, существует равенство

$$\frac{H^*_{ад.пр}}{RT^*_{в0}}=\frac{H^*_{ад}}{RT^*_в},$$

откуда

$$H^*_{ад.пр}=H^*_{ад}\frac{T^*_{в0}}{T^*_в},$$

где $H^*_{ад.пр}$ — можно назвать приведенной адиабатической работой сжатия.

8.3.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НОВОГО КОМПРЕССОРА ПО ХАРАКТЕРИСТИКЕ ИЗВЕСТНОГО КОМПРЕССОРА

Если характеристика известного компрессора задана в виде зависимостей $\pi^*_к$ и $\eta^*_к$ от $q(\lambda_в)$ и $\lambda_и$, то ее можно следующим образом использовать для подбора параметров нового, геометрически подобного компрессора.

Предположим, что для нового компрессора задан расход воздуха $G_в$, степень повышения давления $\pi_к{}^*$, а также условия полета, т. е. температура и давление заторможенного потока на входе в компрессор ($T^*_в$ и $p^*_в$).

При заданном $\pi_к^*$ выберем на характеристике компрессора точку, соответствующую достаточному запасу устойчивой работы (см. разд. 8.6.6) и удовлетворительному значению к. п. д. Имея $q(\lambda_в)$ для выбранной точки (например, точка A на рис. 8.4), вычисляем площадь входного сечения по формуле

$$F = \frac{G_в \sqrt{T_в^*}}{p_в^* q(\lambda_в) s}. \tag{8.52}$$

Зная F и относительный диаметр втулки, который в силу геометрического подобия должен быть таким же, как и у известного компрессора, вычисляем диаметр нового компрессора

$$D_к' = \sqrt{\frac{4F}{\pi(1-\bar{d}_к^2)}}. \tag{8.53}$$

Так как из характеристики компрессора известно для выбранной точки значение λ_u, то можно определить окружную скорость и число оборотов компрессора:

$$u = \lambda_u a_{кр} \quad \text{и} \quad n = \frac{60u}{\pi D_к'}, \tag{8.54}$$

где

$$a_{кр} = \sqrt{2\frac{k}{k+1}RT_в^*}.$$

Все размеры нового компрессора должны определяться с сохранением константы геометрического подобия $\psi_l = D_к'/D_к'$, где $D_к$ — диаметр известного компрессора.

Допустимость полученных оборотов компрессора газотурбинного двигателя должна быть проверена с точки зрения прочности лопаток турбины. При недостаточном запасе прочности следует на характеристике компрессора выбрать другую точку.

Если характеристика известного компрессора задана в виде зависимостей $\pi_к^*$ и $\eta_к^*$ от приведенного расхода и приведенных оборотов, то ее также можно использовать для подбора размеров и параметров нового компрессора, для которого заданы значения расхода воздуха ($G_в$), условия на входе ($p_в^*$, $T_в^*$) и степень повышения давления ($\pi_к^*$).

Предположим, что на характеристике известного компрессора выбрана точка, соответствующая заданной для нового компрессора степени повышения давления. Тогда получаем для этой точки значения $G_{пр}$ и $n_{пр}$. Однако в новом и в известном компрессорах должны быть одинаковыми значения $q(\lambda_в)$ и λ_u, а не $G_{пр}$ и $n_{пр}$, так как последние соответствуют только определенным размерам известного компрессора.

Поэтому, учитывая уравнения (8.44) и (8.45), можем написать

$$\frac{G_{пр}}{F_в} = \frac{G_{пр}'}{F_в'}, \tag{8.55}$$

где индексом $'$ обозначены приведенный расход и площадь входного сечения нового компрессора. Приведенный расход $G_{пр}'$ подсчитывается по формуле (8.46) по заданным значениям $G_в$, $p_в^*$ и $T_в^*$. Поскольку равны относительные диаметры втулок на входе, то вместо соотношения (8.55) получаем

$$\frac{G_{пр}}{D_к^2} = \frac{G_{пр}'}{D_к'^2}. \tag{8.56}$$

Из этого уравнения определяется диаметр нового компрессора $D_к'$ и затем константа геометрического подобия $\psi_l = D_к'/D_к'$. Исходя из равенства λ_u в обоих компрессорах и учитывая уравнения (8.47) и (8.48), получаем

$$D_к n_{пр} = D_к' n_{пр}'. \tag{8.57}$$

Из этого равенства находится для нового компрессора приведенное число оборотов $n_{пр}'$. Физическое число оборотов может быть затем вычислено по уравнению (8.48). Характеристика нового компрессора получается из характеристики известного путем замены в ней значений $G_{пр}$ и $n_{пр}$ значениями $G_{пр}'$ и $n_{пр}'$, которые определяются с помощью соотношений:

$$G_{пр}' = G_{пр}\left(\frac{D_к'}{D_к}\right)^2;$$

$$n_{пр}' = n_{пр}\left(\frac{D_к}{D_к'}\right).$$

8.3.3. УПРОЩЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Характеристики одноступенчатых осевых компрессоров часто принято строить в виде зависимостей к. п. д. и коэффициента напора $\bar{H} = H_{ад}^*/u^2$ от коэффициента расхода $\bar{c}_a = c_a/u$, т. е. от отношения осевой скорости на входе к окружной скорости на среднем или внешнем диаметрах. Очевидно, что этот параметр также является критерием подобия.

Таким образом, вместо уравнений (8.18) и (8.19) для характеристик одноступенчатых компрессоров принимают:

$$\bar{H} = f_1(\bar{c}_a); \tag{8.58}$$

$$\eta_к = f_2(\bar{c}_a). \tag{8.59}$$

Такие характеристики будут в дальнейшем называться упрощенными. Не учитывать в характеристиках влияния второго критерия подобия, т. е. числа M, возможно лишь при умеренных его значениях в проточной части компрессора. Под числом M в данном случае следует принимать число $\tilde{M}_l$ в относительном движении.

В этом случае потери на расчетном режиме, в основном, определяются трением в пограничном слое и вторичными явлениями и мало зависят от сжимаемости. На нерасчетных режимах эти потери будут изменяться в связи с ростом или уменьшением углов атаки и, кроме того, могут возникать дополнительные потери из-за отрыва потока.

При небольших числах M и на нерасчетных режимах влияние сжимаемости будет проявляться слабо. Это было показано на рис. 5.5, откуда следовало, что C_x изменяется в зависимости от угла атаки при $M \leqslant 0{,}5$ значительно медленнее.

Так как $\eta_к^*$ и $\bar{H}$ взаимосвязаны между собой и с потерями, то закономерность изменения последних, в основном, и определит протекание изменения этих коэффициентов. Связь $\eta_к$ и $\bar{H}$ между собой и с потерями легко показать следующим путем.

Напишем выражение для адиабатического к. п. д. ступени:

$$\eta_к^* = \frac{H_{ад}^*}{H_к} = \frac{H_к - L_R^{*'}}{H_к} = 1 - \frac{L_R^{*'}}{H_к}.$$

Заменяя $H_к$ отношением $H^*_{ад}/\eta^*_к$, получим

$$\eta^*_к = 1 - \frac{L^{*'}_R \eta^*_к}{H^*_{ад}}.$$

Разделив числитель и знаменатель второго члена в правой части на u^2, будем иметь после преобразования

$$\bar{H} = \frac{\eta^*_к}{1 - \eta^*_к} \bar{L}_R, \tag{8.60}$$

где

$$\bar{L}_R = L^{*'}_R / u^2.$$

Строить упрощенные характеристики в виде зависимости степени повышения давления только от коэффициента расхода нельзя, так как

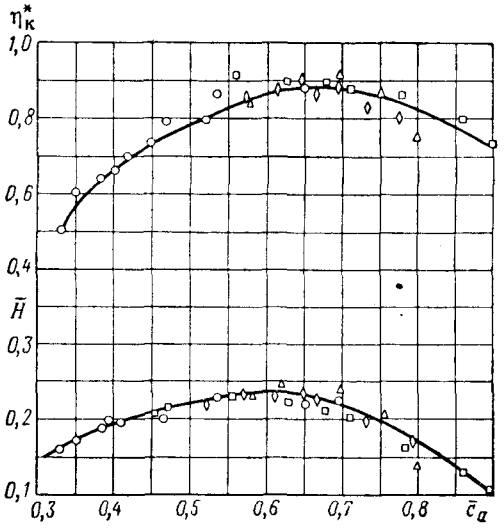


Рис. 8.5. Упрощенные характеристики ступени осевого компрессора:
□—$\widetilde{M}_1$=0,45; ◇—$\widetilde{M}_1$=0,6; △—$\widetilde{M}_1$=0,8; ○—$\widetilde{M}_1$=0,3

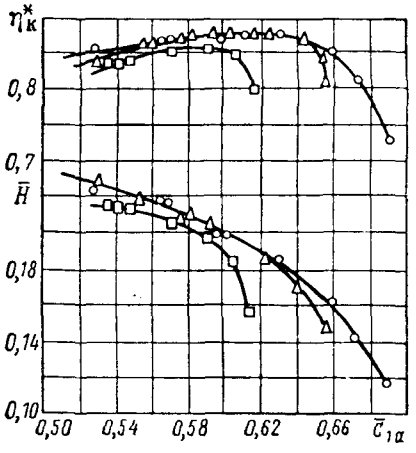


Рис. 8.6. Упрощенные характеристики ступени осевого компрессора:
△—$u_к$=270 *м/сек*; ○—$u_к$=240 *м/сек*; □—$u_к$=300 *м/сек*

$\pi_к^*$ существенно зависит и от критерия подобия M_u. Действительно, введя коэффициент напора, можем степень повышения давления записать в виде

$$\pi^*_к = \left(\frac{u^2 \bar{H}}{\frac{k}{k-1} RT^*} + 1 \right)^{\frac{k}{k-1}} = [(k-1)\tau(\lambda_1) M_u^2 \bar{H} + 1]^{\frac{k}{k-1}}, \tag{8.61}$$

где

$$\tau(\lambda_1) = T_1 / T_1^*.$$

Критерий подобия M_u однозначно связан с критериями подобия $\widetilde{M}_1$ и $\bar{c}_a$. Например, при $c_{1u}=0$ получаем

$$\widetilde{M}_1 = \frac{w_1}{a_1} = \frac{\sqrt{c_a^2 + u^2}}{a_1} = M_u \sqrt{\bar{c}_a^2 + 1}.$$

Таким образом, даже относительно небольшое изменение $\widetilde{M}_1$ (и, следовательно, M_u при заданном $\bar{c}_a$) должно заметно влиять на степень повышения давления, и поэтому характеристики для $\pi_к^*$ можно строить только в виде, содержащем два критерия подобия.

На рис. 8.5 показаны типичные упрощенные характеристики ступени осевого компрессора. Они в достаточно широком диапазоне коэффициентов расхода мало зависят от окружной скорости и могут быть представлены в виде одной кривой для коэффициента напора и к. п. д. до значений числа $\widetilde{M}_1$ по относительной скорости на входе, равных приблизительно 0,75.

Характеристика ступени для значений числа $\widetilde{M}_1>0{,}75$ в относительном потоке может быть представлена в виде семейства кривых для различных чисел оборотов или окружных скоростей, и тогда термин «упрощенные характеристики» не является оправданным. Это показано на рис. 8.6, где характеристики при окружных скоростях 240 и 270 *м/сек*, соответствующих числам $\widetilde{M}_1=0{,}6$ и 0,7 (при $c_a=0{,}63$), практически совпадают, а при $u_к=300$ *м/сек*, когда $\widetilde{M}_1>0{,}75$, характеристики расслаиваются.

8.3.4. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПРЕССОРОВ

Характеристики компрессоров получают экспериментальным или расчетным путем*).

Экспериментальные характеристики получают следующими методами:

— на специальных стендах;

— непосредственно на двигателе при его испытаниях.

Стенды для получения характеристик компрессоров могут быть следующих типов:

а) открытые стенды с всасыванием воздуха непосредственно из атмосферы;

б) стенды с подачей горячего и холодного воздуха при различных давлениях;

в) стенды с замкнутым контуром.

Все эти типы стендов могут быть созданы для снятия характеристик либо только модельных компрессоров, либо компрессоров натурных двигателей. Как рассматривалось выше, стенды для испытания модельных компрессоров должны существенно отличаться от стендов для испытания натурных компрессоров по расходу воздуха, по затрачиваемой мощности и, следовательно, по размерам и стоимости. Открытые стенды с всасыванием воздуха непосредственно из атмосферы являются наиболее простыми. Сущность их устройства и работы хорошо видна из рис. 8.7. Компрессор вращается чаще всего электродвигателем, хотя встречаются стенды с приводом от паровой или газовой турбины или от поршневого двигателя.

Стенд снабжен устройством для измерения крутящего момента. В частности, на стендах с электроприводом применяется часто электромотор с качающимся корпусом (пендель-мотор), отклонения которого от исходного положения непосредственно связаны с моментом на ведущем валу. Измерение момента при известном числе оборотов позволяет определять мощность, затрачиваемую на вращение компрессора, по уравнению

$$N=\frac{M_{кр}n}{1000}\ квт,$$

где n — *об/сек*.

*) Методы расчета характеристик рассмотрены в разд. 8.10.

Расход воздуха измеряется с помощью либо стандартных сопел и диафрагм, либо мерного коллектора, располагаемого на входе в компрессор. Изменение расхода воздуха производится с помощью дроссельного устройства на входе в компрессор или на выходе из него. При дросселировании на входе уменьшается плотность и массовый расход воздуха, что при одном и том же объемном расходе (или $\bar{c}_a$) дает уменьшение мощности, затрачиваемой на вращение компрессора. Однако при этом уменьшаются числа Рейнольдса, при которых работает компрессор.

На рассматриваемом стенде температура воздуха на входе определяется атмосферными условиями. Поэтому получать приведенные обороты, соответствующие различным условиям полета, в частности, боль-

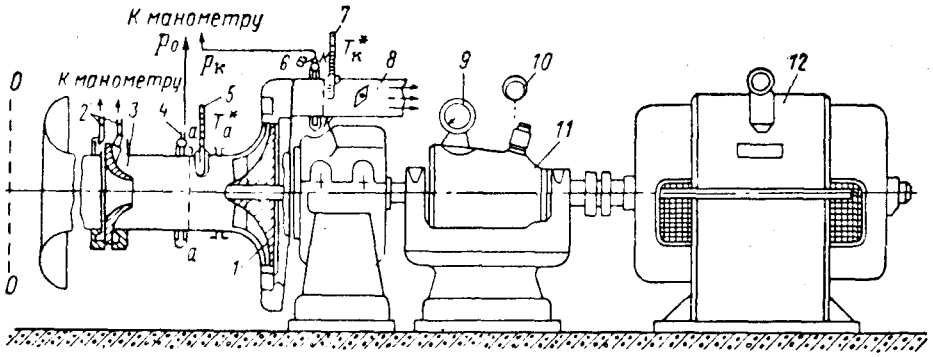


Рис. 8.7. Схема стенда для испытания компрессора с всасыванием воздуха из атмосферы:

1—испытуемый компрессор; *2*—измерение расхода воздуха; *3*—мерное сопло; *4*—измерение статического давления на входе в компрессор; *5*—измерение температуры торможения на входе в компрессор; *6*—измерение статического давления на выходе из компрессора; *7*—измерение температуры торможения на выходе из компрессора; *8*—дроссельная заслонка; *9*—измерение крутящего момента; *10*—измерение числа оборотов; *11*—мультипликатор; *12*—электродвигатель

шой высоте при малой скорости или при больших сверхзвуковых скоростях, возможно только путем изменения физических оборотов в достаточно широких пределах.

Так, например, режим работы компрессора на стенде при нормальных условиях, т. е. когда температура $T^*_{н0}=288°$ К, соответствует по температуре торможения (и следовательно, по приведенным оборотам) полету с числом $M_H=1{,}28$ на высотах $H\geqslant 11$ *км*, где в соответствии с таблицами стандартной атмосферы температура воздуха $T_н=216{,}5°$ К. Если принять приведенные числа оборотов при $T_н^*=288°$ К за 100%, то по отношению к ним приведенные числа оборотов при других числах M_H полета на высотах $H\geqslant 11$ *км* будут иметь значения в %, показанные в табл. 8.3.

Таблица 8.3

M_H	0,9	1,0	1,28	1,5	1,7	2,0	2,5	3,0
$\bar{n}_{пр}$ в %	108,2	107	100	95,6	91,5	86	77	69

Если испытывать компрессор при постоянной температуре $T^*_{н0}=$ $=288°$ К, то для получения указанного в табл. 8.3 изменения $n_{пр}$ требуется в таких же пределах изменять физические числа оборотов.

Это в принципе не мешает изучению характеристик, но связано с перегрузкой лопаток по напряжениям от центробежных сил в области $\bar{n}_{пр}>1{,}0$ и с искажением действительного уровня вибрационных и, в частности, резонансных напряжений, особенно при пониженных оборотах.

Кроме того, при оборотах, отличных от действительных, не будут воспроизводиться деформации лопаток и, в частности, их углов установки.

При испытании в земных условиях значительные отличия будут также и в давлениях и, следовательно, в числах Рейнольдса по сравнению с давлениями и числами Re при работе компрессора на больших высотах и при полетах с большими скоростями.

Устранить эти недостатки возможно только при наличии на стенде системы подачи подогретого или охлаждаемого воздуха при различных давлениях. На рис. 8.8 показана принципиальная схема такого стенда,

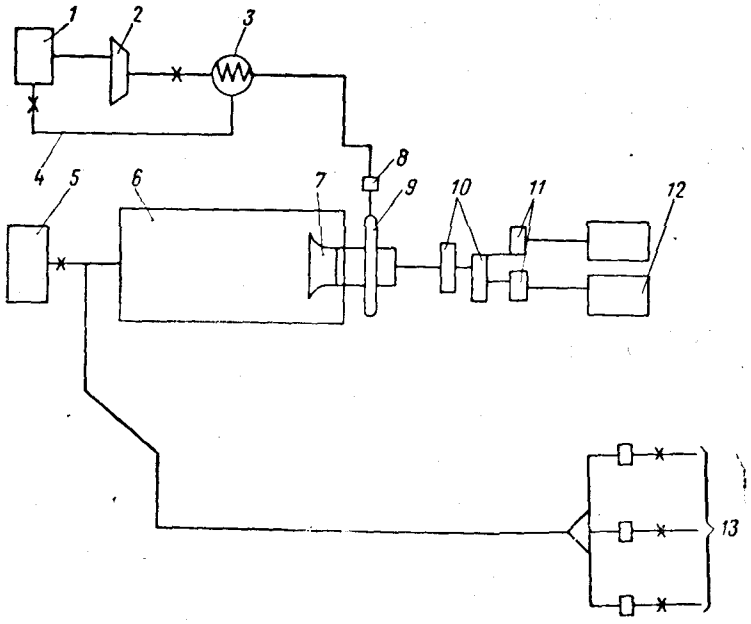


Рис. 8.8. Схема стенда для испытания компрессора при различных температурах и давлениях:

1—выхлопная шахта; *2*—эксгаустер; *3*—холодильник; *4*—магистраль при испытании без эксгаустера; *5*—всасывающая шахта; *6*—термобарокамера; *7*—испытуемый компрессор; *8*—дроссель; *9*—сборник; *10*—мультипликатор; *11*—гидромуфты; *12*—электродвигатели; *13*—системы подачи воздуха с различным давлением и температурой

откуда видно, что компрессор помещается в термобарокамеру, в которой создаются давления и температуры, соответствующие данной высоте и скорости полета. В случае, когда в термобарокамере и на выходе из компрессора должно быть давление ниже атмосферного, воздух из компрессора и барокамеры отсасывается эксгаустером. Стенд позволяет также производить испытания и при всасывании непосредственно из атмосферы через шахту *5*.

Обеспечение такого стенда горячим и холодным воздухом при разных давлениях требует сложного и дорогостоящего оборудования (электроподогревателей, холодильников, компрессоров и др.), особенно для испытания натурных компрессоров в связи с большими расходами воздуха.

Испытания компрессоров с различными температурами и давлениями можно производить также на стендах с замкнутым контуром (рис. 8.9). Температура на входе в компрессор в таком стенде регулируется с помощью холодильника, поставленного за компрессором. Давление на входе в компрессор определяется давлением, предварительно созданным в контуре. В частности, при очень малых давлениях на таком стенде возможно испытывать натурные компрессоры при за-

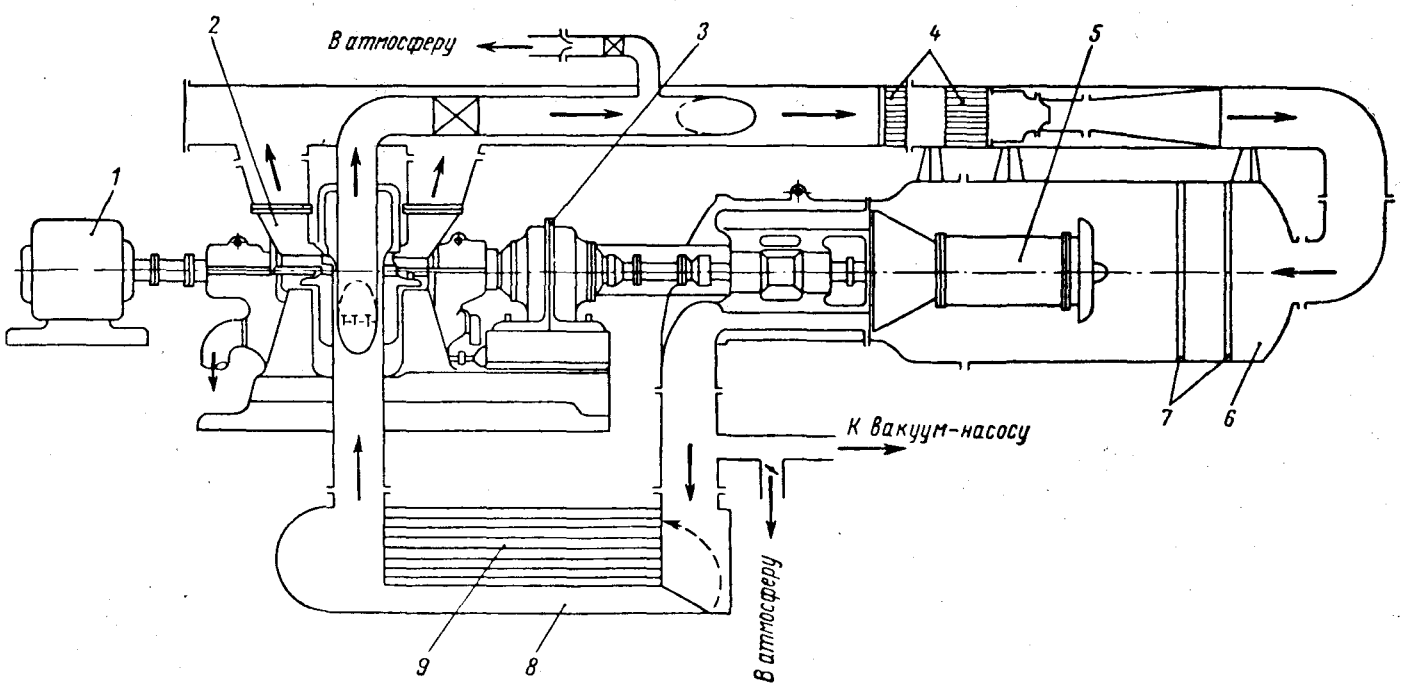


Рис. 8.9. Схема стенда с замкнутым контуром для испытания компрессоров:

1—электродвигатель; *2*—холодильная турбина; *3*—мультипликатор; *4*—спрямляющие решетки; *5*—испытуемый компрессор; *6*—барокамера; *7*—сетки; *8*—обводной канал; *9*—холодильник

трате относительно небольшой мощности. Однако при этом числа Рейнольдса могут оказаться значительно ниже критических, в результате чего они начнут оказывать значительное влияние на характеристику, т. е. на к. п. д., расход и напор.

Вообще, в связи с возможностью создавать в контуре различное начальное давление стенд с замкнутым контуром позволяет изучать влияние на характеристики различных чисел Рейнольдса, если имеется запас мощности для проведения испытаний при повышенных давлениях.

Стенд с замкнутым контуром позволяет изучить характеристики компрессоров на различных рабочих газах. В частности, как показано было выше, при применении газов с большей молекулярной массой (например, фреона) можно весьма значительно уменьшить мощность, затрачиваемую на вращение компрессора.

При снятии характеристик компрессора непосредственно на двигателе необходимо стенд оборудовать устройством для измерения расхода воздуха. Кроме того, на компрессоре должны быть установлены датчики для измерения полей температур и давлений на входе в компрессор и на выходе из него, по которым определяются средние значения параметров.

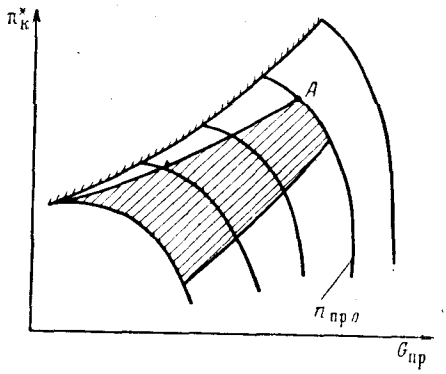


Рис. 8.10. Область характеристики компрессора, снимаемой при испытании двигателя с регулируемым реактивным соплом

Очевидно, что при испытании двигателя с всасыванием воздуха из атмосферы приведенные обороты будут ограничиваться максимально допустимыми физическими оборотами и температурой атмосферного воздуха, как и на упрощенном стенде, рассмотренном выше.

Одновременно, в отличие от этого стенда, будет существенно ограничен диапазон характеристики при каждом приведенном числе оборотов. Для пояснения этого рассмотрим в качестве примера ту область характеристики компрессора ТРД, которую можно получить при испытании двигателя в стендовых условиях. Предположим, что на характеристике этого компрессора (рис. 8.10) точка A соответствует работе двигателя с максимальными оборотами в стендовых (земных) условиях. Поскольку увеличить эти обороты нельзя, то очевидно, что вся область характеристики, в которой приведенные числа оборотов превышают приведенное число оборотов $n_{пр0}$ в точке A, получена быть не может, исключая случай испытания двигателя при пониженной температуре воздуха (зимой или на высотной установке). Параметры ($\pi_к^*$ и $\eta_к^*$) компрессора, соответствующие приведенным оборотам $n_{пр0}$, но при меньших расходах воздуха, можно получить, уменьшая проходные сечения соплового аппарата турбины и реактивного сопла по отдельности или одновременно.

Легко показать, что когда уменьшается проходное сечение реактивного сопла, степень понижения давления в турбине будет уменьшаться.

Запишем уравнение равенства расхода через минимальное сечение первого соплового аппарата $F_{с.а}$ и выходное (или минимальное) сечение реактивного сопла $F_с$:

$$\frac{F_{с.а} q(\lambda_{с.а}) p_г^* \delta_{с.а} s_г}{\sqrt{T_г^*}} = \frac{F_с q(\lambda_с) p_т^* \delta_с s_г}{\sqrt{T_т^*}}.$$

Так как $p_г^*/p_т^* = \pi_т^*$ и $\sqrt{\frac{T_г^*}{T_т^*}} = \pi_т^{*\frac{n_т-1}{2n_т}}$, то после преобразований получим

$$\pi_т^{*\frac{n_т+1}{2n_т}} = \frac{F_с}{F_{с.а}} \frac{q(\lambda_с)}{q(\lambda_{с.а})} \frac{\delta_с}{\delta_{с.а}}, \qquad (8.62)$$

где $n_т$ — показатель политропы расширения в турбине.

Из уравнения (8.62) видно, что уменьшение $F_с$, т. е. сечения реактивного сопла, приводит к уменьшению $\pi_т^*$, так как $q(\lambda_с)$ обычно близко к единице. При неизменной температуре газа это приводило бы и к уменьшению работы турбины. Однако с уменьшением расхода при $n_{пр0} = \text{const}$ работа, затрачиваемая на компрессор, будет возрастать. Поэтому для сохранения неизменными чисел оборотов необходимо увеличивать температуру газов перед турбиной, сохраняя за счет этого необходимый баланс между работами компрессора и турбины. Так как температура газа при максимальных числах оборотов является также максимально допустимой, то увеличение ее невозможно. Поэтому при испытании двигателя снять характеристику, лежащую выше точки A, сохраняя неизменными приведенные (и физические) числа оборотов, не представляется возможным.

Из уравнения (8.62) также видно, что если бы расход уменьшался за счет уменьшения $F_{с.а}$, то степень понижения давления в турбине даже возрастала бы и, следовательно, оказалось бы возможным получить некоторую часть характеристики при постоянных оборотах, лежащую выше точки A, так как при возрастании $\pi_т^*$ возможно обойтись без повышения температуры газа. Для получения характеристики, лежащей ниже точки А, при неизменных приведенных оборотах необходимо увеличивать проходное сечение реактивного сопла $F_с$. В этом случае, как видно из уравнения (8.62), степень понижения давления в турбине будет возрастать. Одновременно уменьшается работа, затрачиваемая на компрессор. Поэтому для поддержания неизменными чисел оборотов температуру газа перед турбиной потребуется уменьшать и, следовательно, с этой точки зрения ограничений возникать не будет. Однако при раскрытии реактивного сопла будет возрастать абсолютная скорость газа на выходе из турбины. Действительно, если составить уравнение равенства расходов в выходных сечениях турбины и реактивного сопла, то, учитывая постоянство температуры торможения в этих сечениях, получим

$$q(\lambda_т)\sin\alpha_т = \frac{q(\lambda_с) F_с \delta_с}{F_т},$$

или

$$q(\lambda_т) \cong \frac{q(\lambda_с) F_с \delta_с}{F_т}, \qquad (8.63)$$

так как $\sin\alpha_т$ — обычно близок к единице.

С увеличением $F_с$ левая часть уравнения будет возрастать, хотя $q(\lambda_с)$ при этом и будет несколько уменьшаться. Предельные значения $F_с$ соответствуют условию $q(\lambda_т) = 1{,}0$, т. е. когда абсолютная скорость на выходе из турбины достигнет критической скорости и дальнейшее увеличение как $\lambda_т$, так и $\pi_т^*$ станет невозможным. Поэтому нельзя будет получить характеристику компрессора ниже точки, соответствующей $\lambda_т \approx 1{,}0$.

Значение $\lambda_т$ за турбиной на расчетном режиме находится обычно в пределах 0,5—0,6; следовательно, $q(\lambda_т) = 0{,}7121 \div 0{,}8133$. Поэтому при увеличении $F_с$ на 20—40% $q(\lambda_т)$ приближается по величине к единице

Реально изменение $q(\lambda_т)$ и $\pi_т^*$ практически прекратится при увеличении $F_с$ всего на 10—20%, так как, начиная с $\lambda_т=0{,}85$—$0{,}9$, рост $q(\lambda_т)$ происходит крайне медленно. Если при увеличении расхода одновременно с увеличением сечения реактивного сопла увеличивать $F_{с.а}$, то степень понижения давления в турбине будет возрастать медленнее, чем в предыдущем случае. Вследствие этого рост $\lambda_т$ будет менее интенсивным, и станет возможным опуститься по линии $n_{пр0}=\text{const}$ ниже, нежели при $F_{с.а}=\text{const}$, так как режим с $\lambda_т$, близким к единице, наступит позднее.

Для пониженных приведенных оборотов получение характеристик становится возможным в более широком диапазоне расходов вследствие снижения температуры газов перед турбиной и уменьшения $\lambda_т$ за турбиной. Поэтому расширяется та область характеристики, которую можно снять при испытании двигателя. Эта область в случае применения только реактивного сопла с изменяемым сечением показана на рис. 8.10 в виде заштрихованной площади.

8.4. ХАРАКТЕРИСТИКА СЕТИ

8.4.1. ХАРАКТЕРИСТИКА СЕТИ С ДРОССЕЛЕМ НА ВЫХОДЕ

Рабочий режим компрессора определяется пересечением характеристики компрессора и характеристики сети. Под характеристикой сети понимают зависимость сопротивления сети от определяющих параметров. В общем случае сопротивление сети состоит из потерь на трение, местных потерь, а также некоторого постоянного статического давления и разности кинетических энергий на входе в сеть и на выходе из нее.

Сопротивление сети, выраженное в безразмерной форме, можно при заданной ее геометрии записать, как и характеристику компрессора, функциональной зависимостью от ряда критериев подобия (при $k=\text{const}$):

$$\frac{L_{Rс}}{RT}=f(\mathrm{M},\ \mathrm{Re},\ \mathrm{Pr},\ \mathrm{Fr}), \tag{8.64}$$

где $L_{R\,с}$ — сопротивление сети в *дж/кг*.

Заменяя критерий M критерием $q(\lambda)$ и предполагая, что течение газа в сети происходит в автомодельной области по критерию Re, а также предполагая, как и в характеристиках компрессора, что можно не учитывать критерии Pr и Fr, получим

$$\frac{L_{Rс}}{RT}=f[q(\lambda)]. \tag{8.65}$$

Сопротивление сети преодолевается напором компрессора. Рассмотрим сеть, имеющуюся на стенде для испытания компрессора с всасыванием из атмосферы и с выхлопом после дросселя в атмосферу (рис. 8.11). Напишем уравнение энергии для участков сети перед и за компрессором между сечениями 0—0, в—в и сечениями к—к, н—н:

$$\int_{в}^{0}\frac{dp}{\gamma}-{}_{в}^{0}L_{Rс}+\frac{c_0^2-c_в^2}{2}=0; \tag{8.66}$$

$$\int_{н}^{к}\frac{dp}{\gamma}-{}_{н}^{к}L_{Rс}+\frac{c_к^2-c_н^2}{2}=0. \tag{8.67}$$

Суммируя эти уравнения, получим

$$\int_{в}^{0}\frac{dp}{\gamma}+\int_{н}^{к}\frac{dp}{\gamma}-\overset{0}{\underset{в}{L}}_{Rс}-\overset{к}{\underset{н}{L}}_{Rс}+\frac{c_0^2-c_в^2}{2}+\frac{c_к^2-c_н^2}{2}=0. \qquad (8.68)$$

Так как давление в сечении н—н равно, так же как и в сечении 0—0, атмосферному, то можем написать (рис. 8.12)

$$\int_{в}^{0}\frac{dp}{\gamma}+\int_{н}^{к}\frac{dp}{\gamma}=\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}+f(L_{Rс}), \qquad (8.69)$$

где $\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}$ — политропическая работа сжатия в компрессоре;

$f(L_{Rс})$ — различие между политропической работой сжатия компрессора и политропическими работами расширения в сети, обусловленное влиянием потерь в сети.

Если бы газ выходил не в атмосферу, т. е. если бы в сечении н—н было некоторое повышенное по сравнению с атмосферой статическое давление, то в правую часть уравнения (8.69) входил бы еще член, учитывающий это различие давлений.

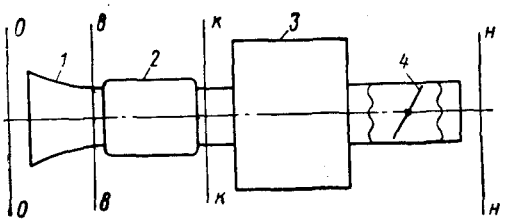


Рис. 8.11. Сеть с дросселем на выхлопе в атмосферу:

1—входной патрубок; *2*—компрессор; *3*—ресивер; *4*—дроссель

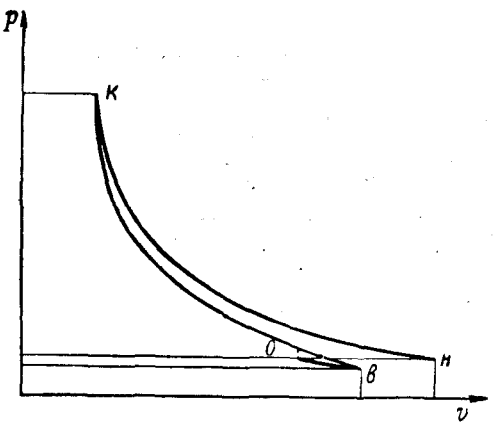


Рис. 8.12. Работы сжатия и расширения в сети в p—v-диаграмме:

0—в—расширение во входном патрубке; в—к—сжатие в компрессоре; к—н—расширение в выхлопном тракте

На основании уравнения (8.69) можем уравнение (8.68) записать в виде

$$H_{vп}-L_{Rс}=0, \qquad (8.70)$$

где $H_{vп}=\int_{в}^{к}\frac{dp}{\gamma}+\frac{c_к^2-c_в^2}{2}$ — полный политропический напор компрессора;

$L_{Rс}=\overset{0}{\underset{в}{L}}_{Rс}+\overset{к}{\underset{н}{L}}_{Rс}-f(L_{Rс})-\frac{c_0^2-c_н^2}{2}$ — полное сопротивление сети.

Исходя из уравнения (8.70) имеем

$$\frac{H^*_{ад}}{RT^*_в}=\frac{L_{Rс}}{\chi RT^*_в}, \qquad (8.71)$$

где $H^*_{ад}$ — адиабатическая работа сжатия в компрессоре по параметрам заторможенного потока;

$$\chi=\frac{H_{vп}}{H^*_{ад}}.$$

Из равенств (8.71) и (8.65) следует, что характеристика сети может быть изображена в тех же координатах, что и характеристика компрессора $[H^*_{ал}/RT^*_в$ и $q(\lambda_в)]$, вследствие чего их пересечение и определит рабочий режим компрессора *). Так как $H^*_{ад}/RT^*_в = \varphi(\pi^*_к)$, то это в равной степени относится и к характеристике, построенной в координатах $\pi^*_к = f[q(\lambda_в)]$. Выясним общую закономерность изменения сопротивления сети в зависимости от $q(\lambda_в)$ или $G_{пр}$.

Сопротивление сети без учета члена $f(L_{Rc})$ можно записать в виде

$$L_{Rc} = \Sigma\xi_i \frac{c_i^2}{2},$$

где ξ_i — коэффициент сопротивления отдельных участков сети;

c_i — скорость на входе в отдельные участки.

Если потери, соответствующие разности кинетических энергий на входе и выходе, отнести к скоростному напору на выходе, то коэффициент сопротивления для этих потерь будет иметь вид

$$\xi_i = \left(\frac{c_0}{c_н}\right)^2 - 1.$$

Заменяя скорость через массовый расход, площадь и плотность, получим

$$L_{Rc} = \frac{G_в^2}{2} \Sigma\xi_i \frac{1}{(F_i\gamma_i)^2}. \qquad (8.72)$$

Переходя к безразмерному выражению для L_{Rc} и к приведенному расходу воздуха на входе в компрессор, можем написать

$$\frac{L_{Rc}}{RT^*_в} = G^2_{пр} \frac{RT_0}{2p_0^2} \Sigma\xi_i \frac{1}{F_i^2} \left(\frac{p^*_в}{p_i}\right)^2 \left(\frac{T_i}{T^*_в}\right)^2,$$

где T_0 и p_0 — температура и давление, к которым производится приведение.

Если принять, что сопротивление сети определяется сопротивлением дросселя, то это уравнение можно записать в виде

$$\frac{L_{Rc}}{RT^*_в} = AG^2_{пр}, \qquad (8.73)$$

где

$$A = \frac{RT_0}{2p_0^2 F^2_{вх.др}} \left(\frac{p^*_в}{p_{др}}\right)^2 \left(\frac{T_{др}}{T^*_в}\right)^2 \xi_{др};$$

$F_{вх.др}$ — площадь проходного сечения трубы перед дросселем, а $p_{др}$ и $T_{др}$ — давление и температура в этом сечении.

Коэффициент сопротивления дросселя $\xi_{др}$ зависит от соотношения площадей сечения $F_{вх.др}$ в трубе перед дросселем и в узком его сечении $F_{др}$ и может быть записан в виде [31]

$$\xi_{др} = \left[\left(\frac{F_{вх.др}}{\alpha F_{др}}\right)^2 - 1\right],$$

где α — коэффициент сжатия струи.

Коэффициент A изменяется в зависимости от положения дросселя, а также вследствие изменения $p_{др}$ и $T_{др}$.

---

*) При этом для коэффициента χ можно принять некоторое среднее значение.

При постоянном сечении дросселя $\xi_{др}=\text{const}$, но $p_{др}$ и $T_{др}$ изменяются в зависимости от расхода воздуха через компрессор.

Поэтому в общем случае коэффициент A является переменной величиной, и характеристика сети в виде $L_{R\,c}/RT^*_в=f(G_{в.пр})$ при заданном положении дросселя не будет параболой.

Для малых отношений давлений, когда можно пренебречь сжимаемостью, характеристика сети будет иметь вид параболы, крутизна протекания которой определяется положением дросселя. Это следует и из уравнения (8.73), поскольку, пренебрегая сжимаемостью, можем написать

$$\left(\frac{p^*_в}{p_{др}}\right)^2\left(\frac{T_{др}}{T^*_в}\right)^2=\frac{\gamma^*_в}{\gamma_{др}}=1{,}0.$$

Целесообразно также установить связь между характеристиками сети многоступенчатого компрессора и его отдельных ступеней, использовав координаты $(\overline{H};\ \bar{c}_a)$. Из уравнения (8.71) получаем

$$H^*_{ад}=\frac{L_{Rc}}{\chi}\quad\text{или}\quad H^*_{ад}=\eta^*_{ад}\sum_1^z\frac{H^*_{ад\,i}}{\eta^*_{ад\,i}}=\frac{L_{Rc}}{\chi}$$

и, следовательно, $A=\text{const}$ при $F_{др}=\text{const}$. Разделив это равенство на квадрат окружной скорости, получим

$$\eta^*_{ад}\sum_1^z\frac{\overline{H}_i}{\eta^*_{ад\,i}}=\frac{\overline{L}_{Rc}}{\chi}\,. \tag{8.74}$$

Уравнение (8.72) можно записать следующим образом:

$$L_{Rc}=\frac{c_a^2}{2}\sum\xi_i\left(\frac{F_в\gamma_в}{F_i\gamma_i}\right)^2,$$

где c_a, $F_в$, $\gamma_в$ — осевая скорость, площадь и плотность на входе в компрессор; разделив обе части этого уравнения на квадрат окружной скорости и учитывая уравнение (8.74), будем иметь

$$\sum_1^z\frac{\overline{H}_i}{\eta^*_{ад\,i}}=\frac{\bar{c}_a^2}{2\chi\eta^*_{ад}}\sum\xi_i\left(\frac{F_в\gamma_в}{F_i\gamma_i}\right)^2.$$

Для одной ступени, работающей в сети самостоятельно, получим

$$\overline{H}=\frac{\bar{c}_a^2}{2\chi}\sum\xi_i\left(\frac{F_в\gamma_в}{F_i\gamma_i}\right)^2. \tag{8.75}$$

При $\gamma_в\cong\gamma_i$, $F_i=F_{вх.др}=\text{const}$ получаем уравнение параболы в системе координат $\overline{H}$, $\bar{c}_a$ (рис. 8.13).

Для m-й ступени компрессора, имеющего z ступеней, будет

$$\overline{H}_m=\frac{\eta^*_{ад\,m}}{\eta^*_{ад}}\frac{\bar{c}_a^2}{2\chi}\sum\xi_i\left(\frac{F_в\gamma_в}{F_i\gamma_i}\right)^2-\left(\sum_1^{m-1}\overline{H}_i\frac{\eta^*_{ад\,m}}{\eta_{ад\,i}}+\sum_{m+1}^{z}\overline{H}_i\frac{\eta^*_{ад\,m}}{\eta^*_{ад\,i}}\right). \tag{8.76}$$

Таким образом, характеристика сети ступени многоступенчатого компрессора зависит как от общей характеристики сети, так еще и от режима работы предыдущих и последующих ступеней.

Если характеристика компрессора изображается в виде $\pi_к^*=f[q(\lambda_в),\ \lambda_u]$, то характеристику сети можно нанести на нее исходя из

уравнения равенства расходов через сечения на входе в компрессор и в дросселе:

$$\frac{F_{\text{в}} p^*_{\text{в}} q(\lambda_{\text{в}})}{\sqrt{T^*_{\text{в}}}} = \frac{F_{\text{др}} q(\lambda_{\text{др}}) p^*_{\text{др}}}{\sqrt{T^*_{\text{др}}}}.$$

Пренебрегая отводом тепла из сети, можно принять, что температура заторможенного потока в сечении дросселя равна температуре заторможенного потока на выходе из компрессора, т. е. $T^*_{\text{др}} = T_{\text{к}}{}^*$.

Полное давление в сечении дросселя выразится через полное давление на выходе из компрессора соотношением

$$p^*_{\text{др}} = p^*_{\text{к}} \delta_{\Sigma},$$

где δ_{Σ} — коэффициент полного давления участка сети от выхода из компрессора до узкого сечения дросселя включительно.

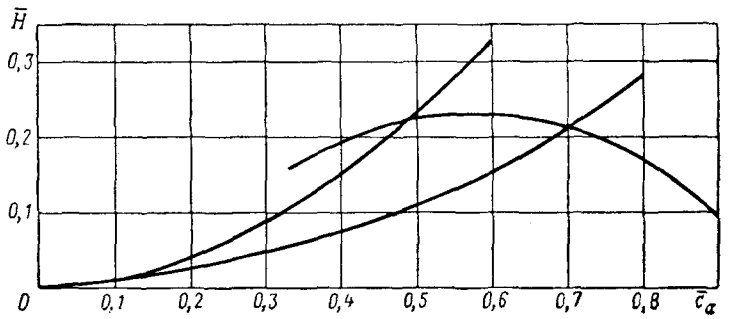


Рис. 8.13. Характеристики компрессора и сети в координатах $\bar{H} = f(\bar{c}_a)$

Используя эти соотношения, получаем из уравнения равенства расхода

$$\pi^*_{\text{к}} = \left[\frac{q(\lambda_{\text{в}})}{q(\lambda_{\text{др}})} \frac{F_{\text{в}}}{F_{\text{др}}} \delta_{\Sigma}\right]^{\frac{2n_{\text{к}}}{n_{\text{к}}+1}}, \qquad (8.77)$$

где $n_{\text{к}}{}^*$ — показатель политропы сжатия в компрессоре.

Уравнение (8.77) представляет собой характеристику сети в координатах $[\pi^*_{\text{к}}, q(\lambda_{\text{в}})]$ и пригодно как для многоступенчатого, так и для одноступенчатого компрессоров. Если же рассматривать характеристику сети для m-ой ступени многоступенчатого компрессора, имеющего z ступеней, то получим

$$\pi^*_{\text{к}m} = \frac{\left[\frac{q(\lambda_{\text{в}})}{q(\lambda_{\text{др}})} \frac{F_{\text{в}}}{F_{\text{др}}} \delta_{\Sigma}\right]^{\frac{2n_{\text{к}}}{n_{\text{к}}+1}}}{\left(\pi^*_{\text{к}1}\pi^*_{\text{к}2}\ldots\pi^*_{\text{к}(m-1)}\pi^*_{\text{к}(m+1)}\ldots\pi^*_{\text{к}z}\right)}. \qquad (8.78)$$

Таким образом, и в этом случае характеристики сети ступени зависят как от общей характеристики сети, так и от режимов работы отдельных ступеней.

Если отношение давлений в дросселе критическое или выше критического, то $q(\lambda_{\text{др}}) = 1{,}0$ и, поскольку показатель степени $2n_{\text{к}}/n_{\text{к}}+1$ близок к единице, то уравнение (8.77) будет близко к уравнению прямой, и, следовательно, характеристика сети будет иметь вид приблизительно прямой линии, проходящей через точку $\pi_{\text{к}}{}^* = 1{,}0$; $q(\lambda_{\text{в}}) = 0$.

При малом отношении давлений, когда можно пренебречь сжимаемостью, показатель $n_к=\infty$ и $2n_к/(n_к+1)=2{,}0$. Следовательно, характеристика сети будет иметь вид параболы.

8.4.2. ХАРАКТЕРИСТИКА СЕТИ В ГАЗОТУРБИННОМ ДВИГАТЕЛЕ

Характеристику сети компрессора в системе газотурбинного двигателя принято называть линией рабочих режимов. Для наиболее часто используемой характеристики компрессора в виде

$$\pi_к^* = f[q(\lambda_в), \lambda_и]$$

уравнение характеристики сети можно получить из уравнения равенства расходов через входное сечение компрессора (перед направляющим аппаратом) и минимальное сечение соплового аппарата первой ступени турбины аналогично тому, как это делалось для сети с дросселем [уравнение (8.77)]. Это уравнение имеет вид

$$\frac{p_в^* q(\lambda_в) F_в s_в}{\sqrt{T_в^*}} = \frac{p_г^* q(\lambda_{с.а}) F_{с.а}\delta_{с.а} s_г}{\nu\sqrt{T_г^*}} = \frac{p_к^* q(\lambda_{с.а}) F_{с.а}\delta_{с.а}}{\nu\sqrt{T_г^*}},$$

где $\delta_{с.а}$ — коэффициент полного давления в сопловом аппарате от входа до минимального сечения;

$\delta_г$ — коэффициент полного давления в камере сгорания;

ν — коэффициент, учитывающий различие между расходом воздуха и газа из-за подачи топлива, расхода воздуха на охлаждение и утечки:

$$\nu = \frac{G_г}{G_в} = \left(1 + \frac{1}{\alpha L_0}\right)(1 - \delta_{охл});$$

$$s_г = \sqrt{k_г \left(\frac{2}{k_г + 1}\right)^{\frac{k_г+1}{k_г-1}} \frac{1}{R_г}};$$

α — коэффициент избытка воздуха;

L_0 — теоретически необходимое количество воздуха для сгорания 1 *кг* топлива;

$\delta_{охл} = G_{охл}/G_в$ — относительный расход воздуха на охлаждение и утечки.

Так как в большинстве случаев в сопловом аппарате $q(\lambda_{с.а})=1{,}0$, то после преобразований получаем уравнение характеристики сети в виде

$$\pi_к^* = q(\lambda_в)\frac{F_в}{F_{с.а}}\frac{s_в}{s_г}\frac{\nu}{\delta_{с.а}\delta_г}\sqrt{\frac{T_г^*}{T_в^*}}. \qquad (8.79)$$

При $T_г^*/T_в^* = \text{const}$ и постоянных проходных сечениях это уравнение имеет вид прямой в координатах $[\pi_к^*, q(\lambda_в)]$ (рис. 8.14). Пересечение характеристик сети с характеристикой компрессора при каждом значении $T_г^*/T_в^*$ и будет определять рабочий режим компрессора. Однако при изменении приведенных оборотов отношение $T_г^*/T_в^*$ изменяется и в результате однозначно определяется одна линия рабочих режимов.

Отношение $T_г^*/T_в^*$ можно выразить с помощью уравнения баланса мощностей компрессора и турбины.

Это уравнение баланса мощностей имеет вид

$$G_г H_т \eta_m = G_в H_к \tag{8.80}$$

или

$$\nu H^*_{ад.т} \eta^*_т \eta_m = \frac{H^*_{ад.к}}{\eta^*_к},$$

где η_m — к. п. д., учитывающий механические потери и затрату мощности на привод агрегатов.

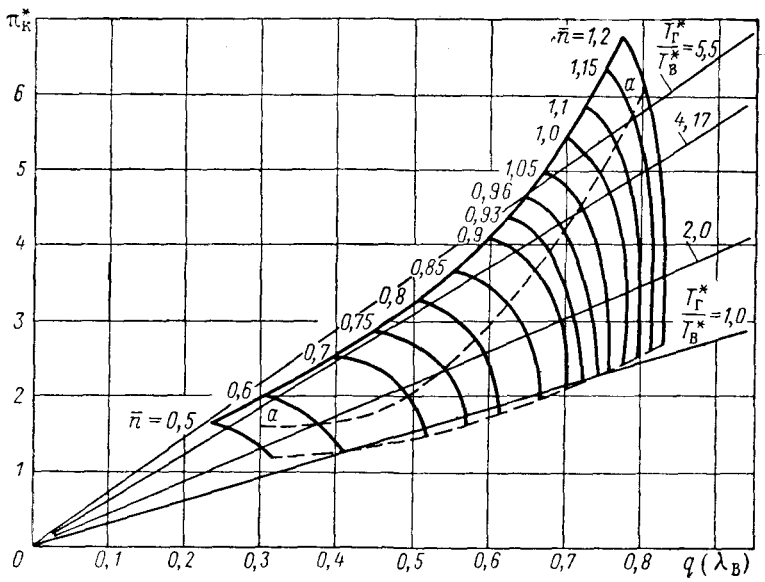


Рис. 8.14. Характеристики сети, или линии рабочих режимов, для компрессора ТРД

Выражая $H^*_{ад.т}$ и $H^*_{ад.к}$ через температуры газа и воздуха и степени понижения и повышения давления, получим

$$\frac{T^*_г}{T^*_в} = \frac{\dfrac{k}{k-1} R \left(\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1\right)}{\nu \dfrac{k_г}{k_г - 1} R_г \left(1 - \dfrac{1}{\pi_т^{*\frac{k_г-1}{k_г}}}\right) \eta^*_к \eta^*_т \eta_m}. \tag{8.81}$$

Подставляя полученное выражение для $T_г^*/T_в^*$ в уравнение (8.79), получаем уравнение линии рабочих режимов

$$\frac{\pi^*_к}{\sqrt{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1}} = Aq(\lambda_в), \tag{8.82}$$

где

$$A = \frac{F_в}{F_{с.а}} \frac{s_в}{s_г} \frac{1}{\delta_{с.а}\delta_г} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{\dfrac{k}{k-1} R}{\nu \dfrac{k_г}{k_г - 1} R_г \left(1 - \dfrac{1}{\pi_т^{*\frac{k_г-1}{k_г}}}\right) \eta^*_к \eta_т \eta_т}}.$$

Как известно из теории ТРД, значение $\pi_т^*$ при критических и сверхкритических перепадах в реактивном сопле можно считать постоянным. К. п. д. турбины также мало изменяется вдоль линии рабочих режимов. Принимая постоянными и остальные коэффициенты, кроме $\eta_к^*$, в уравнении для коэффициента A будем иметь, что $A=\frac{\text{const}}{\sqrt{\eta_к^*}}$ для критических перепадов в сопле.

На рис. 8.14 нанесена пунктиром линия $а$—$а$ рабочих режимов по уравнению (8.82).

8.5. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОСТУПЕНЧАТЫХ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ В УСТОЙЧИВОЙ ОБЛАСТИ

8.5.1. ИЗМЕНЕНИЕ РЕЖИМОВ ПРИ $n_{пр}=\text{const}$

Как показано выше, для одноступенчатого осевого компрессора, можно применять как полные, так и упрощенные характеристики. Рассмотрим основные закономерности работы одноступенчатого компрессора в устойчивой области, используя оба вида характеристик. Предположим, что на этих характеристиках точки $А$ соответствуют расчетному режиму ступени (рис. 8.15, $а$ и $б$).

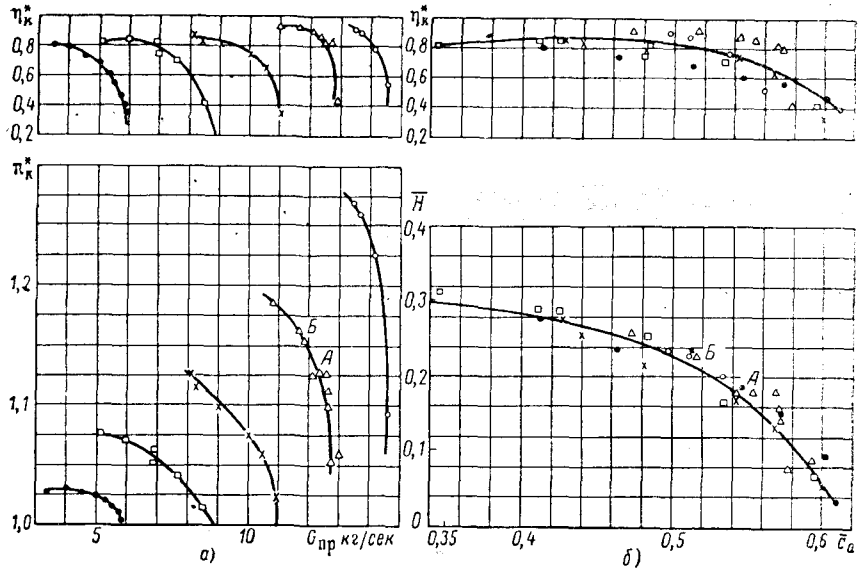


Рис. 8.15. Полные ($а$) и упрощенные ($б$) характеристики одноступенчатого осевого компрессора:

●—u=94 *м/сек*; ×—u=188 *м/сек*; ○—u=294 *м/сек*; □—u=141 *м/сек*; △—u=235 *м/сек*

Если при данном (для точки $А$) приведенном числе оборотов переместиться путем прикрытия дросселя в сторону с меньшими расходами, например в точку $Б$, то, как это следует из рис. 8.15, $а$ и $б$, должны возрастать степень повышения давления и коэффициент напора.

С помощью треугольника скоростей легко показать, что перемещение режима из точки $А$ в точку $Б$ связано с ростом угла атаки на входе в рабочие лопатки и угла поворота потока в этих лопатках.

На рис. 8.16 сравниваются треугольники скоростей при расчетном и уменьшенном расходе воздуха. Окружная скорость предполагается одинаковой. Так как угол α_1 выхода потока из направляющего аппарата остается неизменным, то уменьшаются окружная составляющая скорость на входе c_{1u} до c'_{1u} и угол β_{10} до β_1.

Поскольку угол лопатки на входе β_1' остается неизменным, то возрастает угол атаки $i=\beta_1'-\beta_1$. Рост углов атаки приводит постепенно к нарушению безотрывного обтекания. До развития срывных явлений угол выхода потока из рабочих лопаток можно приблизительно считать неизменным. Это вызывает рост угла поворота потока $\Delta\beta$ и окружной составляющей скорости на выходе c_{2u}.

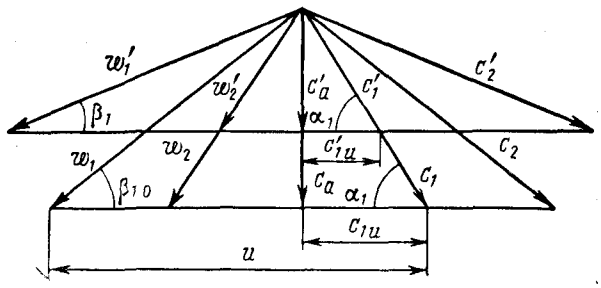


Рис. 8.16. Треугольники скоростей элементарной ступени осевого компрессора при расчетном и уменьшенном расходе воздуха

В результате, несмотря на уменьшение осевой составляющей скорости (c_a), возрастает коэффициент теоретического напора, а при $u=\text{const}$ возрастают теоретический напор ступени, затраченная на нее работа $H_к$ и степень повышения давления. Возрастание напора происходит только до определенного предела, пока из-за срывных явлений не прекратятся рост угла поворота потока и рост c_{2u}. Коэффициент полезного действия имеет максимальное значение при расходе, большем того, при котором достигается максимум напора. Это является следствием роста профильных потерь, обусловленного увеличением угла атаки.

При увеличении расхода воздуха по сравнению с расходом в точке A углы атаки и углы поворота потока, теоретический напор ступени и степень повышения давления уменьшатся. Это видно непосредственно из характеристик, приведенных на рис. 8.15, *а* и *б*, а также из треугольников скоростей на рис. 8.16, если в последнем рассматривать переход от меньшей осевой скорости к большей.

Коэффициент полезного действия будет уменьшаться из-за роста скоростей и чисел M в проточной части, отклонения угла атаки от оптимального и связанного с этим роста профильных и других потерь при одновременном уменьшении полезного напора. Начиная с некоторого расхода, в горловине межлопаточного канала рабочего колеса может возникнуть критическое течение, после чего дальнейшее уменьшение давления на выходе (открытие дросселя) не будет оказывать влияния на расход воздуха через ступень, и характеристика станет вертикальной. В этом случае скорости и углы потока на входе (w_1, c_{1a}, β_1) будут сохраняться, но скорость w_2 вследствие уменьшения давления и плотности на выходе должна возрастать. В результате увеличения скорости (например, от w_2 до w_2') (рис. 8.17) степень повышения давления, теоретический напор и коэффициент напора будут уменьшаться, так как $c_{1u}=\text{const}$, а $c'_{2u}<c_{2u}$. В процессе роста w_2 (например, до w_2'') теоретический напор и затраченная работа ступени могут сделаться отрицательными, т. е. в треугольнике скоростей будет иметь место соотношение $c_{1u}>c'_{2u}$.

В этом случае ступень компрессора будет работать как ступень турбины, но с весьма низким к. п. д., так как параметр $u/c_{ад}$, определяющий к. п. д. турбин, будет большим по величине.

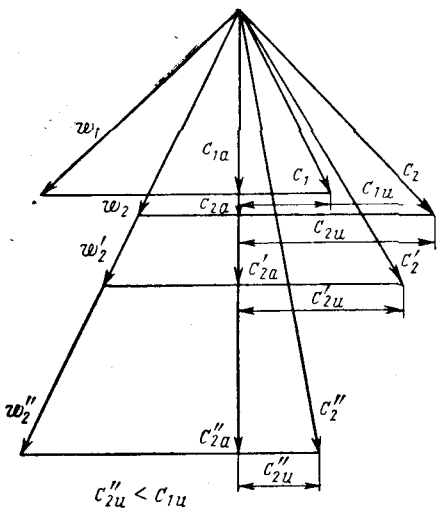


Рис. 8.17. Треугольники скоростей элементарной ступени осевого компрессора при возрастающих расходах воздуха и неизменном треугольнике на входе

Если в выходном сечении рабочего колеса скорость w_2 достигнет критического значения или в горловине спрямляющего аппарата возникнет критическое течение, то дальнейшее уменьшение противодавления не будет оказывать влияния на теоретический напор и затраченную работу, так как треугольники скоростей как на входе, так и на выходе будут оставаться неизменными. Однако к. п. д. будет продолжать уменьшаться, так как адиабатическая работа сжатия из-за уменьшения давления за ступенью должна уменьшаться. При отсутствии за ступенью отсасывающего устройства получить характеристику ступени с очень низким и даже отрицательным напором не представляется возможным, так как сопротивление выхлопного тракта ограничит снижение напора.

Как указано было в гл. 2, потери $L_{R\,к}$, $L_{R\,с}$, $L_з$, L_f в ступени осевого компрессора можно рассматривать в виде суммы профильных потерь, так называемых вторичных потерь и концевых.

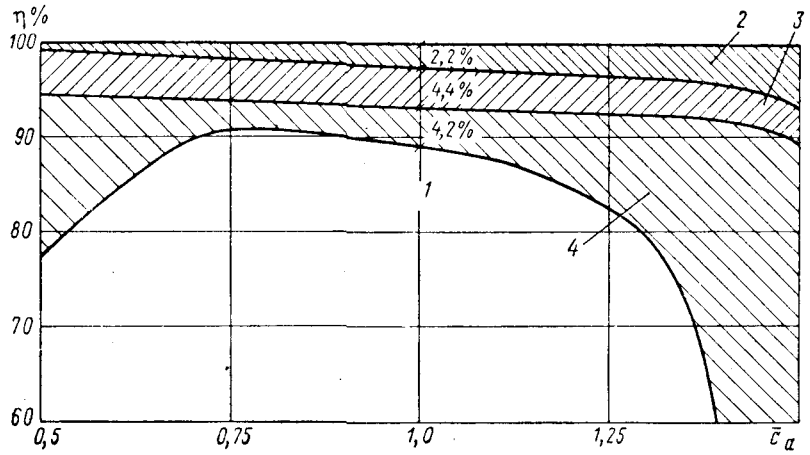


Рис. 8.18. Влияние различных потерь на к. п. д. ступени осевого компрессора:

1—расчетный режим; *2*—концевые потери; *3*—вторичные потери; *4*—профильные потери

Влияние этих потерь на к. п. д. ступени показано, по данным Хауелла, на рис. 8.18, откуда видно, что на нерасчетных режимах наибольшее значение приобретают профильные потери.

8.5.2. ИЗМЕНЕНИЕ РЕЖИМОВ ПРИ $n_{пр}$=var

Изменение режимов одноступенчатого осевого компрессора при $n_{пр}$=var связано в первую очередь с характеристикой сети. Если характеристика компрессора мало зависит от сжимаемости (чисел М) и однозначно изображается в виде зависимости $\overline{H}=f(\bar{c}_a)$, то в соответствии с уравнением характеристики сети (8.75) для каждого положения дросселя рабочий режим компрессора будет характеризоваться определенными значениями $\bar{c}_a$, $\overline{H}$ и $\eta_к^*$ независимо от абсолютных значений расхода и окружной скорости (рис. 8.19). Это означает, что если при данном положении дросселя будет изменяться окружная скорость

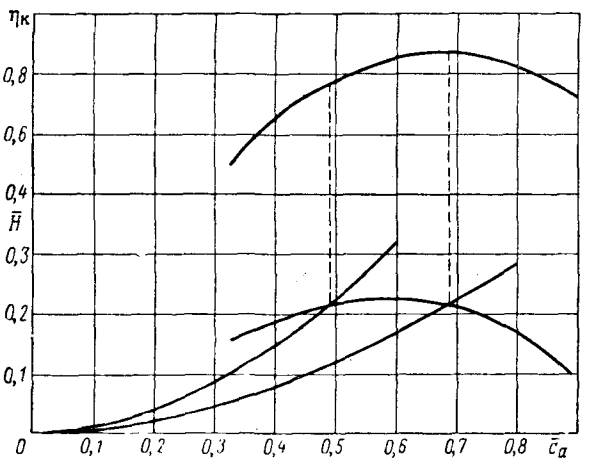


Рис. 8.19. Характеристики ступени осевого компрессора и сети в координатах $\overline{H}=f(\bar{c}_a)$

(обороты), то объемный расход воздуха должен изменяться пропорционально оборотам, а напор компрессора—пропорционально квадрату числа оборотов. При изображении этой характеристики в виде зависимости

$$\pi_к^*=f_1(G_{пр},\ n_{пр})\ \text{и}\ \eta_к^*=f_2(G_{пр},\ n_{пр})$$

можно, следовательно, приближенно считать, что точки пересечения характеристики сети с характеристикой компрессора при каждом положении дросселя будут соответствовать определенным значениям $\bar{c}_a$ и $\overline{H}$ при всех значениях приведенных чисел оборотов. Отсюда, в частности, следует, что если приведенные обороты будут изменяться за счет изменения оборотов при постоянной температуре воздуха на входе, то работа, затраченная на ступень, будет изменяться пропорционально квадрату числа оборотов. Однако предположение о постоянстве $\bar{c}_a$ и $\overline{H}$ справедливо только для ступеней с малыми числами M во всем диапазоне их рабочих режимов. Ступени с более высокими числами М будут отклоняться от указанного закона, и особенно—в области больших приведенных чисел оборотов, где вследствие роста чисел M начнет проявляться запирание из-за появления критических режимов в проточной части рабочего колеса.

8.6. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ В УСТОЙЧИВОЙ ОБЛАСТИ

8.6.1. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Характеристики многоступенчатого осевого компрессора обычно строятся в виде зависимостей $\pi_к^*$ и $\eta_к^*$ от $q(\lambda_в)$ и λ_u или от $G_{пр}$ и $n_{пр}$. Общий вид этих типов характеристик аналогичен, и один из них показан был ранее на рис. 8.4.

Закономерность протекания характеристик многоступенчатых компрессоров определяется закономерностью изменения режимов работы отдельных ступеней при изменении режима работы компрессора в целом. Поэтому изучение характеристик многоступенчатых компрессоров должно сопровождаться анализом характеристик отдельных ступеней. Отметим сначала, что как на расчетном, так и на других режимах различные ступени имеют отличающиеся между собой λ_u или приведенные числа оборотов вследствие различной температуры воздуха на входе в каждую ступень. Если обозначить температуру воздуха на входе в первую ступень через $T_{в1}^*$, то на входе в m-ю ступень температура будет равна

$$T_{вm}^* = T_{в1}^* + \frac{\sum_1^{m-1} H_{кi}}{\frac{k}{k-1}R}. \qquad (8.83)$$

Так как физические числа оборотов у всех ступеней одинаковы, то приведенные числа оборотов будут различны, и очевидно, что $n_{пр\,m} < n_{пр1}$, поскольку $T_{вm}^* > T_{в\,1}^*$.

Параметры отдельных ступеней можно связать между собой кроме уравнения энергии (8.83) еще уравнением равенства расхода, которое для входа в первую и m-ю ступени будет иметь вид

$$\frac{p_в^* F_в q(\lambda_в)\sin\alpha_в}{\sqrt{T_в^*}} = \frac{p_m^* F_m q(\lambda_m)\sin\alpha_m}{\sqrt{T_m^*}},$$

откуда

$$q(\lambda_m) = q(\lambda_в)\frac{\sin\alpha_в}{\sin\alpha_m}\frac{F_в}{F_m}\frac{p_в^*}{p_m^*}\sqrt{\frac{T_m^*}{T_в^*}}.$$

Так как

$$\frac{p_m^*}{p_в^*} = \pi_{(m-1)}^* \quad \text{и} \quad \frac{T_m^*}{T_в^*} = \pi_{(m-1)}^{*\frac{n_к-1}{n_к}},$$

то

$$q(\lambda_m) = q(\lambda_в)\frac{1}{\overline{F}_\alpha \pi_{(m-1)}^{*\frac{n_к+1}{2n_к}}}, \qquad (8.84)$$

где

$$\overline{F}_\alpha = \frac{F_m \sin\alpha_m}{F_в \sin\alpha_в} < 1{,}0.$$

Так как в пределах рабочих режимов углы α в каждой ступени изменяются относительно немного, то величина $\overline{F}_\alpha$ в основном характеризует изменение проходных сечений по тракту компрессора. Если уравнение

(8.84) записать для расчетного режима и разделить оба уравнения, приняв, что $n_к = \text{const}$, то получим

$$\frac{q(\lambda_m)}{q(\lambda_m)_{\text{расч}}} = \frac{q(\lambda_в)}{q(\lambda_в)_{\text{расч}}} \left(\frac{\pi^*_{(m-1)\,\text{расч}}}{\pi^*_{(m-1)}} \right)^{\frac{n_к+1}{2n_к}}. \qquad (8.85)$$

Для первой и m-й ступеней можем написать также соотношение между коэффициентами расхода $\bar{c}_a$ и $\bar{c}_{am}$.

Уравнение равенства расхода имеет вид

$$c_{am}\gamma_m F_m = c_{a\,в}\gamma_в F_в.$$

Принимая, что между окружными скоростями на среднем диаметре в m-й и первой ступенях имеет место соотношение

$$u_m = u_1\zeta,$$

можем, обозначая через $\bar{F} = F_m/F_в$, предыдущее равенство записать в виде

$$\bar{c}_{am} = \bar{c}_{aв}\frac{1}{\bar{F}\zeta}\frac{1}{\frac{\gamma_m}{\gamma_в}}.$$

Так как

$$\gamma = \gamma^*\varepsilon(\lambda) = \frac{p^*}{RT^*}\varepsilon(\lambda),$$

где

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\gamma}{\gamma^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}},$$

то

$$\bar{c}_{am} = \bar{c}_{aв}\frac{1}{\bar{F}\zeta}\frac{1}{\pi^{*\frac{1}{n_к}}_{(m-1)}\frac{\varepsilon(\lambda_m)}{\varepsilon(\lambda_в)}}. \qquad (8.86)$$

Относя текущие значения $\bar{c}_{am}$ к их значениям на расчетном режиме, получим

$$\frac{\bar{c}_{am}}{\bar{c}_{am\,\text{расч}}} = \frac{\bar{c}_{aв}}{\bar{c}_{aв.\,\text{расч}}}\left(\frac{\pi^*_{(m-1)\,\text{расч}}}{\pi^*_{(m-1)}}\right)^{\frac{1}{n_к}}\frac{[\varepsilon(\lambda_m)/\varepsilon(\lambda_в)]_{\text{расч}}}{\varepsilon(\lambda_m)/\varepsilon(\lambda_в)}. \qquad (8.87)$$

Используя полученные соотношения, а также учитывая связь между характеристиками сети для всего компрессора и для отдельных ступеней [уравнения (8.76) и (8.78)], произведем анализ работы всего компрессора и его ступеней на разных режимах.

8.6.2. ИЗМЕНЕНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ КОМПРЕССОРА В ЦЕЛОМ И ЕГО ОТДЕЛЬНЫХ СТУПЕНЕЙ ПРИ $n_{пр} = \text{const}$

Предположим, что изменению режима работы многоступенчатого компрессора при $n_{пр} = \text{const}$ соответствует перемещение исходной точки A на его характеристике в точку $Б$ (рис. 8.20). В газотурбинном двигателе такое перемещение может вызываться прикрытием выходного сечения реактивного сопла или соплового аппарата турбины, а при испытании отдельного компрессора — прикрытием дросселя. При этом возрастает степень повышения давления и несколько уменьшается приведенный расход или $q(\lambda_в)$. Очевидно, что аналогичное изменение $G_{пр}$ или $q(\lambda_в)$ будет в каждой ступени, и, как это следует из уравнений (8.85) и (8.87), в последних ступенях $q(\lambda_m)$ или c_{am} будут изменяться более интенсивно, чем в первых, вследствие того что $\pi^*_{(m-1)} > \pi^*_{(m-1)\,\text{расч}}$, т. е.,

в конечном счете, вследствие влияния сжимаемости воздуха. Таким образом, рабочие режимы всех ступеней будут приближаться к своим границам неустойчивой работы, причем в последних ступенях более интенсивно, чем в первых.

Появление неустойчивого режима в компрессоре в целом при дросселировании его с сохранением $n_{пр}=\text{const}$ может вызываться различными ступенями, что зависит от того, на каких оборотах работает компрессор. В области пониженных оборотов ($\bar{n}_{пр}=0{,}4\div0{,}5$) неустойчивый режим будет вызываться первыми ступенями; в области средних ($\bar{n}_{пр}=0{,}8\div0{,}9$) и больших ($\bar{n}_{пр}=1{,}05\div1{,}15$) оборотов—средними и последними ступенями. Это объясняется тем, что в области малых чисел оборотов рабочие режимы первых ступеней ближе к границе неустойчивой работы, а последних—дальше от нее, и поэтому первые ступени быстрее попадают в область неустойчивых режимов, несмотря даже на то, что перемещение их режимов по характеристике происходит медленнее. При средних и больших числах оборотов рабочие режимы средних или последних ступеней находятся ближе к границе неустойчивой работы и поэтому при дросселировании компрессора с сохранением $n_{пр}=\text{const}$ они и попадают в свои области неустойчивых режимов и вызывают неустойчивую работу компрессора в целом. Различное положение рабочих режимов ступеней на своих характеристиках по отношению к границам неустойчивой работы объясняется влиянием сжимаемости и следует непосредственно из уравнений (8.84) и (8.86). Запишем уравнение (8.84) в виде

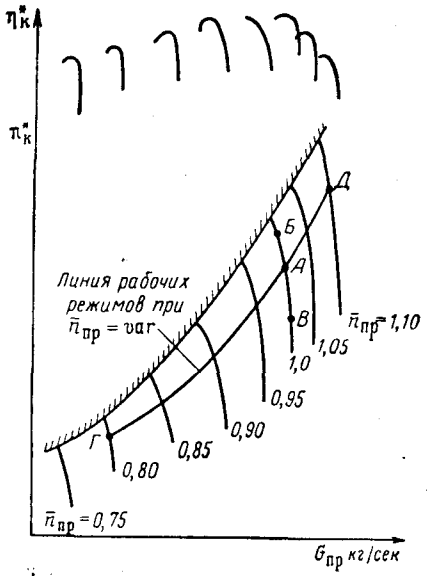


Рис. 8.20. Характеристики многоступенчатого осевого компрессора; точки *А, Б, В, Г, Д* соответствуют различным режимам

$$\frac{q(\lambda_m)}{q(\lambda_в)}=\frac{1}{\bar{F}_\alpha \pi^{*\frac{n_к+1}{2n_к}}_{(m-1)}}.$$

При малых приведенных оборотах значения $\pi^*_{(m-1)}$ и $q(\lambda_в)$ невелики и при данном значении $\bar{F}_\alpha q(\lambda_m)>q(\lambda_в)$. Наоборот, при больших приведенных оборотах $\pi^*_{(m-1)}$ и $q(\lambda_в)$ велики и $q(\lambda_m)<q(\lambda_в)$. Перемещение режимов работы первой ступени по своей характеристике показано на рис. 8.21 и одной из последних ступеней (m-й ступени) — на рис. 8.22. Если режим работы всего компрессора переместится из точки $А$ в точку $Б$ (см. рис. 8.20), то режим работы первой ступени переместится из точки $А_1$ в точку $Б_1$ с соответствующим возрастанием $\pi^*_{к1}$ и коэффициента напора $\bar{H}$. При этом приведенное число оборотов в первой ступени останется без изменений.

Если предположить, что постоянство $n_{пр}$ для всего компрессора (и первой ступени) достигается при постоянных физических оборотах и постоянной температуре воздуха на входе, то в m-й ступени приведенное число оборотов уменьшится и режимы работы этой ступени на ее

характеристике переместятся из точки A_m в точку $Б_m$. Уменьшение приведенных оборотов в m-й ступени является следствием роста работы, затрачиваемой на всех ступенях, и увеличения температуры воздуха на входе в m-ю ступень [см. уравнение (8.83)].

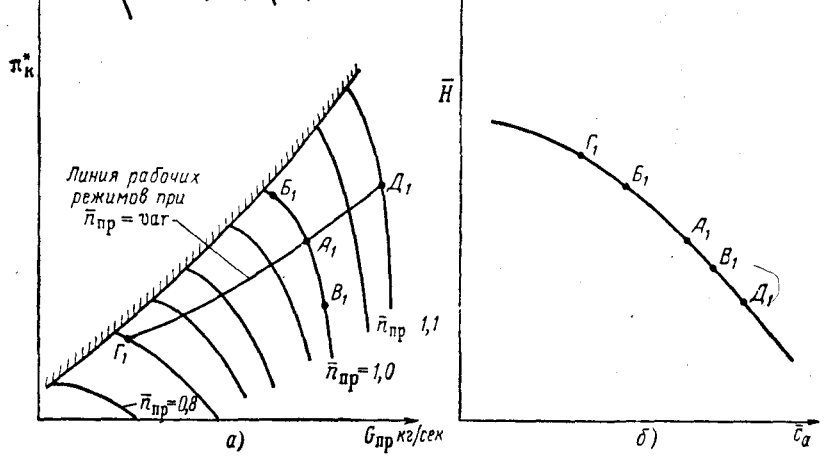


Рис. 8.21. Полные ($а$) и упрощенные ($б$) характеристики первой ступени многоступенчатого осевого компрессора; точки A_1, $Б_1$, B_1, $Г_1$, $Д_1$ соответствуют различным режимам

Возрастание затраченной работы происходит потому, что во всех ступенях увеличиваются коэффициенты напора. Изменение коэффициента полезного действия в отдельных ступенях будет зависеть от сте-

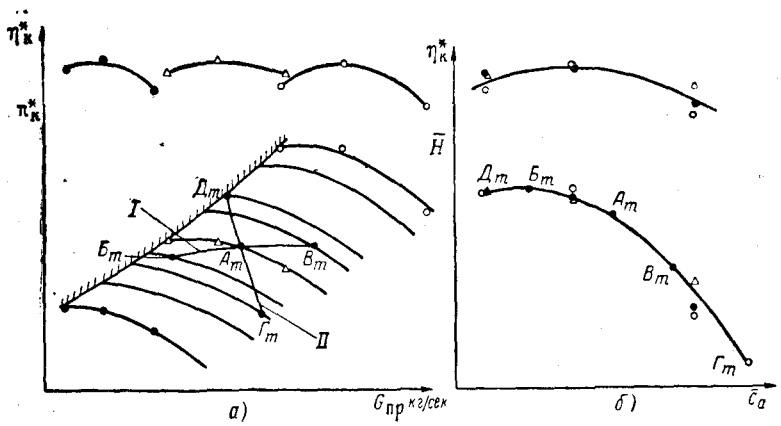


Рис. 8.22. Полные ($а$) и упрощенные ($б$) характеристики m-й ступени многоступенчатого осевого компрессора; точки A_m, $Б_m$, B_m, $Г_m$, $Д_m$ соответствуют различным режимам:

I—линия рабочих режимов при $\bar{n}_{пр}$ =const; II—линия рабочих режимов при $\bar{n}_{пр}$ =var;

●—u=185 $м/сек$; △—u=240 $м/сек$; ○—u=300 $м/сек$

пени удаления режима от исходного и уровня к. п. д. на этом режиме. Если в точке A_1 или A_m к. п. д. ступеней не будут еще максимальными, то при уменьшении $\bar{c}_a$, соответствующие к. п. д., будут возрастать, дости-

гая максимума, а затем начнут уменьшаться из-за роста углов атаки и профильных потерь.

Рассмотрим теперь случай, когда при $n_{пр}=\text{const}$ режим работы всего компрессора перемещается в сторону уменьшения $\pi_к^*$ вниз от исходной точки A, например в точку B (см. рис. 8.20). Тогда режим работы первой ступени переместится в точку B_1 с соответствующим понижением $\pi^*_{к\,1}$ и коэффициента напора (см. рис. 8.21). Вследствие уменьшения в компрессоре степени повышения давления в m-й ступени $q(\lambda)$ и $\bar{c}_a$ должны возрастать более интенсивно, чем в первой, что следует из уравнений (8.85) и (8.87). При этом и более интенсивно уменьшаются $\pi^*_{кm}$ и $\overline{H}$.

Вследствие уменьшения $\overline{H}$ во всех ступенях уменьшаются работа, затрачиваемая на компрессор, и температура воздуха на входе в m-ю ступень. Поэтому в ней возрастает приведенное число оборотов (при постоянстве физических оборотов). В результате режимы работы m-й ступени переместятся в точки B_m (см. рис. 8.22). Рост $q(\lambda)$ вдоль проточной части компрессора приводит к тому, что в одной из ступеней может появиться критический режим и дальнейшее увеличение расхода прекратится — ступень окажется «запертой», и характеристики компрессора и отдельных его ступеней пойдут по вертикали. Однако в ступенях, расположенных после запертой ступени, будет по мере открытия дросселей продолжаться рост всех скоростей, сопровождающийся уменьшением закрутки и коэффициента напора. При этом может оказаться, что последние ступени начнут переходить на турбинный режим. Только после того как критическое течение возникнет в горловине межлопаточного канала выходного спрямляющего аппарата, прекратится уменьшение затрачиваемой работы, и последняя будет оставаться постоянной и при дальнейшем открытии дросселя.

8.6.3. ИЗМЕНЕНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ КОМПРЕССОРА В ЦЕЛОМ И ЕГО ОТДЕЛЬНЫХ СТУПЕНЕЙ ПРИ $n_{пр}=\text{var}$

Как и в одноступенчатом компрессоре, режимы работы многоступенчатого компрессора и его отдельных ступеней при переменном приведенном числе оборотов будут определяться линией рабочих режимов или характеристикой сети.

Рассмотрим на характеристике многоступенчатого компрессора (см. рис. 8.20) линию рабочих режимов, соответствующую работе компрессора в системе турбореактивного двигателя. Уменьшение $q(\lambda)$ при снижении приведенных оборотов, получаемое на характеристике многоступенчатого компрессора, будет и на характеристике первой ступени (см. рис. 8.21). Однако если в одноступенчатом компрессоре можно было предположить постоянство коэффициента расхода и коэффициента напора вдоль линии рабочих режимов, то для большинства ступеней многоступенчатого компрессора такое условие не имеет места, что объясняется влиянием сжимаемости. Действительно, в несжимаемой жидкости скорости потока во всех ступенях должны при изменении режима изменяться одинаково, и поэтому отношение скоростей и коэффициентов расхода на новом режиме к скоростям и коэффициентам расхода на расчетном режиме будет в 1 и m-й ступенях одним и тем же. Это непосредственно видно из уравнения (8.87)

$$\frac{\bar{c}_{am}}{\bar{c}_{am\,\text{расч}}}=\frac{\bar{c}_{a\text{к}}}{\bar{c}_{a\text{к.расч}}}. \tag{8.88}$$

Из этого также следует

$$\frac{\overline{H}_m}{\overline{H}_{m\,\text{расч}}}=\frac{\overline{H}_1}{\overline{H}_{1\,\text{расч}}}. \tag{8.89}$$

Если рассматривать определенную характеристику сети для многоступенчатой машины, то с учетом соотношений (8.88) и (8.89) будет очевидно, что характеристики отдельных ступеней должны пересекаться со своими характеристиками сети во вполне определенных точках, которые не должны смещаться при изменении оборотов, поскольку указанные соотношения от оборотов не зависят.

Иное положение будет для сжимаемого газа. В этом случае отношение $\bar{c}_{am}/\bar{c}_{am\,\text{расч}}$ [уравнение (8.87)] зависит не только от $\bar{c}_{\text{ав}}/\bar{c}_{\text{ав.расч}}$, но еще от отношения степеней повышения давления и функций $\varepsilon(\lambda)$, учитывающих изменение плотности на текущем и расчетном режимах, т. е., в конечном итоге, от отношения чисел оборотов. Поэтому при изменении оборотов будут смещаться точки на характеристиках ступеней, поскольку должны изменяться и характеристики сети ступеней.

Рассмотрим, например, случай, когда обороты уменьшаются. Плотность воздуха в последних ступенях будет меньше, чем на расчетных режимах, и так как снижение плотности происходит быстрее, чем снижение расхода воздуха, то объемный расход $V=G/\gamma$ и коэффициент расхода $\bar{c}_a$ должны по сравнению с расчетными их значениями увеличиваться, а коэффициент напора — уменьшаться.

Поэтому режимы последних ступеней должны перемещаться по своим характеристикам в область более высоких $\bar{c}_a$ и меньших $\bar{H}$ по сравнению с их расчетными значениями.

В первых ступенях при уменьшении оборотов режим будет смещаться в сторону меньших $\bar{c}_a$, так как вследствие уменьшения массового расхода, пропускаемого последними ступенями, объемный расход и коэффициент расхода в первых ступенях должны уменьшаться.

Применяя аналогичные рассуждения к случаю, когда обороты возрастают, придем к выводу, что $\bar{c}_a$ и $\bar{H}$ в ступенях будут изменяться в противоположном направлении, по сравнению со случаем, когда обороты уменьшаются.

Иллюстрируем изложенное с помощью характеристик.

Так, при переходе рабочих режимов всего компрессора на меньшие $n_{\text{пр}}$ (например, в точку $Г$ на рис. 8.20) режимы первых ступеней перемещаются в сторону меньших коэффициентов расхода и больших коэффициентов напора (точка $Г_1$ на рис. 8.21), а режимы работы в последних ступенях, наоборот, смещаются в область повышенных $\bar{c}_a$ и меньших $\bar{H}$ (точка $Г_m$ рис. 8.22). При еще более существенном уменьшении приведенных оборотов режимы первых ступеней могут даже переходить в левую часть своих характеристик, т. е. в свою область неустойчивых режимов, хотя весь компрессор еще может работать устойчиво. Если приведенные обороты многоступенчатого компрессора возрастают, переходя, например, в точку $Д$ на рис. 8.20, то происходит обратное явление, а именно: режимы первых ступеней смещаются на более высокие значения $\bar{c}_a$, а последних — на более низкие (точки $Д_1$ и $Д_m$ на рис. 8.21 и 8.22). Только режимы работы средних ступеней, которые можно назвать «нейтральными», относительно мало смещаются на своих характеристиках от расчетных точек.

Применительно к турбореактивному двигателю смещение режимов ступеней может быть показано следующим путем. Расход воздуха через компрессор определяется параметрами газа в сопловом аппарате турбины:

$$G_{\text{в}}=\frac{G_{\text{г}}}{\nu}=\frac{F_{\text{с.а}}p_{\text{г}}^{*}\delta_{\text{с.а}}q(\lambda_{\text{с.а}})s_{\text{г}}}{\nu\sqrt{T_{\text{г}}^{*}}},$$

где $F_{\text{с.а}}$ — минимальное сечение соплового аппарата первой ступени турбины.

С достаточной степенью точности для всех интересующих нас режимов можно принять $q(\lambda_{с.а}) = 1{,}0$.

Давление перед сопловым аппаратом заменим на давление после компрессора с коэффициентом, учитывающим изменение полного давления в камере сгорания:

$$p_г^* = p_к^* \delta_г.$$

Для некоторого упрощения выводов будем рассматривать случай, когда температура газа перед турбиной и физическое число оборотов на всех режимах остаются постоянными, а приведенное число оборотов уменьшается из-за роста температуры торможения перед компрессором. Полученный результат, однако, будет соответствовать также и случаю, когда изменяются число оборотов и $T_г^*$ при постоянной температуре $T_н^*$.

С учетом постоянства $q(\lambda_{с.а})$, $T_г^*$, $F_{с.а}$ и, принимая также постоянными $\delta_{с.а}$, $\delta_г$ и ν, можем написать

$$G_в = \text{const}\, p_к^*.$$

Применим уравнение (8.87), записав его в виде

$$\frac{\bar{c}_{am}}{\bar{c}_{am\,расч}} = \frac{G_в}{G_{в.расч}} \frac{p^*_{в.расч}}{p^*_в} \frac{T^*_в}{T^*_{в.расч}} \left(\frac{\pi^*_{(m-1)\,расч}}{\pi^*_{(m-1)}} \right)^{\frac{1}{n_к}} \frac{\varepsilon(\lambda_m)_{расч}}{\varepsilon(\lambda_m)}.$$

Если заменить

$$G_в/G_{в.расч} = p^*_к/p^*_{к.расч}; \quad p^*_к/p^*_в = \pi^*_к;$$

$$p^*_{к.расч}/p^*_{в.расч} = \pi^*_{к\,расч} \text{ и } T^*_в/T^*_{в.расч} = T^*_н/T^*_{н.расч} = 1/\bar{n}^2_{пр},$$

то получим

$$\frac{\bar{c}_{am}}{\bar{c}_{am\,расч}} = \frac{\pi^*_к}{\pi^*_{к.расч}} \left(\frac{\pi^*_{(m-1)\,расч}}{\pi^*_{(m-1)}} \right)^{\frac{1}{n_к}} \frac{1}{\bar{n}^2_{пр}} \frac{\varepsilon(\lambda_m)_{расч}}{\varepsilon(\lambda_m)} \qquad (8.90)$$

С помощью этого выражения можно подсчитать для различных значений $\bar{n}_{пр}$ изменение коэффициентов расхода в любых сечениях по тракту компрессора, если известны зависимости от приведенного числа оборотов отношений

$$\frac{\pi^*_к}{\pi^*_{к.расч}}; \quad \frac{\pi^*_{(m-1)}}{\pi^*_{(m-1)\,расч}}; \quad \frac{\varepsilon(\lambda_m)_{расч}}{\varepsilon(\lambda_m)}.$$

Следует отметить, что значения λ_m и $\lambda_{m\,расч}$ также являются функциями $\bar{c}_a$; $\bar{c}_{a\,расч}$; $\bar{n}_{пр}$; $\pi^*_{(m-1)}$; $\pi^*_{(m-1)\,расч}$ и при постоянстве углов выхода потока и показателя политропы могут быть связаны между собой отношением

$$\frac{\lambda_m}{\lambda_{m\,расч}} = \frac{\bar{c}_{am}}{\bar{c}_{am\,расч}} \left(\frac{\pi^*_{(m-1)\,расч}}{\pi^*_{(m-1)}} \right)^{\frac{n_к - 1}{2n_к}} \bar{n}_{пр}.$$

Из полученного соотношения для коэффициентов расхода (8.90) нетрудно видеть, что при изменении $\bar{n}_{пр}$ отношение $\bar{c}_{am}/\bar{c}_{am\,расч}$ должно изменяться неодинаково в различных ступенях.

В частности, в первых ступенях отношение $\pi^*_{(m-1)\,расч}/\pi^*_{(m-1)}$ мало отличается от единицы, а в последних — близко к отношению $\pi^*_к/\pi^*_{к.расч}$. В первых ступенях при уменьшении $n_{пр}$ уменьшается λ_m и $\varepsilon(\lambda_m)_{расч}/\varepsilon(\lambda_m)$.

В последних ступенях, наоборот, эти величины возрастают.

Для подсчета $\bar{c}_a/\bar{c}_{a\,\text{расч}}$ по уравнению (8.90) необходимо знать отношение

$$\frac{\pi_к^*}{\pi_{к.расч}^*} = f(\bar{n}_{пр}).$$

Если воспользоваться уравнением (8.82), то, приняв $A = \text{const}/\sqrt{\eta_к^*}$, получим

$$\sqrt{\frac{\eta_к^*}{\eta_{к.расч}^*}}\,\frac{\pi_к^*}{\pi_{к.расч}^*}\,\frac{\sqrt{\pi_{к.расч}^{*\frac{k-1}{k}}-1}}{\sqrt{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1}} = \frac{q(\lambda_в)}{q(\lambda_в)_{расч}}. \qquad (8.91)$$

Рассматривая случай, когда $n=\text{const}$ и $T_г^*=\text{const}$, можно отношение $q(\lambda_в)/q(\lambda_в)_{расч}$ заменить следующим образом через отношение приведенных оборотов.

Находим из уравнения (8.79)

$$q(\lambda_в) = \text{const}\,\pi_к^*\sqrt{T_н^*}.$$

Следовательно, отношение $q(\lambda_в)$ для текущего и расчетного режимов будет иметь вид

$$\frac{q(\lambda_в)}{q(\lambda_в)_{расч}} = \frac{\pi_к^*}{\pi_{к.расч}^*}\sqrt{\frac{T_н^*}{T_{н.расч}^*}} = \frac{\pi_к^*}{\pi_{к.расч}^*}\,\frac{1}{\bar{n}_{пр}} \qquad (8.92)$$

В связи с этим уравнение (8.91) можно записать следующим образом:

$$\sqrt{\frac{\eta_{к.расч}^*}{\eta_к^*}}\,\frac{\sqrt{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1}}{\sqrt{\pi_{к.расч}^{*\frac{к-1}{к}}-1}} = \bar{n}_{пр}. \qquad (8.93)$$

Уравнения (8.92) и (8.93) не позволяют аналитически определять отношение $\pi_к/\pi_{к.расч} = f(\bar{n}_{пр})$, так как в эти уравнения входят еще отношения к. п. д. или $q(\lambda_в)/q(\lambda_в)_{расч}$, зависимость которых от $\bar{n}_{пр}$ может быть определена только из характеристик компрессоров.

На рис. 8.23 по статистическим данным, обработанным Бакулевым, показана зависимость относительной степени повышения давления в компрессоре от относительного приведенного числа оборотов для нескольких значений $\pi_к^*$ при $n=\text{const}$ и $F_{кр}=\text{const}$. Отношение к. п. д., соответствующее этому графику, показано на рис. 8.24. Воспользовавшись рис. 8.24, произведем расчет $\bar{c}_{a\,в}/\bar{c}_{a\,в.расч}$ и $\bar{c}_{a\,к}/\bar{c}_{a\,к.расч}$ по формуле (8.90), приняв $\pi_к^*=10$; показатель политропы $n_к=1{,}5$; $\lambda_{в.расч}=0{,}6$ и $\lambda_{к.расч}=0{,}4$; величину $\pi_{*(m-1)расч}/\pi_{(m-1)}^* = 1{,}0$ для $\bar{c}_{a\,в}/\bar{c}_{a\,в.расч}$ и $\pi_{к.расч}^*/\pi_к^*$ для $\bar{c}_{a\,к}/\bar{c}_{a\,к.расч}$. Значения $\lambda_в$ и $\lambda_к$ определяем с помощью уравнений (8.92) и (8.94).

Результаты расчета для нескольких значений $\bar{n}_{пр}$ даны в табл. 8.4.

Таким образом, в рассматриваемом примере показан существенный сдвиг режимов первой и последней ступеней по своим характеристикам. Этот сдвиг происходит в противоположных направлениях по отношению к расчетному режиму; физические причины этого сдвига были подробно объяснены выше.

Таблица 8.4

$\bar{n}_{пр}$	1,11	1,056	1,0	0,945	0,89	0,78
$\bar{c}_{a\,в}/\bar{c}_{a\,в.расч}$	1,012	1,039	1,0	0,973	0,794	0,574
$\bar{c}_{a\,к}/\bar{c}_{a\,к.расч}$	0,865	0,925	1,0	1,063	1,12	1,23

На рис. 8.21 и 8.22 было показано изменение режимов работы первой и m-й ступеней при изменении $\bar{n}_{пр}$ на упрощенных и полных характеристиках. Значение точек $Д_m$ и $Г_m$ может быть объяснено следующим образом. Приведенные числа оборотов в m-й ступени будут уменьшаться и возрастать медленнее, чем в первой вследствие того, что одновременно уменьшается или возрастает прирост температуры на входе в m-ю ступень. Последнее является следствием уменьшения (при $\bar{n}_{пр}<1{,}0$) или возрастания (при $\bar{n}_{пр}>1{,}0$) степени повышения давления и работы сжатия в компрессоре по сравнению с расчетной величиной. В то же время значения $q(\lambda_m)$ перед m-й ступенью, аналогично значениям $\bar{c}_{am}$, должны возрастать по сравнению с $q(\lambda_m)_{расч}$ при уменьшении $\bar{n}_{пр}$ и уменьшаться при возрастании $\bar{n}_{пр}$. Это можно легко показать применительно к последней ступени с помощью уравнений (8.85) и (8.94), если, как и ранее, приближенно принять, что параметры на выходе из компрессора равны параметрам на входе в последнюю ступень:

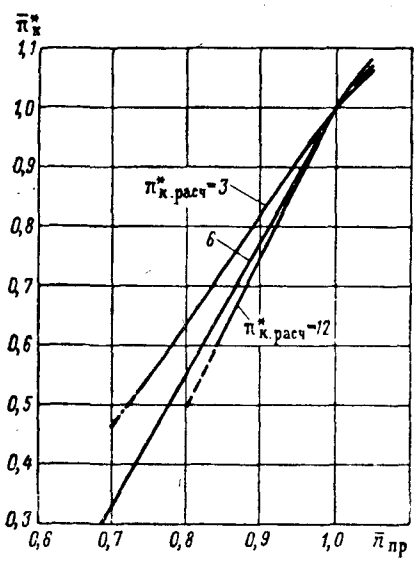


Рис. 8.23. Обобщенная зависимость относительной степени повышения давления от относительного приведенного числа оборотов для различных расчетных значений $\pi_к^*$

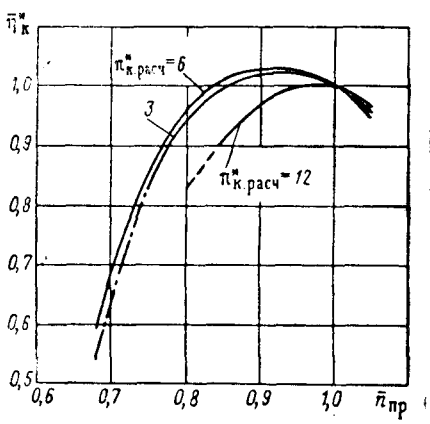


Рис. 8.24. Обобщенная зависимость относительного к. п. д. от относительного приведенного числа оборотов для различных расчетных значений $\pi_к^*$

$$\frac{q(\lambda_к)}{q(\lambda_к)_{расч}}=\left(\frac{\pi^*_к}{\pi^*_{к.расч}}\right)^{\frac{n_к-1}{2n_к}}\frac{1}{\bar{n}_{пр}}. \qquad (8.94)$$

Относительные приведенные числа оборотов последней и первой ступеней связаны между собой соотношением

$$\frac{\bar{n}_{\text{пр.к}}}{\bar{n}_{\text{гр}}}=\left(\frac{\pi_{\text{к}}^{*}}{\pi_{\text{к.расч}}^{*}}\right)^{\frac{n_{\text{к}}-1}{2n_{\text{к}}}}, \tag{8.95}$$

где

$$\bar{n}_{\text{пр.к}}=\sqrt{\frac{T_{\text{к}}^{*}}{T_{\text{к.расч}}^{*}}}.$$

Значения $q(\lambda_{\text{к}})/q(\lambda_{\text{к}})_{\text{расч}}$ и $\bar{n}_{\text{пр.к}}/\bar{n}_{\text{пр}}$ в зависимости от $\bar{n}_{\text{пр}}$ даны в табл. 8.5 для $\pi_{\text{к.расч}}^{*}=10$.

Таблица 8.5

$\bar{n}_{\text{пр}}$	1,11	1,056	1,0	0,945	0,89	0,78
$\pi_{\text{к}}^{*}/\pi_{\text{к.расч}}^{*}$	1,195	1,125	1,0	0,851	0,68	0,4
$q(\lambda_{\text{к}})/q(\lambda_{\text{к}})_{\text{расч}}$	0,93	0,97	1,0	1,03	1,052	1,098
$\bar{n}_{\text{пр.к}}/\bar{n}_{\text{гр}}$	1,03	1,02	1,0	0,97	0,938	0,86

Уменьшение $\bar{c}_{a\,\text{к}}$ и $q(\lambda_{\text{к}})$ при возрастании приведенных оборотов приводит к возможности возникновения неустойчивых режимов в последних ступенях на этих режимах.

8.6.4. ИЗМЕНЕНИЕ РАБОТЫ, ЗАТРАЧЕННОЙ В МНОГОСТУПЕНЧАТОМ КОМПРЕССОРЕ И В ЕГО ОТДЕЛЬНЫХ СТУПЕНЯХ, ПРИ $n_{\text{пр}}=\text{var}$ И $n_{\text{пр}}=\text{const}$

При изменении $n_{\text{пр}}$ затраченная на компрессор работа будет изменяться по-разному в зависимости от причин изменения приведенных оборотов. В общем случае отношение затраченных работ можно записать в виде

$$\frac{H_{\text{к}}}{H_{\text{к.расч}}}=\frac{T_{\text{н}}^{*}\left(\pi_{\text{к}}^{*\frac{k-1}{k}}-1\right)}{T_{\text{н.расч}}^{*}\left(\pi_{\text{к.расч}}^{*\frac{k-1}{k}}-1\right)}\,\frac{\eta_{\text{к.расч}}^{*}}{\eta_{\text{к}}^{*}}. \tag{8.96}$$

Если приведенные обороты изменяются при $n_{\text{физ}}=\text{const}$, то

$$\left(\frac{H_{\text{к}}}{H_{\text{к.расч}}}\right)_{n_{\text{физ}}=\text{const}}=\frac{1}{\bar{n}_{\text{пр}}^{2}}\,\frac{\pi_{\text{к}}^{*\frac{k-1}{k}}-1}{\pi_{\text{к.расч}}^{*\frac{k-1}{k}}-1}\,\frac{\eta_{\text{к.расч}}^{*}}{\eta_{\text{к}}^{*}}.$$

Закономерность изменения $(H_{\text{к}}/H_{\text{к.расч}})_{n_{\text{физ.}}=\text{const}}$ в зависимости от приведенных оборотов определяется характеристикой сети.

В частности, если в ТРД при $n_{\text{пр}}=\text{const}$ соблюдается условие $T_{\text{г}}^{*}=\text{const}$ и $\pi_{\text{т}}^{*}=\text{const}$, то $n_{\text{пр}}$ связано с $\pi_{\text{к}}^{*}$ и $\eta_{\text{к}}^{*}$ уравнением (8.93). Используя его, находим из уравнения (8.97)

$$\left(\frac{H_{\text{к}}}{H_{\text{к.расч}}}\right)_{n_{\text{физ}}=\text{const}}=1{,}0.$$

Такой результат является очевидным следствием того, что при $T_г^*=\text{const}$ и $\pi_т^*=\text{const}$ работа турбины будет постоянной при всех значениях $\bar{n}_{пр}$, а следовательно, должна быть постоянной и работа компрессора. В действительности, как правило, наблюдается, что сохранение $n_{физ}=\text{const}$ и постоянства сечения реактивного сопла F_c при изменении $n_{пр}$ влечет за собой изменение $\pi_т^*$, а следовательно, работы турбины и компрессора. Последнее объясняется перераспределением работ между ступенями компрессора при изменении приведенных оборотов.

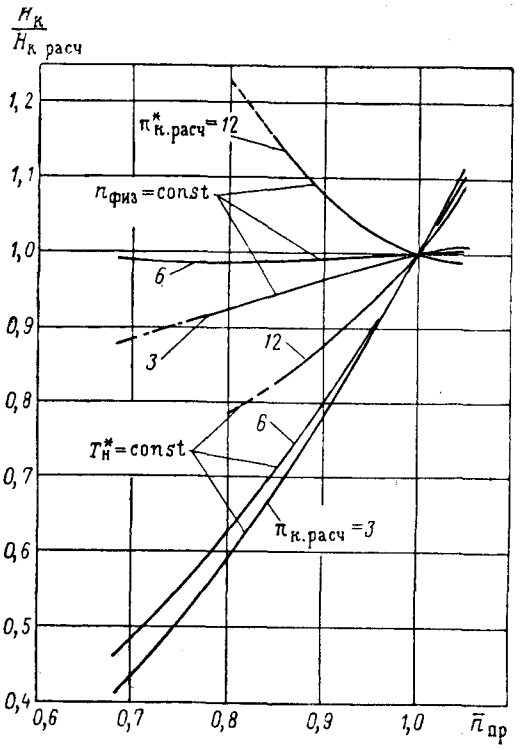


Рис. 8.25. Зависимость затраченной работы от приведенных оборотов при $n_{физ}=\text{const}$ и при $T_н^*=\text{const}$ для различных расчетных значений $\pi_к^*$

На рис. 8.25 в качестве примера показано изменение $(H_к/H_{к.расч})_{n_{физ}=\text{const}}$ в зависимости от $\bar{n}_{пр}$ при различных $\pi^*_{к.расч.}$, подсчитанное по данным, приведенным на рис. 8.23 и 8.24.

Из этого видно, что затраченная работа более значительно изменяется при больших и малых $\pi_к^*$ и менее значительно—при средних значениях $\pi_к^*$. Количественные данные существенно зависят от выбора расчетного режима для компрессора, распределения работы между ступенями на расчетном режиме и других факторов. Если изменение приведенных оборотов происходит только в силу изменения физических оборотов при $T_н^*=T^*_{н.расч}$, то

$$\left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{T_н^*=\text{const}}=\frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1}{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_{к.расч}-1}\cdot\frac{\eta^*_{к.расч}}{\eta^*_к}. \qquad (8.98)$$

Так как изменение $\pi_к^*$ и $\eta_к^*$ вдоль линии рабочих режимов (или характеристики сети) будет происходить одинаково. независимо от того, за счет чего изменяется $n_{пр}$, то получаем

$$\left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{T_н^*=\text{const}} = \left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{n_{физ}=\text{const}} \bar{n}_{пр}^2 = \left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{n_{физ}=\text{const}} \bar{n}_{физ}^2, \tag{8.99}$$

так как при

$$T_н^* = \text{const}$$

$$\bar{n}_{пр} = \bar{n}_{физ}.$$

Изменение $(H_к/H_{кр})^*_{T_н=\text{const}}$ также показано на рис. 8.26.

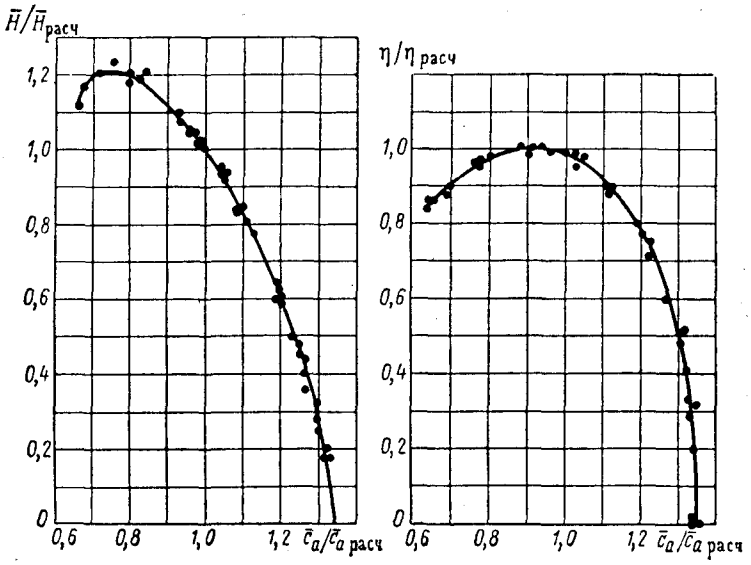


Рис. 8.26. Обобщенная зависимость для относительных значений коэффициента напора и к. п. д. ступеней осевого компрессора

Затраченную работу в многоступенчатом компрессоре можно еще выразить следующим образом:

$$H_к = H_{к1} + H_{к2} + \cdots + H_{кz},$$

или

$$H_к = \frac{u_1^2 \bar{H}_1}{\eta_{к1}^*} + \frac{u_2^2 \bar{H}}{\eta_{кz_2}^*} + \cdots + \frac{u_z^2 \bar{H}_z}{\eta_{кz}^2} = \sum_1^z \frac{u_i^2 \bar{H}_i}{\eta_{кi}^*} = n_{физ}^2 \sum_1^z \frac{\bar{H}_i}{\eta_{кi}^*} \left(\frac{\pi D_i}{60}\right)^2, \tag{8.100}$$

откуда

$$\left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{n_{физ}=\text{const}} = \frac{\sum_1^z \frac{\bar{H}_i}{\eta_{кi}^*} D_i^2}{\sum_1^z \left(\frac{\bar{H}_i}{\eta_{кi}^*}\right)_{расч} D_i^2}. \tag{8.101}$$

или

$$\left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{T_н^*=\text{const}} = n_{физ}^2 \frac{\sum_1^z \frac{H_i}{\eta_{кi}^*} D_i^2}{\sum_1^z \left(\frac{\overline{H}_i}{\eta_{кi}^*}\right)_{расч} D_i^2}. \qquad (8.102)$$

Разделив друг на друга уравнения (8.101) и (8.102), получим уравнение (8.99).

Уравнения (8.101) и (8.102) наглядно показывают, что изменение затраченной работы в многоступенчатом компрессоре при постоянных и переменных физических оборотах зависит от изменения коэффициента напора и к. п. д. отдельных ступеней на различных режимах работы. Так, например, если бы сумма $\sum_1^z (H_i/\eta_{кi}^*) D_i^2$ при всех приведенных оборотах оставалась постоянной, то при $n_{физ}=\text{const}$ затраченная работа не изменялась бы по величине, а при $T_н^*=\text{const}$ ($n_{физ}=\text{var}$) изменялась пропорционально квадрату числа оборотов. Однако такое положение можно иметь только в частном случае. Вообще же, как правило, указанная сумма постоянной не остается, причем ее изменение сильно зависит от расчетной степени повышения давления. Оказывают также влияние и другие факторы (тип ступеней, распределение напора между ними и др.). Поэтому, как было показано на рис. 8.26, отношение $(H_к/H_{к.расч})_{n_{физ}=\text{const}}$ не является постоянным и изменяется по-разному для различных степеней повышения давления. Выше было рассмотрено изменение коэффициентов расхода в различных ступенях и показано качественное изменение $\overline{H}_i$ на характеристиках этих ступеней. Количественное изменение коэффициентов напора, к. п. д. и затраченной работы для полученных выше коэффициентов расхода можно иллюстрировать, воспользовавшись показанными на рис. 8.26 относительными характеристиками ступени осевого компрессора, построенными по результатам испытаний большого числа осевых ступеней [50], спрофилированных по закону постоянной циркуляции. При этом для постоянного физического числа оборотов отношение затраченных работ в ступени будет

$$\frac{H_{кi}}{H_{кi\ расч}} = \frac{\overline{H}_i}{\overline{H}_{i\ расч}} \frac{\eta_{i\ расч}^*}{\eta_i^*},$$

где

$$\overline{H} = H_{ад}^*/u^2.$$

В результате, для первой ступени компрессора, имеющего $\pi_{к.расч}^* = 10$, получаем данные, приведенные в табл. 8.6.

Таблица 8.6

$\overline{n}_{пр}$	1,11	1,056	1,0	0,945	0,89
$\overline{H}_i/\overline{H}_{i\ расч}$	0,97	0,95	1,0	1,10	1,2
$\eta_i^*/\eta_{i\ расч}^*$	0,99	0,98	1,00	1,0	0,98
$H_{к\,i}/H_{кi\ расч}$	0,98	0,97	1,0	1,1	1,225

Данные для последней ступени приведены в табл. 8.7.

Таблица 8.7

$\bar{n}_{пр}$	1,11	1,056	1,0	0,945	0,89
$\bar{H}_i/H_{i\ расч}$	1,17	1,08	1,0	0,90	0,78
$\eta_i^*/\eta_{i\ расч}^*$	1,0	1,0	1,0	0,97	0,90
$H_{к\,i}/H_{к\,i\ расч}$	1,17	1,03	1,0	0,925	0,87

В результате сдвига режимов отдельных ступеней относительная доля работы, поглощаемой первой частью компрессора, в которую входят ступени, начиная от первой и кончая «нейтральной», возрастает при уменьшении $\bar{n}_{пр}$ и уменьшается при возрастании $\bar{n}_{пр}$. Во второй части компрессора, в которую входят ступени от «нейтральной» до последней, происходит обратный процесс. Если обозначить затраченную работу в первой части компрессора через $H_{кI}$ и во второй части — через $H_{кII}$, то для любого режима получаем

$$H_{кI}+H_{кII}=H_к \tag{8.103}$$

или

$$\frac{H_{кI}}{H_к}+\frac{H_{к\,II}}{H_к}=1{,}0,$$

где $H_к$ — работа, затрачиваемая на весь компрессор.

Сопоставляя значения $H_{кI}/H_к$ и $H_{кII}/H_к$ с их значениями на расчетном режиме, можем написать:
для $\bar{n}_{пр}<1{,}0$

$$\frac{H_{к\,I}}{H_к}>\left(\frac{H_{к\,I}}{H_к}\right)_{расч} \quad и \quad \frac{H_{к\,II}}{H_к}<\left(\frac{H_{к\,II}}{H_к}\right)_{расч}; \tag{8.104}$$

для $\bar{n}_{пр}>1{,}0$.

$$\frac{H_{к\,I}}{H_к}<\left(\frac{H_{к\,I}}{H_к}\right)_{расч} \quad и \quad \frac{H_{к\,II}}{H_к}>\left(\frac{H_{к\,II}}{H_к}\right)_{расч}. \tag{8.105}$$

В компрессорах с большими расчетными степенями повышения давления возрастание работы в первой части компрессора преобладает над уменьшением ее второй части и поэтому при уменьшении $\bar{n}_{пр}$ величина $(H_к/H_{к.расч})_{n_{физ}=const}$ возрастает.

В компрессорах с малыми расчетными степенями повышения давления имеет место обратное явление (см. рис. 8.25).

В ступенях со средними значениями $\pi_к^* = 6 \div 8$ отношение $(H_к/H_{к.расч})_{n_{физ}=const}$ остается почти постоянным (см. рис. 8.25) и, следовательно, при $T_н^*=const$, когда $n_{физ}=var$, работа $H_к$ будет изменяться пропорционально квадрату числа оборотов.

Если полученные выше уравнения применить к случаю, когда $n_{пр}=const$, то, поскольку при этом $n_{физ}=const$ соответствует и $T_н^*=const$, очевидно, будем иметь

$$\left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{n_{физ}=const}=\left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{T_н^*=const}.$$

Отсюда следует, что в этом случае

$$\frac{H_к}{H_{к.расч}} = \frac{\sum_1^z \frac{\overline{H}_l}{\eta^*_{кl}} D_l^2}{\sum_1^z \left(\frac{\overline{H}_l}{\eta^*_{кl}}\right)_{расч} D_l^2}.$$

Поэтому при смещении режима работы компрессора вниз от расчетной точки в сторону уменьшения, когда во всех ступенях коэффициент напора $\overline{H}_i$ уменьшается, работа, затраченная на компрессор, также должна уменьшаться, а при смещении вверх в сторону увеличения работа будет возрастать, так как уменьшение или возрастание $\overline{H}_i$ не сопровождается пропорциональным изменением к. п. д. Однако если предположить, что приведенные обороты поддерживаются постоянными при $n_{физ}=\text{var}$ и $T_н^*=\text{var}$, то получим

$$\left(\frac{H_к}{H_{к.расч}}\right)_{n_{пр}=\text{const}} = \overline{n}^2_{физ} \frac{\sum_1^z \left(\frac{\overline{H}_l}{\eta^*_{кl}}\right) D_l^2}{\sum_1^z (\overline{H}_i/\eta^*_{кl})_{расч} D_l^2}.$$

Поэтому, если, например, смещение режима работы вниз от расчетной точки по линии $n_{пр}=\text{const}$ будет происходить при возрастающих оборотах и соответственно возрастающих температурах, то затрачиваемая работа должна уменьшаться медленнее, чем при $n_{физ}=\text{const}$ и $T_н^*=\text{const}$.

При уменьшающихся оборотах (и температурах) затраченная работа будет уменьшаться более интенсивно, чем при $n_{физ}=\text{const}$.

8.6.5. ВЫБОР РАСЧЕТНОГО РЕЖИМА КОМПРЕССОРА

На расчетном режиме многоступенчатого компрессора режимы работы ступеней обычно согласованы так, что они работают при максимальных коэффициентах полезного действия. Однако, как видно из предыдущего, при изменении режима работы многоступенчатого компрессора по $\overline{n}_{пр}$ режимы первых и последних ступеней перемещаются в области с более низкими к. п. д., вследствие чего снижается и к. п. д. всего компрессора. Если диапазон изменения режимов всего компрессора широкий, то снижение к. п. д. компрессора может оказаться весьма значительным. Кроме того, может оказаться, что компрессор попадает в область неустойчивых режимов из-за потери устойчивости первыми или последними ступенями. Основными средствами для преодоления этих трудностей являются:

1) применение специальных средств регулирования режимов компрессора;

2) смещение расчетных режимов отдельных ступеней по отношению к режиму с максимальным к. п. д.;

3) рациональный выбор расчетного режима для компрессора в целом.

Как рассмотрено ниже (гл. 9), некоторые способы регулирования (например, с помощью поворотных лопаток направляющих аппаратов) позволяют повысить к. п. д. на нерасчетных режимах, а главное—отодвинуть границы неустойчивых режимов. Этому же способствует смещение расчетных точек на характеристиках отдельных ступеней по отношению к режиму с максимальным к. п. д. Так, например, если в первых ступенях расчетные точки выбрать в правой части характеристики (малые углы атаки, бóльшие $\bar{c}_a$), то при уменьшении $\overline{n}_{пр}$ в этих ступенях будет

возрастать к. п. д. и возникнут позднее неустойчивые режимы. На режимах с пониженными значениями $\bar{n}_{пр}$ можно иметь более высокий к. п. д. в последних ступенях, если сместить их расчетный режим в область с более низкими значениями $\bar{c}_a$ и повышенными углами атаки.

Однако такой подход связан со снижением к. п. д. на расчетном режиме компрессора в целом. Кроме того, давая положительный эффект при изменении приведенных оборотов в одном направлении, такой выбор расчетных точек будет приводить к ухудшению работы при обратном изменении приведенных оборотов.

Так, например, смещение расчетных режимов последних ступеней в область с пониженными $\bar{c}_a$ и более высокими углами атаки приведет к более раннему возникновению в них неустойчивых режимов при увеличении приведенных оборотов. Поэтому расчетные режимы отдельных ступеней могут быть смещены по отношению к режиму с максимальным к. п. д. лишь в ограниченных пределах.

Рациональный выбор расчетного режима для всего компрессора по высоте и скорости полета или по относительным приведенным оборотам может способствовать расширению диапазона приведенных оборотов, в пределах которых имеет место умеренное снижение к. п. д. и избегается появление неустойчивых режимов. Рассмотрим этот вопрос на примере компрессора ТРД, предназначенного для самолета с большими сверхзвуковыми скоростями ($M \geqslant 2{,}5$—$3{,}0$). В этом случае компрессор должен работать в широком диапазоне приведенных оборотов при переходе от максимальной скорости полета к околозвуковой или к стендовым условиям при сохранении постоянных физических оборотов.

Если отнести приведенные обороты при различных числах M полета к приведенным оборотам при $T_н^* = 288°$ К (что соответствует стендовым условиям или полету с числом $M_H = 1{,}28$ на высотах $H \geqslant 11$ *км*), то получим для этих высот значения $\bar{n}_{пр}$ в процентах, показанные в табл. 8. 3.

Таким образом, даже при изменении режимов полета от чисел $M_H = 1{,}28$ до $M_H = 3{,}0$ приведенные обороты будут уменьшаться на 30%. Поэтому если для расчета компрессора выбрать режим, соответствующий $M_H = 1{,}28$, то при переходе к $M_H = 3{,}0$ режимы первых ступеней весьма сильно сместятся по своим характеристикам в сторону пониженных приведенных оборотов, а последних ступеней — в сторону повышенных $\bar{n}_{пр}$. Так, например, по уравнению (8. 89) для $\pi^*_{к.расч} = 10$ (при $\bar{n}_{пр} = 1{,}0$) получим показанные в табл. 8. 8 изменения $\bar{c}_a/\bar{c}_{a\,расч}$ при уменьшении приведенных оборотов в диапазоне от $\bar{n}_{пр} = 1{,}0$ до $\bar{n}_{пр} = 0{,}7$.

Таблица 8.8

$\bar{n}_{пр}$	1,0	0,95	0,9	0,85	0,8	0,7
$\bar{c}_{aв}/\bar{c}_{aв.\,расч}$	1,0	0,93	0,854	0,759	0,688	0,54
$\bar{c}_{a\,к}/\bar{c}_{a\,к.\,расч}$	1,0	1,036	1,13	1,19	1,26	1,4

Если предположить, что характеристики ступеней соответствуют рис. 8. 26, то при $n_{пр} = 0{,}7$ режимы работы первой и последней ступеней выйдут за пределы этой характеристики. Таким образом, режимы первой ступени будут находиться далеко в левой (неустойчивой) части характеристики, а последняя ступень перейдет на турбинный режим.

Если в качестве расчетного режима для компрессора выбрать режим, соответствующий $M_H = 3{,}0$, то при переходе к более высоким приведенным оборотам (в связи с уменьшением скорости полета) в первых

ступенях увеличатся коэффициент расхода и число $\widetilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо и уменьшится коэффициент расхода в последних ступенях (см. табл. 8.9).

Таблица 8.9

$\bar{n}_{пр}$	1,0	1,05	1,1	1,2	1,4
$\bar{c}_{a\,в}/\bar{c}_{a\,в.\,расч}$	1,0	1,09	1,185	1,4	1,92
$\widetilde{M}_1/\widetilde{M}_{1\,расч}$	1,0	1,02	1,04	1,08	1,185
$\bar{c}_{a\,к}/\bar{c}_{a\,к.\,расч}$	1,0	0,968	0,932	0,882	0,856

Табл. 8.9 подсчитана в предположении, что на расчетном режиме ($\bar{n}_{пр}=1{,}0$; $M_H=3{,}0$) степень повышения давления $\pi_к^*=3{,}3$.

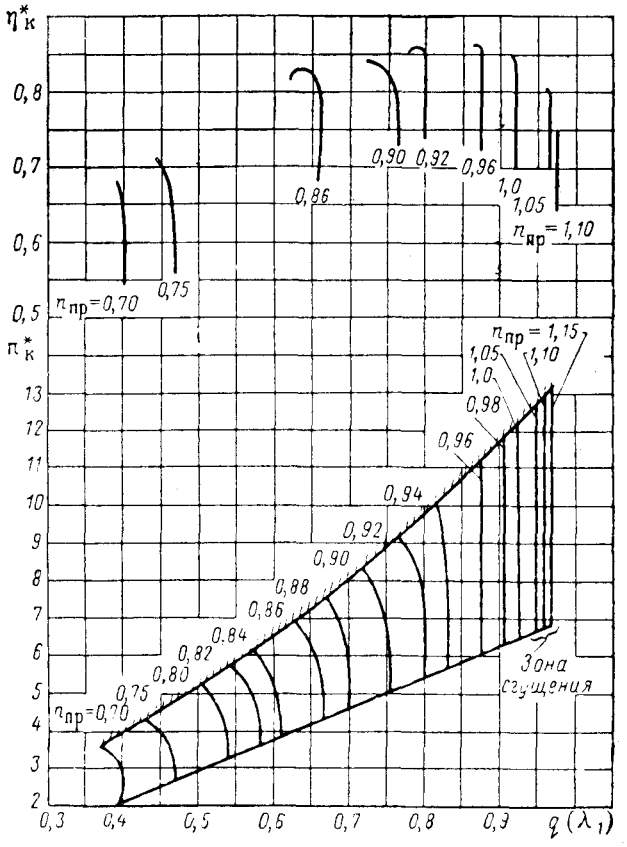


Рис. 8.27. Характеристики многоступенчатого осевого компрессора с зоной сгущения

В связи с ростом $\widetilde{M}_1$ и $\bar{c}_{a\,в}$ для получения на режимах, соответствующих взлету ($\bar{n}_{пр}\approx 1{,}4$), нормальных значений $\bar{c}_{a\,в}$ и $\widetilde{M}_1$ необходимо на расчетном режиме (при $M_H=3{,}0$) принимать для первой ступени малые значения $\widetilde{M}_1$ и $\bar{c}_{a\,в}$. В противном случае, при уменьшении скорости полета (увеличении $\bar{n}_{пр}$) $\widetilde{M}_1$ и $\bar{c}_{a\,в}$ быстро примут недопустимо высокие зна-

чения. В результате компрессор уже при $\bar{n}_{пр}<1{,}4$) будет заперт по расходу, т. е. попадет в так называемую зону сгущения (рис. 8.27). В этой области при почти прекращающемся росте расхода наблюдается весьма существенное снижение к. п. д. компрессора вдоль линии рабочих режимов.

Однако применение на расчетном режиме в первых ступенях малых $\bar{c}_a$ приведет к снижению к. п. д. и на этих режимах, а перемещение режимов по характеристике вызовет дальнейшее снижение к. п. д. этих ступеней. Уменьшение значений $\bar{c}_{a\,к}$, при возрастании $\bar{n}_{пр}$ вызовет снижение к. п. д. и последних ступеней. Поэтому целесообразно принять в качестве расчетного режим, соответствующий промежуточному числу M полета, например $M\cong 1{,}5\div 1{,}7$ или $\bar{n}_{пр}=0{,}91\div 0{,}95$. Тогда увеличение или уменьшение чисел M полета (или $n_{пр}$) будет вызывать относительно меньшее перемещение режимов работы отдельных ступеней по отношению к расчетному и соответственно будет приводить к более умеренному снижению к. п. д. на режимах, соответствующих $\bar{n}_{пр\,min}$ и $\bar{n}_{пр\,max}$. Однако и в этом случае при достаточно больших расчетных значениях $\pi_к^*$ необходимо применение при $M=3{,}0$ регулирования компрессора путем поворота лопаток направляющих аппаратов.

8.6.6. ЗАПАС УСТОЙЧИВОЙ РАБОТЫ КОМПРЕССОРА

Любая рабочая точка компрессора, находящаяся на линии рабочих режимов, кроме основных параметров $[\pi_к^*,\ \eta_к^*,\ \bar{G}_{в.пр}$ или $q(\lambda_в)]$ характеризуется еще так называемым запасом устойчивой работы. Запас устойчивой работы показывает удаленность данной рабочей точки от границы неустойчивых режимов при сохранении заданных приведенных оборотов.

Количественно запас устойчивой работы можно применительно к ТРД характеризовать следующим образом.

Из уравнения (8.79) характеристики сети для любой рабочей точки

$$\frac{\pi_к^*}{q(\lambda_в)}=\frac{F_в}{F_{с.а}}\frac{s_в}{s_г}\frac{\nu}{\delta_{с.а}\delta_г}\sqrt{\frac{T_г^*}{T_в^*}}.$$

Умножив и разделив правую часть на число оборотов и введя в левую часть $G_{в.пр}$ вместо $q(\lambda_в)$, получим

$$\frac{\pi_к^*}{G_{в.пр}}=\frac{1}{F_{с.а}}\frac{1}{s_г}\frac{1}{\delta_{с.а}\delta_г}\sqrt{T_г^*}\,\frac{n_{пр}}{n}\,\frac{1}{1{,}014\cdot 10^5}. \qquad (8.106)$$

Сопоставим с помощью этого выражения две точки характеристики, имеющие одинаковое приведенное число оборотов, из которых одна находится на границе неустойчивых режимов и другая — на линии рабочих режимов. Тогда получим, принимая, что $s_в$, $s_г$, $\delta_{с.а}$, $\delta_г$ и ν остаются постоянными, а $F_{с.а}$, $T_г^*$ и $n_{физ}$ в общем случае изменяются:

$$\frac{(\pi_к^*/G_{в.пр})_{гран}}{(\pi_к^*/G_{в.пр})_{раб}}=\frac{F_{с.а.раб}}{F_{с.а.гран}}\sqrt{\frac{T_{г.гран}^*}{T_{г.раб}^*}}\,\frac{n_{раб}}{n_{гран}}. \qquad (8.107)$$

В случае, когда при одинаковом приведенном числе оборотов будут сохраняться неизменными и физические числа оборотов, что соответствует условию $T_д^*=\text{const}$, получим

$$\frac{(\pi_к^*/G_{в.пр})_{гран}}{(\pi_к^*/G_{в.пр})_{раб}}=\frac{F_{с.а.раб}}{F_{с.а.гран}}\sqrt{\frac{T_{г.гран}^*}{T_{г.раб}^*}}. \qquad (8.108)$$

Отношение $\frac{(\pi^*_к/G_в)_{гран}}{(\pi^*_к/G_в)_{раб}}=K_у$ и является по существу критерием устойчивости компрессора, характеризующим удаление рабочего режима от неустойчивого, а следовательно, величину запаса устойчивости.

При больших приведенных числах оборотов, когда характеристики являются практически вертикальными, т. е. $G_{в.пр}=\text{const}$:

$$K_у=\frac{\pi^*_{к.гран}}{\pi^*_{к.раб}}.$$

Наоборот, при малых приведенных оборотах можно в отдельных случаях для рабочего участка характеристик с заданным значением $n_{пр}$ принимать $\pi^*_к=\text{const}$, и поэтому

$$K_у=\frac{G_{в.пр.раб}}{G_{в.пр.гран}}.$$

Как видно из уравнений (8.107) и (8.108), критерий $K_у$ при постоянных значениях $F_{с.а}$ и n [а также и $q(\lambda_{с.а})$] отражает допустимое повышение температуры газов перед турбиной, если предположить, что температура газа в точке, находящейся на линии рабочих режимов, ниже максимально допустимой.

Следует, однако, иметь в виду, что величина $K_у$, соответствующая условиям, обычно принимаемым в расчетах и полученным при испытании на стенде (равномерное поле скоростей, установившийся режим работы), в полете, как правило, уменьшается. Причинами такого уменьшения являются неравномерность потока и наличие пульсаций на входе, потери давления в воздухозаборнике и др.

Особенно существенно снижает запас устойчивой работы окружная неравномерность потока перед компрессором и притом во всем диапазоне чисел оборотов.

При радиальной неравномерности значительное уменьшение запасов устойчивости происходит лишь при малых и средних числах оборотов ($\bar{n}<0{,}85$).

Для того чтобы и при наличии всех этих факторов компрессор не терял устойчивости в полете, расчетный запас устойчивости, равный $\Delta K_у=(K_у-1)\,100\%$, должен быть порядка 15% и выше.

Запас устойчивости является переменной величиной вдоль линии рабочих режимов, что легко видеть из рис. 8.14, сравнивая линию рабочих режимов a—a с границей неустойчивых режимов. Примерный характер изменения $\Delta K_у$ в зависимости от n для нерегулируемого компрессора показан также на рис. 8.28.

На малых приведенных оборотах часто имеет место явление, когда $\Delta K_у=0$. Аналогичное явление наблюдается и при больших приведенных оборотах, находящихся в области сгущения.

С увеличением расчетной степени повышения давления резко уменьшается диапазон режимов по оборотам, в пределах которого компрессор может работать устойчиво без специальных средств регулирования. Это является следствием того, что при увеличении $\pi^*_{к.расч}$ линия рабочих режимов с уменьшением $n_{пр}$ и $G_{пр}$ протекает более полого, а граница неустойчивых режимов, наоборот, более круто, что показано на рис. 8.29 в относительных координатах $\overline{\pi^*_к}=f(\bar{G}_{пр})$, где линиями со штриховкой обозначены границы неустойчивых режимов.

Причинами такого влияния расчетной степени повышения давления является различное изменение режимов первых и последних ступеней

при изменении $n_{пр}$ в многоступенчатых компрессорах с различными $\pi^*_{к.расч}$. В табл. 8.10 дано отношение $\bar{c}_a/\bar{c}_{a.расч}$ при $\pi^*_{к.расч}=10$ и $\pi^*_{к.расч}=4$ для первой и последней ступеней, подсчитанное по уравнению (8.90).

Таблица 8.10

$\pi^*_{кр}$	$\bar{n}_{пр}$	1,11	1,056	1,0	0,945	0,89	0,78
10	$\bar{c}_{a\,в}/\bar{c}_{a\,в.расч}$	1,012	1,039	1,0	0,013	0,794	0,574
	$\bar{c}_{a\,к}/\bar{c}_{a\,к.расч}$	0,865	0,925	1,0	1,063	1,12	1,23
4	$\bar{c}_{a\,в}/\bar{c}_{a\,в.расч}$	0,932	0,985	1,0	0,99	0,955	0,875
	$\bar{c}_{a\,к}/\bar{c}_{a\,к.расч}$	0,84	0,915	1,0	1,088	1,18	1,42

Из табл. 8.10 видно, что при $\pi^*_{к.расч}=10$ в случае уменьшения приведенных оборотов режим работы первых ступеней значительно больше смещается в сторону малых значений $\bar{c}_{a\,в}/\bar{c}_{a\,в.расч}$ по сравнению с $\pi^*_{к.расч}=$

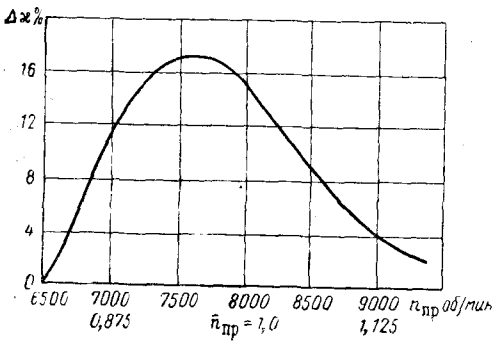


Рис. 8.28. Запасы устойчивости вдоль линии рабочих режимов

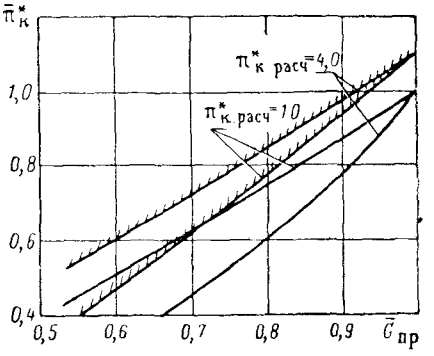


Рис. 8.29. Относительное протекание линий рабочих и неустойчивых режимов при $\pi^*_{к.расч}=4$ и $\pi^*_{к.расч}=10$

$=4$. Следовательно, при одинаковом изменении приведенных оборотов большее количество первых ступеней в компрессоре будет работать при увеличенных углах атаки, что может привести к срыву потока во всем компрессоре. Кроме того, это вызывает рост затраченной работы при $n_{физ}=\text{const}$ и уменьшении $\bar{n}_{пр}$. С другой стороны, при $\pi^*_{к.расч}=4{,}0$ в последних ступенях несколько быстрее уменьшаются осевые скорости при $n_{пр}>1{,}0$ и быстрее растут при $n_{пр}<1{,}0$, что связано с большей возможностью появления неустойчивых режимов при $\bar{n}_{пр}>1{,}0$ и с уменьшением работы, затрачиваемой на компрессор, при постоянных физических оборотах и $\bar{n}_{пр}<1{,}0$ (см. рис. 8.25).

Причиной меньшего изменения режимов работы ($\bar{c}_a$) в первых ступенях и большего изменения в последних ступенях при $\pi^*_{к.расч}=4{,}0$ по сравнению с $\pi^*_{к.расч}=10$ является более пологое изменение зависимости $\bar{\pi}_к{}^*=f(\bar{n}_{пр})$ (см. рис. 8.23). Это оказывает определяющее влияние на изменение $\bar{c}_{am}/\bar{c}_{am\,расч}$ согласно уравнению (8.90) и на угол наклона границы неустойчивых режимов в относительных координатах $\bar{\pi}_к{}^*=f[q(\bar{\lambda})]$

или $\bar{\pi}_к^* = f(\bar{G}_{пр})$, способствуя, в частности, более пологому протеканию этой границы при $\pi^*_{к.расч} = 4{,}0$ (см. рис. 8.29).

С другой стороны, как уже отмечалось, линия рабочих режимов в тех же координатах будет протекать круче при небольших $\pi^*_{к.расч}$, поскольку в этом случае при снижении $q(\lambda)$ относительная величина $\bar{\pi}^*_к = \pi^*_к / \pi^*_{к.расч}$ должна интенсивнее уменьшаться из-за более резкого снижения приведенного числа оборотов. Так, например, для отношения $q(\lambda_в)/q(\lambda_в)_{расч} = 0{,}75$ получаем

$$\pi^*_{к.расч} = 4{,}0; \quad \bar{\pi}^*_к = 0{,}58; \quad \bar{n}_{пр} = 0{,}78;$$

$$\pi^*_{к.расч} = 10; \quad \bar{\pi}^*_к = 0{,}68; \quad \bar{n}_{пр} = 0{,}89.$$

Таким образом, степень повышения давления и приведенные обороты в случае, когда $\pi^*_{к.расч} = 4{,}0$, уменьшаются значительно быстрее, нежели при $\pi^*_{к.расч} = 10$, хотя расход уменьшился на одну и ту же величину.

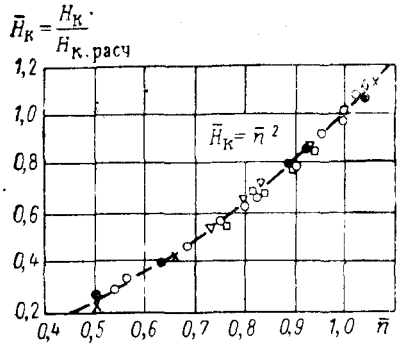


Рис. 8.30. Зависимость относительной эффективной работы на границе помпажа от относительного числа оборотов

Обобщение экспериментальных данных [44] показало, что на границе неустойчивых режимов отношение $H_к/H_{к.расч}$ изменяется приблизительно пропорционально квадрату чисел оборотов (рис. 8.30).

Из сопоставления этих данных и данных рис. 8.25 следует, что при $\pi^*_{к.расч} \cong 6$ линия рабочих режимов должна располагаться примерно эквидистантно границе устойчивых режимов.

При более низких $\pi^*_{к.расч}$ линия рабочих режимов должна удаляться от границы устойчивых режимов и при более высоких, наоборот, к ней приближаться.

Такая же зависимость будет и в координатах $\bar{\pi}_к^* = f(\bar{G}_{пр})$, что и показано было на рис. 8.29.

Для предотвращения неустойчивых режимов в области пониженных приведенных оборотов применяются различного рода средства регулирования компрессора (см. гл. 9).

8.6.7. ОСОБЕННОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХКАСКАДНЫХ КОМПРЕССОРОВ

Основным преимуществом двухкаскадного компрессора по сравнению с однокаскадным является возможность и при высоких степенях повышения давления расширить диапазон приведенных чисел оборотов, в пределах которого компрессор газотурбинного двигателя может работать устойчиво без специальных систем регулирования.

Кроме того, возможно некоторое увеличение окружной скорости и уменьшение числа ступеней в компрессоре второго каскада. Возможность расширения диапазона в двухкаскадном компрессоре удобно объяснить, сопоставляя изменение на различных режимах параметров двух частей однокаскадного компрессора и параметров первого и второго каскадов двухкаскадного компрессора.

Выше было показано, что в однокаскадном компрессоре при изменении приведенных оборотов происходит перераспределение работы между первой и второй частями компрессора, так что
для $\bar{n}_{\text{пр}}<1{,}0$

$$\frac{H_{\text{к I}}}{H_{\text{к}}}>\left(\frac{H_{\text{к I}}}{H_{\text{к}}}\right)_{\text{расч}} \quad \text{и} \quad \left(\frac{H_{\text{к II}}}{H_{\text{к}}}\right)<\left(\frac{H_{\text{к II}}}{H_{\text{к}}}\right)_{\text{расч}}$$

или

$$\frac{H_{\text{к I}}}{H_{\text{к II}}}>\left(\frac{H_{\text{к I}}}{H_{\text{к II}}}\right)_{\text{расч}}; \tag{8.109}$$

для $\bar{n}_{\text{пр}}>1{,}0$

$$\frac{H_{\text{к I}}}{H_{\text{к II}}}<\left(\frac{H_{\text{к I}}}{H_{\text{к II}}}\right)_{\text{расч}}. \tag{8.110}$$

В двухкаскадном компрессоре такое перераспределение работы на нерасчетных режимах не должно происходить, так как турбины, а следовательно, и компрессоры обоих каскадов свои относительные доли работы сохраняют в довольно широком диапазоне приведенных оборотов. Чтобы показать это, запишем отношение работ компрессора и турбины высокого давления к общей работе, затраченной на компрессор, и к полезной работе турбины, используя уравнение (8.80):

$$\frac{H_{\text{к II}}}{H_{\text{к}}}=\frac{H_{\text{т II}}\eta_{m\,\text{II}}\nu_{\text{II}}}{H_{\text{т}}\eta_m\nu}. \tag{8.111}$$

Работы турбин $H_{\text{тII}}$ и $H_{\text{т}}$ выражаются через температуру газа в конце камеры сгорания и соответствующие степени понижения давления уравнениями:

$$H_{\text{т II}}=\frac{k_{\text{г}}}{k_{\text{г}}-1}RT^*_{\text{г}}\left(1-\frac{1}{\pi^{*\,\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}}_{\text{т II}}}\right)\eta^*_{\text{т II}};$$

$$H_{\text{т}}=\frac{k_{\text{г}}}{k_{\text{г}}-1}RT^*_{\text{г}}\left(1-\frac{1}{\pi^{*\,\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}}_{\text{т}}}\right)\eta^*_{\text{т}}.$$

Обычно в сопловом аппарате турбины низкого давления, который находится непосредственно за турбиной высокого давления, а также в реактивном сопле перепады давления в известном диапазоне режимов близки к критическим и поэтому, как известно из теории газотурбинных двигателей,

$$\pi^*_{\text{т II}}=\text{const} \quad \text{и} \quad \pi^*_{\text{т}}=\text{const}.$$

Приняв постоянными значения ν_{II}; ν; $\eta_{m\,\text{II}}$; η_m, а также $\eta^*_{\text{т II}}$ и $\eta^*_{\text{т}}$, будем иметь

$$\frac{H_{\text{т II}}\eta_{m\,\text{II}}\nu_{\text{II}}}{H_{\text{т}}\eta_m\nu}=\text{const}. \tag{8.112}$$

Следовательно, можем написать

$$\frac{H_{\text{к II}}}{H_{\text{к}}}=\left(\frac{H_{\text{к II}}}{H_{\text{к}}}\right)_{\text{расч}}=\text{const}. \tag{8.113}$$

Так как $H_{кI}=H_к-H_{кII}$, то и для первого каскада

$$\frac{H_{к\,I}}{H_к}=\left(\frac{H_{к\,I}}{H_к}\right)_{расч}=\text{const}$$

или

$$\frac{H_{к\,I}}{H_{к\,II}}=\left(\frac{H_{к\,I}}{H_{к\,II}}\right)_{расч}=\text{const}. \qquad (8.114)$$

Из изложенного и, в частности, из сопоставления уравнений (8.109) и (8.110) с уравнениями (8.113) и (8.114) следует, что при уменьшении приведенных оборотов на первый каскад компрессора будет затрачиваться меньшая работа и на второй каскад — большая работа по сравнению с той, которая затрачивалась бы на эти же каскады при использовании их в качестве первой и второй частей в однокаскадном компрессоре.

При увеличении приведенных оборотов будет иметь место обратное явление.

Следовательно, при $\bar{n}_{пр}<1{,}0$ из-за уменьшения располагаемой работы турбины рабочие режимы ступеней первого каскада компрессора должны в меньшей степени смещаться по своим характеристикам в сторону малых коэффициентов расхода и повышенных коэффициентов напора, нежели при работе в системе однокаскадного компрессора. В этом и состоит принципиальная особенность работы двухкаскадного компрессора, являющаяся физической причиной расширения диапазона его устойчивой работы. Действительно, если на характеристики компрессора первого каскада нанести линии его рабочих режимов как в двухкаскадном, так и в однокаскадном компрессорах, то в первом случае при $\bar{n}_{пр}<1{,}0$ она пройдет ниже линии, соответствующей работе в однокаскадном компрессоре.

Вследствие этого запас устойчивой работы в этом компрессоре при использовании его в двухкаскадном варианте будет при $\bar{n}_{пр}<1{,}0$ более высоким, чем в однокаскадном компрессоре. Если рассматривать работу первого каскада при $n_{пр}>1{,}0$, то режимы сместятся в противоположном направлении и поэтому запас устойчивой работы должен быть более низким (рис. 8.31).

Однако поскольку расчетный режим находится обычно ближе к максимальным приведенным числам оборотов, то наиболее важным свойством будет являться увеличение запаса устойчивой работы при $\bar{n}_{пр}<1{,}0$.

Линии рабочих режимов на характеристике компрессора второго каскада показаны на рис. 8.32, откуда видно, что они располагаются близко друг к другу при работе указанного компрессора в двухкаскадном и однокаскадном компрессорах. Такой результат является следствием того, что характеристика сети этого каскада при работе его в системе однокаскадного и двухкаскадного двигателей мало изменяется, так как площади сопловых аппаратов турбины будут почти одинаковыми и в обоих случаях в них существует критический перепад. Различие в к. п. д. также сравнительно невелико.

Однако на нерасчетных режимах при одинаковых условиях по высоте и скорости полета, по температуре газа и расходу воздуха режимы работы второго каскада компрессора при его использовании в двухкаскадном варианте не будут совпадать с режимом его работы в однокаскадном компрессоре. Так при $\bar{n}_{пр}<1{,}0$ во втором каскаде будут более высокие значения $q(\lambda_в)$; $\pi_к^*$ и $\bar{n}_{пр}$, чем при работе его в качестве второй части однокаскадного компрессора. Это объясняется тем, что в двухкаскадном компрессоре при $\bar{n}_{пр}<1{,}0$ из-за меньших значений $H_{к1}$ и $\pi^*_{к1}$ плотность воздуха на входе во второй каскад будет меньше, чем

в системе однокаскадного компрессора, что при одинаковых расходах воздуха и приводит к росту скорости воздуха, а также $\lambda_в$ и $q(\lambda_в)$. Одновременно уменьшается температура воздуха на входе во второй каскад и возрастает относительная доля затрачиваемой на него работы турбины. В результате этого увеличиваются приведенные обороты и степень повышения давления. Так, например, если для характеристик, показанных на рис. 8.31 и 8.32, будем иметь при $\bar{n}<1{,}0$ на входе в первый каскад $q(\lambda_в)=0{,}55$ [вместо $q(\lambda_в)_{расч}=0{,}65$], то во втором каскаде в слу-

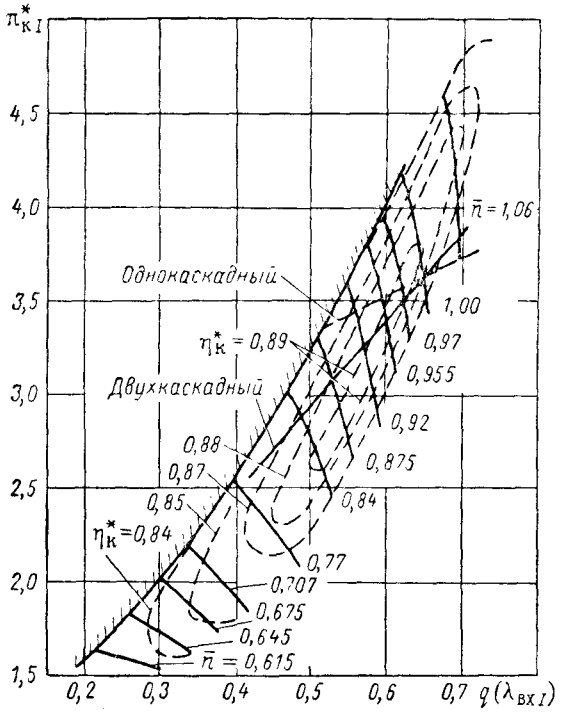


Рис. 8.31. Линии рабочих режимов на характеристике первого каскада двухкаскадного осевого компрессора

чае его работы в системе однокаскадного компрессора получим $q(\lambda_в)_{II}=0{,}73$ и $\pi^*_{к\,II}=3{,}40$, а при работе в системе двухкаскадного компрессора $q(\lambda_в)_{II}=0{,}78$ и $\pi^*_{к\,II}=3{,}75$.

Из изложенного также следует, что в двухкаскадном компрессоре законы изменения оборотов компрессоров первого и второго каскадов при отклонении режимов от расчетного различны, вследствие чего появляется так называемое «скольжение». Последнее характеризуется тем, что отношение оборотов каскадов на нерасчетном режиме не равно их отношению на расчетном режиме. Действительно, если обороты снижаются по сравнению с расчетными, то для того чтобы обороты обоих каскадов изменялись одинаково, как в однокаскадном компрессоре, доля работы турбины, вращающей компрессор первого каскада, должна возрастать, а доля работы турбины второго каскада — уменьшаться. Поскольку же доли работы турбины, как показано выше, сохраняются, то обороты компрессора и турбины первого каскада должны снижаться более интенсивно, а второго каскада — менее интенсивно по сравнению с однокаскадным компрессором. Вследствие этого их отношение получается больше, чем на расчетном режиме, т. е. появляется скольжение.

Так, если по характеристике рис. 8.31 физические обороты первого каскада двухкаскадного компрессора снизятся с $\bar{n}=1{,}0$ *) до $\bar{n}_1=0{,}89$ и $q(\lambda_в)_{расч}=0{,}65$ — до $q(\lambda_в)=0{,}55$, то в однокаскадном компрессоре физические обороты этого каскада при том же $q(\lambda_в)$ упали бы до $\bar{n}=0{,}91$. При этом обороты второго каскада этого же компрессора (см. рис. 8.32) снизятся до $\bar{n}_{II}=0{,}96$, а в системе однокаскадного компрессора, так же как и обороты первого каскада — до $\bar{n}=0{,}91$. Таким образом, если на расчетном режиме физические числа оборотов обоих каскадов были одинаковыми, т. е. $n_{II}/n_I=1{,}0$, то на новом режиме это отношение будет равно $n_{II}/n_I=0{,}96/0{,}89=1{,}08$. На режимах работы двигателя, где перепад давления в реактивном сопле будет докритическим, относительная доля работы турбины низкого давления (т. е. первого каскада) уже не будет сохраняться постоянной, а должна уменьшаться по мере снижения оборотов. Это вызывает дополнительное смещение линии рабочих режимов в сторону пониженных значений $\pi_к^*$ на характеристике компрессора первого каскада и еще более существенное снижение оборотов по сравнению с однокаскадным компрессором. В частности, такое положение будет всегда в двухкаскадном ТВД, в котором перепад в реактивном сопле, как правило, будет докритическим. Распределять работу сжатия между каскадами необходимо, исходя из эффективности и прочности турбины, благоприятной формы проточной части компрессора и турбины и других факторов.

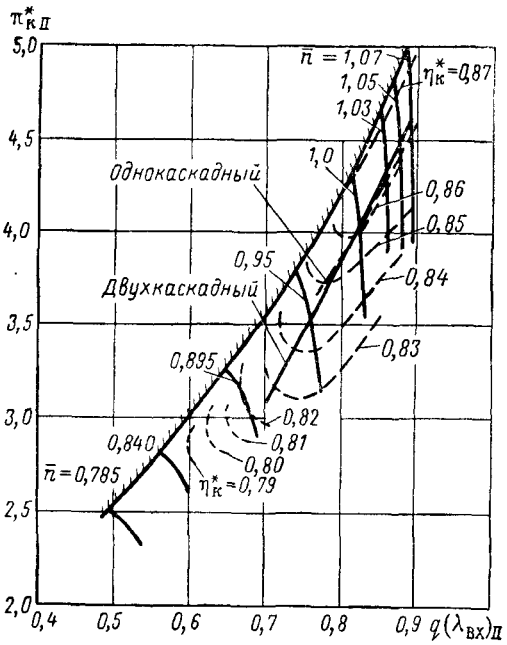


Рис. 8.32. Линии рабочих режимов на характеристике второго каскада двухкаскадного осевого компрессора

Полученное при этом соотношение между работами, затрачиваемыми на каскады, оказывается достаточно удовлетворительным как с точки зрения устойчивости, так и с точки зрения общих характеристик двигателя.

8.7. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОСТУПЕНЧАТОГО ЦЕНТРОБЕЖНОГО КОМПРЕССОРА

8.7.1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Характеристика одноступенчатого центробежного компрессора, построенная в координатах $\pi_к^*\eta_к^*=f(G_{пр};\ \bar{n}_{пр})$ или $\pi_к^*\eta_к^*=f[q(\lambda_в),\ \lambda_u]$, идентична соответствующим характеристикам осевых компрессоров. Однако по сравнению с характеристиками осевых многоступенчатых компрессоров, имеющих высокую степень повышения давления, в одноступенчатых центробежных компрессорах, имеющих $\pi^*_{к\,max}\leqslant 4\div 4{,}5$ **),

*) $\bar{n}=1{,}0$ соответствует расчетным оборотам, которые в данном случае принимаются одинаковыми для двухкаскадного и однокаскадного компрессоров.

**) Как уже указывалось, в экспериментальных компрессорах достигаются и более высокие значения $\pi_к^*$.

граница неустойчивых режимов протекает более полого. Кроме этого, имеются и другие особенности характеристик одноступенчатых центробежных компрессоров.

Проследим закономерность протекания характеристик одноступенчатого центробежного компрессора с колесом, имеющим радиальные лопатки, и при отсутствии закрутки на входе.

Из общих уравнений для компрессора имеем

$$H_к = H_{th} + L_f = H_v + L_R + \frac{c_к^2 - c_в^2}{2} = H_{v\,п} + L_R,$$

где $H_{v\,п}$ — полный политропический напор.

Отсюда $H_{vп} = H_{th} - (L_R - L_f) = H_{th} - \Sigma L_R$,

где ΣL_R — потери во всех элементах, включая колесо и диффузор, но без потерь на трение диска.

Обозначим $H_{v\,п} = \chi H_{ад.п}$,

где $H_{ад.п}$ — полный адиабатический напор.

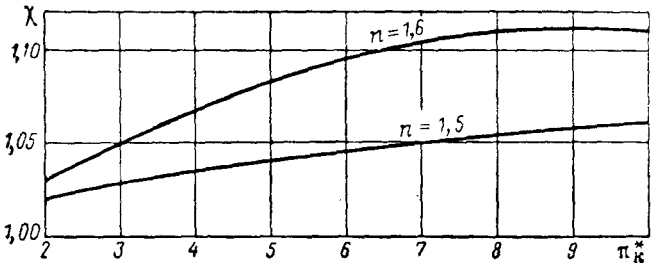


Рис. 8.33. Зависимость коэффициента $\chi = \frac{H_{vп}}{H_{ад.п}}$ от степени повышения давления при различных значениях показателя политропы сжатия

Следовательно, $\chi H_{ад.п} = H_{th} - \Sigma L_R$ и коэффициент $\chi = H_{v\,п}/H_{ад.п}$ зависит от степени повышения давления и показателя политропы сжатия (рис. 8.33). Среднее значение $\chi \cong 1{,}05$ для $\pi_к^* = 4 \div 4{,}5$. Заменим $H_{ад.п}$ адиабатической работой сжатия, соответствующей заторможенным параметрам потока. Как было показано выше (см. 4.1.3.2.):

$$H_{ад.п} = H_{ад}^* + \frac{c_к^2 - c_{к.ад}^2}{2}.$$

Так как

$$c_{к.ад} = c_к \sqrt{\frac{T_{к.ад}^*}{T_к^*}}$$

и

$$\frac{T_{к.ад}^*}{T_к^*} = \eta_к^* + \frac{1 - \eta_к^*}{\pi_к^{*\frac{n^*-1}{n^*}}},$$

то

$$\frac{c_к^2 - c_{к.ад}^2}{2} = \frac{c_к^2}{2}(1 - \eta_к^*)\left(1 - \frac{1}{\pi_к^{*\frac{n^*-1}{n^*}}}\right).$$

Этот член для значений $c_к$, $\pi_к^*$ и $\eta_к^*$, применяемых в центробежных компрессорах, составляет менее 1% от $H_{ад}^*$. Поэтому можно принять

$$H_{ад.п} \approx H_{ад}^*.$$

Таким образом,

$$\chi H_{ад}^* = H_{th} - \Sigma L_R.$$

Так как все члены этого уравнения выражаются в *дж/кг*, то, разделив их на $RT_н^*$, получим его в безразмерном виде, а сократив на R и выражая H_{th} через окружную скорость и коэффициент $\pi = c_{2u}/u_2 = c_{2u}/c_{2u_\infty}$, получим

$$\chi \frac{H_{ад}^*}{T_н^*} = \frac{H_{th}}{T_н^*} - \Sigma \frac{L_R}{T_н^*} = \left[\left(\frac{u_2}{\sqrt{T_н^*}} \right)^2 \mu - \frac{\Sigma L_R}{T_н^*} \right]. \qquad (8.115)$$

Из уравнения (8.115) следует, что если рассматривать теоретическую характеристику без потерь, то при $u/\sqrt{T_н}^* = \text{const}$ и $\mu = \text{const}$ она будет располагаться параллельно оси абсцисс и, следовательно, не зависит от расхода (см. уравнение 6.26). Используя уравнение (8.115) и учитывая, что $H_к = H_{th} + L_f$, получим для к. п. д. компрессора выражение

$$\eta_к^* = \frac{H_{ад}^*}{H_к} = \frac{\frac{1}{\chi}\left[\left(\frac{u_2}{\sqrt{T_н^*}} \right)^2 \mu - \frac{\Sigma L_R}{T_н^*} \right]}{\left(\frac{u_2^2}{\sqrt{T_н^*}} \right)^2 \mu + \frac{L_f}{T_н^*}}. \qquad (8.116)$$

8.7.2. АНАЛИЗ ПОТЕРЬ И ХАРАКТЕРИСТИК

Сумму потерь ΣL_R можно в общем случае представить в виде

$$\Sigma L_R = L_{R\,н.а} + L_{R\,уд.вх} + L_{R\,к} + L_{R\,б.д} + L_{R\,уд} + L_{R\,д} + L_{R\,вых},$$

где $L_{R\,н.а}$ — потери в каналах вращающегося направляющего аппарата (ВНА) колеса;
$L_{R\,уд.вх}$ — потери на удар при входе воздуха в ВНА колеса на нерасчетном режиме;
$L_{R\,к}$ — потери в радиальной части канала колеса;
$L_{R\,б.д}$ — потери в безлопаточном диффузоре;
$L_{R\,уд}$ — потери на удар на входе в лопаточный диффузор;
$L_{R\,д}$ — потери в каналах лопаточного диффузора;
$L_{R\,вых}$ — потери в выходном устройстве (улитка, сборник и др.).

Все эти потери можно выразить в зависимости от основных критериев подобия λ и λ_u.

Запишем потери в направляющем аппарате в следующем виде [см. уравнение (6.39]:

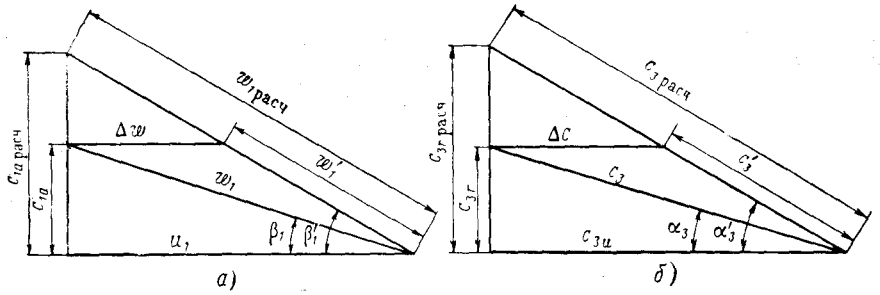
$$\frac{L_{R\,н.а}}{T_н^*} = \xi_1 \frac{w_1^2}{2T_н^*} = \xi_1 \frac{c_a^2 + u_1^2}{2T_н^*} = \frac{\xi_1}{2}\left[\left(\frac{c_a}{\sqrt{T_н^*}} \right)^2 + \left(\frac{u_1}{\sqrt{T_н^*}} \right)^2 \right], \qquad (8.117)$$

где параметр $c_a/\sqrt{T_н^*}$ соответствует критерию λ_a и параметр $u_1/\sqrt{T_н^*}$ — критерию λ_u.

Если коэффициент ξ_1, подобно коэффициенту C_x в осевом компрессоре, рассматривать как функцию угла атаки и чисел M, то выражение для $L_{R\,\text{н.а}}/T_\text{н}^*$ будет соответствовать как расчетному, так и нерасчетным режимам. Однако в направляющих аппаратах центробежных компрессоров иногда принято рассматривать на нерасчетных режимах так называемые потери на удар, которые определяют по формуле

$$L_{R\,\text{уд.вх}} = \varphi \frac{\Delta w^2}{2},$$

где Δw — геометрическая разность относительных скоростей w_1 непосредственно перед входом в колесо и w_1' — непосредственно после входа в колесо (рис. 8.34, *а*). Направление скорости w_1' составляет со ско-



а) *б*)

Рис. 8.34. Треугольники скоростей в рабочем колесе и в диффузоре центробежного компрессора на расчетных и нерасчетных режимах

ростью u_1 угол β_1', соответствующий углу изгиба входных кромок вращающегося аппарата колеса, и совпадает по направлению со скоростью $w_{1\text{расч}}$ на расчетном режиме.

Из рис. 8.34, *а* следует, что

$$\Delta w_1 = u_1 \frac{c_{a\,\text{расч}} - c_a}{c_{a\,\text{расч}}} = u_1 \left(1 - \frac{c_a}{c_{a\,\text{расч}}}\right)$$

или

$$\frac{\Delta w}{\sqrt{T_\text{н}^*}} = \frac{u_1}{\sqrt{T_\text{н}^*}} \left(1 - \frac{c_a}{c_{a\,\text{расч}}}\right) = \frac{u_1}{\sqrt{T_\text{н}^*}} \left(1 - \sqrt{\frac{T_\text{н}^*}{T_{\text{н.расч}}^*}} \frac{\lambda_a}{\lambda_{a\,\text{расч}}}\right).$$

Следовательно,

$$\frac{L_{R\,\text{уд.вх}}}{\sqrt{T_\text{н}^*}} = \frac{\varphi}{2} \left(\frac{u_1}{\sqrt{T_\text{н}^*}}\right)^2 \left(1 - \sqrt{\frac{T_\text{н}^*}{T_{\text{н.расч}}^*}} \frac{\lambda_a}{\lambda_{a\,\text{расч}}}\right)^2. \qquad (8.118)$$

Потери в радиальной части колеса ранее записывались в виде [см. уравнение (6.40)]

$$L_{R\,\text{к}} = \xi_2 \frac{c_a^2}{2}.$$

При этом предполагается, что относительная скорость в радиальной части колеса близка по величине к осевой скорости колеса на входе. Следовательно, можем написать

$$\frac{L_{R\,\text{к}}}{T_\text{н}^*} = \frac{\xi_2}{2} \left(\frac{c_a}{\sqrt{T_\text{н}^*}}\right)^2. \qquad (8.119)$$

Потери в лопаточном диффузоре на расчетном режиме выразим уравнением

$$\frac{L_{R\,л}}{T^*_н}=\xi_3\frac{c_3^2}{2T^*_н}=\xi_3\frac{c_{3r}^2+c_{3u}^2}{2T^*_н}.$$

Принимая, что

$$c_{3r}=c_{2r}\left(\frac{R_2}{R_3}\right);\quad c_{3u}=c_{2u}\left(\frac{R_2}{R_3}\right);\quad c_{2u}=\mu u_2,$$

получим

$$\frac{L_{R\,л}}{T^*_н}=\xi_3\left(\frac{R_2}{R_3}\right)^2\frac{c_{2r}^2+\mu^2u_2^2}{2T^*_н}.$$

Так как $c_{2r}\approx c_a$, то

$$\frac{L_{R\,л}}{T^*_н}=\frac{\xi_3}{2}\left(\frac{R_2}{R_3}\right)^2\left[\left(\frac{c_a}{\sqrt{T^*_н}}\right)^2+\mu^2\left(\frac{u_2}{\sqrt{T^*_н}}\right)^2\right]. \qquad (8.120)$$

Потери на удар при входе в лопаточный диффузор на нерасчетном режиме могут быть на основании рис. 8.34, *б* записаны в виде, аналогичном уравнению (8.118):

$$L_{R\,уд}=\varphi\frac{\Delta c^2}{2}=\frac{\varphi}{2}c_{3u}^2\left(1-\frac{c_{3r}}{c_{3r\,расч}}\right)^2.$$

Принимая, как и выше, что

$$c_{3r}\approx c_a$$

и заменяя

$$c_{3u}=\mu u_2\frac{R_2}{R_3},$$

будем иметь

$$\frac{L_{R\,уд}}{T^*_н}=\frac{\varphi}{2}\left(\frac{u_2}{\sqrt{T^*_н}}\right)^2\mu^2\left(\frac{R_2}{R_3}\right)^2\left(1-\sqrt{\frac{T^*_н}{T^*_{н.расч}}}\frac{\lambda_a}{\lambda_{a\,расч}}\right). \qquad (8.121)$$

Для заданных приведенных оборотов потери $L_{R\,н.а}/T^*_н$, $L_{R\,к}/T^*_н$, $L_{R\,л}/T^*_н$ возрастают пропорционально $(c_a/\sqrt{T^*_н})^2$ или пропорционально квадрату приведенного расхода воздуха, так как

$$\frac{c_a}{\sqrt{T^*_н}}=\frac{G_в\sqrt{T^*_н}}{p^*_в}\frac{R}{F_{вε}(\lambda_в)}.$$

Потери на удар равны нулю при расчетном расходе воздуха, возрастая как при уменьшении, так и при увеличении расхода по сравнению с расчетным (рис. 8.35).

Некоторой особенностью обладают потери в безлопаточном диффузоре, которые уменьшаются с ростом расхода воздуха.

Эти потери можно записать следующим образом [см. уравнение (6.70)]:

$$L_{R\,б.л}=\int_0^l\frac{\xi_{тр}}{\rho_г}\frac{c^2}{2}dl,$$

где $\xi_{тр}$ — коэффициент трения;
l — длина траектории;
$\rho_г=b/2$ — гидравлический радиус (см. разд. 6.4.3).

Значение dl можно выразить через приращение радиуса и угол наклона струи:

$$dl = \frac{dR}{\sin\alpha}.$$

Полную скорость c заменим окружной составляющей:

$$c = \frac{c_u}{\cos\alpha}.$$

Выполнив указанные замены, получим

$$L_{R\,б.л} = \int_{R_2}^{R_3} \frac{\xi_{тр}}{b} \frac{c_u^2}{\cos^2\alpha} \frac{dR}{\sin\alpha}.$$

Примем, что $\xi_{тр}$, b и угол α являются постоянными по всей длине диффузора, а окружная составляющая подчиняется закону постоянства циркуляции, т. е.

$$c_u R = c_{2u} R_2.$$

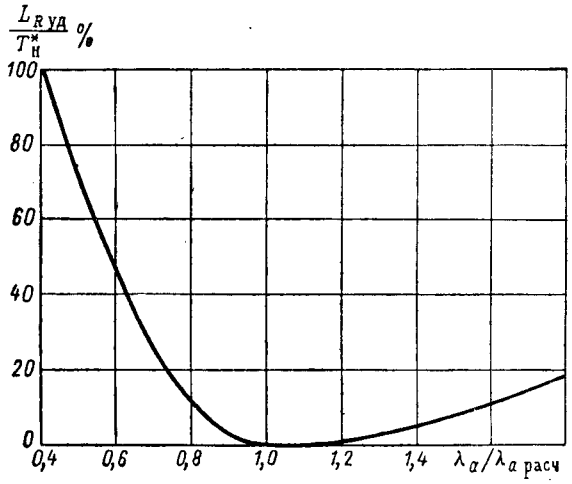


Рис. 8.35. Изменение потерь на удар при изменении расхода; $u_2/T_н^* = \text{const}$

Это соотношение справедливо, если не учитывать трение, так как в этом случае течение в диффузоре будет происходить при отсутствии внешних сил. При принятых условиях

$$L_{R\,б.д} = \frac{\xi_{тр}}{b} \frac{c_{2u}^2 R_2^2}{\cos^2\alpha \sin\alpha} \int_{R_2}^{R_3} \frac{dR}{R_2}.$$

После интегрирования получим

$$L_{R\,б.д} = \xi_{тр} \frac{c_{2u}^2}{\cos^2\alpha \sin\alpha} \frac{R_2}{b} (1 - R_2/R_3).$$

Обозначим

$$\xi_{тр} \frac{R_2}{b}\left(1 - \frac{R_2}{R_3}\right) = \xi_{б.д}$$

и заменим

$$c_{2u} = \mu u_2; \quad \cos\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\alpha}}; \quad \sin\alpha = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\alpha}}.$$

Тогда выражению для $L_{R\,б.д}$ можно придать такой вид:

$$\frac{L_{R\,б.д}}{T_н^*} = \xi_{б.д}\mu^2 \left(\frac{u_2}{\sqrt{T_н^*}}\right)^2 \frac{\left(\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\alpha}\right)^3}{\mathrm{tg}\,\alpha}. \qquad (8.122)$$

При заданном приведенном числе оборотов, т. е. при $(u/\sqrt{T_н^*}) = \mathrm{const}$ и постоянных значениях $\xi_{б.д}$, увеличение угла α приводит к уменьшению $L_{R\,б.д}/T_н^*$ (рис. 8.36).

Так как

$$\mathrm{tg}\,\alpha = \frac{c_{2r}}{c_{2u}} \cong \frac{c_a/\sqrt{T_н^*}}{\mu u_2/\sqrt{T_н^*}},$$

то, следовательно, с увеличением приведенного расхода при заданном $u_2/\sqrt{T_н^*}$ возрастает угол α и уменьшаются потери в безлопаточном диффузоре.

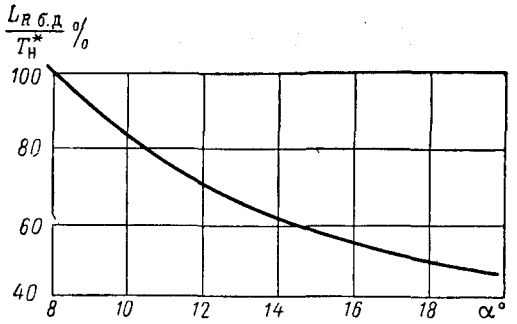


Рис. 8.36. Изменение потерь в безлопаточном диффузоре при изменении расхода; $u_2/T_н^* = \mathrm{const}$

В связи с этим при применении безлопаточного диффузора вместо лопаточного характеристика будет изменяться более полого при изменении приведенного расхода. Однако, как уже рассматривалось в гл. 6, потери в безлопаточном диффузоре больше по абсолютному значению, чем в диффузоре лопаточном. Поэтому безлопаточный диффузор, как правило, применяется только в сочетании с лопаточным, имея относительно небольшую протяженность по радиусу

$$R_2/R_3 = 1{,}05 \div 1{,}15.$$

Потери в выходном устройстве

$$L_{R\,вых} = \xi_{вых}\frac{c_4^2}{2} \quad \text{или} \quad \frac{L_{R\,вых}}{T_н^*} = \xi_{вых}\left(\frac{c_4}{\sqrt{T_н^*}}\right)^2,$$

где c_4 — скорость перед выходным устройством;

$\xi_{вых}$ — коэффициент потерь, зависящий от вида устройства.

Для определения потерь по приведенным выше формулам и, следовательно, для подсчета характеристики при $u_2/\sqrt{T_н^*} = \mathrm{const}$ необходимо знать коэффициенты потерь на различных режимах. По данным работы [50], коэффициент потерь на удар φ в направляющем аппарате при значениях $\lambda_a < \lambda_{a\,расч}$ получился в 10—15 раз больше, чем при расходах, соответствующих $\lambda_a > \lambda_{a\,расч}$. Однако точно определить количественное значение коэффициента потерь на удар теоретическим путем

пока невозможно. Расчет осложняется влиянием числа Re, явлениями отрыва потока и другими причинами.

Для режимов, когда $\lambda_a > \lambda_{a\,\text{расч}}$, коэффициент $\varphi \approx 0{,}6 \div 0{,}9$, а для режимов, при которых $\lambda_a < \lambda_{a\,\text{расч}}$, $\varphi = 6 \div 12$ в зависимости от шага направляющего аппарата. Эти же величины можно принимать и для лопаточного диффузора. Значения коэффициентов потерь на трение и на поворот струи были указаны в гл. 6.

В первом приближении их можно считать постоянными на всех режимах, хотя при более точных расчетах следует учитывать влияние чисел Re и M.

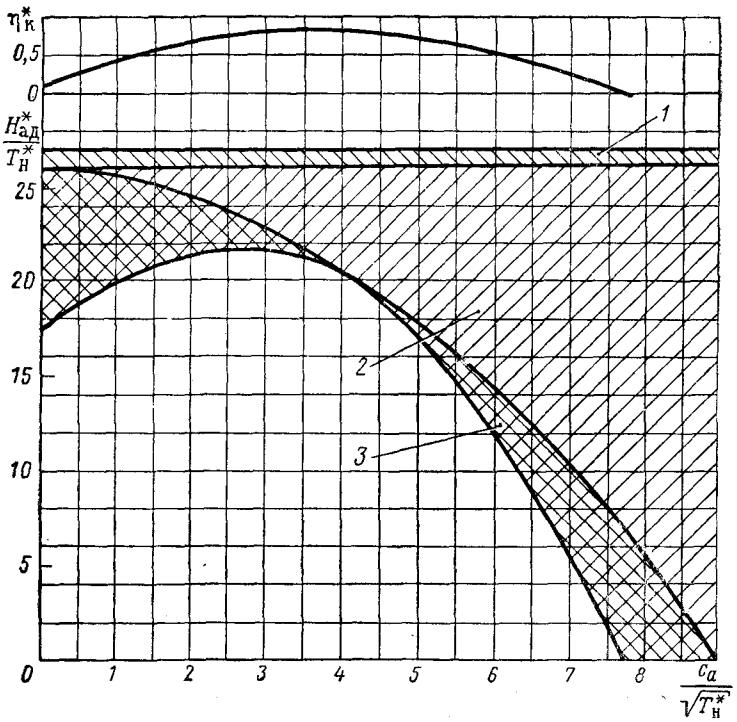


Рис. 8.37. Изменение отдельных потерь в центробежном компрессоре при изменении расхода; $u_2/T_н^* = \text{const}$:

1—влияние конечного числа лопаток; *2*—потери на трение и поворот струи; *3*—потери на удар при входе в колесо и в лопаточный диффузор

На рис. 8.37 показано в качестве примера изменение $H_{ад}^*/T_н^*$, $\eta_к^*$ и отдельных потерь *) в центробежном компрессоре при $u/\sqrt{T_н^*} = \text{const}$ и отсутствии закрутки на входе, откуда видно, что к. п. д. компрессора достигает максимума при расходе воздуха, большем, чем расход, соответствующий максимуму напора. Это является следствием того, что коэффициент полезного действия зависит еще от потерь, обусловленных трением диска и уменьшающихся с ростом расхода воздуха. Действительно, согласно уравнению (6.43) получаем

$$\frac{L_f}{T_н^*} = \frac{\beta}{10^3} \frac{\gamma_2 u_2^3 D_2^2}{T_н^* G_в}.$$

*) Показанное на рис. 8.37 влияние конечного числа лопаток к числу потерь не относится.

Расход воздуха можно записать в виде

$$G_{\text{в}}=\pi D_2 b_2 \gamma_2 c_{2r}.$$

Принимая $c_{2r}\approx c_a$, получим

$$\frac{L_f}{T_{\text{н}}^*}\cong\frac{\beta}{\pi 10^3}\frac{D_2}{b_2}\left(\frac{u_2}{\sqrt{T_{\text{н}}^*}}\right)^3\frac{1}{c_a/\sqrt{T_{\text{н}}^*}}. \tag{8.123}$$

Следовательно, при $u_2/\sqrt{T_{\text{н}}^*}=\text{const}$ значение $L_f/T_{\text{н}}^*$ уменьшается с ростом расхода воздуха.

Необходимо отметить некоторые особенности изменения работы, затраченной в компрессоре при $\bar{n}_{\text{пр}}=\text{const}$ и $\bar{n}_{\text{пр}}=\text{var}$. В общем случае при наличии окружной составляющей скорости на входе в колесо работа, затраченная в компрессоре, может быть записана в виде [см. уравнение (6.46)]

$$H_{\text{к}}=(\mu u_2^2-\psi c_{1u}u_1)+L_f=u_2^2(\mu+\alpha)-\psi c_{1u}u_1 \tag{8.124}$$

или

$$\frac{H_{\text{к}}}{T_{\text{н}}^*}=\left(\frac{u_2}{\sqrt{T_{\text{н}}^*}}\right)^2(\mu+\alpha)-\psi\frac{c_{1u}}{\sqrt{T_{\text{н}}^*}}\frac{u_1}{\sqrt{T_{\text{н}}^*}}. \tag{8.125}$$

При постоянном приведенном числе оборотов

$$\frac{u_2}{\sqrt{T_{\text{н}}^*}}=\text{const}\quad\text{и}\quad\frac{u_1}{\sqrt{T_{\text{н}}^*}}=\text{const},$$

с увеличением расхода значение $H_{\text{к}}/T_{\text{н}}^*$ будет уменьшаться вследствие уменьшения работы трения диска, т. е. коэффициента α, и увеличения окружной составляющей c_{1u} на входе. Значение c_{1u} связано с осевой скоростью соотношением

$$c_{1u}=c_a\operatorname{ctg}\alpha.$$

Так как можно считать, что угол α выхода потока из направляющего аппарата на всех режимах остается почти постоянным, то с ростом расхода (осевой скорости) возрастает и окружная составляющая c_{1u}. В компрессоре без закрутки потока на входе в колесо с ростом расхода воздуха при $\bar{n}_{\text{пр}}=\text{const}$ величина $H_{\text{к}}/T_{\text{н}}^*$ будет уменьшаться только вследствие уменьшения работы трения диска.

На вертикальном же участке характеристики, когда расход воздуха остается постоянным, работа, затрачиваемая на компрессор, изменяться не будет, что является принципиальным отличием характеристики центробежного компрессора с радиальными лопатками от характеристики осевого компрессора.

Если приведенные обороты сохраняются постоянными при $T_{\text{н}}^*=\text{const}$ и, следовательно, $n_{\text{физ}}=\text{const}$, то все изложенное выше будет относиться непосредственно к затрачиваемой работе $H_{\text{к}}$.

При $T_{\text{н}}^*=\text{const}$ и изменении физических и приведенных оборотов работа, затрачиваемая на центробежный компрессор, будет изменяться пропорционально их квадрату, если вдоль линии рабочих режимов коэффициент расхода $\bar{c}_a=c_a/u_2$ будет оставаться постоянным.

Действительно, уравнение (8.124) можно записать следующим образом:

$$H_{\text{к}}=u_2^2\left[(\mu+\alpha)-\psi\bar{c}_a\frac{D_1}{D_2}\operatorname{ctg}\alpha_1\right]. \tag{8.126}$$

Так как коэффициент α является также функцией $\bar{c}_a$, то, следовательно, при $\bar{c}_a = \text{const}$ получаем

$$\frac{H_к}{H_{к.расч}} = \left(\frac{u_2}{u_{2\,расч}}\right)^2 = \left(\frac{n_{физ}}{n_{физ.расч}}\right)^2. \qquad (8.127)$$

Как уже рассматривалось выше применительно к одноступенчатому осевому компрессору, значение $\bar{c}_a$ будет постоянным вдоль линии рабочих режимов (или характеристики сети) в случае, когда невелико влияние сжимаемости, т. е. при малых числах $\widetilde{M}_1$ во всем диапазоне рабочих режимов. В ступени центробежного компрессора с большой окружной скоростью числа $\widetilde{M}_1$ как на расчетном, так и на других режимах достаточно велики и поэтому принимать, что затраченная работа пропорциональна квадрату числа оборотов, можно только в первом приближении, а точное значение работы должно определяться по характеристике компрессора.

8.8. ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПРЕССОРОВ В ОБЛАСТИ НЕУСТОЙЧИВЫХ РЕЖИМОВ

8.8.1. ПРОЯВЛЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВЫХ РЕЖИМОВ

Неустойчивые режимы работы компрессора могут проявляться в виде колебаний давления или в виде скачкообразного изменения (обрыва) расхода воздуха. В системе газотурбинного двигателя это может проявляться различным образом, а именно:

а) в резком падении давления за компрессором, что приводит к переобогащению горючей смеси, падению числа оборотов или выключению двигателя;

б) в «зависании» двигателя, т. е. в невозможности увеличить число оборотов из-за роста температуры газа;

в) в появлении сильных пульсаций давления и расхода воздуха, вызывающих вибрацию всего двигателя и сдувание пламени в камере сгорания.

Работа компрессора в области неустойчивых режимов почти во всех случаях сопровождается вибрациями лопаток, иногда приводящими к их поломкам.

Для предотвращения неустойчивой работы компрессора, как правило, требуются различные средства его регулирования.

8.8.2. ЗАКОНОМЕРНОСТЬ ПРОТЕКАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК В ОБЛАСТИ НЕУСТОЙЧИВЫХ РЕЖИМОВ. ВРАЩАЮЩИЙСЯ СРЫВ

Как указывалось ранее, с уменьшением расхода воздуха при заданном приведенном числе оборотов возрастают углы атаки на входе в рабочее колесо, что приводит к появлению срывного обтекания, в первую очередь, периферийных сечений.

При дальнейшем уменьшении расхода область срывного обтекания расширяется, в результате чего возрастают потери и уменьшается напор, создаваемый компрессором. На характеристике появляется резко выраженный максимум напора, делящий ее на две части — левую и правую.

Если при срывном обтекании, являющемся характерным для левой части, потери в срывных участках станут столь велики, что полное давление срывного потока окажется меньше статического давления на выходе из колеса, то появится обратное течение воздуха. При том же рас-

ходе это обусловливает рост скоростей воздуха перед колесом и, следовательно, уменьшение углов атаки на участках лопаток, не охваченных срывным обтеканием.

В результате, дополнительно уменьшается напор, так как режим работы этих участков лопаток перемещается в правую часть характеристики. Обратное течение проходит через всю проточную часть компрессора, через рабочее колесо, выходной направляющий аппарат и уходит вверх по потоку. Срывное обтекание, а следовательно, и обратные течения сосредоточиваются на некоторых участках (зонах) по окружности, в результате чего создается существенно асимметричная картина течения (рис. 8.38).

Место формирования срывных зон физически объясняется наличием некоторых местных отклонений в геометрии отдельных лопаток и неравномерностей скоростей и давлений в потоке перед колесом, а также другими причинами.

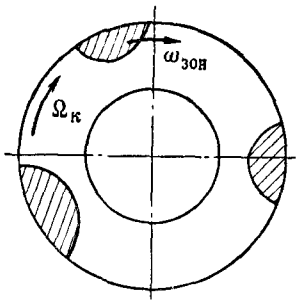


Рис. 8.38. Вращающийся срыв с несколькими зонами

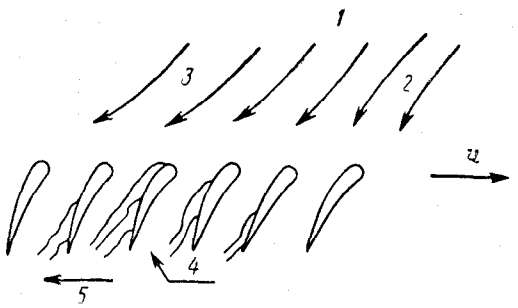


Рис. 8.39. Распространение срыва в решетке:
1—набегающий поток; *2*—область с уменьшением угла атаки; *3*—область с увеличением угла атаки; *4* и *5*—каналы со срывом

При дальнейшем уменьшении расхода воздуха срывные зоны охватывают все большее число лопаток и распространяются на всю высоту проточной части; растет и число зон.

Измерениями установлено, что срывные зоны, вращаясь вместе с колесом, одновременно перемещаются относительно колеса в сторону, противоположную вращению (рис. 8.39), так что угловая скорость вращения срывных зон меньше угловой скорости рабочего колеса, и между ними имеется соотношение

$$\omega_{зон} = (0{,}2 \div 0{,}6)\,\Omega_к,$$

где $\omega_{зон}$ и $\Omega_к$ — угловые скорости срывной зоны и колеса, соответственно.

Это явление получило название вращающегося срыва. Вращение срывной зоны по отношению к колесу может быть объяснено так [44], [59].

При возникновении отрыва на какой-либо лопатке размытый замедленный слой дросселирует прилегающий канал (см. рис. 8.39), так что набегающий поток вынужден растекаться по обе стороны от срывной зоны. Растекание потока приводит к увеличению углов атаки на лопатках рабочего колеса, примыкающих к срывной зоне со стороны, противоположной направлению вращения, т. е. расположенной позади срывной зоны, что способствует образованию на них срыва. На лопатках, расположенных перед срывной зоной, угол атаки, наоборот, уменьшается и поток стабилизируется. В результате, срывная зона перемещается в направлении, противоположном вращению.

Представляет интерес также следующее объяснение Л. Е. Ольштейна. Срывная зона на лопатках рабочего колеса должна вращаться

вместе с ротором. В связи с этим должен расти угол атаки на лопатках направляющих аппаратов, мимо которых проходит при вращении срывная зона колеса, поскольку расход воздуха через эти участки направляющих аппаратов уменьшается.

Однако в силу неизбежной инерционности процессов образования и ликвидации срыва на лопатках срывные зоны на направляющих аппаратах отстают от срывных зон на рабочем колесе. Поэтому срывная зона на роторе, опережая возникновение срыва на аппаратах, частично попадает в область, свободную от срывных явлений, и процесс на лопатках этой части зоны стабилизируется, а лопатки рабочего колеса, находящиеся позади срывной зоны, напротив, попадают в область срыва на лопатках направляющих аппаратов (рис. 8.40).

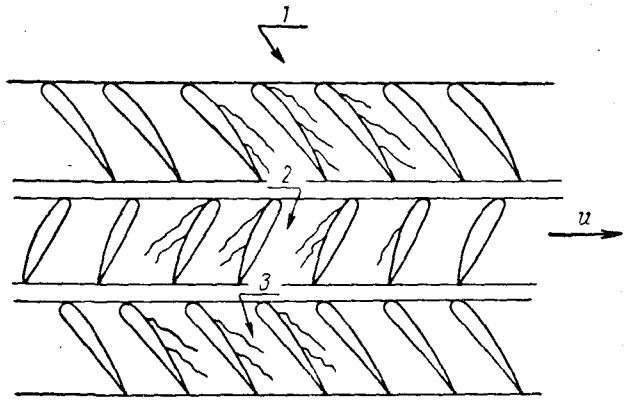


Рис. 8.40. Распространение срыва в решетках рабочего колеса и направляющих аппаратов:

1—каналы входного направляющего аппарата со срывом; *2*—каналы рабочего колеса со срывом; *3*—каналы выходного направляющего аппарата со срывом

Это приводит к перемещению срывной зоны на рабочем колесе, в относительном движении — в направлении, противоположном его вращению, а в абсолютном движении — по направлению вращения рабочего колеса, но с меньшей угловой скоростью.

Исследованиями скорости вращения срывных зон установлено, что ее значения существенно зависят от типа вращающегося срыва.

Так, например, при многозонном срыве отношение окружной скорости зоны к тангенциальной составляющей скорости воздуха на входе в решетку $w_{u\,зон}/w_{1u}$ лежит в пределах 0,35—0,47; при сильном однозонном срыве — в пределах 0,48—0,67 и при слабом однозонном срыве — в пределах 0,28—0,33.

Влияние числа зон характеризуется, в частности, такими цифрами: увеличение числа зон от 5 до 9 может привести к уменьшению $w_{u\,зон}/w_{1u}$ с 0,41 до 0,35, а увеличение числа зон от 1 до 9 — к уменьшению $w_{u\,зон}/w_{1u}$ с 0,64 до 0,35, т. е. почти в два раза. Экспериментальные данные показывают также, что для многозонного срыва величина $w_{u\,зон}/w_{1u}$ почти не меняется с изменением расхода и немного увеличивается с уменьшением осевого зазора и с увеличением густоты решетки направляющего аппарата.

8.8.3. УСЛОВИЕ ПОЛУЧЕНИЯ СТАТИЧЕСКИ УСТОЙЧИВОГО И СТАТИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВОГО РЕЖИМОВ

Для анализа влияния свойств различных элементов системы на ее устойчивость рассмотрим сначала простейшую систему, в которую вхо-

дят короткий трубопровод, компрессор, ресивер и сосредоточенное гидравлическое сопротивление (см. рис. 2.11).

На установившихся режимах ни в одном из элементов системы не накапливается и не уменьшается с течением времени ни масса, ни энергия воздуха. Поэтому массовый расход воздуха через все сечения одинаков, а механическая энергия, подводимая в компрессоре, равна энергии, рассеиваемой на гидравлическое сопротивление и уходящей с потоком.

Рассмотрим влияние изменения режима на устойчивость системы для нескольких случаев пересечения характеристики компрессора (при $n_{пр}=\text{const}$) и характеристики сети (рис. 8.41). При этом будем предполагать, что изменение режима происходит медленно и поэтому в каждый момент времени соблюдаются условия, отмеченные выше для установившегося режима.

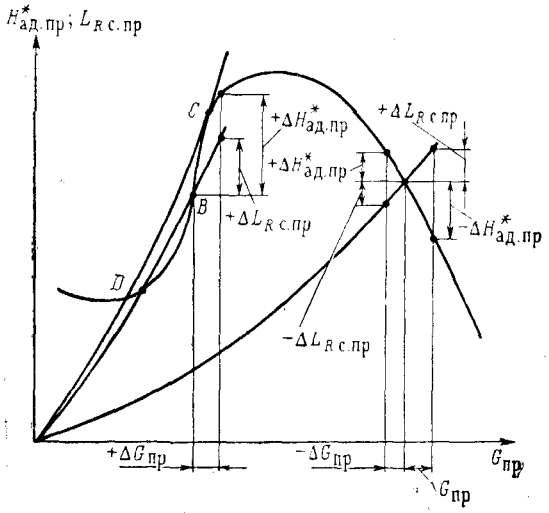


Рис. 8.41. Характерные случаи пересечения характеристики компрессора и характеристики сети

Обозначим характеристику компрессора и ее производную при $n_{пр}=\text{const}$:

$$H^*_{ад.пр}=F(G_{пр}); \frac{dH^*_{ад.пр}}{dG_{пр}}=F',$$

где

$$H^*_{ад.пр}=\frac{H^*_{ад}T^*_{в0}}{T^*_{в}}.$$

Соответственно для характеристики сети примем

$$L_{Rс.пр}=\Phi(G_{пр}); \quad \frac{dL_{Rс.пр}}{dG_{пр}}=\Phi',$$

где

$$L_{Rс.пр}=\frac{L_{Rс}T^*_{в0}}{T^*_{в}}.$$

Из рис. 8.41 видно, что в правой части характеристики всегда соблюдается условие $\Phi'>F'$.

В левой части характеристики, кроме того, могут иметь место случаи, когда $\Phi'=F'$ и $\Phi'<F'$.

Рассмотрим в качестве исходного режим, соответствующий точке A, находящейся в правой части характеристики. Если предполагать, что расход воздуха возрастает на величину $\Delta G_{пр}$, то сопротивление сети возрастет на величину $\Delta L_{Rс.пр}$, а напор компрессора уменьшится на величину $\Delta H^*_{ад.пр}$, т. е. равновесие системы нарушится. В результате такого несоответствия между изменениями напора и сопротивления последнее будет оказывать на поток тормозящее действие, вследствие чего расход воздуха начнет уменьшаться и режим будет возвращаться к исходному, т. е. в точку A.

Если для точки A взять случай, когда расход по случайной причине уменьшается, то тогда напор возрастет, а сопротивление сети уменьшится; это приведет к ускорению потока и, следовательно, к росту расхода. Поэтому и в данном случае режим работы компрессора будет стремиться вернуться к исходному.

Таким образом, правая часть характеристики, в которой $\Phi'>F'$, обладает свойствами статически устойчивой системы. Такими же свойствами будет обладать и левая часть в тех ее точках, где производная

характеристики сети больше производной характеристики компрессора, т. е. $\Phi' > F'$ (например, точка D на рис. 8.41). Однако когда в точках левой ветви характеристики на исходном режиме $\Phi' < F'$, то система будет являться статически неустойчивой. Действительно, если, например, при работе компрессора в точках B расход увеличится, то напор возрастет быстрее, чем сопротивление сети, и это приведет к дальнейшему росту расхода. В результате, режим будет еще больше удаляться от исходного, равновесного. Таким образом, система будет статически неустойчивой. Аналогично будет протекать процесс и при уменьшении расхода.

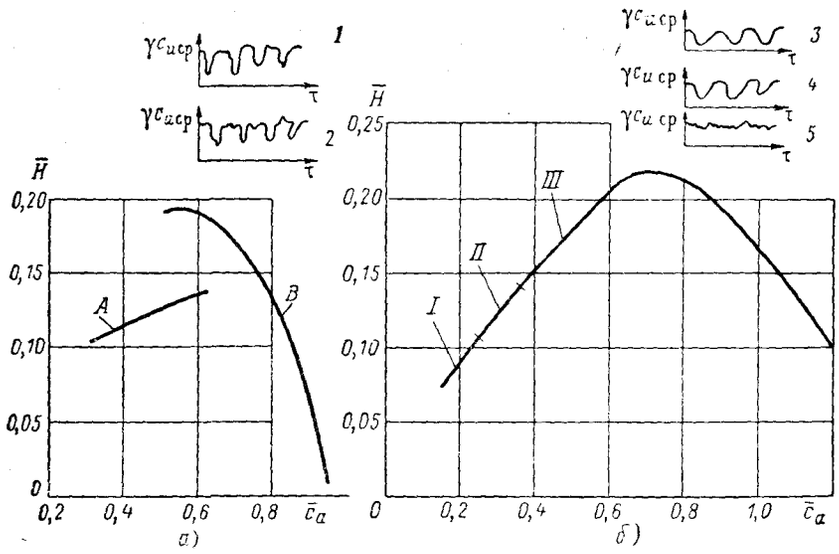


Рис. 8.42. Характеристики ступени:

а—при большом относительном диаметре втулки (с разрывом); *1*—осциллограмма пульсаций у концевых сечений; *2*—осциллограмма пульсаций у корневых сечений; *б*—при малом относительном диаметре втулки (без разрыва); I, II, III—число срывных зон; *3*—осциллограмма пульсаций у концевых сечений; *4*—осциллограмма пульсаций у средних сечений; *5*—осциллограмма пульсаций у корневых сечений; γ—плотность воздуха; $c_{u\,ср}$—тангенциальная составляющая средней скорости потока; τ—время

В случае, когда $\Phi' = F'$ (точка C) равновесие безразличное. Ступени с большим относительным диаметром втулки имеют в большинстве случаев в левой ветви характеристики разрыв (рис. 8.42, *а*). В ступенях с малым относительным диаметром втулки разрыв, как правило, отсутствует (рис. 8.42, *б*). Это можно объяснить тем, что в ступенях с большим значением $\bar{d}$ (последние ступени многоступенчатых компрессоров) срыв возникает одновременно по всей лопатке, тогда как в ступенях с малым $\bar{d}$ (первые ступени многоступенчатых компресоров) срыв первоначально возникает на периферии лопаток и по мере уменьшения расхода постепенно распространяется по высоте решетки. В результате такого развития срыва характеристики левой ветви ступеней с большим относительным диаметром втулки протекают более круто, и на значительном участке производная характеристики компрессора больше производной характеристики сети. Вследствие этого возникает неустойчивое равновесие, которое при наличии сколь угодно малых возмущений, неизбежных при работе компрессора, приводит к разрыву характеристики. Отметим, что разрыв характеристики при прикрытии дросселя (кривая A) происходит при меньших значениях расхода, чем при переходе к устойчивым режимам, т. е. при открытии дросселя (кривая B).

Это является следствием гистерезиса в возникновении и чередовании количества срывных зон, что связано с гистерезисными явлениями обтекания отдельных профилей. Кроме того, при открытии дросселя поток менее равномерен, чем при его прикрытии, в результате чего скорость в зонах остается меньше средней расходной скорости. Поэтому углы атаки в этих зонах при увеличении расхода оказываются выше, чем при его уменьшении, что и приводит к затягиванию срыва. Если изменить форму характеристики сети, сделав ее более крутой, то можно получить левую ветвь характеристики компрессора, протекающей с разрывом. В частности, этого можно достигнуть, применив отсос на выходе из испытуемого компрессора с помощью дополнительного компрессора. В этом случае характеристика сети в соответствии с уравнениями (8.70) и

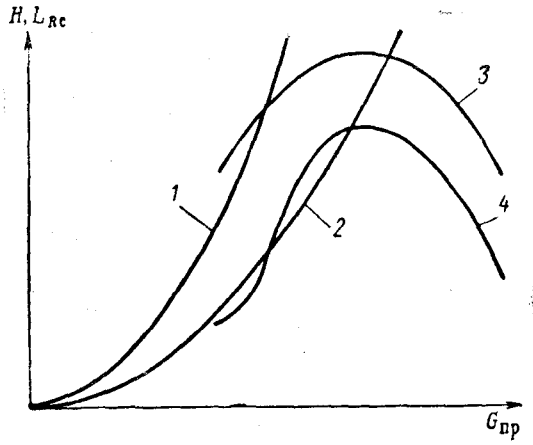


Рис. 8.43. Характеристики компрессора и сети:

1—сеть с отсосом; *2*—сеть без отсоса; *3*—суммарная характеристика компрессоров; *4*—исходный компрессор

(8.71) будет определяться суммарным напором обоих компрессоров и поэтому, обозначая его через $\Sigma H^*_{ад\,i}$, можем написать

$$\frac{L_{Rc}}{L_{Rc0}} = \frac{\Sigma H^*_{ад\,i}}{H^*_{ад0}}, \qquad (8.128)$$

где индексом «0» обозначены исходные (без отсоса) значения $L_{R\,c}$ и $H_{ад}$.

Если принять, что $\Sigma H^*_{ад\,i} = \varphi H^*_{ад}$, где $\varphi > 1{,}0$, то получим

$$L_{R\,c} = \varphi L_{R\,c0}.$$

На основании уравнения (8.73), переходя в нем к $L_{R\,c.пр}$ путем умножения обеих частей на $RT^*_{в0}$ и обозначая через A_0 величину $ART^*_{в0}$, будем иметь

$$L_{R\,c.пр} = \varphi A_0 G^2_{в.пр}. \qquad (8.129)$$

Таким образом, характеристика сети с отсосом при одинаковом сечении дросселя будет протекать более круто (рис. 8.43), что способствует росту статической устойчивости. Статическая устойчивость в данном случае будет определяться суммарной характеристикой компрессоров, которая в левой ветви может протекать более полого, чем характеристика испытуемого компрессора, вследствие чего ее пересечение с характеристикой сети будет дополнительно обеспечивать статическую устойчивость.

В зависимости от характеристики компрессора, применяемого для отсоса, режим работы на суммарной характеристике может оказаться и на ее правой ветви, т. е. в устойчивой области. Такое положение, в част-

ности, наблюдается в многоступенчатых осевых компрессорах, когда при работе первых ступеней на режимах левой неустойчивой ветви их характеристик режим работы всего компрессора находится в правой устойчивой области.

8.8.4. УСЛОВИЯ РАЗВИТИЯ ИЛИ ЗАТУХАНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА В КОМПРЕССОРАХ

Выполнение одного условия статической устойчивости еще недостаточно для нормальной устойчивой работы компрессора, так как оно не исключает возникновения в системе колебаний давления и расхода. В случае возникновения колебаний устойчивость системы будет зависеть от того, развивается ли колебательный процесс или затухает. Если возникающие колебания будут затухать, то режим будет динамически устойчивым. Если амплитуда колебаний будет неограниченно возрастать или стремиться к определенной величине, то режим будет динамически неустойчивым.

Увеличение или уменьшение амплитуды колебаний определяется увеличением или уменьшением механической энергии, подводимой к газу за один цикл колебаний, по сравнению с энергией, подводимой при стационарном режиме. При возникновении в системе колебаний в каждый момент времени происходит изменение заключенных в элементах системы масс и энергии воздуха. В результате этого при нестационарных процессах массовый расход через компрессор может отличаться от расхода через дроссель, и количество механической энергии, подводимой к воздуху в компрессоре, может отличаться от количества энергии, рассеиваемой на дросселе и уносимой из системы с потоком. Учитывая эти особенности работы компрессора на нестационарных режимах, можно при некоторых допущениях получить условия возникновения незатухающих колебаний [21].

Линеаризуя характеристики вблизи равновесного режима в предположении, что отклонения расхода воздуха и напора при колебаниях являются малыми, получим *)

$$\Delta H^*_{\text{ад}} = F' \Delta G_{\text{в}} \quad \text{и} \quad \Delta L_{R\,\text{с}} = \Phi' \Delta G_R,$$

где $\Delta G_{\text{в}}$ и ΔG_R — отклонения расхода воздуха, входящего в компрессор и выходящего из ресивера через дроссель, от равновесной величины. При этом предполагается, что в дросселе сосредоточиваются все гидравлические сопротивления, а инерционность и упругость воздуха в компрессоре малы по сравнению с инерционностью и упругостью в сети. Это предположение эквивалентно тому, что характеристика компрессора при колебаниях совпадает со стационарной характеристикой и расход воздуха на входе в компрессор равен расходу на выходе из него. Если обозначить через $G_{\text{р}}$ количество воздуха в ресивере, то поскольку предполагается, что воздух в сети обладает упругостью, можем написать

$$\frac{dG_{\text{р}}}{d\tau} = \Delta G_{\text{в}} - \Delta G_R.$$

Умножим обе части этого уравнения на $d\Delta L_{R\,\text{с}}$; тогда

$$\frac{d\,\Delta L_{R\,\text{с}}}{d\tau} = \frac{\Delta G_{\text{в}} - \Delta G_R}{dG_{\text{р}}/d\Delta L_{R\,\text{с}}} = \frac{\Delta G_{\text{в}} - \Delta G_R}{C_0}, \qquad (8.130)$$

*) Для упрощения нижеследующих выводов рассматриваются абсолютные значения $H^*_{\text{ад}}$, $L_{R\,\text{с}}$ и $G_{\text{в}}$, соответствующие приведенным при $T^*_{\text{в}} = T^*_{\text{в}0}$ и $p^*_{\text{в}} = p^*_{\text{в}0}$.

где C_0 — коэффициент, характеризующий аккумулирующую способность ресивера и называемый часто коэффициентом акустической упругости.

Рассматривая уравнение энергии между сечением в ресивере и сечением за дросселем и применяя параметры заторможенного потока, получим

$$d\Delta L_{Rc} = d\int \frac{dp^*}{\gamma^*} = \frac{dp^*}{\gamma^*}.$$

Для рассматриваемого процесса примем среднее значение плотности $\gamma^* = \gamma_p^* \delta'_{др}$,

где $\delta'_{др} = \frac{1+\delta_{др}}{2}$; $\delta_{др} = \frac{p^*_{др}}{p^*_p}$; $p^*_{др}$ — полное давление после дросселя.

Поэтому $d\Delta L_{Rc} = \frac{dp^*}{\gamma_p^* \delta'_{др}}$.

Так как

$$dG_p = V_p d\gamma_p,$$

где V_p — объем ресивера, то коэффициент

$$C_0 = \frac{\gamma_p V_p d\gamma_p}{dp} \delta'_{др} = \frac{G_p}{a_p^2} \delta'_{др} \frac{кг \cdot сек^2}{м^2},$$

где a_p — скорость звука в ресивере.

При этом в связи с малой скоростью воздуха в ресивере различием между статическими и заторможенными параметрами в нем пренебрегаем.

Второе уравнение для нестационарного процесса можем написать с помощью характеристики сети:

$$\frac{d\Delta L_{Rc}}{d\tau} = \Phi' \frac{d\Delta G_R}{d\tau} = \Phi' \Delta G'_R. \qquad (8.131)$$

Воздух в сети обладает инерцией. Поэтому во время колебаний изменение напора компрессора расходуется как на сопротивление сети, так и на преодоление инерционных сил. В связи с этим можем написать

$$F' \Delta G_в = \Phi' \Delta G_R + L_0 \Delta G'_в, \qquad (8.132)$$

где

$$\Delta G'_в = \frac{d\,\Delta G_в}{d\tau};$$

$L_0 = L_1 + L_2$ — коэффициент пропорциональности, называемой акустической массой входного (L_1) и выходного (L_2) трубопроводов.

Значения L_1 и L_2 выражаются в виде

$$L_1 = \int_0^{l_1} \frac{dl_1}{f_1 \gamma_1} \frac{м^2}{кг} \quad и \quad L_2 = \int_0^{l_2} \frac{dl_2}{f_2 \gamma_2} \frac{м^2}{кг},$$

где l_1 и l_2 — длина всасывающего и нагнетающего трубопроводов, а f_1 и f_2 — площади их поперечных сечений.

Выражения для L_1 или L_2 можно получить исходя из уравнения Эйлера для одномерного движения сжимаемой жидкости:

$$\frac{dc_x}{d\tau} = \frac{1}{\gamma} \frac{dp}{dl},$$

где dl — элемент длины трубопровода.

Умножив и разделив левую часть этого уравнения на площадь сечения f и плотность γ, получим

$$\frac{dc_x\gamma f}{\gamma f\, d\tau}=\frac{dG}{\gamma f\, d\tau}=\frac{1}{\gamma}\frac{dp}{dl}$$

или

$$\frac{dl}{\gamma f}\frac{dG}{d\tau}=\frac{dp}{\gamma}.$$

Интегрируя по всей длине трубопровода, получим

$$\int_0^l \frac{dl}{\gamma f}\frac{dG}{d\tau}=\int_0^l \frac{dp}{\gamma}.$$

Предполагая, что производная $dG/d\tau$ по всей длине является постоянной, будем иметь

$$\frac{dG}{d\tau}\int_0^l \frac{dl}{\gamma f}=\int_0^l \frac{dp}{\gamma}.$$

В этом уравнении $\int_0^l \frac{dp}{\gamma}$ представляет собой изменение работы сил давления, обусловленное инерционностью столба воздуха во входном или выходном трубопроводах.

Коэффициент пропорциональности $\int_0^l \frac{dl}{\gamma f}\frac{м^2}{кг}$, обозначенный выше через L_1 или L_2, характеризует инерционность колеблющегося столба воздуха. Решаем совместно уравнения (8.130), (8.131) и (8.132), исключая из них ΔG_R и $\Delta G_R'$. Из уравнения (8.130) получаем

$$\Delta G_R=\Delta G_в-C_0\frac{d\,\Delta L_{R\,с}}{d\tau}. \qquad (8.133)$$

Из уравнения (8.132)

$$\Delta G_R=\frac{F'\Delta G_в-L_0\Delta G_в'}{\Phi'}. \qquad (8.134)$$

Приравнивая правые части уравнений (8.133) и (8.134), находим

$$\Delta G_в-C_0\frac{d\,\Delta L_{R\,с}}{d\tau}=\frac{F'\Delta G_в-L_0\Delta G_в'}{\Phi'}.$$

Заменяем $d\Delta L_{R\,с}/d\tau$ из уравнения (8.131). Тогда

$$\Delta G_в-C_0\Phi'\Delta G_R'=\frac{F'\Delta G_в-L_0\Delta G_в'}{\Phi'}. \qquad (8.135)$$

Дифференцируем уравнение (8.132) и находим из него $\Delta G_R'$:

$$F'\Delta G_в'=\Phi'\Delta G_R'+L_0\Delta G_в'',$$

откуда

$$\Delta G_R'=\frac{F'\Delta G_в'-L_0\Delta G_в''}{\Phi'}.$$

Подставляем это выражение в уравнение (8.135):

$$\Delta G_{\text{в}} - C_0 F' \Delta G'_{\text{в}} + C_0 L_0 \Delta G''_{\text{в}} = \frac{F' \Delta G_{\text{в}} - L_0 \Delta G'_{\text{в}}}{\Phi'},$$

откуда

$$\Delta G''_{\text{в}} + \Delta G'_{\text{в}} \frac{L_0 - C_0 F' \Phi'}{C_0 \Phi' L_0} + \Delta G_{\text{в}} \frac{\Phi' - F'}{C_0 \Phi' L_0} = 0.$$

Это линейное однородное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами, описывающее отклонение секундного расхода воздуха через компрессор от его значения при равновесном режиме.

Общее решение этого уравнения имеет вид

$$\Delta G_{\text{в}} = C_1 e^{-\alpha_1 \tau} + C_2 e^{-\alpha_2 \tau},$$

где α_1 и α_2 находятся из квадратного уравнения:

$$\alpha^2 - \alpha \frac{L_0 - C_0 F' \Phi'}{C_0 \Phi' L_0} + \frac{\Phi' - F'}{C_0 \Phi' L_0} = 0,$$

откуда

$$\alpha_{1,2} = \delta \pm \sqrt{\delta^2 - \omega^2},$$

где

$$\delta = \frac{L_0 - C_0 F' \Phi'}{2 C_0 \Phi' L_0}; \quad \omega^2 = \frac{\Phi' - F'}{C_0 L_0 \Phi'}.$$

Если α_1 и α_2 больше нуля, то функции $e^{-\alpha_1 \tau}$ и $e^{-\alpha_2 \tau}$ будут при возрастании α асимптотически приближаться к нулю, т. е. колебания будут затухающими. Отсюда следует, что для получения устойчивых режимов необходимо иметь одновременно

$$\delta > 0 \text{ и } \omega^2 > 0,$$

тогда α_1 и α_2 будут положительными.

Следовательно, условиями устойчивости являются неравенства:

$$\Phi' > F' \text{ (I)} \quad \text{и} \quad F' < \frac{L_0}{\Phi' C_0} \text{ (II)}.$$

Неравенство (I) представляет собой рассмотренное ранее условие статической устойчивости, и его геометрический смысл заключается в том, что угол наклона касательной к характеристике сети должен быть больше угла наклона характеристики компрессора в точке равновесного режима (точки A и D на рис. 8.41).

При невыполнении условия (I) система теряет устойчивость, как было установлено выше исходя из физических представлений. Неравенство (II) является условием динамической устойчивости.

Если условие (I) выполняется, но при этом $F' > L_0/\Phi' C_0$, то в системе всегда будут самовозбуждаться колебания и она, таким образом, будет неустойчивой. Условие (I) определяет такой режим работы, при котором в системе устанавливаются колебания при сколь угодно малом возмущении, т. е. при сколь угодно малом отклонении от равновесного состояния; это будет так называемый мягкий режим возбуждения.

Однако выполнение условия (II) не означает невозможности автоколебаний в системе. В этом случае может получиться такое сочетание параметров системы, при котором в нем все же будут существовать

незатухающие колебания, но уже при жестком режиме возбуждения, т. е. при таком, когда требуется достаточно сильный начальный толчок, чтобы начались колебания. Энергетическое объяснение мягкого и жесткого возбуждения дано на рис. 8.44, где построены зависимости энергии возбуждения и энергии демпфирования (затраченной в процессе колебаний на преодоление сопротивлений) от амплитуды колебаний. В случае, когда энергия возбуждения E^+ больше энергии демпфирования E^- (рис. 8.44, *а*), малый толчок OB приведет к устойчивым колебаниям с амплитудой Od. В случае, когда энергия демпфирования больше энергии возбуждения (рис. 8.44, *б*), малые толчки (меньше $O'K$) не приведут к установлению устойчивых колебаний, тогда как при толчках, больших $O'K$, энергия демпфирования меньше энергии возбуждения и в системе возникнут незатухающие колебания (жесткое самовозбуждение). с амплитудой $O'd'$.

Применительно к компрессору жесткое самовозбуждение является характерным для режимов в правой ветви характеристики. Мягкое самовозбуждение соответствует левой ветви характеристики, не имеющей разрывов. Физически это можно объяснить тем, что при работе компрессора на режимах, соответствующих правой ветви характеристики, увеличение расхода приводит к уменьшению механической энергии, получаемой каждым килограммом воздуха, а уменьшение расхода — к увеличению энергии. В то же время количество энергии, рассеиваемой на дросселе, будет изменяться в противоположном направлении, так как с увеличением расхода через дроссель его сопротивление всегда увеличивается. Поэтому в случае возникновения колебаний при работе компрессора в правой ветви характеристики бо́льшая часть проходящего воздуха получает меньшую энергию, и суммарное количество энергии, получаемой всем воздухом, прошедшим через компрессор за один период, оказывается меньше количества энергии, рассеиваемой на дросселе.

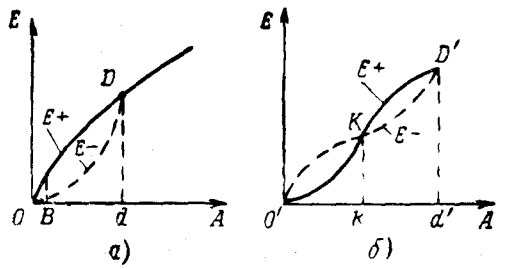


Рис. 8.44. Зависимость энергии возбуждения и демпфирования от амплитуды колебаний:
E^+—энергия возбуждения; E^-—энергия демпфирования

Таким образом, налицо условия жесткого самовозбуждения. Когда колебания возникают около рабочей точки в левой ветви характеристики компрессора, то, в отличие от предыдущего случая, увеличивается энергия, подводимая к воздуху, но одновременно возрастает и энергия, рассеиваемая на дросселе *). Соотношение между ними может быть таким, что возникают условия для мягкого самовозбуждения.

Эти условия математически и определяются неравенством $F' < L_0/\Phi' C_0$.

Если заменить L_0 и C_0 приведенными выше их выражениями, приняв $\gamma_1 = \text{const}$ и $\gamma_2 = \text{const}$ по длине входного и выходного трубопроводов, то получим

$$L_0 = L_1 + L_2 = \frac{l_1}{\gamma_1 f_1} + \frac{l_2}{\gamma_2 f_2}.$$

*) При пониженных приведенных оборотах последние ступени многоступенчатого компрессора работают на правых демпфирующих ветвях и при возникновении колебаний они играют ту же роль, что и дроссель.

Примем также

$$\gamma_p=\gamma_2 \quad \text{и} \quad \gamma_2=\gamma_1\pi_к^{*\frac{1}{k}}.$$

Тогда неравенство (II) примет вид

$$F' < \frac{a_p^2}{\delta'_{др}\Phi'\gamma_1^2\pi_к^{*\frac{2}{k}}}\left(\frac{l_1\pi_к^{*\frac{1}{k}}}{f_1V_p}+\frac{1}{f_2^2}\right).$$

Из этой формулы следует, что область самовозбуждения возрастает, а устойчивость системы уменьшается:

а) при увеличении объема ресивера V_p;

б) при уменьшении длины всасывающего трубопровода и увеличении площади его сечения;

в) при увеличении степени повышения давления в компрессоре;

г) при увеличении плотности воздуха перед компрессором;

д) при увеличении производной характеристики сети;

е) при уменьшении сопротивления дросселя.

Влияние Φ' на динамическую устойчивость противоположно влиянию его на статическую устойчивость, а именно: с увеличением Φ' повышается статическая устойчивость и уменьшается динамическая устойчивость. Отсюда следует, что при прочих равных условиях опасность помпажа, под которым в данном случае понимаются колебания, распространяющиеся на всю присоединенную систему, становится наименьшей, если наклон характеристики сети в точке равновесного режима является минимально возможным при сохранении статической устойчивости, т. е. если Φ_1 чуть больше F'.

В газотурбинных двигателях объемы на выходе из компрессора относительно невелики и поэтому при срыве компрессора помпаж, как таковой, не всегда успевает развиться.

Приведенные выше уравнения были получены в предположении, что отклонения расхода воздуха и напора при колебаниях являются малыми и характеристики компрессора и сети в окрестностях равновесного режима могут быть приняты линейными.

Рассмотрим теперь уравнения движения воздуха без этих предположений. Тогда уравнения (8.132) и (8.130) примут вид

$$L_0\frac{dG_в}{d\tau}=H^*_{ад}-L_{Rс}; \tag{8.136}$$

$$C_0\frac{dL_{Rс}}{d\tau}=G_в-G_R. \tag{8.137}$$

Разделив уравнения (8.136) и (8.137) почленно друг на друга, получим дифференциальное уравнение интегральных кривых

$$\frac{dL_{Rс}}{dG_в}=\frac{G_в-G_R}{H^*_{ад}-L_{Rс}}\frac{L_0}{C_0}. \tag{8.138}$$

Изобразим для определенного приведенного числа оборотов характеристику компрессора (кривая *1*) и характеристику сети (кривая *2*) в системе координат $H^*_{ад}$, $G_в$ (рис. 8.45).

Если колебаний давлений и расхода в системе нет, то состояние системы представляется точкой O пересечения кривых *1* и *2*. При этом расход воздуха через компрессор $G_в$ и через дроссель G_R равны между собой и $H^*_{ад}=L_{Rс}$.

Предположим теперь, что в системе происходят колебания. В этом случае равенство между расходами $G_в$ и G_R и между напором и сопротивлением сети нарушается.

Рассматривая рис. 8.45 как фазовую плоскость уравнения (8.138), можем построить в ней [21] фазовые траектории, которые показывают, как в процессе колебаний изменяются напор или сопротивление сети и расход воздуха.

Пусть точка M_1 с координатами $G_{в1}$ и L_{Rc1} представляет состояние системы.

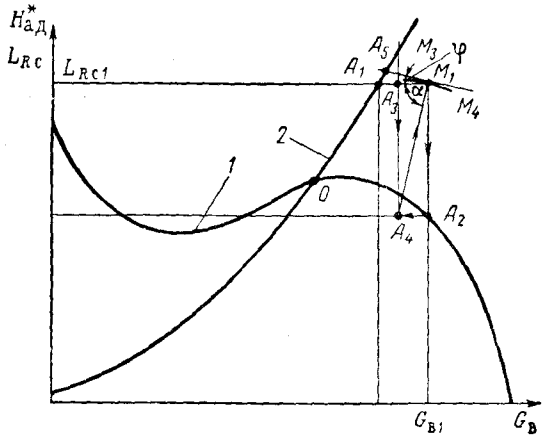


Рис. 8.45. Принцип построения фазовой траектории

Проведем через точку M_1 горизонтальную и вертикальную прямые и отметим точки их пересечения A_1 и A_2 с характеристиками компрессора и сети. Тогда величина $(G_в—G_R)$ представляется отрезком $\overline{M_1A_1}$. Величина $(H^*_{ад}—L_{Rc})$ представится отрезком $\overline{A_2M_1}$. Изменим в L_0/C_0 раз длину отрезка $\overline{M_1A_1}$, откладывая его от точки M_1. Пусть это будет отрезок $\overline{M_1A_3}$. Проведем через точку A_3 вертикаль до пересечения в точке A_4 с горизонтальной прямой, проведенной через точку A_2. Тогда легко показать, что отрезок $\overline{A_4M_1}$ является нормалью к интегральной кривой в точке M_1.

Действительно, если M_1A_5 будет касательной к интегральной кривой в точке M_1, то из определения производной

$$\frac{dL_{Rc}}{dG_в}=\operatorname{tg}\varphi.$$

С другой стороны, из уравнения (8.138) и рис. 8.45 получаем

$$\frac{dL_{Rc}}{dG_в}=\frac{\overline{M_1A_3}}{A_3A_4}=\operatorname{ctg}\alpha.$$

Следовательно,

$$\operatorname{tg}\varphi=\operatorname{ctg}\alpha \quad \text{и} \quad \varphi+\alpha=90°, \text{ т. е. } \overline{A_4M_1}\perp\overline{M_1A_5}.$$

Проводя из точки A_4, как из центра, радиусом A_4M_1 элемент дуги через точку M_1, получим точки M_3 и M_4. Продолжая для точек M_3, M_4 и т. д.

указанное построение, последовательно строим всю интегральную кривую; при этом чем меньше элементы дуг, тем точнее построение. По виду фазовых траекторий можно определить, какие движения происходят в рассматриваемой системе. Если все фазовые траектории наматываются на рабочую точку характеристики (так называемую особую точку фазовой плоскости, соответствующую равновесному режиму), то колебания могут быть только затухающими, система устойчива и помпаж невозможен. В этом случае особая точка называется устойчивым фокусом (рис. 8.46). Если фазовые траектории сматываются с особой точки, то колебания нарастают и особая точка называется неустойчивым фокусом.

Если же на фазовой плоскости есть замкнутая фазовая траектория, на которую наматываются извне и изнутри все соседние траектории,

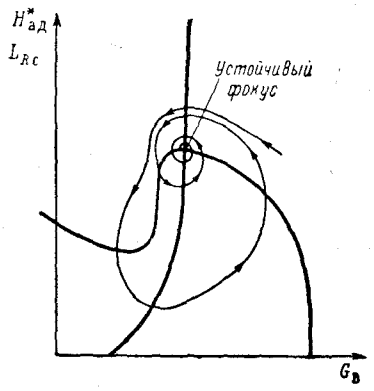


Рис. 8.46. Фазовые траектории с устойчивым фокусом

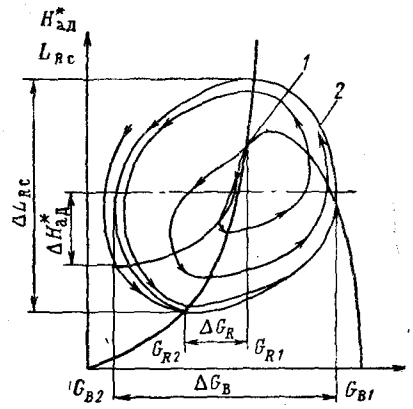


Рис. 8.47. Фазовые траектории с неустойчивым предельным циклом (помпаж):

1—неустойчивый фокус; *2*—устойчивый предельный цикл

то в системе могут возникать устойчивые периодические колебания, т. е. возможен помпаж. Такая замкнутая траектория называется устойчивым предельным циклом (рис. 8.47). Если все соседние траектории сматываются с замкнутой кривой, то она называется неустойчивым предельным циклом. Предельный цикл показывает, как изменяется сопротивление сети при изменении расхода через компрессор. Участок характеристики компрессора, находящийся внутри предельного цикла, одновременно показывает, как изменяется напор компрессора при изменении $G_{в1}$ во время помпажа. Участок характеристики сети, заключенный внутри предельного цикла, показывает, как изменяется при помпаже расход G_R через дроссель.

Так, из рис. 8.47 видно, что расход $G_в$ через компрессор изменяется при помпаже от значения $G_{в1}$ до значения $G_{в2}$ на величину $\Delta G_в = G_{в1} - G_{в2}$. В то же время расход через дроссель изменяется значительно меньше, а именно — на величину $\Delta G_R = G_{R1} - G_{R2}$. Таким образом, объем напорного трубопровода играет роль упругой подушки, вследствие наличия которой пульсации расхода при выходе из напорного трубопровода оказываются меньше пульсаций расхода через компрессор. Наоборот, изменение напора $\Delta H^*_{ад}$ меньше изменения сопротивления сети ΔL_{Rc}. Исследования, проведенные с помощью фазовых траекторий, показывают [21], что в отдельных случаях возможен помпаж и в правой части характеристики при жестком возбуждении.

8.9. ОСНОВЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ

Выше были рассмотрены основы расчета характеристик одноступенчатого центробежного компрессора. Однако для современных авиационных двигателей наиболее актуальным является расчет характеристик многоступенчатого осевого компрессора. Основы такого расчета и рассмотрены в настоящем разделе.

8.9.1. ВОЗМОЖНЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК

Как уже отмечалось ранее, наиболее надежным является метод определения характеристик путем испытания компрессоров на стенде. Однако весьма важно знать характеристику еще при конструировании компрессора, т. е. до его изготовления, что возможно при наличии методов расчета характеристик. Это позволяет заблаговременно оценить пригодность компрессора для всех режимов работы двигателя. Кроме того, возможность произвести расчет характеристик сокращает дорогие и длительные испытания и доводку.

Расчет характеристик многоступенчатых осевых компрессоров представляет одну из наиболее трудных проблем, с которой приходится встречаться при их проектировании. В опубликованных исследованиях [44], [50], [58] рассматриваются, в основном, три метода расчета характеристик.

В первом методе определяются сначала характеристики отдельных лопаточных венцов по заданным на отдельных радиусах решеткам профилей путем интегрирования их параметров по высоте лопатки.

Характеристики следующих один за другим лопаточных венцов определяются путем использования вычисленных параметров при выходе из одного лопаточного венца в качестве параметров при входе в следующий венец, пока не будет получена суммарная характеристика компрессора. При этом методе требуется знать характер течения в решетках, находящихся на различных радиусах, с учетом влияния пограничного слоя и иметь сведения о взаимодействии решеток и о процессе радиального перемещения. Однако в настоящее время полная картина обтекания лопаточных венцов неизвестна. Особенно трудно установить изменение потерь и угла отклонения потока, когда компрессор приближается к срыву. Кроме того, теория пограничного слоя не дает средств для вычисления величины нарастания пограничного слоя в многоступенчатом компрессоре, отсутствуют данные о влиянии нестационарности потока, о взаимодействии решеток и радиальном перемещении, которые могли бы быть непосредственно применены для расчета компрессора. Поэтому хотя данный метод расчета обладает большими потенциальными возможностями, однако практически использовать его еще трудно, и в дальнейшем он не рассматривается. Можно значительно упростить вычисления, если делать их только для одного радиуса [58]. Такой способ будет неточен, и он может дать только качественные данные о характеристике компрессора.

Второй метод расчета характеристик компрессоров состоит в сложении вдоль оси осредненных характеристик ступеней. Этот метод, следовательно, не требует знания параметров решеток на отдельных радиусах и интегрирования вдоль радиуса. Успешность применения этого метода зависит от точности характеристик отдельных ступеней, используемых в расчете суммарной характеристики. Однако весьма трудно получить характеристики, полностью отражающие специфику различных ступеней, используемые для расчета многоступенчатых компрессоров с различными параметрами и назначением. Кроме того, применение этого метода затруднено необходимостью учитывать взаимное

влияние отдельных ступеней при их совместной работе, изученное еще недостаточно. Тем не менее этот метод все же представляет практический интерес. Третий метод расчета характеристик многоступенчатых осевых компрессоров [44] основан на данных, полученных из характеристик ранее созданных компрессоров. Он значительно проще, чем первые два метода, поскольку здесь не надо интегрировать, ни складывать характеристики. В то же время и этот метод требует достаточное количество экспериментальных характеристик, позволяющих сделать ряд обобщений, пригодных для широкого класса компрессоров.

8.9.2. ОСНОВЫ РАСЧЕТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ХАРАКТЕРИСТИК СТУПЕНЕЙ

Для того чтобы получить характеристику многоступенчатого осевого компрессора путем «сложения» характеристик отдельных ступеней, необходимо иметь следующие данные:

а) характеристику каждой ступени;

б) площадь сечения на входе в каждую ступень;

в) средний радиус при входе в каждую ступень;

г) расчетное значение угла потока в абсолютном движении при входе в каждую ступень.

Для такого расчета наиболее удобно использовать рассмотренные ранее характеристики ступеней в виде зависимостей к. п. д. и коэффициента напора от коэффициента расхода. Типичные характеристики отдельной ступени показаны были выше на рис. 8.6.

Следует иметь в виду, что эти характеристики могут изменяться под влиянием соседних ступеней.

Как уже отмечалось, характеристики ступеней для различных чисел оборотов могут представляться в виде одной кривой до значений $\widetilde{M}_1$ по относительной скорости на входе в рабочее колесо, равных приблизительно 0,75.

Характеристика ступени для значений числа $\widetilde{M}_1$ в относительном потоке, больших, чем 0,75, может быть представлена в виде семейства кривых для различных чисел оборотов.

Характеристики ступеней, необходимые для расчета характеристик многоступенчатого компрессора, могут быть получены из экспериментов с отдельными ступенями и с многоступенчатыми компрессорами или с помощью теоретических расчетов Основными являются экспериментальные характеристики, полученные при испытании отдельных ступеней. Однако в связи с необходимостью иметь большое число таких характеристик делаются попытки получить поле относительных характеристик, пригодных для какого-либо класса ступеней.

Так, в работе [50] приводятся относительные характеристики ступеней с постоянной циркуляцией по высоте лопатки (без входного направляющего аппарата) в виде зависимостей

$$\frac{\overline{H}}{\overline{H}_0}=f_1\left(\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}\right) \text{ и } \frac{\eta^*_{\text{к}}}{\eta^*_{\text{к}0}}=f_2\left(\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}\right),$$

где $\overline{H}_0$, $\bar{c}_{a0}$, $\eta^*_{\text{к}0}$ соответствуют расчетным условиям.

Относительные характеристики, построенные по данным испытаний большого числа ступеней, были показаны на рис. 8.26. Испытанные ступени имели относительный диаметр втулки от 0,55 до 0,8. Для к. п. д., помимо качества поверхности, большое значение имеют числа $\widetilde{M}_1$ и Re. Кривые на рис. 8.26 действительны для чисел $\text{Re}\geqslant 3\cdot 10^5$ и для чисел $\widetilde{M}_1\leqslant 0{,}7$. Для других значений Re и $\widetilde{M}_1$ нужно вносить в расчет соответствующую поправку.

Относительные характеристики различных ступеней на рис. 8.26, в основном, удовлетворительно ложатся на одну кривую, что можно объяснить однотипностью ступеней ($c_u r$=const, отсутствует НА), небольшими числами $\bar{M}_1$ и значениями чисел $Re > Re_{кр}$. Однако в соответствии с теорией подобия полное совпадение характеристик должно быть только в случае, когда различные ступени будут геометрически и газодинамически подобны. В противном случае каждой ступени будет соответствовать своя относительная характеристика, не совпадающая с остальными. Это легко показать и аналитически на примере изменения коэффициента теоретического напора в зависимости от коэффициента расхода.

Рассматривая треугольник скоростей элементарной ступени, можем написать

$$\bar{H}_{th} = \bar{c}_a (\operatorname{ctg}\beta_1 - \operatorname{ctg}\beta_2). \tag{8.139}$$

Так как

$$\operatorname{ctg}\beta_1 = \frac{w_{1u}}{c_a} = \frac{u - c_{1u}}{c_a} = \frac{u - c_a \operatorname{ctg}\alpha_1}{c_a} = \frac{u}{c_a} - \operatorname{ctg}\alpha_1,$$

то, подставляя в уравнение (8.139), получим

$$\bar{H}_{th} = \bar{c}_a \left(\frac{u}{c_a} - \operatorname{ctg}\alpha_1 - \operatorname{ctg}\beta_2 \right) = 1 - \bar{c}_a (\operatorname{ctg}\alpha_1 + \operatorname{ctg}\beta_2). \tag{8.140}$$

Принимая, что углы α_1 и β_2 остаются постоянными как для расчетного, так и для нерасчетных режимов, можем для расчетного режима, обозначая параметры индексом «0», написать

$$\bar{H}_{th0} = 1 - \bar{c}_{a0} (\operatorname{ctg}\alpha_1 + \operatorname{ctg}\beta_2). \tag{8.141}$$

Вычитая уравнение (8.140) из уравнения (8.141), получим

$$\bar{H}_{th} - \bar{H}_{th0} = (\bar{c}_{a0} - \bar{c}_a)(\operatorname{ctg}\alpha_1 + \operatorname{ctg}\beta_2). \tag{8.142}$$

Из выражения (8.141) находим

$$\operatorname{ctg}\alpha_1 + \operatorname{ctg}\beta_2 = \frac{1 - \bar{H}_{th0}}{\bar{c}_{a0}}.$$

Следовательно, вместо выражения (8.140) можно написать

$$\bar{H}_{th} = 1 + \bar{H}_{th0} \frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}} - \frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}$$

или

$$\bar{H}_{th0} \left(\frac{\bar{H}_{th}}{\bar{H}_{th0}} - \frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}} \right) = 1 - \frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}. \tag{8.143}$$

Если с помощью зависимости (8.143) построить непосредственно относительную характеристику

$$\frac{\bar{H}_{th}}{\bar{H}_{th0}} = f\left(\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}} \right),$$

то эта характеристика будет различной для различных исходных значений коэффициентов теоретического напора $\bar{H}_{th0}$, что и должно быть при отсутствии подобия.

Действительно, из уравнения (8.143) получаем

$$\frac{\bar{H}_{th}}{\bar{H}_{th0}} = \frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}} + \frac{1 - \dfrac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}}{\bar{H}_{th0}}. \tag{8.144}$$

На рис. 8.48 показано изменение $\overline{H}_{th}/\overline{H}_{th0}=f(\bar{c}_a/\bar{c}_{a0})$ для нескольких значений $\overline{H}_{th0}$. Если принять, что для всех ступеней величина $\Omega/\eta_з\eta_f$ (см. разд. 4.1.2) мало изменяется, то можно считать, что

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\overline{H}_{th0}}\cong\frac{\overline{H}_к}{\overline{H}_{к0}}=\frac{\overline{H}\eta^*_{к0}}{\overline{H}_0\eta^*_к}. \qquad (8.145)$$

Поэтому если известна относительная характеристика $\eta_к^*/\eta^*_{к0}$ и $\overline{H}_{th}/\overline{H}_{th0}$, то может быть определено и отношение $\overline{H}/\overline{H}_0$.

Вместо рассмотренных относительных характеристик могут применяться обобщенные зависимости от c_a/c_{a0} некоторых комплексных пара-

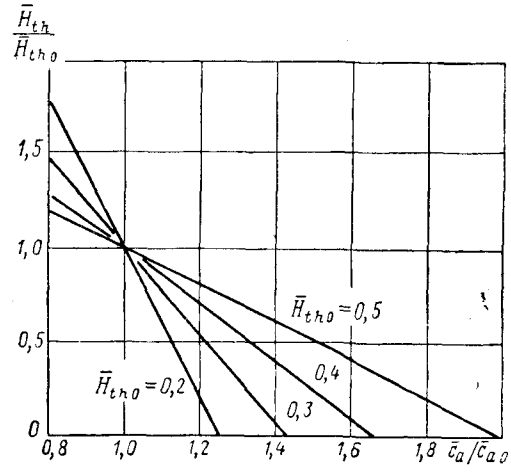


Рис. 8.48. Изменение $H_{th}/\overline{H}_{th0}=f(c_a/c_{a0})$

метров, позволяющие определять характеристики ступеней. Так, например, применяя уравнение (8.139) для среднего радиуса ступени на расчетном и нерасчетном режимах, получим

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\overline{c}_a}-\frac{\overline{H}_{th0}}{\overline{c}_{a0}}=(\operatorname{ctg}\beta_1-\operatorname{ctg}\beta_2)-(\operatorname{ctg}\beta_{10}-\operatorname{ctg}\beta_{20}).$$

Умножим обе части этого уравнения на коэффициент расхода $\bar{c}_a$, который может быть записан в таком виде:

$$\bar{c}_a=\frac{1}{\operatorname{ctg}\alpha_1+\operatorname{ctg}\beta_2}.$$

Учтем также, что $\overline{H}\cong\overline{H}_{th}\eta^*_к$ [уравнение (8.145)]. Тогда получим

$$\frac{\overline{H}}{\eta^*_к}-\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}\frac{\overline{H}_0}{\eta^*_{к0}}=\frac{(\operatorname{ctg}\beta_1-\operatorname{ctg}\beta_2)-(\operatorname{ctg}\beta_{10}-\operatorname{ctg}\beta_{20})}{\operatorname{ctg}\alpha_1+\operatorname{ctg}\beta_1}, \qquad (8.146)$$

откуда видно, что комплекс

$$\frac{\overline{H}}{\eta^*_к}-\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}\frac{\overline{H}}{\eta^*_{к0}}=K_1$$

зависит только от кинематики потока в ступени и характеризует изменение ее аэродинамических показателей при изменении треугольников скоростей. Следует отметить, что для различных ступеней комплекс K_1 в принципе должен быть одинаковым при соблюдении условий подобия.

Анализ, произведенный в работе [5]*), показывает, что зависимость комплекса K_1 от относительного изменения рабочего режима по коэффициенту расхода удовлетворительно соответствует ряду ступеней, хотя и не являющихся геометрически подобными, но работающих при одинаковых значениях чисел $M_u = u/a$. На рис. 8.49 показана зависимость $K_1 = f_1(\bar{c}_a/\bar{c}_{a0})$, полученная в результате обработки восьми компрессор-

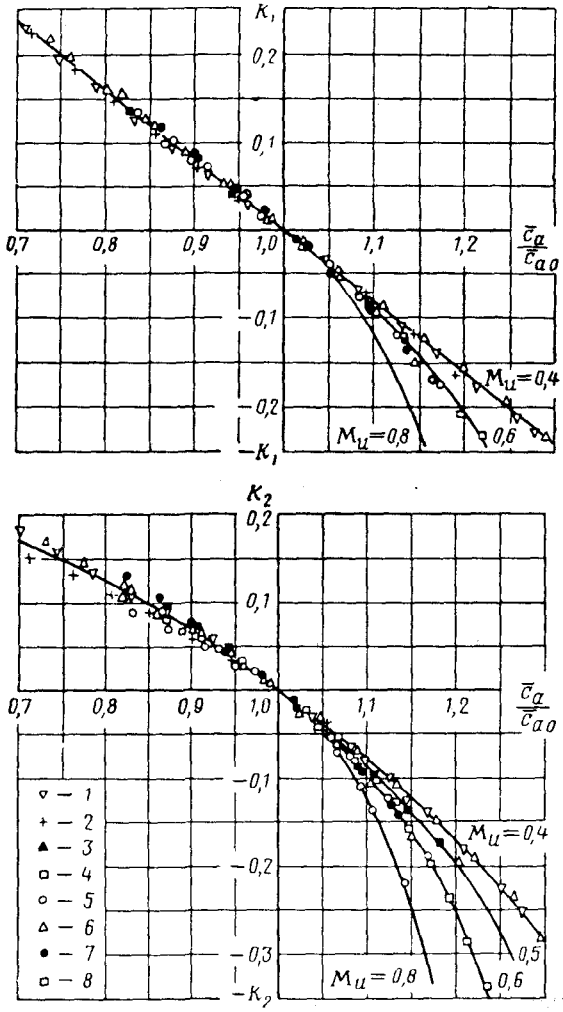


Рис. 8.49. Зависимость комплексов K_1 и K_2 от относительного изменения режима по коэффициенту расхода и от чисел М (1—8 — различные ступени)

ных ступеней, работающих с разными окружными скоростями. Для определения зависимости к. п. д. ступени от величины $\bar{c}_a/\bar{c}_{a0}$ можно использовать комплекс K_2:

$$K_2 = \overline{H} - \overline{H}_0 \frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}} = \frac{(\operatorname{ctg}\beta_1 - \operatorname{ctg}\beta_2)\,\eta_к^* - (\operatorname{ctg}\beta_{10} - \operatorname{ctg}\beta_{20})\,\eta_{к0}^*}{\operatorname{ctg}\alpha_1 + \operatorname{ctg}\beta_1}. \quad (8.147)$$

*) Коэффициент K_1 несколько отличается по виду от приведенного в работе [5], поскольку коэффициент напора определяется в данном случае по окружной скорости на среднем радиусе.

Изменение комплекса K_2 также показано на рис. 8.49.

Как видно из рис. 8.49, зависимости $K_1=f_1(\bar{c}_a/\bar{c}_{a0})$ и $K_2=f_2(\bar{c}_a/\bar{c}_{a0})$ при значениях $\bar{c}_a/\bar{c}_{a0}>1{,}0$ сильно зависят от числа M_u. При увеличении M_u от 0,40 до 0,80 рабочий диапазон расходов через ступень резко уменьшается и правые ветви кривых K_1 и K_2 падают более круто.

Для каждого из режимов, характеризующихся M_u, принимались значения $\bar{H}_0$ и $\bar{c}_{a0}$ при максимальном значении к. п. д. $\eta^*_{к0}$ ступени. Если известны экспериментальные значения $\bar{c}_{a0}$, $\bar{H}_0$ и $\eta^*_{к0}$, то, располагая графиками для коэффициентов K_1 и K_2, можно построить характеристику ступени на расчетном числе оборотов для любых вновь проектируемых ступеней. Все параметры характеристики ступени в этом случае определяются расчетным путем по формулам:

$$\bar{c}_a=\bar{c}_{a0}\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}};$$

$$\bar{H}=K_2+\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}\bar{H}_0;$$

$$\eta^*_к=\frac{\bar{H}}{K_1+\dfrac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}\dfrac{\bar{H}_0}{\eta^*_{к0}}},$$

Величины K_1 и K_2 определяются по графикам рис. 8.49 для каждого заданного значения $\bar{c}_a/\bar{c}_{a0}$.

Расчеты показывают [5], что вычисленные по этой методике коэффициенты напора практически совпадают с экспериментальными. Несколько меньшую сходимость имеют кривые к. п. д.

Суммарная характеристика многоступенчатого компрессора при наличии характеристик ступеней может быть вычислена при заданном приведенном расходе

$$G_{пр}=G\frac{1{,}014}{p^*_н}\sqrt{\frac{T^*_н}{288}}$$

и заданной приведенной окружной скорости

$$u_{пр}=u\sqrt{\frac{288}{T^*_н}}.$$

Коэффициент расхода для первой ступени находится из выражения

$$\bar{c}_{a1}=\frac{c_{a\,пр}}{u_{пр}},$$

где

$$c_{a\,пр}=c_a\sqrt{\frac{288}{T^*_н}}.$$

Величина $c_{a\,\text{пр}}$ определяется по кривым, выраженным уравнением

$$\frac{G_{\text{пр}}}{F_{\text{в}} K_G} = c_{a\,\text{пр}} \gamma_0 \left(1 - \frac{c_{a\,\text{пр}}^2}{\sin^2 \alpha_1} \frac{1}{2 \dfrac{k}{k-1} RT_0} \right)^{\frac{1}{k-1}}, \qquad (8.148)$$

где α_1 — угол потока на выходе из направляющего аппарата, расположенного перед колесом первой ступени;

γ_0, T_0 — плотность и температура воздуха при нормальных условиях на уровне земли.

Площадь сечения $F_{\text{в}}$ в уравнении (8.148) является кольцевой геометрической площадью:

$$F_{\text{в}} = \frac{\pi D_{\text{к}}^2}{4} (1 - \bar{d}_{\text{к}}^2).$$

Коэффициент K_G учитывает влияние пограничного слоя и неравномерность поля скоростей на входе в ступень (см. разд. 6.5.4). Характеристика первой ступени дает значения $\bar{H}_1$ и $\eta_{\text{к}}^*$, которые позволяют вычислить степень повышения давления и отношение температур в этой ступени:

$$\pi_{\text{к}1}^* = \left(1 + \frac{\bar{H} u_{\text{пр}}^2}{\dfrac{k}{k-1} RT_0} \right)^{\frac{k}{k-1}}; \qquad (8.149)$$

$$\frac{T_2^*}{T_1^*} = 1 + \frac{\bar{H} u_{\text{пр}}^2}{\eta_{\text{к}1}^* \dfrac{k}{k-1} RT_0}. \qquad (8.150)$$

Значения приведенного расхода и приведенной окружной скорости при входе во вторую ступень вычисляются по формулам:

$$G_{\text{пр}2} = G_{\text{пр}1} \frac{\sqrt{\dfrac{T_2^*}{T_1^*}}}{p_2^*/p_1^*}; \qquad (8.151)$$

$$u_{\text{пр}2} = u_{\text{пр}1} \frac{r_{\text{ср}2}}{r_{\text{ср}1}} \frac{1}{\sqrt{\dfrac{T_2^*}{T_1^*}}}. \qquad (8.152)$$

Известные значения приведенного расхода и приведенной окружной скорости позволяют определить коэффициент расхода и коэффициент напора $\bar{H}_2$ второй ступени. Таким образом можно найти степень повышения давления во второй ступени и температуру воздуха на выходе из нее. Расчет от ступени к ступени ведется вдоль компрессора, в результате чего на рассматриваемом режиме находится суммарная степень повышения давления и к. п. д. компрессора.

При расчете поля характеристик компрессора необходимо уметь построить линию неустойчивых режимов, которая оказывает влияние на запуск двигателя, выход на режим и регулирование компрессора. Один из способов состоит в проведении линии неустойчивых режимов через точки с максимальными значениями степени повышения давления. Другим способом, как уже отмечалось выше, является проведение линии

неустойчивых режимов исходя из того, что она подчиняется закону квадратной параболы [44]. Так, если $H_{к.расч}$ есть работа, затрачиваемая на компрессор на границе неустойчивых режимов при расчетном числе оборотов $n_{расч}$, то при произвольном числе оборотов n работа, затрачиваемая на компрессор на границе неустойчивых режимов, будет

$$H_к = H_{к.расч}\left(\frac{n}{n_{расч}}\right)^2.$$

Ниже рассматривается еще один способ определения границы неустойчивых режимов при расчете характеристик многоступенчатого компрессора. Необходимо также указать, что когда характеристики отдельных ступеней имеют разрывы, то неустойчивый режим компрессора при каком-либо числе оборотов можно считать соответствующим расходу, для которого возникает разрыв в характеристике одной из ступеней. Помимо изложенного выше метода расчета характеристик многоступенчатого компрессора на основе характеристик отдельных ступеней, может быть при некоторых дальнейших упрощающих предположениях применен и другой метод.

Так, если предположить, что повышение давления и изменение состояния в отдельной ступени могут рассматриваться в сравнении с общим изменением, как бесконечно малые, то состояние сжимаемой среды для всего компрессора можно определить интегрированием этих бесконечно малых изменений состояния, вместо суммирования конечного числа очень малых изменений.

Такой метод изложен в работе [50]; по сравнению с предыдущим он неизбежно содержит большее число допущений, так как в нем труднее учесть индивидуальные особенности характеристик ступеней, влияние чисел M, смещение режимов ступеней и другие факторы.

8.9.3. МЕТОД РАСЧЕТА НА ОСНОВЕ ОБОБЩЕНИЯ ИЗВЕСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Накопленный в настоящее время экспериментальный материал по характеристикам ранее построенных многоступенчатых компрессоров с различными параметрами может быть использован для расчета характеристик вновь создаваемых компрессоров. В основе такого расчета должно лежать обобщение известных характеристик, причем желательно, чтобы по принципам расчета, по лежащим в основе этих характеристик параметрам (числа M, коэффициенты напора, производительность и др.) эти компрессоры в достаточной мере соответствовали вновь создаваемому. Такое обобщение должно постоянно дополняться по мере накопления материалов. Приводимые ниже обобщенные кривые следует рассматривать как иллюстрирующие данный метод расчета.

Метод расчета характеристик нового компрессора на основе результатов испытаний ранее построенных является наиболее простым по сравнению с методами, рассмотренными выше.

Для проведения расчетов по этому методу требуется иметь обобщенные кривые следующих трех групп режимов:

а) режимов с максимальным значением к. п. д. для каждого числа оборотов; параметры на этих режимах в первую очередь зависят от расчетной степени повышения давления, кроме того, на них оказывает влияние тип ступеней, распределение напоров по ступеням и другие факторы;

б) для границы неустойчивых режимов, которые близки обычно к режимам с максимальным к. п. д. (по данным профессора Федорова Р. М. [44], режимы с максимальными к. п. д. расположены по отношению к границе помпажа компрессора так, что отношение $\bar{c}_a/\bar{c}_{a\,opt}$ на границе помпажа при изменении числа оборотов изменяется незначительно и составляет 0,9—0,95);

в) режимов, соответствующих постоянным числам оборотов в пределах от границы неустойчивых режимов до точек с максимальным расходом.

Последовательное использование перечисленных обобщенных кривых позволяет рассчитать поле характеристик компрессора с заданными исходными параметрами.

На рис. 8.50, *а*, *б* и *в* даны обобщенные кривые для режимов с максимальными к. п. д.

Все параметры, т. е. степень повышения давления, приведенный расход и к. п. д., даны по отношению к значениям в расчетной точке в предположении, что расчетный режим работы компрессора совпадает с режимом максимума к. п. д. на расчетном числе оборотов. При этом параметры точек, лежащих на линии максимальных к. п. д., обозначены индексом «*у*», а параметры расчетных точек — индексом «расч». Так как в данном случае рассматривается линия с максимальными к. п. д. при различных числах оборотов, то расчетная точка является точкой экстремума на этой линии.

Иногда расчетный режим не совпадает с режимом максимального к. п. д., и обороты в расчетной точке могут на 5—10% превышать обороты в точке с максимальным к. п. д. Зная параметры компрессора в расчетной точке, можно с помощью графиков (рис. 8.50) определить его параметры (т. е. $\pi_к^*$, $G_{пр}$, $\eta_к^*$) в точках максимальных к. п. д. в заданном диапазоне чисел оборотов.

Влияние степени повышения давления в расчетной точке $\pi^*_{к.расч}$ на границу неустойчивых режимов при различных значениях относительного приведенного расхода показано на рис. 8.51. Значения $\bar{G}_{пр\,z}$ и $\pi^*_{к\,z}$ (на границе неустойчивых режимов) даны на этом рисунке по отношению к значению этих параметров в расчетной точке.

Линии режимов, соответствующие постоянным числам оборотов, могут быть нанесены на поле характеристик следующим путем [44]. Изменение затраченной работы $H_к$ и к. п. д. $\eta_к^*$ (для данного числа оборотов) при изменении расхода воздуха по сравнению с расходом на режиме, соответствующем максимуму к. п. д., связано с изменением коэффициента расхода $\bar{c}_a$ и соответственно углов атаки в различных ступенях компрессора.

Это изменение $\bar{c}_a$ на первых и последних ступенях не одинаково. Однако в первом приближении влияние изменения расхода на значения $H_к$ и $\eta_к^*$ можно оценить, принимая для текущего режима некоторое среднее значение осевой скорости в компрессоре

$$c_{a\,ср} = \frac{G}{F_{ср}\gamma_{ср}}.$$

Отнеся это значение осевой скорости к соответствующей величине для режима максимума к. п. д. при том же числе оборотов, получим

$$\frac{c_{a\,ср}}{c_{a\,ср\,y}} = \frac{G}{G_y}\,\frac{\gamma_{ср\,y}}{\gamma_{ср}},$$

где индекс «*у*», как и выше, относится к линии максимальных к. п. д. Если в качестве средней плотности $\gamma_{ср}$ взять ее среднегеометрическое значение

$$\gamma_{ср} = \sqrt{\gamma_в^*\gamma_к^*},$$

где $\gamma_в^*$ и $\gamma_к^*$ плотность на входе в компрессор и на выходе из него, то тогда

$$\frac{c_{a\,ср}}{c_{a\,ср\,y}} = \frac{G}{G_y}\sqrt{\frac{(\gamma_в^*\gamma_к^*)_y}{\gamma_в^*\gamma_к^*}}.$$

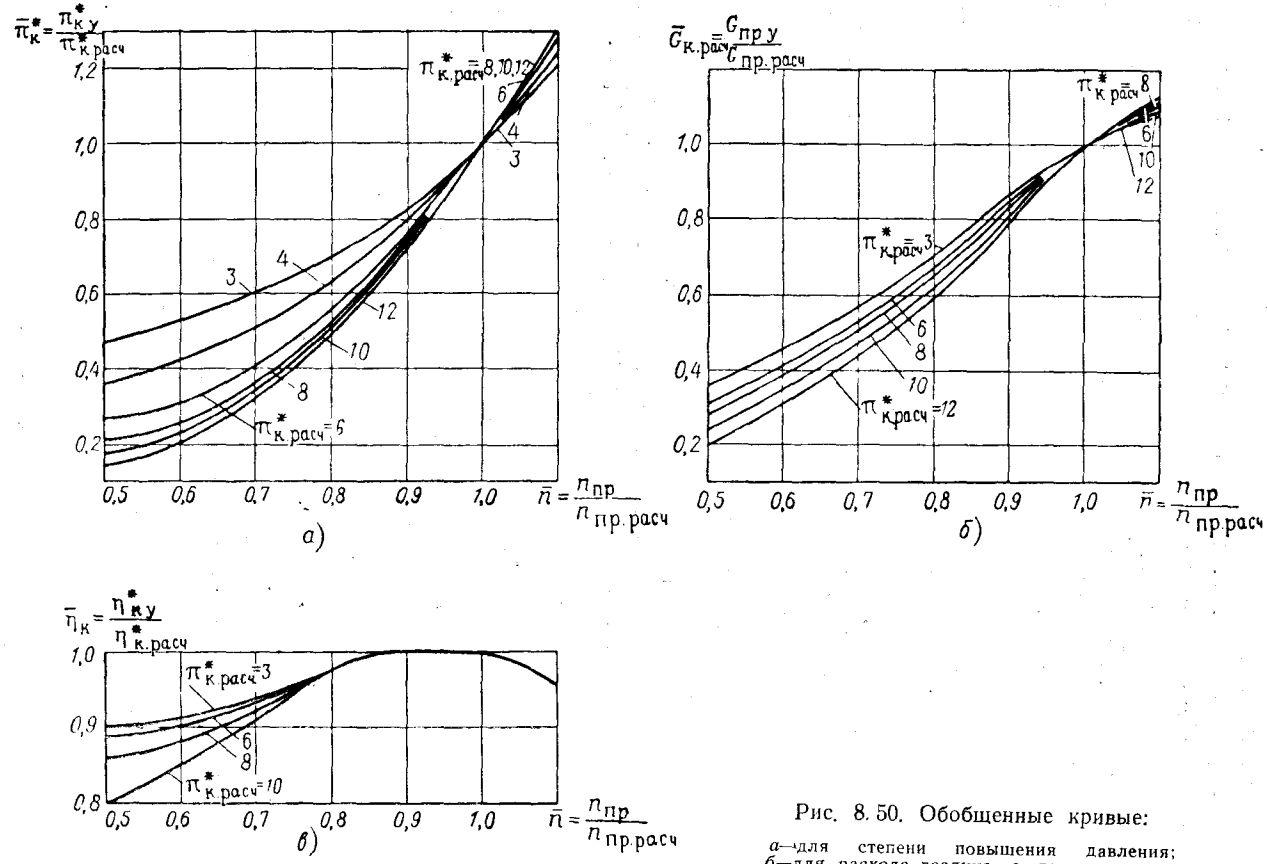


Рис. 8. 50. Обобщенные кривые:

а—для степени повышения давления; *б*—для расхода воздуха; *в*—для к. п. д.

Из уравнения политропы $\gamma_к^*/\gamma_в^* = \pi_к^{*\frac{1}{n_к}}$. Приняв $n_к = 1{,}5$ и заменяя расходы их приведенными значениями, получим

$$\frac{c_{a\,ср}}{c_{a\,ср\,у}} = \frac{G_{пр}}{G_{пр\,у}} \sqrt[3]{\frac{\pi_{к\,у}^*}{\pi_к^*}}. \qquad (8.153)$$

Рассмотрение ряда известных характеристик показывает, что в широком диапазоне чисел оборотов изменение к. п. д. $\eta_к^*/\eta_{к\,у}^*$ и затраченной работы $\frac{H_к}{RT_в} \Big/ \left(\frac{H_к}{RT_в}\right)_у$ вдоль линии $n_{пр} = \text{const}$ дает единственную кривую зависимости от величины $c_{a\,ср}/c_{a\,ср\,у}$. Такие зависимости показаны

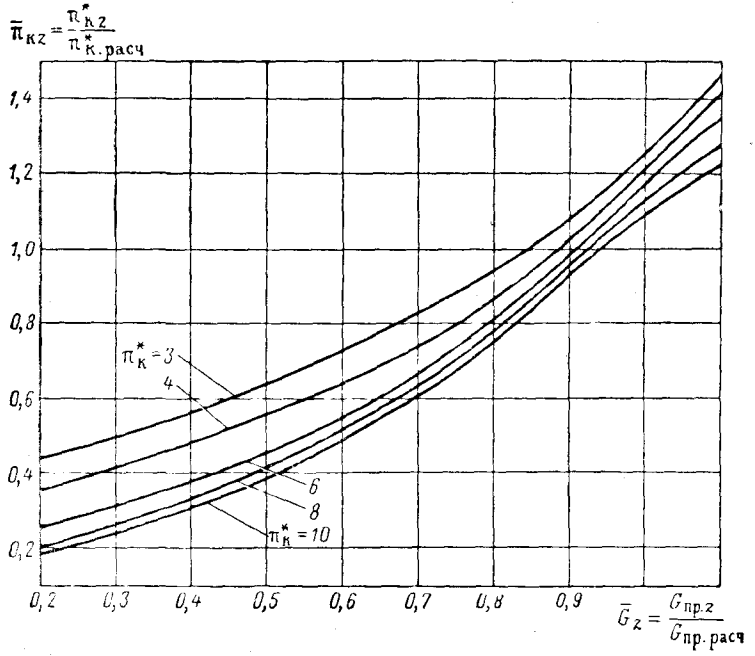


Рис. 8.51. Обобщенные кривые для определения границы неустойчивых режимов

на рис. 8.52 и 8.53 [44]. Точки соответствуют трем различным значениям чисел оборотов, и, как видно, сходимость данных для всех чисел оборотов получается удовлетворительной.

Линии, соответствующие постоянным числам оборотов, для рассчитываемого поля характеристик компрессора могут быть вычислены с помощью обобщенных кривых и расчетных значений параметров на линии максимальных к. п. д. Для каждого числа оборотов назначаются относительные величины $c_{a\,ср}/c_{a\,ср\,у}$, а относительные значения затраченных работ и к. п. д. берутся с обобщенных кривых. Абсолютные величины получаются затем путем умножения этих относительных параметров на соответствующие значения, полученные для линии максимальных к. п. д.

При применении обобщенных кривых, типа представленных на рис. 8.52 и 8.53, надо иметь в виду ограничения, накладываемые, с одной стороны, линией срывных режимов, а с другой — максимальным расходом.

Резюмируя изложенное, можно привести следующий возможный порядок расчета характеристики на основе обобщения данных испытаний ранее построенных компрессоров.

Пусть заданы расчетные значения $\pi^*_{к.расч}$, $G_{пр.расч}$ и к. п. д. $\eta^*_{к.расч}$.

1. Используя заданные значения, определяем с помощью графиков рис. 8.50, *а, б* и *в* линию максимальных к. п. д.

2. С помощью графиков рис. 8.51 и ранее полученных данных определяем границу неустойчивых режимов.

3. Задаемся рядом значений приведенных чисел оборотов $n_{пр}$, для которых необходимо построить характеристику, и для каждого из них выполняем следующее:

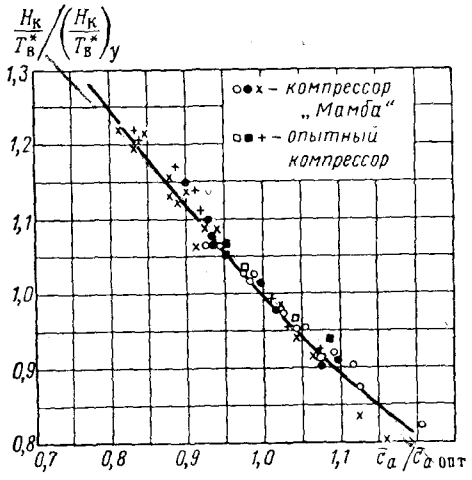


Рис. 8.52. Обобщенные кривые для определения затраченной работы вдоль линии с постоянными приведенными оборотами

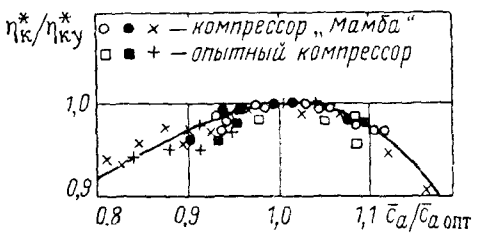


Рис. 8.53. Обобщенные кривые для к. п. д., построенные вдоль линии с постоянными приведенными оборотами

а) находим точку на линии с максимальным к. п. д., соответствующую данному числу оборотов, и, следовательно, значения $\pi^*_{кy}$, $G_{прy}$ и $\eta^*_{кy}$, после чего вычисляем значения

$$\left(\frac{H_к}{RT^*_в}\right)_y = \frac{k}{k-1}\left(\pi^{*\,0,286}_{кy} - 1\right);$$

б) задаемся для каждого числа оборотов рядом значений $c_{a\,ср}/c_{a\,ср\,y}$ и находим по графикам рис. 8.52 и 8.53 отношения $H_к/H_{кy}$ и $\eta^*_к/\eta^*_{кy}$. Определяем $H_к$, $\eta^*_к$ и вычисляем $\pi^*_к$:

$$\pi^*_к = \left(1 + \frac{H_к \eta^*_к}{\frac{k}{k-1} RT^*_в}\right)^{\frac{k}{k-1}};$$

в) вычисляем для каждого принятого значения $c_{a\,ср}/c_{a\,ср\,y}$ отношение приведенных расходов и приведенный расход:

$$\frac{G_{пр}}{G_{прy}} = \frac{c_{a\,ср}/c_{a\,ср\,y}}{\sqrt{\pi^*_{кy}/\pi^*_к}};$$

г) проверяем с помощью графиков рис. 8.51 допустимость полученных данных с точки зрения устойчивости режима.

8.10. ТИПЫ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБИНЫ

8.10.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В соответствии с положениями разд. 8.1 и формулами (8.18) и (8.19) характеристики турбины могут быть представлены в виде зависимостей

$$\pi_т^* = f_1(M;\ u/c);\quad \eta_т^* = f_2(M;\ u/c).$$

Критерии подобия M и u/c могут определяться по параметрам в любом расчетном сечении турбины, так как на подобных режимах все безразмерные величины сохраняют свои значения неизменными.

Вместо критериев M и u/c можно, как и в компрессорах, применять критерии λ и λ_u. В частности, беря параметры на выходе из соплового аппарата (например, на среднем радиусе), получим характеристики в виде

$$\pi_т^* = f_1(\lambda_1;\ \lambda_u);\quad \eta_т^* = f_2(\lambda_1;\ \lambda_u), \tag{8.154}$$

где $\lambda_1 = \dfrac{c_1}{a_{кр0}}$; $\lambda_u = \dfrac{u_{ср1}}{a_{кр0}}$; $a_{кр0} = \sqrt{\dfrac{2k}{k+1} RT_0^*}$.

Вместо критерия подобия λ_{1c} может быть использована однозначная связанная с ней величина $q(\lambda_1)$. Этот критерий подобия характеризует величину расхода газа через турбину, так как

$$q(\lambda_1) = \frac{1}{\delta_{с.а} F_1 \sin\alpha_1 \cdot s} \frac{G_г \sqrt{T_0^*}}{p_0^*}.$$

При постоянных проходных сечениях и углах установки и не учитывая того, что угол отставания потока на выходе из соплового аппарата также является функцией λ_1, можем написать

$$q(\lambda_1) = \text{const} \frac{G_г \sqrt{T_0^*}}{p_0^*}.$$

Если в качестве критерия используется величина $G_г\sqrt{T_0^*}/p_0^*$, то такие характеристики соответствуют только определенной турбине, в то время как характеристики с использованием критерия λ_1 и $q(\lambda_1)$ соответствуют всем геометрически подобным турбинам.

В отдельных случаях при построении характеристик вместо λ_1 могут быть использованы параметры λ_2, а также λ_{2w} на выходе из рабочего колеса.

На рис. 8.54 дан общий вид характеристики одноступенчатой турбины в виде зависимости $\pi_т^*$ от критериев λ_1 и λ_u, а также от λ_{2w}.

Ограничивающие эту характеристику критерии подобия $\lambda_{1пред}$ и $\lambda_{2w\,пред}$ соответствуют предельно-возможному использованию косого среза на выходе из соплового аппарата и на выходе из рабочего колеса. Критерии $\lambda_{1кр}$ и $\lambda_{2w\,кр}$ соответствуют критическому перепаду в сопловом аппарате и в рабочем колесе. В результате вся характеристика может быть разделена на четыре области, из которых область *I* соответствует докритическим режимам в сопловом аппарате и рабочем колесе, область *II* — сверхкритическим режимам в сопловом аппарате и докритическим в рабочем колесе. В области *III*, наоборот, будут докритические режимы в сопловом аппарате и сверхкритические в рабочем колесе.

Наконец, в области *IV* будут сверхкритические режимы как в сопловом аппарате, так и в рабочем колесе. В дальнейшем закономерность протекания этих характеристик будет рассмотрена более подробно.

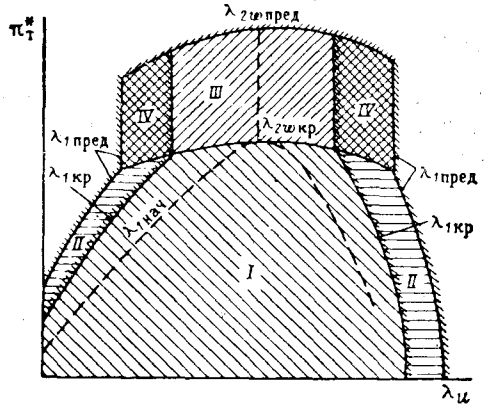


Рис. 8.54. Возможные режимы работы одноступенчатой газовой турбины:

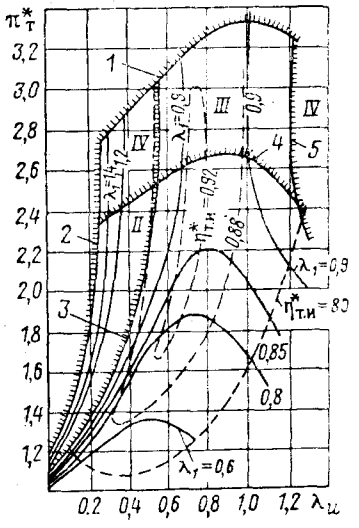


Рис. 8.55. Характеристика ступени турбины с нанесенными постоянными значениями к. п. д. при обычной степени реактивности:

$(\alpha_{1эф}=20°;\ \beta_{2эф}=30°)$

1—предельные режимы в РК; *2*—предельные режимы в СА; *3, 5*—критические режимы в СА; *4*—критические режимы в РК

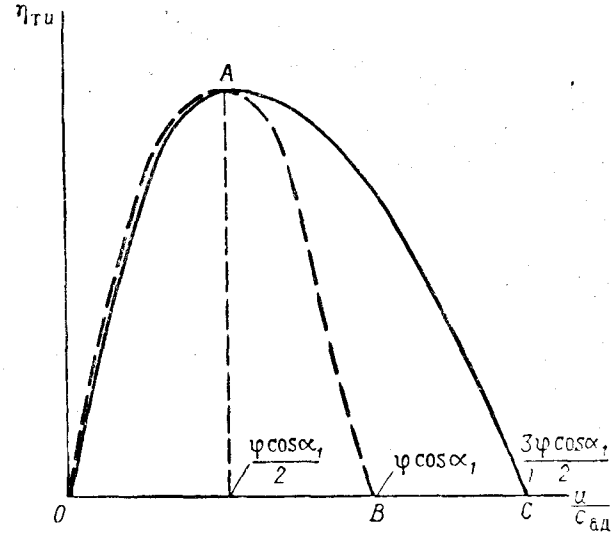


Рис. 8.56. Упрощенная характеристика турбины (кривая *OAC*), имеющей на расчетном режиме (точка *A*) $\varrho_{т0}=0$. Изменение к. п. д. серии турбин, имеющих $\varrho_{т0}=0$ и разные значения $(u/c_{ад})_{расч}$ (кривая *OAB*)

Иногда на характеристики, построенные в виде зависимости $\pi_т^*$ от λ_u и λ_1, наносят еще линии постоянных к. п. д. (рис. 8.55). Помимо общих характеристик турбин, иногда применяются так называемые упрощенные характеристики, под которыми понимают зависимость к. п. д. турбины только от одного параметра u/c или $u/c_{ад}$, т. е.

$$\eta_{т\,u}=f\left(\frac{u}{c}\right)=f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right). \qquad (8.155)$$

Такая зависимость справедлива при обтекании решеток дозвуковыми скоростями, когда влияние числа M невелико и поэтому можно к. п. д. турбины рассматривать только в зависимости от одного параметра. В таком виде наиболее часто представляется, например, характеристика турбины для привода агрегатов (кривая OAC на рис. 8.56).

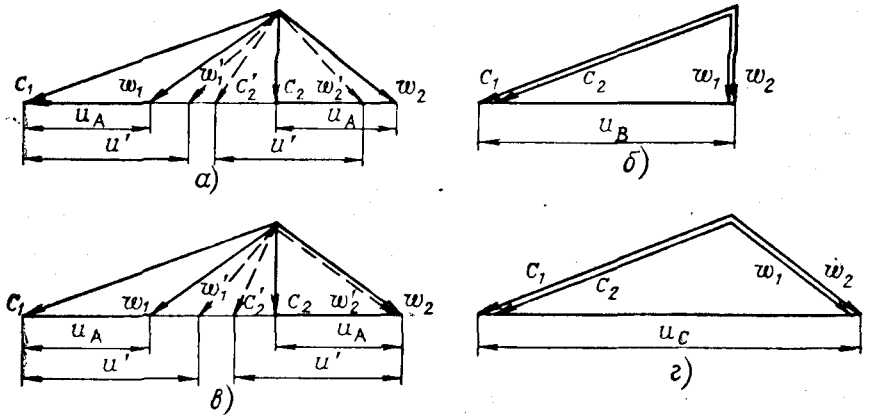


Рис. 8.57. Сопоставление предельных треугольников скоростей турбин (см. рис. 8.56):

а—сплошные линии — турбина с $\beta_{2л}=\text{const}$ и $\varrho_{т0}=0$ в расчетной точке A; пунктирные линии — турбины с $\varrho_{т0}=0$ и $\beta_{2л}=\text{var}$ при различных u; *б*—турбина с $\varrho_{т0}=0$ и $\beta_{2л}=\text{var}$ при предельном значении $u/c_{ад}=\varphi\cos\alpha_1$ (точка B на рис. 8.56); *в*—сплошные линии — турбина с $\beta_{2л}=\text{const}$ и $\varrho_{т0}=0$ в расчетной точке A; пунктирные линии — изменение режима ее работы за счет изменения u; *г*—та же турбина с предельным значением $u/c_{ад}={}^3/_2\varphi\cos\alpha_1$ (точка C на рис. 8.56)

Упрощенную характеристику (8.155) не следует смешивать с зависимостью $\eta_{т\,u}=f(u/c_{ад})$, рассмотренной в разд. 8.7 и показанной также на рис. 8.56 (кривая OAB). Характеристика OAC соответствует определенной турбине с зафиксированными углами лопаток $\alpha_{1л}$ и $\beta_{2л}$, тогда как кривая OAB охватывает серию турбин с зафиксированными углами $\alpha_{1л}$ и переменными углами $\beta_{2л}$. Поэтому если предположить, что две турбины, из которых одной соответствует кривая OAB, а другой — OAC, имеют в расчетной точке одинаковые треугольники скоростей, то при изменении $u/c_{ад}$ их треугольники будут изменяться по-разному (рис. 8.57,*а*).

Из треугольника скоростей 8.57, *б* получаем

$$u/c_1=\cos\alpha_1, \text{ а так как } c_1=c_{ад}\varphi, \text{ то } u/c_{ад}=\varphi\cos\alpha_1.$$

Соответственно, воспользовавшись треугольниками скоростей рис. 8.57, *в* и *г*, из которых следует, что $c_{1u}=2u_A={}^2/_3u_C$, будем иметь $2u/3c_1=\cos\alpha_1$ или

$$u/c_{ад}=\frac{3}{2}\varphi\cos\alpha_1.$$

Принципиальное различие между кривыми OAB и OAC состоит еще в том, что для кривой OAB при изменении окружной скорости адиабатический теплоперепад может быть постоянным, и поэтому изменение работы будет следовать за изменением к. п. д.

Для кривой OAC максимум работы может и не совпадать с точкой A, так как при изменении окружной скорости u и к. п. д. будет изменяться и теплоперепад.

8.10.2. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБИН

Характеристики газовой турбины могут быть получены в результате испытания двигателя (или турбоагрегата) в рабочих условиях, при испытании турбины на специальном натурном стенде и, наконец, при испытании модельной турбины. Рассмотрим последовательно достоинства и недостатки каждого из этих методов.

8.10.2.1. Испытания турбин ТРД (ТВД) непосредственно на двигателе

Достоинством этого способа испытания является то, что турбина находится в рабочих условиях. На двигателе имеет место определенная неравномерность поля температур и давлений на входе в турбину, оказывающая существенное влияние на работу турбины. Воссоздать эти характерные условия на стенде для испытания только турбины бывает порой затруднительно, и получающаяся на нем характеристика может не полностью соответствовать характеристике турбины в системе двигателя.

Недостатком такого способа является то, что в этом случае можно получить характеристику лишь вдоль линии рабочих режимов (режимов совместной работы турбины и компрессора).

Применение поворотных направляющих аппаратов компрессора, регулируемых или сменных реактивных сопел двигателя позволяют несколько расширить область снимаемых таким образом характеристик, однако и в этом случае получение всех характеристик турбины весьма затруднительно. Кроме того, при испытании на двигателе мощность турбины измеряется, как правило, косвенным путем — по перепаду температуры в компрессоре, по расходу воздуха и расходу топлива, что приводит к определенным погрешностям.

8.10.2.2. Испытания турбин на специальных натурных стендах

При испытании на специальных натурных стендах стараются максимально сохранить рабочие условия испытуемой турбины. Для этого иногда испытания турбины проводят вместе с ее газосборником, а иногда и вместе с ее камерами сгорания, т. е. испытывают по существу весь горячий тракт двигателя. Принципиальной особенностью таких испытаний является то, что компрессор, питающий турбину сжатым воздухом, приводится во вращение от постороннего источника мощности (рис. 8.58, *а*), а мощность турбины поглощается гидротормозом. В этом случае можно задавать любые значения параметров на входе в турбину, устанавливая нужный режим компрессора при любых оборотах турбины, определяемых нагрузкой гидротормоза, и, таким образом, практически получать экспериментально все поле характеристик турбины.

На стенде по рис. 8.58, *а* испытание турбины производится с наддувом в открытом контуре. В этом случае снимаются земные характеристики турбины или характеристики, соответствующие режимам большой скорости полета на высоте, когда на входе в турбину имеются повышенные давления.

На рис. 8.58, *б* представлена схема стенда, работающего с просасыванием в открытом контуре. В этом случае на входе в турбину давление

близко к атмосферному, а за турбиной — разрежение, создаваемое эксгаустером. Таким образом, турбина испытывается в условиях, близких к высотным.

Высотность таких испытаний ограничена возможной степенью повышения давления в эксгаустере.

Для высотных испытаний целесообразна также замкнутая схема (рис. 8.58, *в*). Откачивая воздух (газ) из контура, устанавливают в нем давление, соответствующее требуемой высоте. Однако в этом случае

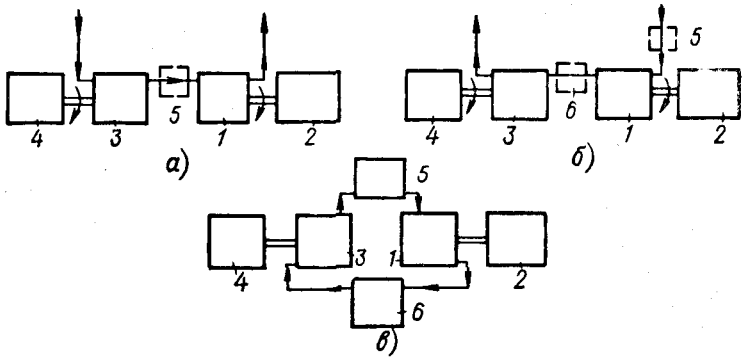


Рис. 8.58. Принципиальные схемы натурных стендов для испытания турбин:

а—с наддувом в открытом контуре; *б*—с просасыванием в открытом контуре; *в*—замкнутом контуре
1—испытуемая турбина; *2*—тормозное устройство; *3*—компрессорная станция; *4*—двигатели компрессорной станции; *5*—нагреватели; *6*—холодильники

необходимы специальные подогреватели и охладители (радиаторы), не загрязняющие рабочее тело, циркулирующее в контуре. Испытания натурных турбин представляют большие трудности из-за необходимости иметь большие компрессорные установки и мощные тормозные устройства, особенно в случае работы на нагнетание. Такие установки существуют лишь на больших заводах и в крупных научно-исследовательских организациях.

Поэтому целесообразно предварительные исследования турбин и получение их характеристик проводить на модельных установках.

8.10.2.3. Испытания модельных турбин

Под испытаниями модельных турбин понимают испытания уменьшенных моделей турбин ТРД и ТВД при параметрах на входе, часто отличных от рабочих; для малых турбин, испытываемых обычно в натуральную величину, моделируют параметры на входе.

Схемы для испытаний модельных турбин аналогичны стендам для испытаний натурных турбин (см. рис. 8.58), но гораздо проще последних в силу меньших мощностей турбин и мощностей, требующихся для привода компрессора. Для подачи воздуха можно использовать, например, компрессор ГТД, приводимый электромотором, поршневым двигателем, газовой турбиной или, наконец, целиком ТРД или ТВД с отбором воздуха за компрессором. В качестве загрузочного устройства измерителя мощности обычно используется гидротормоз. На стенде с замкнутой схемой можно проводить испытания на различных рабочих телах, т. е. моделировать и рабочее тело турбины с целью уменьшения мощности компрессора и турбины по сравнению с испытанием на воздухе при тех же значениях чисел M в проточной части.

Моделирование по температуре обычно заключается в том, что испытания проводят на холодном или слегка подогретом воздухе.

Энергетическая целесообразность моделирования по температуре на входе поясняется в разд. 8.2, а экономическая выгода, обусловленная упрощением экспериментальной установки и проведения опыта, очевидна.

Применяется и моделирование по давлению, т. е. изменение давления на входе в турбину. Например, испытание с просасыванием является модельным для тех режимов турбины, при которых давление на входе в нее должно быть больше атмосферного.

Выбор параметров модельной турбины, т. е. ее размеров и условий на входе, определяется основными положениями теории подобия, общими для компрессоров и турбин (см. разд. 8.2).

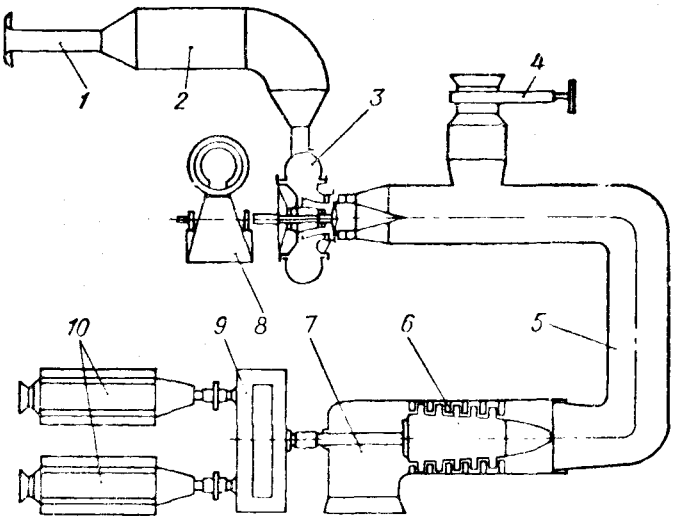


Рис. 8.59. Стенд МАИ для испытания турбин:

1—входное устройство; *2*—камера подогрева; *3*—узел турбины; *4*—регулирующая заслонка; *5*—воздуховод; *6*—эксгаустер; *7*—выходная труба; *8*—гидротормоз; *9*—мультипликатор; *10*—двигатели

Характеристики турбины, получаемые в результате модельных испытаний, достаточно точно соответствуют характеристикам натурных ступеней, особенно если числа Re находятся в автомодельной области. Это делает метод модельных испытаний надежным и простым средством получения характеристик турбины.

На рис. 8.59 показана схема стенда для испытания модельных турбин в лаборатории двигателей МАИ [18]. Стенд позволяет испытывать турбины с наружным диаметром 300—400 *мм* при $\pi_т = 2 \div 2{,}5$; максимальный расход воздуха при работе с просасыванием составляет $G = 3 \div 3{,}5$ *кг/сек*.

8.11. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

8.11.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ ПРИ ПОСТОЯННОМ ЗНАЧЕНИИ λ_{1c} (ИЛИ РАСХОДА)

Рассмотрим вначале влияние приведенной окружной скорости λ_u на величину внутренней работы, степени понижения давления и к. п. д. турбины при постоянном значении приведенной скорости λ_1 в осевом зазоре.

Если при этом полагать для простоты, что температура на входе в турбину неизменна, то это будет соответствовать рассмотрению влияния окружной скорости и, следовательно, числа оборотов при неизмен-

ном значении абсолютной скорости c_1 на выходе из соплового аппарата.

При постоянной температуре T_0^* перед турбиной имеется возможность иллюстрировать основные закономерности протекания характеристик с помощью треугольников скоростей, так как изображаемые на них скорости c_1 и u будут пропорциональны соответствующим коэффициентам λ_1 и λ_u.

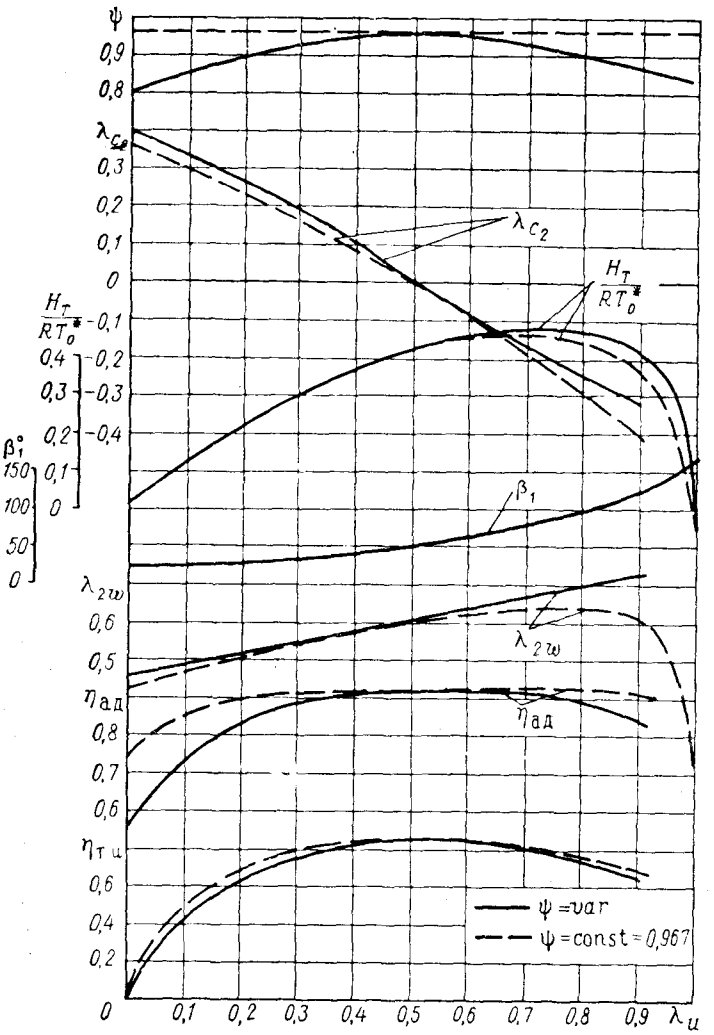


Рис. 8.60. Характеристики ступени турбины в зависимости от λ_u при λ_{1c}=const

Условие λ_1=const соответствует для конкретной турбины случаю неизменного значения $q(\lambda_1)$ или величины $G_г\sqrt{T_0^*}/p_0^*$. Поэтому если p_0^* и T_0^* не изменяются, то зависимости основных параметров турбины от λ_u при неизменном значении λ_1 совпадают с характеристикой ее по оборотам при постоянном значении расхода газа. Характеристика турбины, т. е. зависимости безразмерной работы $H_т/RT_0^*$ и к. п. д. от приведенной окружной скорости λ_u при λ_1=const, показаны на рис. 8.60. При расчетах принято λ_1=0,8; α_1=18°50′ и β_2=30°. Эта характеристика подсчитана для докритических режимов в рабочем колесе, т. е. при $\lambda_{2w}<1,0$, а также при постоянных φ=0,971, ψ=0,965 и переменных значениях

коэффициентов φ и ψ в сопловом аппарате и рабочем колесе. Теоретическая работа турбины

$$H_{т\,u}=u(c_{1u}+c_{2u})=u\Delta c_u,$$

а следовательно, и внутренняя работа $H_т=H_{т\,u}\delta_{р.к}$ обращаются в нуль дважды: при $u=0$ и при $\Delta c_u=0$. В первом случае относительные скорости w_1 и w_2 равны абсолютным скоростям c_1 и c_2 и треугольник скоростей принимает вид, показанный на рис. 8.61, *а*. Скорость c_2 в этом случае имеет на выходе из рабочего колеса угол β_2. При этом, поскольку площадь канала на выходе из рабочего колеса больше, чем на выходе из соплового аппарата, то скорость c_2 значительно меньше c_1. Однако вследствие того что $\beta_2 \ll 90°$, окружная составляющая c_{2u} будет достаточно велика, и для заданного c_{1u} величина чая, когда $\Delta c_u=0$, треуголь- $\Delta c_u=c_{1u}+c_{2u}$ имеет максимальное значение. Для слуник скоростей показан на рис. 8.61, *б*. Окружная скорость будет иметь некоторое значение u_0, при котором скорость c_2 совпадает по величине и направлению со скоростью c_1, а скорость w_1 — со скоростью w_2. Однако, совпадая по направлению, эти скорости по величине могут между собой несколько отличаться и тогда, следовательно, $\Delta c_u \neq 0$. В этом случае условие $\Delta c_u = 0$ будет иметь место при окружной скорости $u>u_0$, когда скорости c_2 и w_1 не совпадают по направлению со скоростями c_1 и w_2, но $c_{1u}=c_{2u}$. Дальнейшее увеличение окружной скорости приведет к переходу ступени турбины на компрессорный режим и, следовательно, необходимо к ступени подводить работу. Соответствующий этому режиму треугольник скоростей (рис. 8.61, *б*, пунктирные линии) будет соответствовать треугольнику скоростей ступени осевого компрессора. В газотурбинных двигателях с переходом турбинной ступени на компрессорный режим приходится реально сталкиваться в последних ступенях многоступенчатых турбин при работе турбин на пониженных теплоперепадах, но с достаточно большой окружной скоростью. Для примера на рис. 8.61, *в* показан сплошными линиями треугольник скоростей на расчетном режиме и пунктиром — на режиме с пониженным теплоперепадом, когда ступень начинает работать как ступень компрессора.

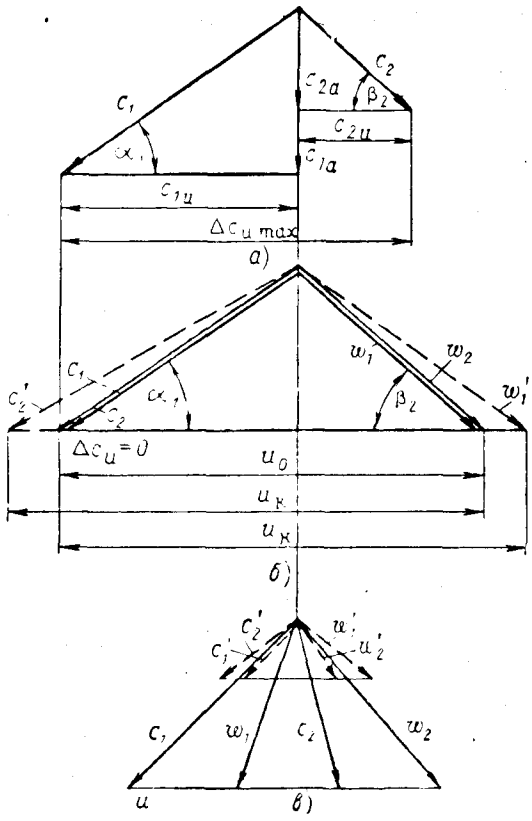


Рис. 8.61. Треугольники скоростей к характеристикам турбины рис. 8.60:

а—для $\lambda_u=0$; *б*—для λ_u, соответствующей $H_т=0$ и компрессорному режиму; *в*—при работе последней ступени на компрессорном режиме

В интервале $0<\lambda_u<\lambda_{u0}$ имеется значение $\lambda_{u\,опт}$, при котором величина работы достигает максимального значения (точка *B* на рис. 8.60). Это очевидное следствие того, что $H_т$ является непрерывной функцией

и обращается в нуль дважды при $\lambda_u=0$ и $\lambda_u \cong \lambda_{u0}$. Определить в общем виде значение $\lambda_{u\,\text{опт}}$, при котором достигается максимум работы, не представляется возможным, так как $\lambda_{u\,\text{опт}}$ является сложной функцией исходных параметров турбины и потерь при изменении λ_u.

На рис. 8.60 максимум работы $H_т$, подсчитанной при постоянных коэффициентах φ и ψ, получается при условии, когда $\beta_1 \approx 90°$, т. е. в области максимума адиабатического к. п. д. Окружная составляющая скорости на выходе из рабочего колеса направлена по вращению, и поэтому мощностной к. п. д. $\eta_{т\,u}$ на этом режиме меньше максимального.

Однако если расчет при $\varphi=\text{const}$ оправдан, поскольку $\lambda_1=\text{const}$, то условие $\psi=\text{const}$ является приближенным, так как в действительности в связи с изменением λ_{2w} и углов атаки на входе в рабочее колесо коэффициент ψ должен существенно изменяться. Поэтому на рис. 8.60 даны одновременно характеристики, подсчитанные при переменных значениях ψ*). Исходные данные ступени приняты такими же, как и для $\psi=\text{const}$. Как видно из рис. 8.60, при переменных ψ к. п. д. ступени изменяется более существенно, однако максимум работы и в этом случае получается вблизи $\beta_1=90°$. Характерно, что приведенная скорость за турбиной λ_{2w} при увеличении λ_u все время возрастает, в то время как в случае $\psi=\text{const}$, λ_{2w} имеет при некотором λ_u максимальное значение. Уменьшение ψ при росте λ_u приводит к тому, что, начиная с некоторого значения λ_u, сохранение постоянного λ_1 (постоянного расхода) становится невозможным. Так, например, по рис. 8.60 значение $\lambda_1=0{,}8$ может сохраняться только до $\lambda_u \cong 0{,}9$, после чего λ_1 надо уменьшать.

Крутящий момент ступени турбины определяется соотношением

$$M_{кр}=\int \Delta c_{ui} r_i \, dG$$

или по параметрам, соответствующим среднему диаметру:

$$M_{кр}=G_г \Delta c_{u\,ср} \frac{D_{ср}}{2}.$$

При $G_г=\text{const}$ относительный крутящий момент запишется в виде

$$\bar{M}_{кр}=\frac{M_{кр}}{M_{кр.исх}}=\frac{\Delta c_u}{\Delta c_{u\,исх}},$$

где $M_{кр.исх}$ — крутящий момент на режиме, принятом в качестве исходного.

На рис. 8.62 показано изменение $M_{кр}$ для режимов работы турбины, соответствующих рис. 8.60. В качестве исходного принят крутящий момент, соответствующий значению λ_u на расчетном режиме. При $\lambda_u=0$ момент имеет максимальное значение; при $\lambda_u=\lambda_{u0}$ момент равен нулю. Изменение момента в диапазоне значений λ_u от $\lambda_u=0$ до $\lambda_u=\lambda_{u0}$ близко к линейному закону, но строго линейным оно будет только в случае несжимаемой жидкости, когда наряду с постоянством скорости c_1 (и c_{1u}) будет постоянной и скорость w_2 (следовательно, и w_{2u}). В этом случае получим следующее выражение для крутящего момента:

$$M_{кр}=\frac{G_г}{2}(c_{1u}+w_{2u}-u)D_{ср}=a-bu, \qquad (8.156)$$

где

$$a=\frac{G_г}{2}(c_{1u}+w_{2u})D_{ср} \quad \text{и} \quad b=\frac{G_г}{2}D_{ср}.$$

*) Изменение коэффициента ψ подсчитывалось по данным продувок плоских решеток, выполненных М. Х. Мухтаровым и Т. П. Дроновым.

Для транспортных двигателей большое значение имеет отношение максимального крутящего момента (т. е. при $u=0$) к моменту на расчетном режиме. Это отношение принято называть кратностью крутящего момента турбины, или иногда коэффициентом приспособляемости. Эта величина зависит от параметров тур-

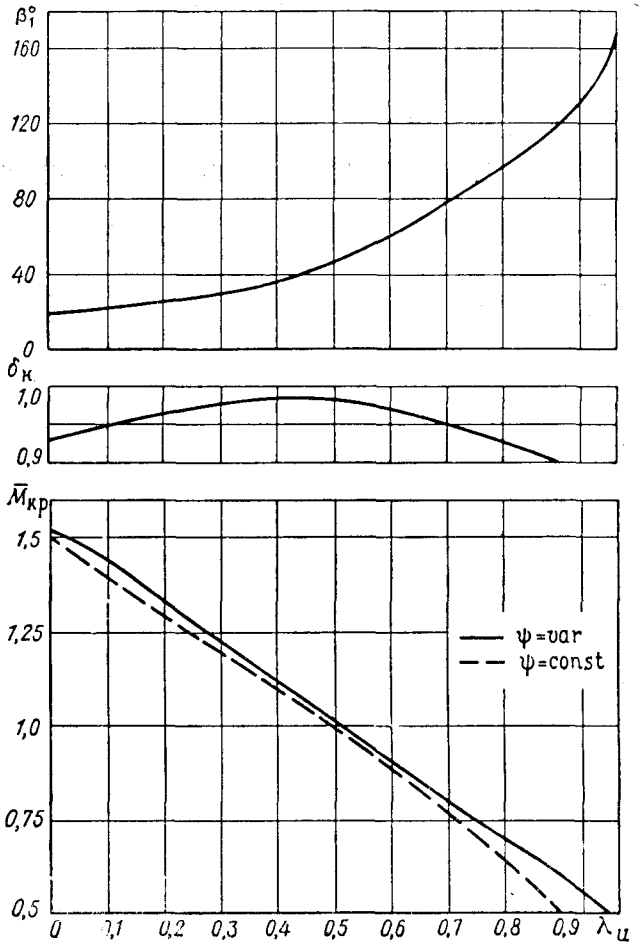


Рис. 8.62. Изменение крутящего момента $\bar{M}_{кр}$, угла β_1 и $\delta_к$ для турбины с характеристиками по рис. 8.60

бины на расчетном режиме и для случая, когда $G_г$, c_{1u} и w_{2u} являются постоянными, может быть выражена следующей формулой [2]:

$$\bar{M}_{кр\,x}=\frac{M_{кр(u=0)}}{M_{р.расч}}=1+\frac{2}{\eta_{т\,u\,расч}}\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)^2_{расч}, \qquad (8.157)$$

где $\eta_{т\,u\,расч}$ и $\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{расч}$ — значения к. п. д. и отношения $u/c_{ад}$ на расчетном режиме.

Так, например, при $(u/c_{ад})_{расч}=0{,}5$ и $\eta_{т\,u\,расч}=0{,}8$ получим $\bar{M}_{кр\,x}=1{,}81$. В действительности с учетом изменения w_2 величина $\bar{M}_{кр\,x}$ может существенно отличаться от величины, определяемой по формуле (8.157). Так, например, на рис. 8.62 $\bar{M}_{кр\,x}=1{,}50$. Иногда строят зависимость $\bar{M}_{кр}=f(\bar{n})$ при $\pi_т=\text{const}$. Для активной турбины, по опытам Эйнли, та-

кая зависимость при различных $\pi_т$ имеет вид, показанный на рис. 8.63 [22].

Так как работа турбины на режиме «трогания» ($n=0$) равна нулю, перепад давлений тратится лишь на преодоление потерь и на создание выходной скорости c_2, зависящей от расхода газа через турбину.

Поэтому у остановленной турбины степень понижения давления по параметрам заторможенного потока, выразится формулой

$$\pi_т^* = \frac{p_0^*}{p_2^*} = \frac{1}{\delta_{с.а}\delta_к}, \qquad (8.158)$$

где $\delta_{с.а}$ — коэффициент давления в сопловом аппарате;

$\delta_к$ — коэффициент давления в рабочем колесе.

Если считать давление за турбиной статическим, то

$$\pi_т = \frac{p_0^*}{p_2} = \frac{1}{\delta_{с.а}\delta_к \Pi(\lambda_2)},$$

где $\Pi(\lambda_2)$ — газодинамическая функция.

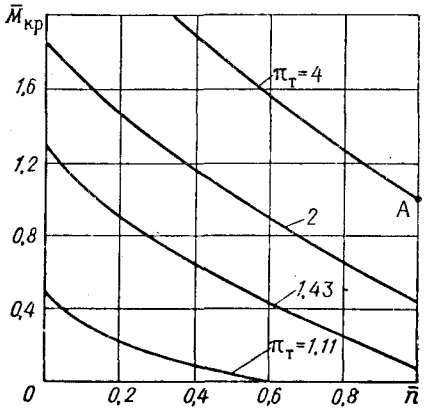


Рис. 8.63. Зависимость $\bar{M}_{кр}=f(\bar{n})$ активной ступени турбины (по опытам Эйнли):

A—расчетная точка

Величина λ_2 для каждого принятого значения λ_1 может быть вычислена по уравнению неразрывности, учитывая, что при $u=0$ в турбине скорость c_2 на выходе направлена к фронту решетки под углом β_2:

$$q(\lambda_1)\sin\alpha_1 \cdot F_1 = \delta_к q(\lambda_2)\sin\beta_2 \cdot F_2.$$

Следует иметь в виду, что при трогании с места потери в турбине будут значительными вследствие повышенных скорости и углов атаки на входе в колесо, поскольку скорость в этом случае соответствует $\lambda_1 > \lambda_{1w}$, а углы атаки определяются углом $\alpha_1 < \beta_1$.

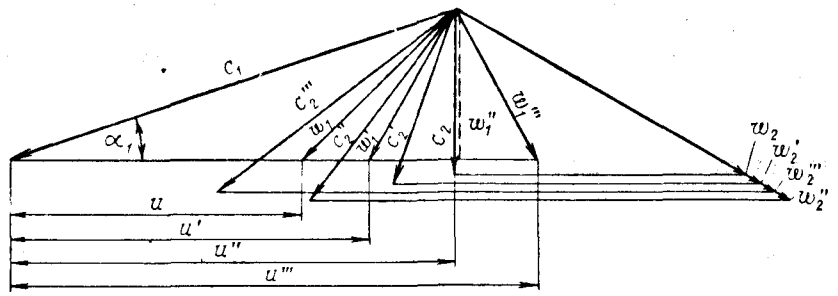


Рис. 8.64. Треугольники скоростей ступени турбины при изменении окружной скорости

Характер протекания зависимостей $H_т/RT_0^*$ и $\pi_т$ от λ_u при более высоких значениях λ_1 в принципе сохраняется таким же, как было показано на рис. 8.60, вплоть до наступления критических режимов в рабочем колесе.

Рассмотрим еще влияние числа оборотов на режим истечения из рабочего колеса при неизменном значении расхода через турбину.

Как показано на рис. 8.64, в треугольниках скоростей, построенных по данным рис. 8.60, при $c_1=\text{const}$ и $\psi=\text{const}$ увеличение u приведет к тому, что расчетная скорость w_1 сначала будет уменьшаться, а затем,

пройдя через минимум, соответствующий ее осевому направлению (w_1' на рис. 8.64), снова начнет возрастать. Так как при неизменных значениях T_0^*, p_0^* и c_1 статическое давление в осевом зазоре p_1 и статическая температура T_1 также неизменны, то давление и температура торможения T_w^* в относительном движении p_{1w}^* будут изменяться так же, как и скорость w_1, т. е. при увеличении окружной скорости пройдут через минимум.

Рассмотрим уравнение расхода в относительном движении на выходе из колеса:

$$G_г = \frac{\delta_к p_{1w}^* F_2 \sin\beta_2 \cdot q(\lambda_{2w}) s_г}{\sqrt{T_w^*}}. \qquad (8.159)$$

Учитывая, что влияние изменения p_{1w}^* всегда более существенно, чем изменения величины T_w^*, убедимся, что при постоянном расходе и относительно малом изменении $\delta_к$, величина $q(\lambda_{2w})$ должна изменяться примерно обратно пропорционально p_{1w}^*. Таким образом, величина λ_{2w} будет сначала возрастать при увеличении оборотов, достигать максимального значения, зависящего от выбранного λ_1 или расхода, и затем должна убывать (см. рис. 8.60). Однако при достаточно существенном возрастании потерь с увеличением числа оборотов при постоянном расходе λ_{2w} не уменьшается, а будет уменьшаться лишь с уменьшением расхода, который, как было указано выше, начиная с некоторого значения λ_u **поддерживать постоянным становится невозможным.** Таким образом, при существенном возрастании коэффициента потерь $\delta_к$ максимальное значение λ_{2w} или λ_u достигается при тех числах оборотов, когда еще возможно сохранять заданное значение λ_1 или пропускать через рабочее колесо заданный расход. С ростом λ_1 растет и максимальное значение λ_{2w}, пока, наконец, при некотором выбранном значении λ_1 (назовем его $\lambda_{1нач}$) и числе оборотов, характеризующемся значением $\lambda_{u\,нач}$, величина λ_{2w} не достигнет единицы, что будет соответствовать наступлению кризиса в решетке рабочего колеса.

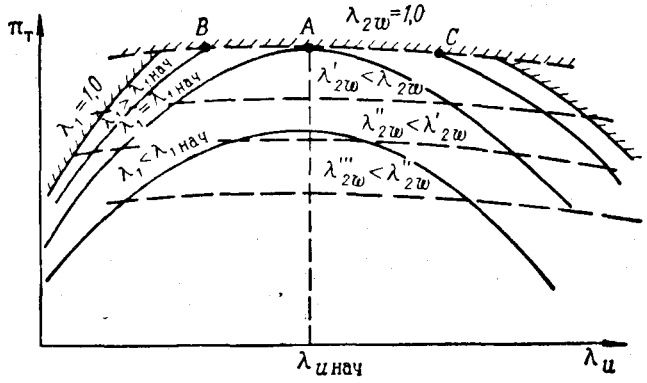


Рис. 8.65. Определение режима истечения из рабочего колеса турбины при изменении основных параметров

Указанное положение иллюстрируется рис. 8.65, где на характеристику турбины в координатах $\pi_т = f(\lambda_1, \lambda_u)$ нанесены линии $\lambda_{2w}=\text{const}$ (пока лишь в области докритических режимов в рабочем колесе).

В некоторых случаях эти линии близки к горизонтальным, так как величина λ_{2w} зависит главным образом от $\pi_т$ и мало зависит от оборотов при постоянном значении $\pi_т$. Линии $\lambda_1=\text{const}$ вблизи начала кризиса в рабочем колесе протекают так, что $\lim(\partial\pi_т/\partial\lambda_u)_{\lambda_{2w}\to 1{,}0}=\infty$, а кривые для $\lambda_{1нач}$ образуют особую точку (рис. 8.66) [19]. В дальнейшем для про-

стоты графического изображения это обстоятельство специально не отмечается.

При $\lambda_1 > \lambda_{1нач}$ наступление кризиса в рабочем колесе произойдет, очевидно, при меньшем значении числа оборотов, т. е. еще до того как направление скорости w_1 станет осевым (точка B на рис. 8.65).

Дальнейшее увеличение оборотов приведет к падению скорости w_1 и давления p^*_{1w}, при этом для сохранения расхода через турбину неизменным должно было бы увеличиваться $q(\lambda_{2w})$. Но это невозможно, так как рабочее колесо «заперто». Следовательно, невозможны режимы ра-

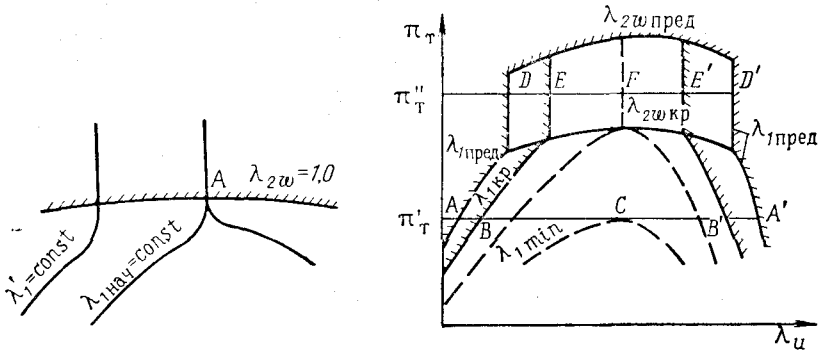


Рис. 8.66. К определению изменения основных параметров турбины при изменении оборотов и $\pi_т^* = \text{const}$

боты турбины на повышенных оборотах с сохранением расхода, соответствующего точке B. Необходимый баланс расхода через сопловой аппарат и рабочее колесо будет достигаться за счет уменьшения λ_1 и $q(\lambda_1)$. Лишь в точке C, где скорость $w_1'' = w_1'$, причем эти скорости симметрично расположены относительно оси треугольника скоростей (см. рис. 8.64), произойдет «отпирание» рабочего колеса и вновь станут возможными режимы работы турбины со значением λ_1 и расходом, соответствующими точке B.

При дальнейшем возрастании параметра λ_1 наступление кризиса (запирание в рабочем колесе) будет происходить каждый раз при меньшем значении оборотов λ_u, а «отпирание» — при большем.

Докритические режимы в сопловом аппарате будут ограничены величиной $\lambda_1 = 1{,}0$; для турбин умеренной реактивности обычно $\lambda_{1нач} < 1{,}0$, т. е. характеристика в области докритических режимов имеет вид, изображенный на рис. 8.65.

8.11.2. ПОЛЕ ВОЗМОЖНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

Напомним вначале понятия о критическом и предельном режимах работы суживающейся решетки (см. разд. 7.1).

При увеличении перепада давлений на такой решетке приведенная скорость (и приведенный расход) возрастают до тех пор, пока в узком сечении (горле решетки) не будет достигнуто максимально возможное значение плотности тока.

Режим, соответствующий получению максимальной плотности тока в узком сечении, называется критическим. Иногда для простоты принимаем, что на критических режимах в минимальном сечении соплового аппарата и рабочего колеса $\lambda_{1кр} = \lambda_{2w\,кр} = 1{,}0$. В действительности, как известно [1], с учетом потерь критическое сечение больше минимального и в последнем $\lambda < 1{,}0$. При высоких значениях коэффициентов скорости φ и ψ значение λ в минимальном сечении на критических режимах весьма

мало отличается от единицы, но с уменьшением $\varphi(\psi)$ различие возрастает. Это видно из рис. 8.67, где показаны предельные значения величины $\delta q(\lambda)$, характеризующей приведенный расход при наличии потерь, в зависимости от λ при различных значениях $\varphi(\psi)$.

При дальнейшем увеличении перепада давлений приведенный расход останется постоянным, а приведенная скорость и угол потока будут увеличиваться — начнется отклонение в косом срезе (см. рис. 7.3).

Как рассмотрено ранее (см. разд. 7.1), отклонение в косом срезе будет происходить до полного использования его расширительной способности, что определяется условием равенства осевой составляющей скорости за решеткой и скорости звука или расположением характеристик скорости газа за решеткой параллельно фронту решетки.

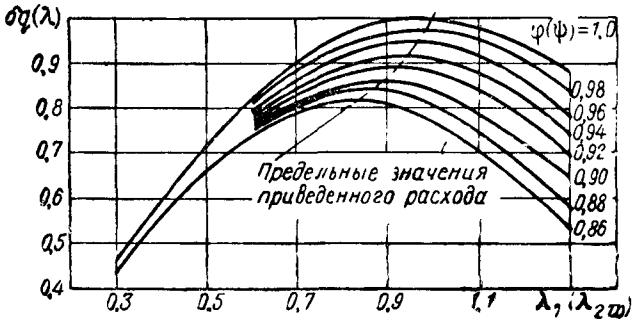


Рис. 8.67. Зависимость приведенного расхода $\delta q(\lambda)$ через сопловой аппарат или рабочее колесо от приведенной скорости и коэффициента скорости

Для определения углов α_1 и β_2 при сверхкритическом обтекании можно воспользоваться графиком на рис. 7.5. Так же определяются $\alpha_{1пред}$, $\beta_{2пред}$, $\lambda_{1пред}$ и $\lambda_{2w\,пред}$. В случае сверхкритических режимов в сопловом аппарате, т. е. когда $\lambda_1>1$, характер зависимости основных параметров турбины от оборотов при выбранном значении λ_1 сохраняется в принципе тем же, что и для области докритических режимов в сопловом аппарате. Однако, как указывалось выше, с ростом λ_1 уменьшается значение оборотов, при котором начинается кризис в рабочем колесе.

Для анализа характеристик в области сверхкритических режимов в рабочем колесе рассмотрим, что произойдет с турбиной, имеющей критические параметры на выходе из рабочего колеса, если при неизменном значении оборотов начать увеличивать степень понижения давлений $\pi_т$ в турбине.

Очевидно, в этом случае изменение $\pi_т$ не может распространиться вверх по потоку выше узкого сечения $a_{р.к}$ (см. рис. 2.6) решетки рабочего колеса, если скорость в нем равна критической. Элементы проточной части, лежащие выше этого сечения, сохранят неизменными все свои параметры, в том числе и λ_1. Все изменение $\pi_т$ придется в этом случае на участок проточной части турбины, лежащей ниже критического сечения рабочего колеса, т. е. на косой срез рабочего колеса. Начинается процесс поворота потока в косом срезе, сопровождающийся ростом λ_{2w}. Это будет продолжаться до полного использования расширительной способности косого среза рабочего колеса, т. е. до перепада, при котором λ_{2w} достигнет своего предельного значения.

Поле возможных режимов в области сверхкритических режимов в рабочем колесе характеризуется тем, что линии $\lambda_1=\text{const}$ в этом случае становятся вертикалями, так как увеличение перепада давлений на турбине при неизменных оборотах не сказывается на параметрах потока выше указанного сечения рабочего колеса, а следовательно, и на величине λ_1. Как уже отмечалось (см. рис. 8.54), поле возможных режимов

турбины может рассматриваться состоящим из 4 областей: области I, где режимы в СА и РК докритические; области II, где режимы в СА сверхкритические, а в РК — докритические; области III, где в СА — докритические, а в РК сверхкритические режимы, и области IV, в которой в СА и РК режимы сверхкритические.

В области критических и сверхкритических режимов в рабочем колесе параметры λ_1 и λ_u, в отличие от области с докритическими режимами в рабочем колесе, связаны между собой. Как было показано раньше, при каждом значении λ_1 кризис в рабочем колесе наступит при определенном значении числа оборотов (λ_u)*).

Задание параметров λ_1 и λ_u в области докритических режимов в рабочем колесе однозначно определяло положение соответствующей точки на поле характеристик, а следовательно, и режим турбины. Поэтому в качестве независимых переменных в этой области целесообразно принимать параметры λ_1 и λ_u.

В области сверхкритических режимов в рабочем колесе задание параметра λ_u и связанного с ним параметра λ_1 недостаточно для однозначного определения режима работы турбины. В этом случае следует задать также параметр λ_{2w}.

Для удобства в этом случае можно нанести на поле характеристик линии постоянных значений $\lambda_{2w}=\text{const}$. Поле возможных режимов работы турбины будет ограничено сверху линией $\lambda_{2w\,\text{пред}}$, характеризующей предельную расширительную способность турбины. Точкам на этой линии соответствует максимальный перепад давления, который может быть сработан в турбине. Дальнейшее увеличение перепада не будет «воспринято» турбиной, исчерпавшей расширительную способность косого среза рабочего колеса. Интересно, что это может произойти и при докритическом режиме в сопловом аппарате, если рассматривать обороты, при которых запирание рабочего колеса происходит, при докритических режимах в сопловом аппарате (область III). Отметим, что поскольку расширение в косом срезе рабочего колеса сопровождается увеличением w_{2u}, а следовательно, и c_{2u} (при неизменных оборотах), увеличение перепада в области сверхкритических режимов в рабочем колесе определит увеличение работы.

В общем случае поле возможных режимов работы в координатах $\pi_т^*=f(\lambda_u, \lambda_1)$ имеет вид, представленный на рис. 8.54 и 8.55, соответствующий ступеням турбины со средним значением степени реактивности на расчетном режиме. Поле возможных режимов турбины с пониженной реактивностью отличается тем, что сверхкритические режимы в сопловом аппарате наступают раньше и «запирание» рабочего колеса происходит лишь после того, как уже заперт раньше сопловой аппарат (т. е. $\lambda_{1\text{нач}}>1{,}0$). Поэтому на этих характеристиках отсутствует область III сверхкритических режимов в рабочем колесе при докритических режимах в сопловом аппарате.

У турбин с повышенным значением степени реактивности на расчетном режиме, естественно, уменьшаются области поля характеристик, где наблюдаются сверхкритические режимы в сопловом аппарате.

8.11.3. ИЗМЕНЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТУРБИНЫ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ РЕЖИМА РАБОТЫ

Выше было рассмотрено изменение основных параметров турбин ($H_т$, $\pi_т$, $\eta_т$ и т. д.) при изменении λ_u (оборотов) и постоянном значении λ_1 (расхода). Рассмотрим теперь изменение параметров турбины при постоянном значении степени понижения давления в турбине $\pi_т$ и переменной величине λ_u (оборотов). Это может иметь место при испытании

*) Все аналитические соотношения рассматриваются в разд. 8.13.

турбины на стенде, где перепад создается автономным источником сжатого воздуха, а также при ее работе в системе двигателя. Воспользуемся изображением поля возможных режимов, показанным на рис. 8.66.

При постоянной степени понижения давления $\pi_т$ (или $\pi_т^*$) работа турбины возможна начиная с оборотов, соответствующих точке A. На меньших оборотах максимально возможное значение перепадов, срабатываемых турбиной, определяется кривой $\lambda_{1с\,пред}=\text{const}$.

При увеличении оборотов и $\pi_т=\text{const}$ приведенная абсолютная скорость газа в осевом зазоре уменьшается и отклонение в косом срезе соплового аппарата также уменьшается. Однако до оборотов, соответствующих точке B, в сопловом аппарате сохраняются сверхкритические режимы (СА «заперт») и расход газа через турбину может быть определен по формуле

$$\left(\frac{G_г\sqrt{T_0^*}}{p_0^*}\right)_{кр}=[\delta_{с.а}q(\lambda_1)]_{max}F_{с.а}s_г, \tag{8.160}$$

где $[\delta_{с.а}q(\lambda_1)]$ — максимальное значение приведенной плотности тока с учетом потерь (берется по кривым, изображенным на рис. 8.67, для параметров на среднем диаметре);

$F_{с.а}$ — минимальная площадь проходного сечения соплового аппарата, в первом приближении равная

$$F_{с.а}=F_1\sin\alpha_{1эф}.$$

Здесь F_1 — площадь кольцевого сечения на выходе из соплового аппарата;

$\alpha_{1эф}$ — эффективный угол решетки на среднем диаметре.

В общем случае с учетом переменного по радиусу значения угла $\alpha_{1эф}$ минимальная площадь соплового аппарата выразится соотношением

$$F_{с.а}=2\pi\int_{R_{вт}}^{R_т}R\sin\alpha_{1эф}\,dR.$$

Если в первом приближении не учитывать влияния потерь на λ_1 и принимать, что в минимальном сечении $\lambda_{1кр}=1{,}0$, то

$$\left(\frac{G_г\sqrt{T_0^*}}{p_0^*}\right)_{кр}=F_{с.а}\delta_{с.а}s_г. \tag{8.161}$$

При дальнейшем увеличении оборотов значение λ_1, продолжая уменьшаться, становится меньше единицы, т. е. в сопловом аппарате имеют место докритические режимы, и приведенный расход газа через турбину также уменьшается (рис. 8.68).

Уменьшение расхода газа продолжается до оборотов, соответствующих точке C, где одна из кривых, $\lambda_1=\text{const}$, которую назовем λ_{1min} (см. рис. 8.66), касается горизонтали, соответствующей рассматриваемому значению $\pi_т'=\text{const}$.

Минимальное значение расхода газа через турбину при указанном значении $\pi_т'$ может быть вычислено как

$$\left(\frac{G_г\sqrt{T_0^*}}{p_0^*}\right)'_{min}=\delta_{с.а}q(\lambda_{1min})\sin\alpha_1\cdot F_1s_г. \tag{8.162}$$

Для иного рассматриваемого значения $\pi_т = \text{const}$ значение $\lambda_{1\min}$, а следовательно, и минимального приведенного расхода будут, очевидно, другими.

При дальнейшем увеличении оборотов величина λ_1 и расход газа будут снова увеличиваться, пока, наконец, при оборотах, соответствующих точке B', в сопловом аппарате снова не возникнет кризис, после чего приведенный расход через турбину останется неизменным. Отметим, что из-за различных коэффициентов потерь изменение расходов в правой и левой частях характеристики (BC и CB', EF и FE') не будет симметричным. Поэтому расходные характеристики в области повышенных оборотов даны пунктиром (см. рис. 8.68).

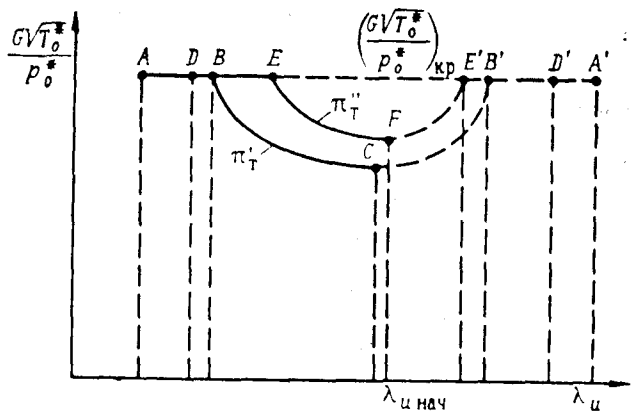


Рис. 8.68. Зависимость приведенного расхода через турбину от приведенной окружной скорости (точки A—F те же, что и на рис. 8.66 и 8.68)

В случае повышенного значения степени понижения давления на турбине, когда при минимально возможном для данного $\pi_т$ числе оборотов в рабочем колесе уже возникли закритические режимы (точка D на рис. 8.66 и 8.68), увеличение оборотов вначале также не скажется на величине расхода.

До оборотов, соответствующих точке E, т. е. пока сопловой аппарат «заперт», величина приведенного расхода остается неизменной и равной $\left(G\sqrt{T_0^*}/p_0^*\right)_{кр}$.

При дальнейшем увеличении оборотов, как следует из рис. 8.66, кризис в рабочем колесе сохранится, однако он будет иметь место при докритических режимах в сопловом аппарате, и расход через турбину при уменьшении λ_1 также уменьшится (см. рис. 8.68).

Минимальный расход будет, очевидно, при оборотах, соответствующих точке F, т. е. при $\lambda_{и\,нач}$:

$$\left(\frac{G\sqrt{T_0^*}}{p_0^*}\right)_{\min} = \delta_{с.а} q(\lambda_{1\,нач}) \sin\alpha_1 \cdot F_1 s_г. \qquad (8.163)$$

При дальнейшем увеличении оборотов величина λ_1, а вместе с ней и приведенный расход, увеличиваются, пока вновь в точке E', сопловой аппарат турбины не будет заперт, после чего расход останется неизменным.

При больших $\pi_т$, соответствующих сверхкритическим режимам в рабочем колесе турбины, характер зависимости приведенного расхода

от оборотов остается таким же, как и на малых $\pi_т$, при которых еще далеко до режимов запирания рабочего колеса.

При неизменном значении степени понижения давления на турбине и увеличении оборотов, что связано с уменьшением λ_{1c}, а следовательно, и степени понижения давления в сопловом аппарате, степень реактивности ступени турбины, естественно, возрастает (см. рис. 8.69).

Это можно показать, если вспомнить, что

$$\rho_{т0} = 1 - \frac{c_1^2}{\varphi^2 c_{ад}^2} = 1 - \frac{\lambda_1^2}{\varphi^2 \lambda_{ад}^2},$$

где

$$c_{ад} = \sqrt{2H_{ад}}; \quad \lambda_1 = \frac{c_1}{a_{кр0}}; \quad \lambda_{ад} = \frac{c_{ад}}{a_{кр0}}$$

или

$$\Pi(\lambda_{ад}) = \frac{1}{\pi_т} = \frac{p_2}{p_0^*}.$$

Степень реактивности будет, очевидно, возрастать до значений оборотов, при которых λ_1 будет иметь минимальные значения (точки F и C), после чего с ростом числа оборотов степень реактивности должна уменьшаться.

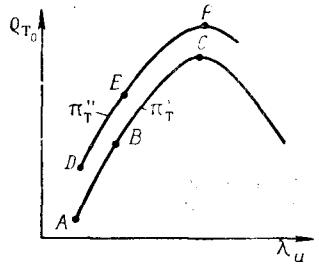


Рис. 8.69. Зависимость степени реактивности турбины от приведенной окружной скорости

Как известно, степень реактивности турбины связана с характером течения в рабочем колесе. Увеличению реактивности соответствует увеличение степени конфузорности течения в рабочем колесе, т. е. росту отношения $\sin\beta_1/\sin\beta_2$. При практически неизменном угле выхода потока из рабочего колеса β_2 увеличение оборотов действительно приводит к росту угла β_1.

Величина $\sin\beta_1/\sin\beta_2$ имеет максимум при $\beta_1 = 90°$, т. е. при осевом входе потока в рабочее колесо. На этом режиме примерно достигает максимума также и степень реактивности.

При уменьшении оборотов весьма резко уменьшается степень реактивности, что может привести к возникновению на значительной части высоты лопатки режимов отрицательной реактивности.

Это обстоятельство может явиться причиной существенного снижения к. п. д. турбины.

Рассмотрим изменение основных параметров ступени турбины при изменении степени понижения давления в случае, когда обороты турбины неизменны. Для этого воспользуемся полем возможных режимов работы турбины, изображенном на рис. 8.70.

На малых оборотах (λ_u') увеличение степени понижения давлений $\pi_т$ будет сопровождаться ростом приведенной абсолютной скорости газа в осевом зазоре (λ_1) и приведенного расхода газа до точки A, где наступит критический режим в сопловом аппарате.

Дальнейшее увеличение $\pi_т$ вызовет дальнейший рост λ_1 и отклонение потока в косом срезе соплового аппарата, но расход через турбину при этом останется неизменным (рис. 8.71). Отклонение в косом срезе соплового аппарата будет продолжаться до точки B, где при некотором значении $\lambda_1 > 1{,}0$ наступит, кроме того, запирание рабочего колеса, т. е. в узком сечении решетки рабочего колеса скорость станет равна звуковой. При дальнейшем увеличении $\pi_т$ режим истечения в СА останется неизменным, а рост λ_{2w} и отклонение в косом срезе решетки рабочего колеса будут продолжаться. Однако указанные явления не окажут влия-

ния на величину расхода, который начиная с критического перепада останется неизменным, подчиняясь уравнению (8.160).

На больших оборотах (λ_u''), как видно из рис. 8.70, запирание СА не наступит ни при каком значении перепада давления.

В этом случае в точке D запрется рабочее колесо, и возрастание расхода через турбину при увеличении перепада прекратится. Однако это наибольшее значение расхода газа через турбину будет меньше расхода при критическом режиме в сопловом аппарате, так как λ_1' в точке D меньше, чем в точке A. Характер зависимости расхода через турбину от перепада давлений в этом случае также показан на рис. 8.71.

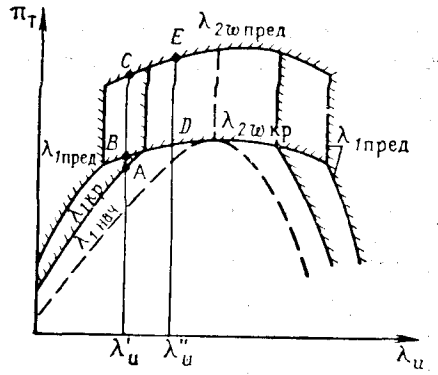


Рис. 8.70. К определению изменения основных параметров турбины при изменении π_T^* и $\lambda_u = \text{const}$

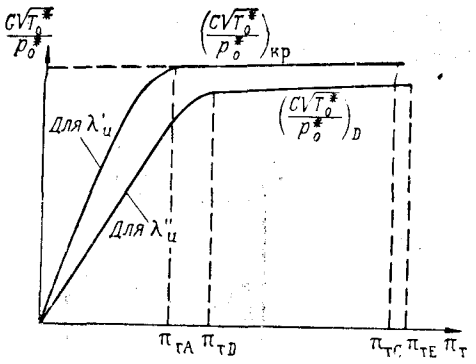


Рис. 8.71. Изменение приведенного расхода газа через турбину в зависимости от степени понижения давлений при неизменном числе оборотов

Рассмотренные выше процессы в элементах проточной части турбины при увеличении π_T и постоянных оборотах позволяют установить зависимость приведенной работы турбины от степени понижения давления.

При любом значении приведенных оборотов или λ_u увеличение степени понижения давления в турбине приводит к росту теоретической и внутренней работы. На малых оборотах (λ_u') до значения π_T в точке A (см. рис. 8.70 и 8.72) работа турбины

$$H_T = H_{T\,u}\delta_{р.к} = u(c_{1u} + c_{2u})\,\delta_{р.к} = u(c_{1u} + w_{2u} - u)\,\delta_{р.к}$$

растет за счет возрастания c_{1u} и w_{2u}. Аналогично при увеличении π_T от точки A до точки B, когда расход не меняется, внутренняя работа продолжает расти как за счет c_{1u} (при отклонении в косом срезе окружная составляющая скорости увеличивается), так и за счет w_{2u}.

В диапазоне значений π_T от точки B до точки C увеличение работы будет происходить только за счет роста w_{2u} при отклонении потока в косом срезе решетки рабочего колеса.

В точке C будет достигнуто предельное значение внутренней работы турбины, так как при этом будет полностью исчерпана расширительная способность косого среза рабочего колеса. Аналогично протекает изменение работы при изменении π_T и при больших оборотах (λ_u''). В этом случае, однако, не будет участка, соответствующего отклонению потока в косом срезе соплового аппарата.

Если расчетный режим работы турбины соответствует точке N (рис. 8.72), то увеличение степени понижения давления на турбине при неизменных оборотах (например, при увеличении площади сечения

сопла ТРД) приведет к увеличению работы турбины, так как в этом случае имеется «запас работы».

$$\frac{\Delta H_т}{RT_0^*} = \left(\frac{H_т}{RT_0^*}\right)_{\text{грел}} - \left(\frac{H_т}{RT_0^*}\right)_N.$$

Величина запаса работы может также характеризоваться углом θ наклона касательной к характеристике в данной точке, т. е.

$$\theta = \operatorname{arctg} \frac{\partial \left(\frac{H_т}{RT_в^*}\right)}{\partial \pi_т}.$$

На предельном режиме $\theta_{\text{пред}}$, очевидно, равно нулю. Запас работы турбины ТРД является важным параметром, так как характеризует воз-

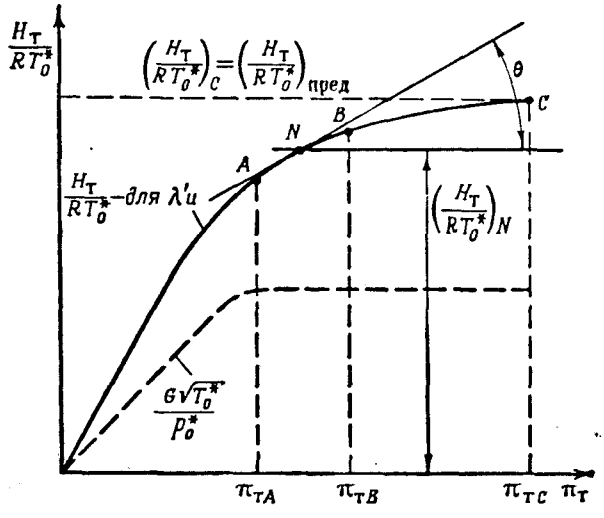


Рис. 8.72. К определению запаса работы турбины

можность регулирования турбины изменением степеней понижения давления.

В практике доводки ТРД и ТВД часто добиваются выхода двигателя на расчетные обороты, изменяя мощность турбины путем подбора необходимого реактивного сопла. Однако без достаточного запаса работы турбины двигатель вяло реагирует на изменение сечения реактивного сопла. В таких случаях говорят, что турбина обладает «вялой», или «тупой», характеристикой.

Запас работы турбины зависит главным образом от расчетного значения выходной скорости турбины (λ_2).

Для того чтобы это показать*), составим уравнение неразрывности течения между минимальным сечением соплового аппарата и сечением за турбиной:

$$\frac{\delta_{с.а} p_0^* F_{с.а} q(\lambda_{с.а}) s_г}{\sqrt{T_0^*}} = \frac{p_2^* F_2 q(\lambda_2) \sin\alpha_2 \cdot s_г}{\sqrt{T_0^*}},$$

где $F_{с.а}$ — минимальная площадь проходного сечения соплового аппарата;

*) Несколько иначе показывает это В. Х. Абианц [2].

$\delta_{с.а}$ — коэффициент давления в сопловом аппарате от входа до минимального сечения соплсвого аппарата. Можно считать $\delta_{с.а}=0{,}98=\text{const}$.

Учитывая, что

$$\frac{p_0^*}{p_2^*}=\pi_т^*,\ \text{а}\ \frac{T_0^*}{T_2^*}=\left(\frac{p_0^*}{p_2^*}\right)^{\frac{n_т-1}{n_т}}=\pi_т^{*\frac{n_т-1}{n_т}},$$

где $n_т$ — показатель политропы процесса в турбине, получим

$$\pi_т^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}=\frac{F_2}{\delta_{с.а}F_{с.а}}\frac{q(\lambda_2)\sin\alpha_2}{q(\lambda_{с.а})}. \qquad (8.164)$$

У подавляющего большинства турбин скорость в узком сечении соплового аппарата близка к звуковой, так что с достаточной степенью точности можно считать $q(\lambda_{с.а})=1{,}0$.

Тогда

$$\pi_т^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}=\text{const}\cdot q(\lambda_2)\sin\alpha_2, \qquad (8.165)$$

где величина постоянной зависит от геометрии турбины:

$$\text{const}=\frac{F_2}{\delta_{с.а}F_{с.а}}.$$

Предельным значением степени понижения давления в турбине по параметрам торможения будет, очевидно, ее значение на предельных режимах, т. е. когда полностью исчерпана расширительная способность косого среза рабочего колеса и осевая составляющая скорости газа за турбиной равна скорости звука. Этому соответствует осевой выход газа из турбины, т. е.

$$\sin\alpha_2=1{,}0\quad\text{при}\quad q(\lambda_2)=1{,}0.$$

Тогда

$$\pi_{т.пред}^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}=\frac{F_2}{\delta_{с.а}F_{с.а}}=\text{const}. \qquad (8.166)$$

Беря отношение уравнений (8.165) и (8.166) и полагая для простоты, что показатель политропы величина постоянная, получим

$$\left(\frac{\pi_т^*}{\pi_{т.пред}^*}\right)^{\frac{n_т+1}{2n_т}}=q(\lambda_2)\sin\alpha_2. \qquad (8.167)$$

Из этого уравнения следует, что запас работы турбины, оцениваемый по соотношению $\pi_т^*$ и $\pi_{т.пред}^*$, действительно зависит главным образом от величины приведенной абсолютной скорости газа за турбиной (λ_2).

Исходя из уравнений (8.167) отношение между работами можно выразить в виде

$$\frac{H_{т.пред}}{RT_{пред}^*\eta_{т.пред}^*}\Big/\frac{H_т}{RT_0^*\eta_т^*}=\frac{\pi_т^{*\frac{k_г-1}{k_г}}-[q(\lambda_2)\sin\alpha_2]^{\frac{k_г-1}{k_г}\frac{2n_т}{n_т+1}}}{\pi_т^{*\frac{k_г-1}{k_г}}-1}. \qquad (8.168)$$

На рис. (8.73) показано изменение левой части этого уравнения, обозначенной через Z, в зависимости от λ_2 при различных $\pi_т^*$ и α_2, соответствующих расчетному режиму, в предположении, что показатель $n_т = 1{,}29 = \text{const}$. Значение Z существенно уменьшается с ростом λ_2 и $\pi_т^*$. При $\alpha_2 < 90°$ величина Z несколько возрастает.

Если T_0^* и $\eta_т^*$ будут постоянными, то изменение Z непосредственно характеризует и изменение запаса работы, т. е. отношение $H_{т.пред}/H_т$. Если при переходе на режим с предельной расширительной способностью $\eta_т^*$ будет уменьшаться, то запас работы должен возрастать. То же будет иметь место и при уменьшении $T^*_{0\,пред}$ по сравнению с T_0^* на расчетном режиме.

Из рис. 8.73 видно, что с точки зрения величины запаса работы необходимо принимать λ_2 не более 0,55—0,6.

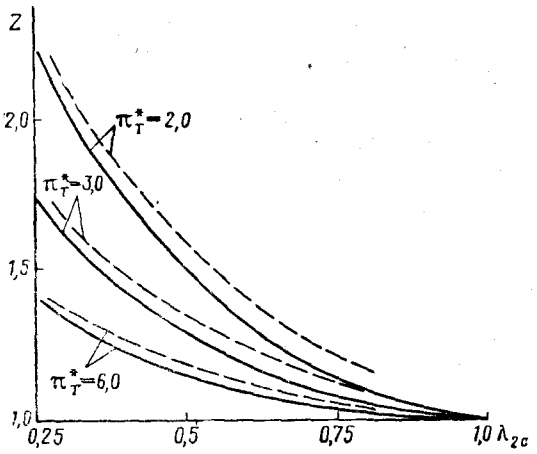


Рис. 8.73. Влияние выходной скорости λ_2, $\pi_т^*$ и α_2 на расчетном режиме на запас работы турбины:
——— $\alpha_2=90°$; — — — — $\alpha_2=70°$

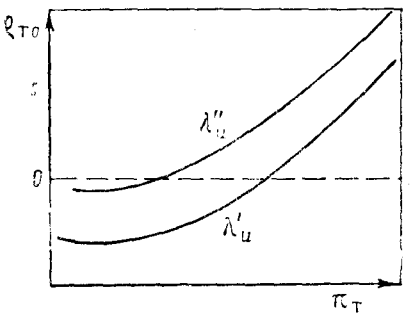


Рис. 8.74. Зависимость адиабатической степени реактивности от степени понижения давления в турбине при различных числах оборотов (λ_u)

Эти же или даже меньшие значения λ_2 рекомендовались и в гл. 7 исходя из к. п. д. турбины.

В заключение рассмотрим изменение степени реактивности при изменении степени понижения давления в турбине при постоянных оборотах.

Как показано на рис. 8.74, при увеличении $\pi_т$ и постоянных числах оборотов адиабатическая степень реактивности обычно увеличивается, т. е. степень понижения давления в рабочем колесе или теплоперепад увеличивается в большей степени, чем в сопловом аппарате. Это свойство турбины иногда формулируют так: при изменении степени понижения давления в турбине наиболее сильно реагирует на него последняя решетка независимо от того, происходит ли изменение теплоперепада за счет параметров на входе в турбину или на выходе из нее *).

Увеличение реактивности при увеличении $\pi_т$ происходит всегда на повышенных оборотах турбин, когда λ_{2w} обычно близко к λ_1 или более, чем λ_1. Когда λ_{2w} близко к единице, то изменение λ_{2w} практически приводит к незначительному изменению расхода, а следовательно, и λ_1, так как зависимость $q(\lambda)$ от λ весьма пологая в области, где λ близко к единице.

При $\lambda_{2w} > 1{,}0$ увеличение перепада на турбине вообще не скажется на режиме течения в сопловом аппарате. Естественно поэтому, что увеличение $\pi_т$ приведет к росту реактивности.

*) Это дополнительно показывается ниже при рассмотрении характеристик многоступенчатых турбин.

На пониженных оборотах, когда значение λ_{2w} меньше λ_1, при увеличении $\pi_т$ степень реактивности может сначала даже несколько уменьшиться, а затем снова будет возрастать.

8.11.4. К. П. Д. ТУРБИНЫ НА НЕРАСЧЕТНЫХ РЕЖИМАХ

При отклонении режима работы турбины от расчетного происходит изменение к. п. д., вызванное изменением профильных, вторичных и дополнительных потерь, а также потерь с выходной скоростью (для мощностного к. п. д.) и перераспределением работы, отдаваемой элементарными ступенями на разных радиусах.

Поэтому рассмотрим вначале изменение к. п. д. элементарной ступени, в которой имеют место только профильные потери.

Как известно, для умеренно нагруженных турбин ТРД и ТВД коэффициент скорости в сопловом аппарате φ практически остается неизменным в широком диапазоне изменения скорости за сопловым аппаратом, а коэффициент скорости ψ в рабочем колесе для данной решетки при дозвуковых скоростях зависит главным образом от угла атаки i.

Изменение угла атаки решетки рабочего колеса однозначно связано с параметрами, определяющими режим работы турбины:

$$\Delta i = \beta_{1\text{расч}} - \beta_1 = \beta_{1\text{расч}} - \operatorname{arctg}\frac{\lambda_1 \sin\alpha_1}{\lambda_1\cos\alpha_1 - \lambda_u}, \qquad (8.189)$$

где $\beta_{1\text{расч}}$ — угол потока на входе в рабочее колесо на расчетном режиме. Следовательно, текущий угол атаки

$$i = i_{\text{расч}} - \Delta i.$$

Можно нанести на поле возможных режимов работы ступени турбины линии $i=\text{const}$ и, следовательно, $\Delta i = \text{const}$.

Как показано на рис. 8.75, в области сверхкритических режимов в рабочем колесе линии $i=\text{const}$ будут вертикальными, так как каждому значению параметра λ_u в этой области соответствует определенное значение параметра λ_1 и угла β_1. В докритической области при $\lambda_1=\text{const}$ с уменьшением λ_u угол атаки, очевидно, увеличивается, а с увеличением λ_u падает. На рис. 8.55 приведены результаты расчета к. п. д. ступени по параметрам на среднем радиусе и с учетом изменения коэффициентов ψ по данным продувок плоских решеток при различных углах атаки. Аналогичные данные были приведены на рис. 8.60. Максимальное значение к. п. д. располагается в области значений $\lambda_u = 0{,}6 \div 0{,}7$ (см. рис. 8.55). При снижении и увеличении λ_u и $\pi_т^*$ к. п. д. уменьшается соответственно из-за уменьшения или увеличения $u/c_{ад}$ и увеличения потерь в рабочем колесе.

Изменение внутреннего к. п. д. зависит существенно еще от перераспределения работы по радиусу на нерасчетных режимах, а также от изменения вторичных и дополнительных потерь.

Современные авиационные газовые турбины, как указывалось выше, обычно проектируются так, что на расчетном режиме величина теоретических работ на всех радиусах постоянна:

$$H_{т\,u} = \text{const}.$$

При отклонении параметров, характеризующих режим, от расчетных значений наблюдается монотонное изменение по радиусу начального значения $H_{т\,u}$, так что при уменьшении оборотов λ_u или увеличении λ_1 работа у периферии по сравнению с ее значением на среднем радиусе увеличивается, а у втулки уменьшается и наоборот. Примерный характер распределения работы элементарных ступеней по радиусу по-

казан на рис. 8.76 для различных значений $\lambda_{u\,ср}$ и $\lambda_{1ср}$ на среднем радиусе.

Если на нерасчетных режимах продолжать учитывать отличие осредненных параметров турбины от параметров элементарной ступени на среднем радиусе коэффициентом $\delta_{р.к}$, то следует иметь в виду, что наблюдающееся обычно его уменьшение при отклонении турбины от расчетного режима определяется как возрастанием относительной доли вторичных потерь на этих режимах, так и перераспределением работы по радиусу.

Изменение вторичных потерь и коэффициента $\delta_{р.к}$ на нерасчетных режимах для различных турбин в настоящее время изучено еще недостаточно.

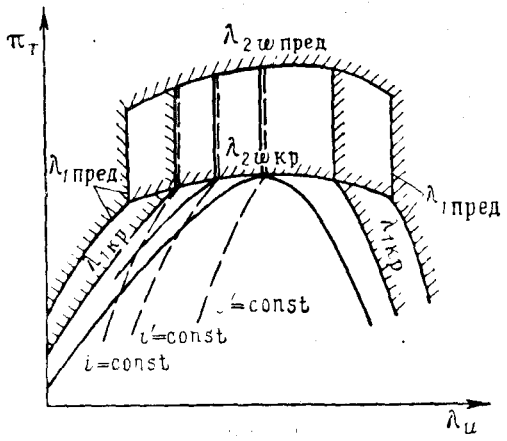


Рис. 8.75. Линии постоянных значений угла атаки решетки рабочего колеса на характеристике ступени турбины

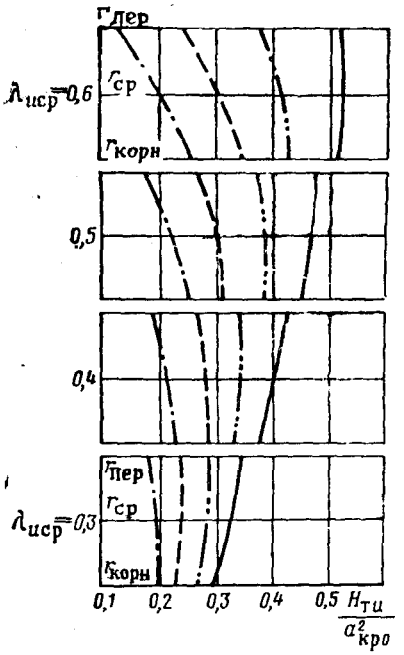


Рис. 8.76. Изменение распределения приведенной работы по радиусу газовой турбины при изменении режима работы:

——— $\lambda_{1ср}$=0,9; — — — — $\lambda_{1ср}$=0,7;
—·—·— $\lambda_{1ср}$=0,8; —·—·— $\lambda_{1ср}$=0,6

Вместе с тем на основании данных рис. 8.76 можно считать, что перераспределение работы на нерасчетных режимах является одной из причин отличия внутреннего к. п. д. от лопаточного к. п. д. $\eta_{т\,u}$, полученного для расчетной элементарной ступени на среднем диаметре. В настоящее время для расчетов характеристик двигателя в первом приближении используют условия:

$$\eta_т^* = \text{const}; \quad \frac{G_г \sqrt{T_0^*}}{p_0^*} = \text{const}.$$

Эти условия можно использовать, если действительная характеристика турбины неизвестна или если турбина работает в относительно узком диапазоне режимов вблизи расчетного.

8.11.5. ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ РАБОТЫ ТУРБИНЫ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ УСЛОВИЙ НА ВХОДЕ

Зависимости таких приведенных параметров турбины, как $N_т/p_0^* \sqrt{T_0^*}$ или $G_г \sqrt{T_0^*}/p_0^*$ от параметров, определяющих режим (например, $\pi_т^*$ и $n/\sqrt{T_0^*}$), дают возможность оценить изменение физи-

ческих параметров турбины при изменении условий на входе. Действительно, если режим работы турбины $\left(\pi_т^*\right.$ и $\left.n/\sqrt{T_0^*}\right.$ или $\left.\lambda_u\right)$ остался неизменным, то независимо от значения p_0^* и T_0^* неизменными останутся значения к. п. д., $G_т\sqrt{T_0^*}/p_0^*$ и $N_т/p_0^*\sqrt{T_0^*}$.

Тогда, зная изменение T_0^* и p_0^*, можно просто определить изменение $H_т$, $N_т$ и $G_т$.

Например, при увеличении p_0^* (при неизменных $\pi_т^*$ и T_0^*) величина внутренней работы остается неизменной, расход же возрастает пропорционально p_0^* из-за роста плотности, так как все скорости в проточной части машины остаются неизменными. В соответствии с этим пропорционально возрастает мощность

Если же, например, изменится давление на входе p_0^* при неизменных значениях противодавления p_2, температуры T_0^* и числа оборотов, то изменение мощности будет определяться изменением $\pi_т^*$ и расходом.

8.12. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

В многоступенчатой турбине безразмерные параметры, определяющие режим работы отдельных ступеней, связаны между собой дополнительными условиями. К их числу относятся условие газодинамической связи, заключающееся в равенстве расходов через все ступени турбины, и равенство чисел оборотов всех ступеней в газовой турбине одновальной схемы.

Можно показать, что если параметр, характеризующий расход для одной из ступеней, известен, то определенные значения будут иметь соответствующие параметры и во всех других ступенях.

Покажем это на примере двухступенчатой турбины. Для этого составим уравнение неразрывности течения между минимальными сечениями первого и второго сопловых аппаратов (рис. 8.77):

$$G=\frac{\delta_{с.а\,I}p_{0\,I}^*F_{с.а\,I}q\left(\lambda_{с.а\,I}\right)s_г}{\sqrt{T_{0\,I}^*}}=\frac{\delta_{с.а\,II}p_{0\,II}^*F_{с.а\,II}q\left(\lambda_{с.а\,II}\right)s_г}{\sqrt{T_{0\,II}^*}},$$

где $\lambda_{с.аI}$ и $\lambda_{с.аII}$ — коэффициенты скорости в минимальных сечениях первого и второго сопловых аппаратов;

$\delta_{с.аI}$ и $\delta_{с.аII}$ — коэффициенты полного давления, учитывающие потери при течении от входа до минимальных сечений сопловых аппаратов;

$F_{с.аI}$ и $F_{с.аII}$ — минимальные сечения первого и второго сопловых аппаратов.

Производя преобразования, аналогичные преобразованиям при выводе уравнения (8.165), а также считая, что $\delta_{с.аI}=\delta_{с.аII}$, получим

$$\pi_{т\,I}^{*\,\frac{n+1}{2n}}=\frac{F_{с.а\,II}q\left(\lambda_{с.а\,II}\right)}{F_{с.а\,I}q\left(\lambda_{с.а\,I}\right)}. \qquad (8.170)$$

Это уравнение показывает, что, если известен режим работы, например, первой ступени многоступенчатой турбины ($\lambda_{с.аI}$ и $\pi_{тI}^*$), то одно-

значно определится параметр $q(\lambda_{\text{с.а II}})$ второй ступени. Если турбина одновальная, то

$$\lambda_{u\,\text{II}} = \lambda_{u\,\text{I}} \frac{u_{\text{ср II}}}{u_{\text{ср I}}} \sqrt{\frac{T^*_{0\,\text{I}}}{T^*_{2\,\text{I}}}} = \lambda_{u\,\text{I}} \frac{D_{\text{ср II}}}{D_{\text{ср I}}} \pi_{\text{т}}^{*\frac{n_{\text{т}}-1}{2n_{\text{т}}}}$$

и, следовательно, режим работы второй ступени также будет определен*).

Важной особенностью характеристики многоступенчатых турбин является то, что изменение ступени понижения давления $\pi_{\text{т}}^*$ на турбине сильнее всего сказывается на последних ее ступенях. Если в каком-либо сечении турбины имеет место кризис, то изменение $\pi_{\text{т}}^*$ вообще не сказывается на ступенях, лежащих выше этого критического сечения. Указанное положение справедливо независимо от того, за счет чего происходит изменение степени понижения давления на турбине: за счет ли изменения давления на входе в турбину, или за счет изменения давления за турбиной.

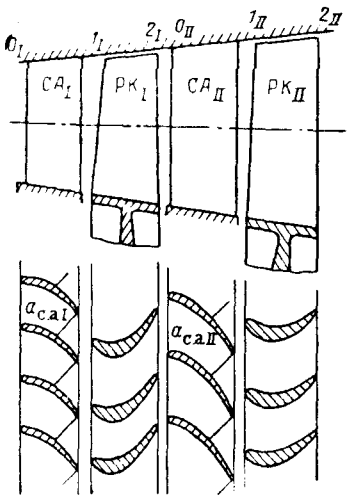


Рис. 8.77. Схема проточной части двухступенчатой турбины

Для того чтобы это показать, рассмотрим последовательно уравнения неразрывности между минимальными сечениями сопловых аппаратов соседних ступеней турбины. Очевидно, аналогично уравнению (8.170) можем иметь в общем виде (для i-й ступени)

$$\pi^*_{\text{т}\,i} = \left[\frac{F_{\text{с.а}\,(i+1)}\, q\,(\lambda_{\text{с.а}})_{(i+1)}}{F_{\text{с.а}\,i}\, q\,(\lambda_{\text{с.а}})\, i}\right]^{\frac{2n_{\text{т}}}{n_{\text{т}}+1}} \tag{8.171}$$

и для последней ступени

$$\pi^*_{\text{т}\,z} = \left[\frac{F_{\text{с}} q\,(\lambda_{\text{с}})}{F_{\text{с.а}\,z} q\,(\lambda_{\text{с.а}})_z}\right]^{\frac{2n_{\text{т}}}{n_{\text{т}}+1}}, \tag{8.172}$$

где $F_{\text{с}}$ и $\lambda_{\text{с}}$ — минимальная площадь сечения и приведенная скорость реактивного сопла двигателя или затурбинного тракта.

Тогда

$$\pi^*_{\text{т}} = \pi^*_{\text{т}\,\text{I}} \pi^*_{\text{т}\,2} \ldots \pi^*_{\text{т}\,i} \ldots \pi^*_{\text{т}\,z} = \left[\frac{F_{\text{с.а II}} q\,(\lambda_{\text{с.а}})_{\text{II}}}{F_{\text{с.а I}} q\,(\lambda_{\text{с.а}})_{\text{I}}}\right]^{\frac{2n_{\text{т}}}{n_{\text{т}}+1}} \times$$

$$\times \left[\frac{F_{\text{с.а III}} q\,(\lambda_{\text{с.а}})_{\text{III}}}{F_{\text{с.а II}} q\,(\lambda_{\text{с.а}})_{\text{II}}}\right]^{\frac{2n_{\text{т}}}{n_{\text{т}}+1}} \ldots \times \left[\frac{F_{\text{с}} q\,(\lambda_{\text{с}})}{F_{\text{с.а}\,z} q\,(\lambda_{\text{с.а}})_z}\right]^{\frac{2n_{\text{т}}}{n_{\text{т}}+1}}, \tag{8.173}$$

а для многоступенчатой турбины в целом

$$\pi^*_{\text{т}} = \left[\frac{F_{\text{с}} q\,(\lambda_{\text{с}})}{F_{\text{с.а I}} q\,(\lambda_{\text{с.а}})_{\text{I}}}\right]^{\frac{2n_{\text{т}}}{n_{\text{т}}+1}}. \tag{8.174}$$

*) Строго говоря, режим второй ступени будет полностью определен лишь для докритических режимов в с.а$_{\text{II}}$, когда $\lambda_{\text{с.а II}}$ и $\lambda_{\text{с.а I}}$ связаны однозначно уравнением (8.170).

При уменьшении и увеличении $\pi_т^*$ за счет изменения давления на входе или на выходе при $F_с = \text{const}$ и $F_{с.а} = \text{const}$ должно сначала измениться $q(\lambda_с)$, так как очевидно, что $q(\lambda_{с.аI})$ не может возрастать при уменьшении $\pi_т^*$ и уменьшаться при возрастании $\pi_т^*$. До тех пор пока в реактивном сопле будет сверхкритический режим $[q(\lambda_с) = 1{,}0]$, степень понижения давления в турбине по параметрам торможения $\pi_т^*$ будет оставаться неизменной, несмотря на увеличение или уменьшение давления до или после турбины. При докритическом режиме в реактивном сопле уменьшение $\pi_т^*$ повлечет за собой в первую очередь уменьшение степени понижения давления в последней ступени. В предыдущих ступенях степень понижения давления не может уменьшаться до тех пор, пока не исчезнет кризис в сопловом аппарате последней ступени, т. е. не станет меньше единицы величина $q(\lambda_{с.а\,z})$. Проводя аналогичное рассмотрение и для предыдущих ступеней, убедимся, что чем ближе ступень ко входу в турбину, тем позднее скажется на ней изменение $\pi_т^*$ во всей турбине и тем меньше будет в ней изменение степени понижения давления.

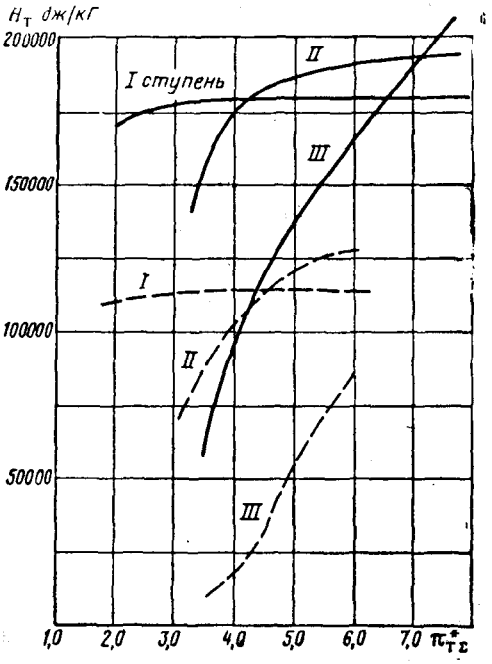


Рис. 8.78. Изменение работы в отдельных ступенях трехступенчатой турбины ТВД при изменении режима:

$n = 14\,820$ об/мин; $T_г^* = 1300°$ К; $T_г^* = 810°$ К

Анализ процесса в отдельной ступени и во всей турбине методом малых отклонений [48] показал, что изменение отношения полных давлений в ступени, вызванное изменением общей степени понижения давления газа, быстро уменьшается от последней ступени к первой, причем это уменьшение протекает тем быстрее, чем скорость потока в горловине ближе к звуковой.

Это справедливо для всех современных авиационных турбин, в которых ступени, как правило, выполняются так, что на расчетном режиме параметр соплового аппарата $\lambda_{с.а}$ у них равен единице или близок к ней.

На рис. 8.78 показано изменение работы в отдельных ступенях трехступенчатой турбины ТВД при изменении общей степени понижения давления, откуда видно, что при малых степенях понижения давления, и особенно при пониженных температурах, последняя ступень турбины работает на режимах, близких к режиму нулевой работы, тогда как в первой ступени работа остается постоянной. Как известно, у ТВД, регулируемого так, что ниже расчетной высоты полета мощность двигателя остается неизменной, степень понижения давления в турбине при уменьшении высоты полета уменьшается, а следовательно, уменьшается и $\pi_т^*$ в последней ступени.

Вследствие этого целесообразно проектировать турбину непосредственно для высотного режима работы двигателя, распределяя работы по ступеням равномерно или несколько увеличивая работу последних ступеней.

В последнем случае на режимах со степенью понижения давления $\pi_т^* < \pi_{т.расч}^*$ уменьшение работы на последних ступенях приведет сначала к некоторому выравниванию работы по ступеням, что может обеспечить получение на этих режимах более высоких значений к. п. д.

8.13. ОСНОВЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Аналитические (расчетные) методы построения характеристик турбины весьма удобны в силу их простоты и доступности по сравнению с экспериментальными, хотя несколько уступают им по точности*).

Ниже излагаются лишь принципы расчета характеристик. Основными уравнениями для расчета характеристик турбины являются: уравнение неразрывности течения между сечениями по осевому зазору и за турбиной в относительном движении (параметры в этих сечениях обозначены соответственно индексами «1» и «2»):

$$G = \frac{p_1^* F_1 q(\lambda_1) \sin\alpha_1 \cdot s_г}{\sqrt{T_0^*}} = \frac{p_{2w}^* F_2 q(\lambda_{2w}) \sin\beta_2 \cdot s_г}{\sqrt{T_w^*}},$$

и уравнение энергии в виде связи параметров турбины в относительном и абсолютном движении:

$$\frac{T_w^*}{T_0^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1}(2\lambda_1\lambda_u \cos\alpha_1 - \lambda_u^2);$$

$$\frac{p_{2w}^*}{p_1^*} = \frac{p_{2w}^* p_{1w}^*}{p_{1w}^* p_1^*} = \delta_к \left(\frac{T_w^*}{T_0^*}\right)^{\frac{k}{k-1}},$$

где $\delta_к$ — коэффициент давления в рабочем колесе турбины;
F_1 и F_2 — соответственно площади кольцевых сечений проточной части в осевом зазоре и за турбиной.

Сопоставляя эти уравнения, получим

$$q(\lambda_1)\sin\alpha_1 = \delta_к q(\lambda_{2w}) \left(\frac{T_w^*}{T_0^*}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \sin\beta_2 \cdot \frac{F_2}{F_1}. \qquad (8.175)$$

Для турбины заданной геометрии (α_1, β_2 и F_2/F_1 — известны) уравнение (8.175) связывает 3 параметра: λ_1, λ_u и λ_{2w}. Следовательно, двумя из них нужно задаться — принять в качестве независимых переменных.

В области докритических режимов в рабочем колесе следует задаваться рядом значений λ_1 и для каждого из них несколькими значениями λ_u, а затем по уравнению (8.175) находить λ_{2w}**). Покажем, что знание λ_1, λ_u и λ_{2w} для турбины определенной геометрии дает возможность найти и все другие приведенные параметры, и параметры треугольника скоростей, т. е. полностью определяет некоторый режим работы турбины.

*) В настоящее время разработано несколько методов расчета характеристик. Они совершенствовались и развивались в работах П. К. Казанджана, С. М. Шляхтенко, В. Х. Абианца, Н. Д. Тихонова, М. К. Максутовой, Б. А. Черкасова, Хаузенблаза, Энли и других исследователей. Эти методы отличаются выбором независимых переменных, формой записи основных уравнений и способом учета потерь.

**) Метод определения λ_{2w} по уравнению (8.175) в зависимости от способа оценки потерь излагается ниже.

Действительно, приведенная теоретическая работа турбины может быть определена следующим образом:

$$H_{т\,u}=u(c_{1u}+c_{2u})=u(c_{1u}+w_{2u}-u);$$

$$\frac{H_{т\,u}}{a^2_{кр_0}}=\frac{u}{a_{кр0}}\left(\frac{c_{1u}}{a_{кр0}}+\frac{w_{2u}}{a_{кр0}}-\frac{u}{a_{кр0}}\right),$$

где

$$a_{кр0}=\sqrt{\frac{2k}{k+1}RT^*_0}.$$

Но так как

$$\frac{w_{2u}}{a_{кр0}}=\frac{w_2\cos\beta_2\cdot a_{кр\,w}}{a_{кр0}a_{кр\,w}}=\lambda_{2w}\cos\beta_2\cdot\sqrt{\frac{T^*_w}{T^*_0}},$$

где

$$a_{кр\,w}=\sqrt{\frac{2k}{k+1}RT^*_w},$$

окончательно получим

$$\frac{H_{т\,u}}{a^2_{кр\,0}}=\lambda_u\left(\lambda_1\cos\alpha_1+\lambda_{2w}\cos\beta_2\cdot\sqrt{\frac{T^*_w}{T^*_0}}-\lambda_u\right);$$

$$\frac{H_{т.и}}{a^2_{кр0}}=\frac{H_{ти}}{\frac{2k}{k+1}RT^*_0}=\frac{k+1}{2kR}\frac{H_{т\,u}}{T^*_0}.$$

Степень понижения давления в турбине

$$\pi_т=\frac{p^*_0}{p_2}=\frac{p^*_0p^*_1p^*_{1w}p^*_{2w}}{p^*_1p^*_{1w}p^*_{2w}p_2}.$$

Учитывая, что

$\frac{p^*_1}{p^*_0}=\delta_{с.а}$ — коэффициент полного давления в сопловом аппарате;

$\frac{p^*_1}{p^*_{1w}}=\left(\frac{T^*_0}{T^*_w}\right)^{\frac{k}{k-1}}$;

$\frac{p^*_{2w}}{p^*_{1w}}=\delta_к$ — коэффициент полного давления в рабочем колесе;

$\frac{p_2}{p^*_{2w}}=\Pi(\lambda_{2w})$ — газодинамическая функция,

окончательно получим

$$\pi_т=\frac{\left(\frac{T^*_0}{T^*_w}\right)^{\frac{k}{k-1}}}{\delta_{с.а}\delta_к\Pi(\lambda_{2w})}.$$

Аналогично могут быть найдены и другие необходимые параметры турбины и вычислен ее к. п. д.

Как видно, в уравнениях для расчета параметров турбины потери учитываются коэффициентами давления $\delta_{с.а}$ и $\delta_к$. Если же потери в турбине на различных режимах оцениваются с помощью коэффициентов скорости φ и ψ, то коэффициенты полного давления могут быть вычислены по формулам

$$\delta_{с.а} = \frac{\Pi(\lambda_1)/\varphi}{\Pi(\lambda_1)}; \quad \delta_к = \frac{\Pi(\lambda_{2w})/\psi}{\Pi(\lambda_{2w})},$$

графически представленным ранее на рис. 2.21. Оценка потерь зависит от назначения рассчитываемой характеристики. Для первой, ориентировочной, оценки изменения параметров по режимам, т. е. для построения характеристик в первом приближении, можно принимать, что φ и ψ не меняются по режимам.

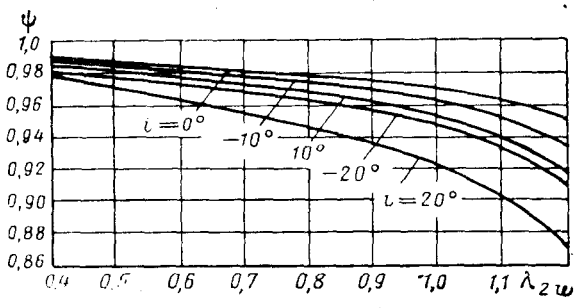


Рис. 8.79. Типовые результаты продувок плоской решетки рабочего колеса на среднем радиусе реактивной турбины

Для более точных расчетов характеристик умеренно-нагруженных турбин ТРД и ТВД следует принимать значения коэффициента ψ по результатам продувок плоских решеток, а φ принимать постоянным и равным 0,96—0,97. Обычно для турбин с реактивными решетками рабочих колес ψ зависит главным образом от угла атаки и относительно мало зависит от скорости (рис. 8.79).

На основании этих экспериментальных данных можно построить зависимость $\delta_к$ от λ_{2w} и i, а также произведения $\delta_к q(\lambda_{2w})$ от λ_{2w} и i (рис. 8.80 и 8.81).

Тогда, задаваясь параметрами λ_1 и λ_u, можем определить угол атаки решетки рабочего колеса:

$$i = \beta_1' - \beta_1,$$

где

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{\lambda_1 \sin\alpha_1}{\lambda_1 \cos\alpha_1 - \lambda_u}.$$

Вычислив по уравнению (8.175) величину $\delta_к q(\lambda_{2w})$, можно с помощью графика рис. 8.81 определить значение λ_{2w} для соответствующего угла атаки, а затем найти и все остальные интересующие нас параметры турбины.

Характеристика, рассчитанная с учетом потерь, полученных в результате продувок плоских решеток, является по существу характеристикой элементарной ступени. Такая характеристика, рассчитанная для элементарной ступени на среднем радиусе, может служить характеристикой турбины в целом лишь в качестве первого приближения.

Для того чтобы получить параметры на выходном валу турбины,

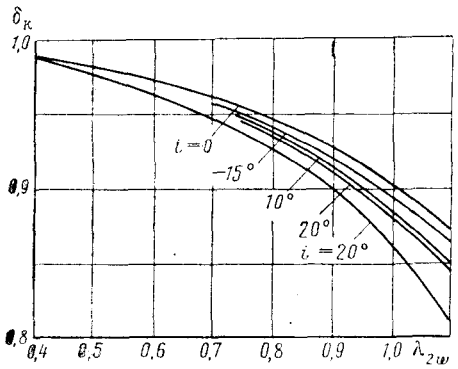


Рис. 8.80. Типовая зависимость коэффициента полного давления в решетке рабочего колеса от приведенной относительной скорости (λ_{2w}) и угла атаки на входе в решетку (по данным продувок плоских решеток)

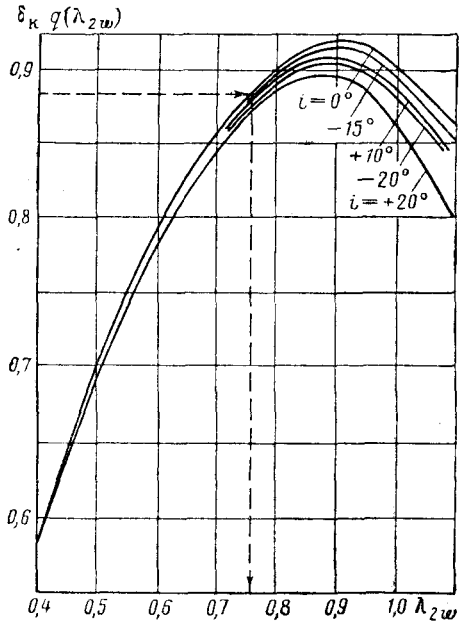


Рис. 8.81. Зависимость приведенного расхода через рабочее колесо от приведенной относительной скорости и угла атаки на входе в решетку с учетом потерь (по данным продувок плоских решеток)

следует учесть перераспределение работы по радиусу на нерасчетных режимах и наличие вторичных потерь, как указывалось выше.

Глава 9

РЕГУЛИРОВАНИЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

9.1. ЗАДАЧИ И СПОСОБЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

При работе лопаточных машин в системе двигателей (а также и в других системах) возможно такое положение, что существующая характеристика данной лопаточной машины или рабочая область этой характеристики не обеспечивает получения необходимого напора (работы), расхода, к. п. д. или запаса устойчивости.

В связи с этим возникает необходимость переместить рабочие режимы на данной характеристике в другую ее область или видоизменить характеристику таким образом, чтобы она удовлетворяла всем требованиям, предъявляемым со стороны двигателя (системы). Обеспечение этих требований на различных режимах работы двигателя и является задачей регулирования авиационной лопаточной машины.

Способы регулирования могут быть разбиты на следующие группы.

1. Способы, при которых геометрия лопаточной машины от входа до выхода и ее исходная характеристика остаются неизменными. К ним относятся: а) изменение числа оборотов и б) дросселирование.

2. Способы, при которых изменяется геометрия и исходная характеристика лопаточной машины. В частности, такими способами являются:

а) поворот лопаток направляющих или сопловых аппаратов;

б) поворот рабочих лопаток.

3. Способы, при которых геометрия собственно лопаточной части не изменяется, но нарушается подобие проточной части в промежутке между входом и выходом и изменяется исходная характеристика.

К такому способу можно отнести перепуск воздуха из промежуточных ступеней многоступенчатого осевого компрессора.

Способы, перечисленные в пп. 1 и 2 в принципе пригодны для всех типов компрессоров и турбин. Однако поворот рабочих лопаток находит пока ограниченное применение вследствие его сложности *). Практически этот способ целесообразно использовать в процессе доводки многоступенчатых машин, для изменения первоначальных углов установки лопаток в отдельных ступенях.

Дросселирование — весьма неэкономичный способ регулирования, особенно осевых компрессоров, и поэтому применительно к ним в даль-

*) В двухконтурном двигателе «Астофан» фирмы Турбомека (Франция) применяются поворотные рабочие лопатки вентилятора.

нейшем не рассматривается. В связи с их специфическими особенностями регулирование осевых компрессоров, центробежных компрессоров и турбин рассматривается в отдельности.

9.2. СПОСОБЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ

9.2.1. ИЗМЕНЕНИЕ ЧИСЛА ОБОРОТОВ

Влияние числа оборотов на напор, расход и к. п. д. осевого многоступенчатого компрессора подробно освещалось выше. В настоящей главе покажем применение полученных закономерностей к задачам регулирования.

На рис. 9.1 дана характеристика компрессора с нанесенными на ней прямолинейными характеристиками сети, проходящими через нулевую точку ($\pi_к^*=1{,}0$; $G_{пр}=0$). Как было показано в гл. 8, каждая из линий характеристики сети приблизительно соответствует режимам работы компрессора при определенном положении дросселя в напорной магистрали и критическом или сверхкритическом перепаде давлений в нем.

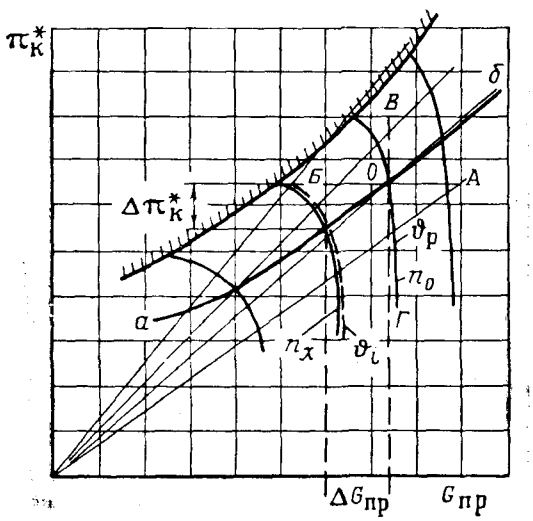


Рис. 9.1. Характеристика компрессора с прямолинейными характеристиками сети

Эти же линии можно рассматривать как линии рабочих режимов компрессора в системе газотурбинного двигателя при критическом и сверхкритическом перепаде в сопловом аппарате. При этом угловой коэффициент каждой линии можно выразить в виде

$$K=\frac{F_в}{F_{с.а}}\frac{\nu}{\delta_г\delta_{с.а}}\frac{s_в}{s_г}\sqrt{\frac{T_г^*}{T_н^*}}.$$

Если проходные сечения $F_в$ и $F_{с.а}$ принять постоянными, то каждой линии будет соответствовать определенное отношение $T_г/T_н^*$, которое, следовательно, определяет пропускную способность компрессора.

Необходимо одновременно иметь в виду, что сохранение $T_г^*/T_н^*=$ $=\text{const}$ при постоянных значениях $F_в$, $F_{с.а}$ и $n_{пр}=\text{var}$ связано с соответствующим изменением сечения реактивного сопла $F_с$.

В гл. 8 было доказано, что характеристики сети в системе газотурбинного двигателя, или линия рабочих режимов, может быть также выражена уравнением (8.82), в котором линейная зависимость между $\pi_к^*$ и $q(\lambda_в)$ не соблюдается (линия $а$—$б$ на рис. 9.1). Очевидно, что линии характеристик сети останутся без изменения, если предположить, что переменной величиной в коэффициенте K является проходное сечение соплового аппарата турбины, а следовательно, и отношение $F_в/F_{с.а}$, отношение же температур $T_г^*/T_н^*$ будет для всех линий одинаковым. Из рис. 9.1 следует, что изменение оборотов однозначно определяет режим работы компрессора только при данном значении углового коэффициента K и входящих в него параметров. Одновременное воздействие числа оборотов и проходных сечений (или $T_г^*/T_н^*$) позволяет полу-

чить любую точку на характеристике компрессора и любой закон изменения степени повышения давления в зависимости от приведенного расхода воздуха. В частности, можно получить постоянную степень повышения давления при изменении расхода воздуха и оборотов (линия *АОБ*). В этом случае необходимо увеличить угловой коэффициент K путем уменьшения проходного сечения соплового аппарата или увеличения $T_г^*/T_н^*$ при уменьшении оборотов, или уменьшая K при увеличении числа оборотов.

Можно также поддерживать постоянный расход воздуха (линия *ВОГ*) при увеличении или уменьшении оборотов при условии, что режим $G_{в.пр}=\text{const}$ не совпадает с линией, имеющей постоянные приведенные обороты.

При работе компрессора в системе двигателя наиболее часто применяется изменение числа оборотов с сохранением постоянных проходных сечений в сопловом аппарате турбины и в реактивном сопле. Интересны также двигатели с изменяемыми проходными сечениями в сопловом аппарате турбины и в реактивном сопле, что позволяет получать более выгодные параметры компрессора на различных режимах работы.

9.2.2. ПОВОРОТ ЛОПАТОК НАПРАВЛЯЮЩЕГО АППАРАТА В СТУПЕНИ КОМПРЕССОРА

9.2.2.1. Характеристика сети при повороте лопаток направляющего аппарата

Регулирование многоступенчатого осевого компрессора путем поворота лопаток направляющего аппарата находит широкое применение. Такое регулирование в газотурбинных двигателях является весьма эффективным, позволяя увеличивать запас устойчивой работы компрессора, а также повышать к. п. д. и производительность компрессора. Б случае изменения углов установки направляющего аппарата можно принять, что характеристика сети при испытании изолированного компрессора или отдельных ступеней, а также линия рабочих режимов на характеристике компрессора газотурбинного двигателя будут оставаться практически такими же, как и при изменении оборотов. В частности, если рассматривать характеристику сети в виде, соответствующем уравнению (8.78), то при одинаковых значениях $F_{др}$, $q(\lambda_{др})$ и показателя политропы $n_к$ (или к. п. д. компрессора) изменение $\pi_к^*$ в зависимости от $q(\lambda_в)$ будет одним и тем же при изменении как числа оборотов, так и угла установки лопаток направляющего аппарата, поскольку эти изменения в явном виде не входят в уравнение (8.78).

Аналогичное положение будет справедливо для характеристики сети, соответствующей уравнению (8.79), при одинаковых значениях $F_{с.а}$ и $T_г^*/T_н^*$. Наконец, если характеристика сети выражается уравнением (8.82), то она будет одинакова при изменении числа оборотов и при повороте лопаток направляющего аппарата в случае сохранения неизменными значений $F_{с.а}$, $\pi_т^*$ и коэффициентов полезного действия компрессора и турбины, которые определяют величину коэффициента пропорциональности A в уравнении (8.82). Поэтому если вследствие изменения угла установки лопаток направляющего аппарата от $\vartheta_р$ до ϑ_i при $n=\text{const}$ степень повышения давления изменится на некоторую величину $\Delta\pi_к^*$, то расход должен измениться на величину $\Delta G_{пр}$, определяемую характеристикой сети *а—б*.

Если степень повышения давления изменится на ту же величину $\Delta\pi_к^*$ за счет изменения числа оборотов от n_0 до n_x, то при указанных выше условиях, т. е. ($F_{с.а}=\text{const}$; $\eta_к^*=\text{const}$ и т. д.), расход изменится на такую же величину $\Delta G_{пр}$, что и при повороте лопаток направляю-

щего аппарата. Обороты n_x можно назвать эквивалентными оборотами. Однако при повороте лопаток нарушается геометрическое и кинематическое подобие в компрессоре, вследствие чего при одинаковом изменении $\pi_к^*$ к. п. д. компрессора должен изменяться по разному в случае изменения углов установки лопаток или числа оборотов. Изменится также режим работы турбины, и поэтому получить в обоих случаях одинаковое $G_{пр}$ возможно лишь при некотором различии в температуре газа или проходных сечений соплового аппарата турбины и реактивного сопла. Тем не менее полезно применять понятие об эквивалентных оборотах при повороте лопаток направляющего аппарата, но только с учетом изменения к. п. д.

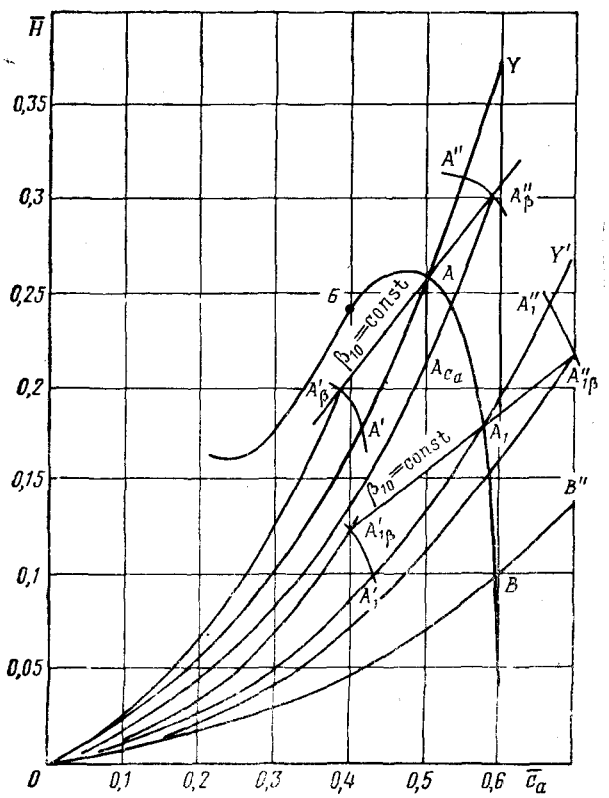


Рис. 9.2. Характеристики одноступенчатого осевого компрессора и сети с точками, соответствующими различным углам установки лопаток направляющего аппарата

Если рассматривать характеристику ступени компрессора в виде $\bar{H}=f(\bar{c}_a)$, то для каждого положения дросселя характеристика сети согласно уравнению (8.76) будет иметь вид квадратной параболы:

$$\bar{H}=B\bar{c}_a^2.$$

При изменении оборотов, но с постоянной характеристикой сети, режим работы ступени будет оставаться в одной и той же точке A (рис. 9.2). Таким образом, осевая скорость будет изменяться пропорционально числу оборотов, что отмечалось и ранее. В случае поворота лопаток направляющего аппарата характеристику сети при каждом значении $F_{др}$ можно считать неизменной; но характеристика компрессора, как показано ниже, переместится на графике влево или вправо от исходной в за-

висимости от того, уменьшается или увеличивается угол установки лопаток.

Таким образом, если сечение $F_{др}$ при повороте лопаток направляющего аппарата будет оставаться неизменным, то новым углам установки лопаток будут однозначно соответствовать режимы работы A' или A'', находящиеся на характеристике сети OY.

Если при испытании изолированного компрессора одновременно с поворотом лопаток направляющего аппарата изменять проходные сечения в напорной магистрали, то, подчиняя изменение отдельных параметров (напора, расхода, углов атаки и т. д.) определенным условиям, можно получить полную характеристику компрессора как при различных, так и при одних и тех же приведенных оборотах.

9. 2. 2. 2. Влияние поворота лопаток направляющего аппарата на характеристики ступени

Качественный анализ

Влияние поворота лопаток направляющего аппарата на характеристики осевого компрессора целесообразно показать сначала применительно к ступени компрессора, рассматривая с этой целью треугольники скоростей элементарной ступени на среднем радиусе при различных

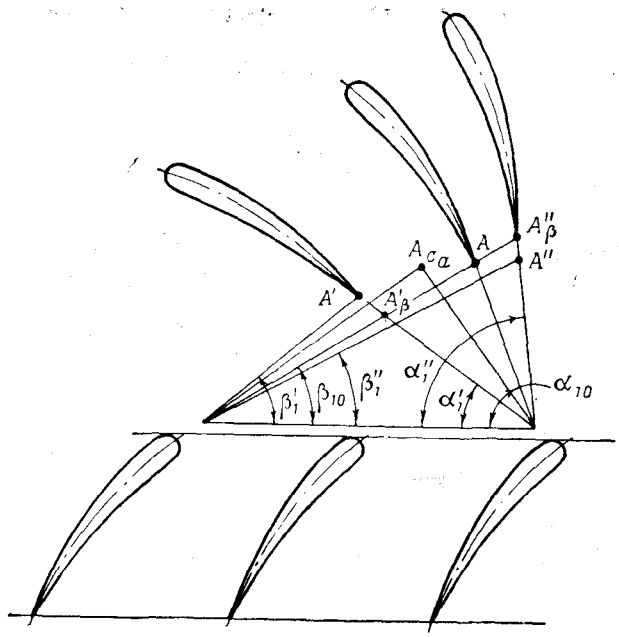


Рис. 9.3. Треугольники скоростей на входе в элементарную ступень осевого компрессора при различных углах установки лопаток направляющего аппарата

углах потока α_1 на выходе из направляющего аппарата, расположенного перед колесом (рис. 9.3). Отметим, что поворот лопаток направляющего аппарата и, следовательно, изменение их угла установки можно характеризовать изменением угла потока α_1, т. е. величиной $\Delta\alpha_1$. Действительно, заменяя в рис. 2.6 применительно к направляющему аппарату угол выхода потока β_2 углом α_1 (см. разд. 2.2), можем угол установки лопаток записать в виде

$$\vartheta_{п.а} = \alpha_1 + \delta - \chi_1.$$

Для двух положений лопаток аппарата, учитывая, что $\chi_1 = \text{const}$,

$$\Delta\vartheta_{\text{н.а}} = \Delta\alpha_1 + \Delta\delta.$$

Угол отставания потока δ на выходе из решетки мало зависит от изменения угла атаки. Поэтому если пренебречь величиной $\Delta\delta$:

$$\Delta\vartheta_{\text{н.а}} \cong \Delta\alpha_1.$$

Как уже отмечалось, при повороте лопаток направляющего аппарата и неизменной характеристике сети режимы работы компрессора перемещаются по этой характеристике.

Предположим, что такое перемещение произошло в точки A' и A'' (см. рис. 9.2), и рассмотрим, как изменяются при этом углы β_1 и углы атаки. Отношение коэффициентов напора при изменении углов α_1 и β_1 будет выражаться уравнением

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\overline{H}_{th0}} = \frac{\overline{c}_a}{\overline{c}_{a0}} \frac{\operatorname{ctg}\beta_1 - \operatorname{ctg}\beta_2}{\operatorname{ctg}\beta_{10} - \operatorname{ctg}\beta_{20}}.$$

Индексом «0» в этом уравнении обозначены исходные углы и параметры. Принимая, что для ступени $\overline{H}_{th} \cong \overline{H}_{\text{к}} = \overline{H}/\eta_{\text{к}}^*$, и заменяя $\overline{H}$ равенством $\overline{H} = B\overline{c}_a^2$, получим после преобразований выражение для определения $\operatorname{ctg}\beta_1$:

$$\operatorname{ctg}\beta_1 = \operatorname{ctg}\beta_2 + \frac{\eta_{\text{к}0}^*}{\eta_{\text{к}}^*}(\operatorname{ctg}\beta_{10} - \operatorname{ctg}\beta_{20}) \frac{\overline{c}_a}{\overline{c}_{a0}}.$$

Если предположить, что $\eta_{\text{к}}^* = \eta_{\text{к}0}^*$, и учесть, что при изменении α_1 угол $\beta_2 \cong \text{const}$, то получим уравнение

$$\operatorname{ctg}\beta_1 = a + b\frac{\overline{c}_a}{\overline{c}_{a0}}.$$

Так как при переходе в точку A' коэффициент расхода уменьшается, а при переходе в точку A'' — возрастает, то, следовательно, в точке A' угол β_1' будет больше, а угол атаки i' меньше по сравнению со значениями β_{10} и i_0 в точке A. Наоборот, в точке A'' угол β_1'' уменьшится, а угол атаки возрастет, что и показано на рис. 9.3, где точками A, A' и A'' обозначены вершины треугольников, соответствующие аналогичным точкам на рис. 9.2. В случае, когда $\eta_{\text{к}}^* \neq \eta_{\text{к}0}^*$, уменьшение и увеличение углов β_1 и i будет происходить в большей или меньшей степени по сравнению со случаем, когда $\eta_{\text{к}}^* = \eta_{\text{к}0}^*$.

При повороте лопаток направляющего аппарата можно сохранить постоянными угол β_{10} и угол атаки i_0. На рис. 9.3 этому случаю соответствуют треугольники с вершинами A, A_β' и A_β''. На характеристике компрессора постоянному углу β_{10}, существующему в точке A, будет приблизительно соответствовать прямая линия, проходящая через точку A. Действительно, из уравнения для теоретического напора

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\overline{c}_a} = \operatorname{ctg}\beta_1 - \operatorname{ctg}\beta_2.$$

Так как можно принять, что угол $\beta_2 = \text{const}$, то для условия, когда $\beta_1 = \text{const}$,

$$\frac{\overline{H}_{th}}{\overline{c}_a} = \text{const}.$$

Принимая, как и выше, что для ступени $\overline{H}_{th} \cong \overline{H}/\eta_к^*$, будем иметь

$$\frac{\overline{H}}{\bar{c}_a \eta_к^*} = \text{const} = \overline{\overline{H}}.$$

Величина $\overline{H}$ определяется по параметрам точки, лежащей на исходной характеристике. При $\eta_к^* = \text{const}$ получаем в координатах $\overline{H} = f(\bar{c}_a)$ для каждого исходного угла β_{10} прямую линию, проходящую через выбранную точку A на исходной характеристике (см. рис. 9.2). В действительности линейный закон справедлив только при относительно небольшом удалении от исходной характеристики в связи с тем, что к. п. д. компрессора при отклонении от исходной характеристики должен изменяться. Очевидно, что для поддержания угла $\beta_{10} = \text{const}$ (а следовательно, $i_0 = \text{const}$) необходимо одновременно с поворотом лопаток направляющего аппарата изменять сопротивление сети и требующийся режим (например, точки A'_β и A''_β) будет получаться при пересечении прямой $\beta_{10} = \text{const}$ и соответствующих характеристик сети (см. рис. 9.2). Если точкам A' и A'_β соответствует один и тот же угол поворота лопаток направляющего аппарата, то, следовательно, они должны лежать на одной характеристике компрессора. Так как при перемещении по характеристике в сторону бо́льших коэффициентов расхода углы потока β_1 возрастают и углы атаки уменьшаются, то, следовательно, в точке A' угол β_1 больше, чем в точке A'_β, а угол атаки меньше, что было показано и выше путем сопоставления углов в точках A' и A. Поскольку точка A на рис. 9.2 расположена близко к границе неустойчивых режимов, то ей соответствует достаточно большой угол атаки на входе в рабочее колесо. Поэтому очевидно, что в данном случае целесообразно уменьшить угол установки направляющих лопаток, увеличивая тем самым угол β_1 и уменьшая угол атаки. Такое положение будет иметь место в первых ступенях многоступенчатого компрессора при пониженных оборотах и в последних ступенях — при повышенных оборотах.

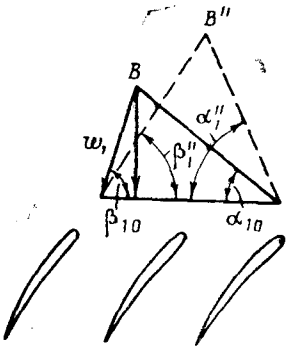


Рис. 9.4. Треугольники скоростей при отрицательном исходном угле атаки

При повороте лопаток направляющего аппарата можно сохранить неизменной осевую скорость, если соответствующим образом изменять характеристики сети (точка A_{ca} на рис. 9.2 и 9.3).

Из изложенного видно, что поворот лопаток направляющего аппарата однозначно влияет на режим работы компрессора только при определенной характеристике сети и сопровождается наряду с изменением коэффициента напора также изменением $\bar{c}_a$, β_1 и i. В общем же случае поворот лопаток может происходить как с изменением, так и с сохранением углов атаки и $\bar{c}_a$ в зависимости от того, как изменяется при этом характеристика сети.

При работе первых ступеней в многоступенчатом компрессоре может быть и такое положение, когда режим их работы находится в левой части характеристики (точка $Б$ на рис. 9.2). В этом случае, как установлено ранее, часть лопатки охвачена обратным течением, а остальная часть работает при малых углах атаки. Напор ступени и расход воздуха через нее на этом режиме являются пониженными. Если в данном случае имеющийся расход отнести ко всей проточной части ступени, то это будет соответствовать весьма большому углу атаки при некотором очень малом (условном) значении угла потока β_1. Поэтому поворот лопаток направляющего аппарата при неизменной характеристике сети будет

эффективным только при уменьшении их угла установки, так как угол β_1 будет возрастать, а угол атаки при этом будет уменьшаться. Предположим теперь, что ступень работает при нормальном угле атаки (точка A_1 на рис. 9.2). В этом случае с помощью поворота лопаток направляющего аппарата целесообразно как увеличивать, так и уменьшать напор и расход, поддерживая постоянный угол атаки, т. е. перемещаясь по линии $\beta_{1\,0}=\text{const}$. Наконец, при пониженных оборотах последние ступени многоступенчатого компрессора и на повышенных оборотах — первые ступени работают на режимах с малыми и отрицательными углами атаки (см. рис. 9.2, точка B), когда ступень заперта. Повысить расход в этом случае можно, только увеличивая угол установки лопаток направляющего аппарата и приводя угол атаки к нулевому и положительному значению (рис. 9.4), так как при этих углах режим запирания перемещается на бо́льшие числа $\bar{M}_1$. Одновременно будет возрастать и напор. При этом новый режим работы с бо́льшими значениями $\bar{c}_a$ может находиться на одной и той же характеристике сети (например, точка B'' на рис. 9.2) или же соответствовать характеристике, где угол β_1 будет меньше (например, точка $A''_{1\beta}$ на рис. 9.2, где $\beta_1=\beta_{1\,0}$).

Определение осевой скорости и напора в ступени по данным на среднем радиусе

На рис. 9.3 было показано изменение треугольников скоростей на входе в рабочее колесо элементарной ступени при изменении углов установки лопаток направляющего аппарата с различными и одинаковыми углами потока β_1 при $u=\text{const}$. Установим связь осевой скорости с углом установки лопаток направляющего аппарата. Из треугольника скоростей на входе имеем

$$c_a=w_{1u}\operatorname{tg}\beta_1=(u-c_{1u})\operatorname{tg}\beta_1.$$

Так как

$$c_{1u}=c_a\operatorname{ctg}\alpha_1,$$

то

$$c_a=(u-c_a\operatorname{ctg}\alpha_1)\operatorname{tg}\beta_1,$$

откуда

$$c_a=\frac{u\operatorname{tg}\beta_1}{1+\operatorname{ctg}\alpha_1\operatorname{tg}\beta_1},$$

или

$$c_a=\frac{u}{\operatorname{ctg}\beta_1+\operatorname{ctg}\alpha_1}. \qquad (9.1)$$

Напишем аналогичное уравнение для исходного (расчетного) значения параметров, которые условимся обозначать индексом «0»:

$$c_{a0}=\frac{u}{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0}+\operatorname{ctg}\alpha_{1\,0}}. \qquad (9.2)$$

Сопоставляя, получим (при $u=\text{const}$)

$$\frac{c_a}{c_{a0}}=\frac{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0}+\operatorname{ctg}\alpha_{1\,0}}{\operatorname{ctg}\beta_1+\operatorname{ctg}\alpha_1}. \qquad (9.3)$$

Заменим углы β_1 и α_1 выражениями, учитывающими изменение угла атаки и угла установки лопаток направляющего аппарата. Примем, что $\Delta i=i-i_0=-(\beta_1-\beta_{1\,0})$ и $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}=\vartheta_{\text{н.а}}-\vartheta_{\text{н.а0}}\cong\alpha_1-\alpha_{1\,0}$.

Тогда

$$\beta_1=\beta_{1\,0}-\Delta i;\quad \alpha_1=\alpha_{1\,0}+\Delta\vartheta_{\text{н.а}};$$

$$\frac{c_a}{c_{a0}}=\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{a0}}=\frac{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0}+\operatorname{cgt}\alpha_{1\,0}}{\operatorname{ctg}(\beta_{1\,0}-\Delta i)+\operatorname{ctg}(\alpha_{1\,0}+\Delta\vartheta_{\text{н.а}})}. \qquad (9.4)$$

На рис. 9.5 показано изменение c_a/c_{a0} в зависимости от $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}$ при нескольких значениях Δi. В качестве исходных значений принято $\beta_{1\,0}=48°50'$, $\alpha_{1\,0}=66°30'$ и $\bar{c}_{a0}=0{,}763$. Из рис. 9.5 следует, что при заданном Δi уменьшение угла установки ($\Delta\vartheta_{\text{н.а}}<0$) связано с уменьшением c_a, а увеличение угла установки вызывает рост c_a. Это совпадает с изложенными выше данными качественного анализа. Уменьшение угла атаки ($\Delta i<0$) при данном $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}$ вызывает рост осевой скорости, что является очевидным.

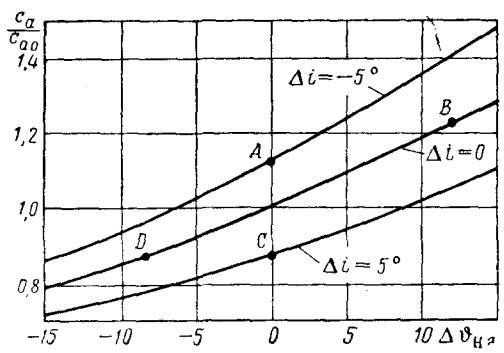


Рис. 9.5. Изменение c_a/c_{a0} в зависимости от изменения угла установки лопаток на входе в РК и угла атаки НА

Рост осевой скорости как при увеличении угла установки лопаток направляющего аппарата, так и при уменьшении угла атаки на входе в рабочее колесо будет ограничиваться запиранием решетки рабочего колеса. С другой стороны, если предположить, что при $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}=0$ и $\Delta i=-5°$ (точка A) решетка рабочего колеса заперта, то при переходе к $\Delta i=0$ и $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}=12°$ (точка B) c_a может увеличиться примерно на 10%, что согласуется и с ростом M_{max} в зависимости от угла атаки (см. рис. 5.7).

Рассмотрим теперь изменение теоретического напора при изменении α_1, использовав вначале треугольники скоростей и принимая, что при повороте лопаток направляющего аппарата угол β_1 и угол атаки

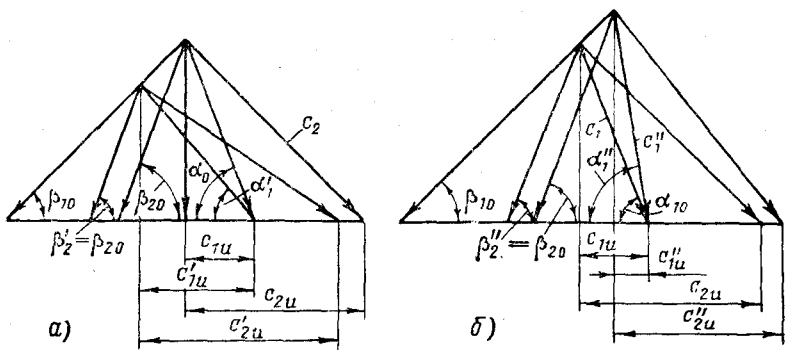


Рис. 9.6. Изменение треугольников скоростей рабочего колеса при повороте лопаток НА:

а—$\Delta\alpha=-20°$; $c_{1u}'/c_{1u}=1{,}5$; $c_{2u}'/c_{2u}=1{,}09$: $H_{th}'/H_{th}=0{,}75$; *б*—$\Delta\alpha=+12°$; $c_{1u}'/c_{1u}=0{,}50$; $c_{2u}'/c_{2u}=0{,}93$; $H_{th}'/H_{th}=1{,}18$

сохраняются постоянными (рис. 9.6). Примем, как и ранее, что при повороте лопаток направляющего аппарата углы β_2 на выходе из рабочего колеса остаются постоянными.

Из рис. 9.6, *а* видно, что при уменьшении угла установки лопаток (или угла α_1) сильно возрастает окружная составляющая на входе c_{1u}

при относительно небольшом увеличении c_{2u}. В результате Δc_u и H_{th} уменьшаются. В случае увеличения угла установки (рис. 9.6,*б*) окружная составляющая c_{1u} уменьшается значительно существеннее, чем c_{2u}. Поэтому происходит рост Δc_u и теоретического напора. Для получения количественных данных воспользуемся применявшимся ранее уравнением

$$\frac{H_{th}}{H_{th0}} = \frac{c_a}{c_{a0}} \frac{\operatorname{ctg}\beta_1 - \operatorname{ctg}\beta_2}{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0} - \operatorname{ctg}\beta_{2\,0}}.$$

Заменяя отношение c_a/c_{a0} выражением (9.4) и принимая, что угол потока на выходе из решетки β_2 при повороте лопаток направляющего аппарата остается постоянным, получим

$$\frac{H_{th}}{H_{th0}} = \frac{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0} + \operatorname{ctg}\alpha_{1\,0}}{\operatorname{ctg}(\beta_{1\,0} - \Delta i) + \operatorname{ctg}(\alpha_{1\,0} + \Delta\vartheta_{\text{н.а}})} \frac{\operatorname{ctg}(\beta_{1\,0} - \Delta i) - \operatorname{ctg}\beta_{2\,0}}{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0} - \operatorname{ctg}\beta_{2\,0}}. \quad (9.5)$$

При $\Delta i = 0$

$$\frac{H_{th}}{H_{th0}} = \frac{c_a}{c_{a0}} = \frac{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0} + \operatorname{ctg}\alpha_{1\,0}}{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0} + \operatorname{ctg}(\alpha_{1\,0} + \Delta\vartheta_{\text{н.а}})}.$$

На рис. 9.7 показано изменение H_{th}/H_{th0} в зависимости от $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}$ при нескольких значениях Δi, откуда видно, что с увеличением угла установки при постоянном Δi напор возрастает. Рост напора будет ограничиваться запиранием решетки.

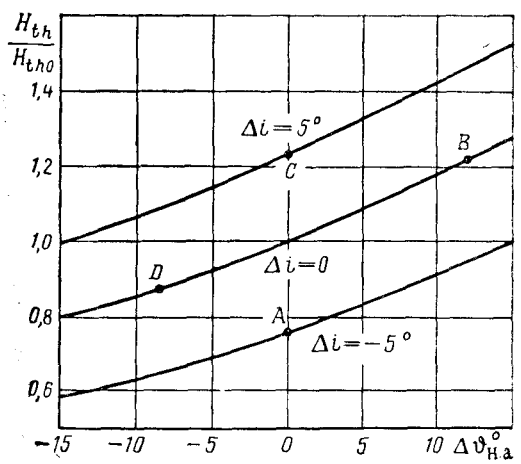


Рис. 9.7. Изменение H_{th}/H_{th0} в зависимости от изменения угла установки на входе в РК и угла атаки лопаток НА

С другой стороны, если предположить, что в точке A решетка заперта, то при переходе к $\Delta i = 0$ и $\Delta\vartheta_{\text{н.а}} = +12°$ (точка B) будет иметь место значительное увеличение теоретического напора. При уменьшении угла атаки ($\Delta i < 0$) напор для каждого заданного значения $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}$ уменьшается, что и должно быть в соответствии с рассмотренными выше закономерностями изменения напора в зависимости от угла атаки. При увеличении угла атаки ($\Delta i > 0$), независимо от значения $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}$, напор возрастает. Однако увеличение угла атаки будет ограничиваться появлением неустойчивых режимов.

В элементарной ступени в случае, когда при повороте лопаток направляющего аппарата сохраняется исходный угол атаки ($\Delta i = 0$), создаются благоприятные условия для поддержания к. п. д. на уровне, близком к к. п. д., соответствующему расчетному углу установки лопаток. Однако и в этом случае неизбежно некоторое ухудшение к. п. д. вследствие роста потерь в направляющем аппарате, в котором при повороте лопаток изменяются углы атаки на входе.

Если же одновременно с поворотом лопаток направляющего аппарата изменяется и угол атаки на входе в рабочее колесо ($\Delta i \neq 0$), то возникают дополнительные потери, и к. п. д. ступени соответственно уменьшается.

Изменение параметров по радиусу

Если рассматривать ступень в целом, то необходимо иметь в виду, что практически невозможно при повороте лопаток направляющего аппарата сохранить по всей высоте лопатки такие же условия, какие приняты для среднего радиуса (например, $\Delta i=0$ или $\Delta i=\text{const}$). Это является следствием того, что при изменении по радиусу угла установки лопаток (и приблизительно угла потока) на одну и ту же величину $\Delta\vartheta_{н.а}$ осевая скорость и напор на других радиусах изменяются по условиям равновесия не так, как требуется для поддержания, например, $\Delta i=0$. Покажем это, используя уравнение радиального равновесия (2.105) для осевого зазора между направляющим аппаратом и рабочим колесом:

$$\frac{dc_a^2}{dr}+\frac{1}{r^2}\frac{d(c_u r)^2}{dr}=0.$$

Так как $c_u=c_a\operatorname{ctg}\alpha_1$, то

$$\frac{dc_a^2}{dr}+\frac{1}{r^2}\frac{d(c_a\operatorname{ctg}\alpha_1\cdot r)^2}{dr}=0.$$

Дифференцируя второй член этого уравнения и преобразуя, получим

$$\frac{dc_a}{c_a}(1+\operatorname{tg}^2\alpha_1)+\frac{dr}{r}-\frac{d\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_1}=0. \qquad (9.6)$$

Выразим в третьем члене этого уравнения $\operatorname{tg}\alpha_1$ в виде

$$\operatorname{tg}\alpha_1=\operatorname{tg}(\alpha_{1\,0}+\Delta\vartheta_{н.а})=\frac{\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}+\operatorname{tg}\Delta\vartheta_{н.а}}{1-\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}\operatorname{tg}\Delta\vartheta_{н.а}},$$

где индексом «0» обозначены расчетные значения угла α_1. После дифференцирования, при котором принято, что $d\operatorname{tg}\Delta\vartheta=0$, так как $\Delta\vartheta=\text{const}$ по радиусу, после преобразований будем иметь

$$\frac{dc_a}{c_a}(1+\operatorname{tg}^2\alpha_1)+\frac{dr}{r}-\frac{(1+\operatorname{tg}^2\Delta\vartheta_{н.а})\operatorname{tg}(\alpha_{1\,0}+\Delta\vartheta_{н.а})\,d\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}}{(\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}+\operatorname{tg}\Delta\vartheta_{н.а})^2}=0.$$

Разделив все члены уравнения на $(1+\operatorname{tg}^2\alpha_1)=\frac{1}{\cos^2\alpha_1}$, получим

$$\frac{dc_a}{c_a}+\frac{dr}{r}\cos^2\alpha_1-\frac{(1+\operatorname{tg}^2\Delta\vartheta_{н.а})\operatorname{tg}(\alpha_{1\,0}+\Delta\vartheta_{н.а})\,d\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}}{(\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}+\operatorname{tg}\Delta\vartheta_{н.а})^2}\cos^2\alpha_1=0. \qquad (9.7)$$

Если $\alpha_{1\,0}=\text{const}$, то уравнение (9.7) примет рассмотренный ранее вид

$$\frac{dc_a}{c_a}+\frac{dr}{r}\cos^2\alpha_1=0.$$

Откуда, учитывая, что $\alpha_1=\alpha_{1\,0}+\Delta\vartheta_{н.а}=\text{const}$ по радиусу, получим

$$c_a r^{\cos^2\alpha_1}=\text{const}.$$

Если в исходном варианте циркуляция по радиусу постоянна, то

$$\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}=\text{const}\cdot r \text{ и } d\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}=\text{const}\cdot dr.$$

Подставляя это выражение в третий член уравнения (9.7) и умножив и разделив его на радиус, можем написать это уравнение в виде

$$\frac{dc_a}{c_a}+\frac{dr}{r}\cos^2\alpha_1\left[1-\frac{(1+\operatorname{tg}^2\Delta\vartheta_{н.а})\operatorname{tg}(\alpha_{1\,0}+\Delta\vartheta_{н.а})\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}}{(\operatorname{tg}\alpha_{1\,0}+\operatorname{tg}\Delta\vartheta_{н.а})^2}\right]=0 \qquad (9.8)$$

или

$$\frac{dc_a}{c_a}+\frac{dr}{r}\chi=0. \qquad (9.9)$$

При $\Delta\vartheta_{н.а}=0$ получим $\chi=0$ и $c_a=\text{const}$ по радиусу, что и должно быть в исходном варианте.

Так как коэффициент χ является функцией α_1 и, следовательно, радиуса, то в общем случае распределение осевой скорости по радиусу должно находиться путем графического интегрирования уравнения (9.9).

Расчеты показывают, что из-за малости величины χ можно с удовлетворительной степенью точности принять значение χ постоянным и равным его значению на среднем радиусе.

Таблица 9.1

$\bar{r}$	$\bar{r}_{ср}=0,8$	$\bar{r}=0,6$	$\bar{r}=1,0$
	$\Delta\vartheta_{н.а}=0$		
$\alpha_{1\,0}$	66°30′	60°	70°50′
$\beta_{1\,0}$	48°50′	67°50′	37°50′
$c_{a\,0}$ *м/сек*	187	187	187
	$\Delta\vartheta_{н.а}=+10°$		
α_1	76°30′	70°	80°50′
β_1	48°50′	63°40′	39°20′
c_a *м/сек* [по уравнению (9.10)]	220	187	222
c_a *м/сек* при $\beta_1=\beta_{1\,0}$	220	239	211
	$\Delta\vartheta_{н.а}=-10°$		
α_1	56°30′	50°	60°50′
β_1	48°50′	73°50′	35°40′
c_a *м/сек* [по уравнению (9.10)]	159,5	163	157
c_a *м/сек* (при $\beta_1=\beta_{1\,0}$)	159,5	148	166

Тогда получим решение уравнения (9.9) в виде

$$c_a r^{\chi_{ср}}=\text{const}. \qquad (9.10)$$

В табл. 9.1 дано изменение c_a и β_1 по радиусу в соответствии с уравнением (9.10) для случаев, когда $\Delta\vartheta_{н.а}=+10°$ и $\Delta\vartheta_{н.а}=-10°$, и приведены значения c_a при $\beta_1=\beta_{1\,0}$ на всех радиусах. Из табл. 9.1 следует, что на радиусах, отличных от среднего, углы β_1 не равны исходным углам, так как осевые скорости изменяются по радиусу иначе, чем требуется для сохранения условия $\beta_1=\beta_{1\,0}$ или $i=i_0$. В связи с этим к.п.д. на этих радиусах будет изменяться в большей ступени, чем на среднем радиусе.

В то время как в исходном варианте теоретический напор по радиусу является постоянным, после поворота лопаток он будет переменным. При этом, несмотря на относительно небольшое изменение угла β_1 и осевой скорости c_a, изменение теоретического напора получается достаточно существенным. Так, например, в табл. 9.2 показано изменение напора для случая, когда $\Delta\vartheta_{н.а}=-10°$ в предположении, что на всех радиусах угол выхода потока из рабочего колеса в относительном движении $\beta_2=\beta_{2\,0}$.

Таблица 9.2

$\bar{r}$	0,8	0,6	1,0
$H_{th\,0}$ *дж/кг*	20300	20300	20300
H_{th} *дж/кг* (при $\Delta\vartheta = -10°$)	17300	14150	22100

Такое значительное изменение теоретического напора по радиусу приводит к появлению дополнительных вторичных потерь и к снижению к. п. д.

При отклонении углов атаки от расчетных, даже при $\vartheta_{н.а}$=const, нарушается расчетное распределение осевой скорости и циркуляции по высоте лопатки. Поворот лопаток направляющего аппарата вызовет дополнительное изменение этих величин по радиусу.

Поэтому при применении поворотных лопаток направляющего аппарата, помимо обычных потерь в ступени при нерасчетных углах атаки, появляются еще дополнительные потери.

9.2.2.3. Экспериментальные характеристики ступени

Действительные значения к. п. д. и напоров ступени при различных углах установки лопаток направляющего аппарата можно получить в основном экспериментальным путем. На рис. 9.8 показана характери-

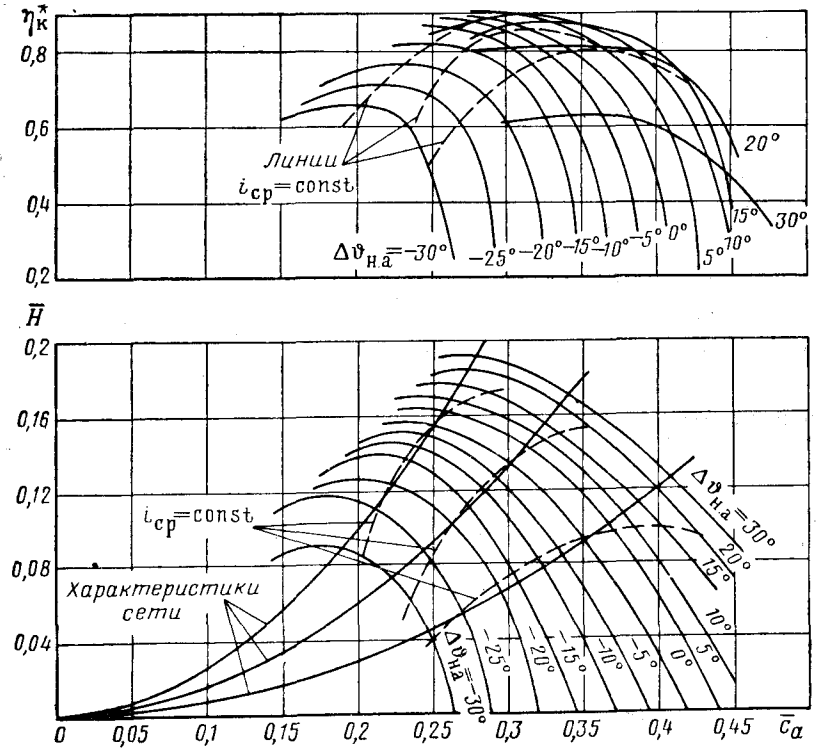


Рис. 9.8. Характеристики ступени осевого компрессора с различными углами установки лопаток НА

стика одноступенчатого осевого компрессора с различными углами установки лопаток направляющего аппарата. На ней приближенно нанесены линии с постоянными углами атаки на среднем радиусе. Из графика, как

и из предыдущих выводов, следует, что в случае увеличения угла установки при $i=\text{const}$ напор и расход увеличиваются, а при уменьшении угла установки — уменьшаются. Нанесенные на этом графике характеристики сети при различном положении дросселя в напорной магистрали показывают, что вдоль каждой характеристики изменение напора и расхода при изменении угла установки лопаток связано и с изменением углов атаки.

9.2.3. ПОВОРОТ ЛОПАТОК НАПРАВЛЯЮЩИХ АППАРАТОВ В МНОГОСТУПЕНЧАТОМ ОСЕВОМ КОМПРЕССОРЕ

9.2.3.1. Особенности регулирования многоступенчатого компрессора

Поскольку на режимах работы многоступенчатого компрессора, отличных от расчетного, изменение режимов отдельных ступеней происходит по-разному, то и поворот лопаток направляющих аппаратов в каждой ступени должен быть различным *). Выше, при рассмотрении влияния поворота лопаток на характеристики ступени, были уже отмечены особенности регулирования первых, средних и последних ступеней многоступенчатого компрессора. Наиболее эффективно использование поворотных лопаток направляющих аппаратов в многоступенчатом компрессоре на пониженных приведенных оборотах, когда сильно уменьшается запас устойчивой работы, тем более, что при больших расчетных степенях повышения давления компрессор на этих режимах вообще устойчиво работать не может. Кроме того, применение поворотных лопаток на пониженных приведенных оборотах позволяет несколько повысить производительность компрессора.

Использование поворотных лопаток на режимах с повышенными приведенными оборотами менее эффективно, так как в этом случае первые ступени работают на режимах, близких к запиранию. Тем не менее поворот лопаток направляющих аппаратов первых и последних ступеней может и на этих режимах внести заметные положительные изменения в характеристики первых и последних ступеней, как уже отмечалось выше.

9.2.3.2. Анализ экспериментальных данных

Используя выводы и данные изложенные выше для ступени компрессора, рассмотрим экспериментальные характеристики, полученные на восьмиступенчатом компрессоре при различных углах установки лопаток направляющих аппаратов в различных ступенях при $n_{\text{пр}}=\text{const}$ [51]. Один из вариантов экспериментальных характеристик в относительном виде показан на рис. 9.9 для приведенных оборотов, меньших расчетных.

Кривые A — характеристики с исходными (расчетными) углами установки лопаток направляющих аппаратов всех ступеней; B и C — характеристики при том же числе оборотов, смещенные с помощью поворота лопаток направляющих аппаратов соответственно для работы при повышенных и пониженных расходах. Таким образом, характеристика B соответствует как бы требованию повысить производительность компрессора при пониженном приведенном числе оборотов. Характеристика же C соответствует работе компрессора при этих $n_{\text{пр}}$ с необходимым запасом устойчивой работы в области с пониженным расходом.

В табл. 9.3 для характеристик B и C даны значения углов поворота $\Delta\vartheta_{\text{н.а}}$ для различных ступеней.

*) Эти же аппараты, кроме НА перед первой ступенью, являются спрямляющими для соответствующих предыдущих ступеней.

Таблица 9.3

№ ступени	1	2	3	4	5	6	7	8
$\Delta\vartheta_{н.а}$ для характеристики B	—6,7	—6,2	—3,2	+1,9	+9,6	+15,2	+22,2	+23,1
$\Delta\vartheta_{н.а}$ для характеристики C	—20,5	—18,2	—14,7	—9,8	—4,3	—0,9	+4,4	+6,1

Рассмотрим сначала характеристику B. Из предыдущего известно, что при пониженных оборотах производительность компрессора ограничивают последние ступени, которые работают при очень малых (и отрицательных) углах атаки и на режимах запирания по расходу. Поэтому было показано, что для увеличения расхода в этих ступенях необходимо увеличить углы установки направляющих аппаратов. В связи с этим в них будут возрастать углы атаки и соответственно возрастать напор и расход. В результате режим работы всего компрессора будет смещаться в область с более высокими расходами *)

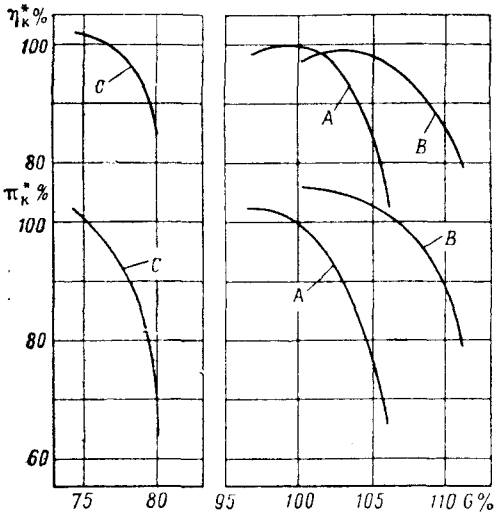


Рис. 9.9. Характеристики восьмиступенчатого компрессора при повороте лопаток направляющих аппаратов всех ступеней

Работа первых ступеней на исходном режиме соответствует левой части характеристики или правой части характеристики вблизи максимума напора. При увеличении расхода, обусловленном поворотом лопаток в последних ступенях, в первых ступенях будут уменьшаться углы атаки и возрастать или уменьшаться напор в зависимости от того, в какой точке характеристики находится исходный режим. Для увеличения запаса устойчивости в этих ступенях целесообразно уменьшить углы установки лопаток направляющих аппаратов, что дополнительно уменьшает при новом расходе углы атаки и удаляет режимы работы первых ступеней от границы неустойчивых режимов.

Таким образом, поворот лопаток в первых и последних ступенях происходит в противоположных направлениях, причем на режимах с повышенным расходом требуется существенно увеличивать углы установки лопаток в последних ступенях и относительно немного уменьшить их в первых ступенях.

Если в отличие от условий рис. 9.9 рассматривать режим работы многоступенчатого компрессора при повышенных приведенных оборотах, то для увеличения расхода потребуется увеличивать угол установки лопаток направляющих аппаратов в первых ступенях, которые в этом случае работают на малых углах атаки и больших λ_a, и для повышения запаса устойчивости уменьшать угол установки в последних ступенях, которые работают на больших углах атаки.

*) При этом, в отличие от графика рис. 9.9, может возрасти и к. п. д.

Для устойчивой работы при пониженных расходах и приведенных оборотах (характеристика C рис. 9.9) требуется, наоборот, значительно уменьшить углы установки лопаток направляющих аппаратов в первых ступенях и относительно немного увеличить их в последних ступенях. Такое изменение углов является оправданным, ибо, как уже указывалось, при работе на пониженных расходах и одном и том же числе оборотов необходимо в первых ступенях уменьшать углы установки лопаток с целью получить углы атаки, обеспечивающие необходимый запас устойчивой работы. Так, например, если предположить, что при расчетном угле установки лопаток направляющих аппаратов режим работы первой ступени при пониженном расходе переместится в точку C (см. рис. 9.5), где угол атаки возрастет на 5°, то для сохранения угла атаки ($\Delta i=0$) при этом расходе необходимо уменьшить угол установки на 8°, т. е. переместить режим в точку D. Очевидно, что при еще большем возрастании угла атаки потребуется дальнейшее уменьшение угла установки. Однако с этим связано значительное уменьшение напора (см. рис. 9.7) и поэтому для некоторой компенсации этого уменьшения в нескольких последних ступенях целесообразно увеличить угол установки лопаток и повысить напор этих ступеней.

Таким образом, для получения наибольшего эффекта целесообразно поворачивать лопатки направляющих аппаратов всех ступеней, причем поворот лопаток в первых и последних ступенях должен производиться, как правило, в противоположных направлениях. Однако такая конструкция компрессора была бы слишком сложной. Поэтому практически поворотные лопатки применяются только в первых и в последних ступенях. Так, например, в компрессоре двигателя J-79, имеющем 17 ступеней, направляющие аппараты первых семи ступеней имеют поворотные лопатки. В одиннадцатиступенчатом компрессоре двигателя J-93 лопатки в направляющих аппаратах первых трех и последних четырех ступеней поворотные.

Из изложенного следует, что поворот лопаток направляющих аппаратов в первых ступенях служит для увеличения запаса устойчивости на пониженных приведенных оборотах и для некоторого увеличения расхода при повышенных оборотах.

Поворот лопаток в направляющих аппаратах последних ступеней служит для увеличения производительности на пониженных приведенных оборотах и, следовательно, при сверхзвуковых скоростях полета, а также для повышения запаса устойчивости на повышенных оборотах.

9.2.4. ВЛИЯНИЕ ПОВОРОТА РАБОЧИХ ЛОПАТОК НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ

9.2.4.1. Изменение осевой скорости и напора в ступени по параметрам на среднем радиусе

Рассмотрим элементарную ступень на среднем радиусе (рис. 9.10). Изменение угла установки рабочих лопаток от исходного $\vartheta_к$ до $\vartheta_к'$ или $\vartheta_к''$ можно в данном случае характеризовать изменением угла выхода потока β_2. Предполагая, что изменение угла отставания мало, получим

$$\Delta\vartheta_к \approx \Delta\beta_2.$$

Треугольник скоростей на входе в рабочее колесо при новом положении лопаток и при постоянной окружной скорости в частном случае может оставаться таким же, как и при исходном положении лопаток (сплошная линия на рис. 9.10,*а*), но угол атаки будет существенно отличаться от исходного i_0. В общем же случае треугольник скоростей на входе соответственно изменится, а угол атаки может как оставаться равным исходному (пунктирные линии на рис. 9.10, *а*), так и изменяться.

При сохранении угла атаки осевые скорости будут для каждого угла установки различными.

Треугольники скоростей на выходе зависят как от угла установки, так и от условий, принятых на входе (рис. 9.10, *б*, *в*).

Изменение треугольника скоростей и углов атаки определяется изменением характеристики сети при повороте рабочих лопаток. Как показано ниже, поворот рабочих лопаток при постоянном угле атаки вызывает относительно небольшое изменение коэффициента напора.

Если на исходную характеристику компрессора нанести характеристику при $i_0=\text{const}$ (рис. 9.11), проходящую через точку A и соответ-

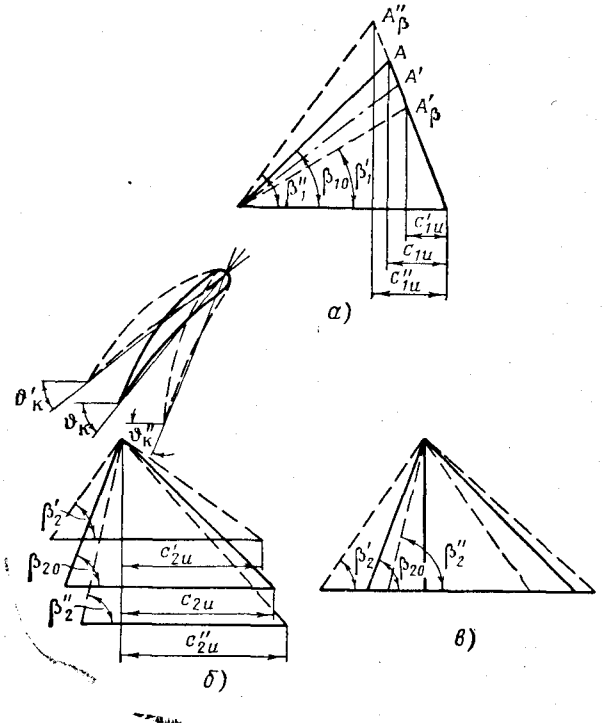


Рис. 9.10. Треугольники скоростей при различных углах установки рабочих лопаток:

а—на входе при $\beta_{1\,0}=\text{const}$ (сплошные линии); и $i_0=\text{const}$ пунктирные линии); *б*—на выходе при $i_0=\text{const}$; *в*—на выходе при $\beta_{1\,0}=\text{const}$

ствующую различным углам установки рабочих лопаток, то очевидно, что сохранить постоянным угол атаки, имеющийся в точке A, возможно только при изменении характеристики сети. Точки пересечения новых характеристик сети OY' и OY'' с линией $i=\text{const}$ определят рабочие режимы работы компрессора при повороте рабочих лопаток (например, точки A'_β и A''_β на рис. 9.11 и на рис. 9.10, *а*). Если будет сохраняться характеристика сети OY, проходящая через точку A, то перемещение вдоль нее (например, в точку A') при повороте рабочих лопаток будет, очевидно, связано с изменением угла атаки. Если предположить, что точки A' и A'_β лежат на характеристике компрессора, соответствующей некоторому углу $\vartheta_к'<\vartheta_к$, то очевидно, что в точке A' угол β_1 будет больше, а угол атаки — меньше по сравнению с углами в точке A_β. Примерное положение точки A' на треугольнике скоростей показано на рис. 9.10, *а*.

Осевая скорость на входе при исходном положении лопаток может быть выражена уравнением (9.2)

$$c_{a0}=\frac{u}{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0}+\operatorname{ctg}\alpha_{1\,0}}.$$

Для исходного положения лопаток

$$\beta_{1\,0}=\beta_{1л0}-i_0=\vartheta_{к0}-\chi_1-i_0, \tag{9.11}$$

где $\beta_{1л0}$ — исходный угол лопатки на входе *).

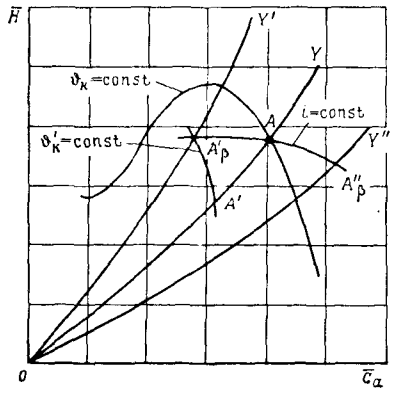


Рис. 9.11. Характеристика ступени с характеристиками сети и точками, соответствующими различным углам установки рабочих лопаток

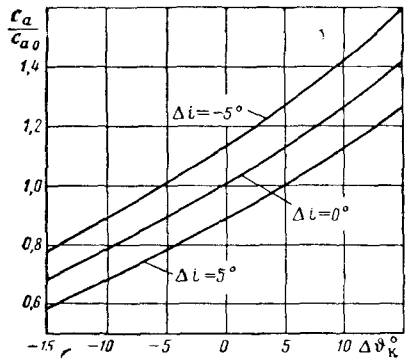


Рис. 9.12. Изменение c_a/c_{a0} при изменении углов установки и углов атаки лопаток рабочего колеса

При новом положении лопаток после поворота

$$\beta_1=\beta_{1л}-i=\vartheta_к-\chi_1-i,$$

откуда

$$\beta_1=\beta_{1\,0}+\Delta\vartheta_к-\Delta i, \tag{9.12}$$

где

$$\Delta i=i-i_0;\quad \Delta\vartheta_к=\vartheta_к-\vartheta_{к0}.$$

Так как угол установки лопаток направляющих аппаратов остается постоянным, то можно принять, что и угол $\alpha_{1\,0}$=const. Вследствие этого отношение осевой скорости после поворота лопаток к осевой скорости при расчетном угле установки можно записать в виде

$$\frac{c_a}{c_{a0}}=\frac{\operatorname{ctg}\beta_{1\,0}+\operatorname{ctg}\alpha_{1\,0}}{\operatorname{ctg}(\beta_{1\,0}+\Delta\vartheta_к-\Delta i)+\operatorname{ctg}\alpha_{1\,0}}. \tag{9.13}$$

На рис. 9.12 показано изменение c_a/c_{a0} в зависимости от $\Delta\vartheta_к$ при нескольких значениях Δi. Исходные значения углов:

$$\beta_{1\,0}=48°50'\text{ и }\alpha_{1\,0}=66°30'.$$

Из графика рис. 9.12 следует, что при Δi=const происходит существенное изменение осевой скорости, превосходящее по своей интенсивности изменение осевой скорости при повороте лопаток направляющих аппаратов. Так, например, при $\Delta i=0$ и $\Delta\vartheta_к=+5°$ изменение c_a/c_{a0} по сравнению с $\Delta\vartheta_к=0$ составляет $\sim 12\%$, тогда как при $\Delta\vartheta_{н.а}=+5°$ это

*)В отличие от гл. 2 и 5 в данной главе углы лопаток обозначаются индексом «л», а не «'», поскольку индекс «'» применяется для обозначения параметров при новом угле установки лопаток.

отношение изменится на 8%. Такое различие объясняется тем, что угол β_1 существенно меньше угла α_1. Следовательно, $\operatorname{ctg}\beta_1 > \operatorname{ctg}\alpha_1$ и поэтому при повороте рабочих и направляющих лопаток на одну и ту же величину $\Delta\vartheta_к = \Delta\vartheta_{н.а}$ изменение $\operatorname{ctg}\beta_1$ будет более существенно влиять на изменение осевой скорости c_a.

Как и при повороте лопаток направляющих аппаратов, рост расхода при увеличении $\Delta\vartheta_к$ и уменьшении угла атаки ($\Delta i < 0$) будет ограничиваться запиранием решетки рабочего колеса. Режимы работы с возрастанием угла атаки ($\Delta i > 0$) будут ограничиваться неустойчивым режимом работы ступени.

При различных углах установки рабочих лопаток угол потока на выходе можно записать в виде

$$\beta_2 = \beta_{20} + \Delta\vartheta_к - \Delta\delta, \tag{9.14}$$

где $\Delta\delta = \delta - \delta_0$ — изменение угла отставания потока на выходе при нерасчетном угле установки лопаток.

Делая допущение, что $\Delta\delta = 0$, получим для изменения теоретического напора выражение

$$\frac{H_{th}}{H_{th0}} = \frac{c_a}{c_{a0}} \frac{\operatorname{ctg}(\beta_{10} + \Delta\vartheta_к - \Delta i) - \operatorname{ctg}(\beta_{20} + \Delta\vartheta_к)}{\operatorname{ctg}\beta_{10} - \operatorname{ctg}\beta_{20}}. \tag{9.15}$$

Угол поворота (отклонения) потока в решетке при новом угле установки лопаток связан с исходным углом поворота потока соотношением, которое вытекает из уравнений (9.12) и (9.14):

$$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1 = \beta_{20} - \beta_{10} - \Delta\delta + \Delta i = \Delta\beta_0 - \Delta\delta + \Delta i.$$

При $\Delta i = 0$ и $\Delta\delta = 0$ $\Delta\beta = \Delta\beta_0$, т. е. угол поворота потока при всех углах установки рабочих лопаток остается постоянным.

На рис. 9.13 показано изменение H_{th}/H_{th0} в зависимости от $\Delta\vartheta_к$ при изменении углов атаки в пределах от $\Delta i = 0$ до $\Delta i = \pm 5°$ и исходных значениях $\beta_{10} = 48°50'$ и $\beta_{20} = 66°14'$.

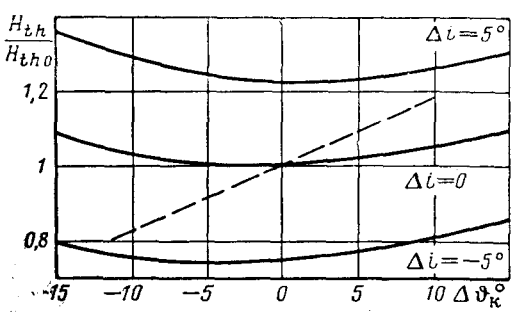


Рис. 9.13. Изменение H_{th}/H_{th0} при изменении углов установки и углов атаки лопаток рабочего колеса

При подсчете H_{th}/H_{th0} отношение c_a/c_{a0} принималось по данным графика рис. 9.12. Из рис. 9.13 видно, что для каждого значения Δi отношение H_{th}/H_{th0} имеет при $\Delta\vartheta_к = \pm\Delta i$ минимальное значение. В частности, при $\Delta i = 0$ минимальное отношение $H_{th}/H_{th0} = 1{,}0$ и достигается при $\Delta\vartheta_к = 0$.

Увеличение H_{th}/H_{th0} по сравнению с минимальным значением при увеличении и уменьшении $\Delta\vartheta_к$ невелико. Так, при $\Delta i = 0$ и $\Delta\vartheta_к = +10°$ увеличение H_{th}/H_{th0}, а следовательно, и H_{th} составляет $\sim 5\%$, а при $\Delta\vartheta_к = -10°$ — всего 3%.

В случае поворота лопаток на $\pm 5°$ увеличение теоретического напора не превышает одного процента.

Таким образом, поворот рабочих лопаток приводит при одинаковых условиях ($\Delta i = \text{const}$) к более существенному изменению расхода при значительно меньшем изменении теоретического напора по сравнению с поворотом направляющих лопаток. Малое изменение напора при повороте лопаток (и $\Delta i = \text{const}$) является следствием сохранения угла поворота потока $\Delta\beta$ в рабочих лопатках, в результате чего с ростом угла

установки ($\Delta\vartheta_к>0$) возрастают одновременно как c_{1u}, так и c_{2u}. В случае же уменьшения угла установки лопаток ($\Delta\vartheta_к<0$) уменьшаются одновременно окружные составляющие на входе и на выходе (см. рис. 9.10). Величина же $\Delta c_u=c_{2u}-c_{1u}$, определяющая при данной окружной скорости величину теоретического напора, изменяется в обоих случаях немного.

Так, например, для исходных данных, принятых при построении графиков рис. 9.12 и 9.13, и при $\Delta i=0$ увеличение угла $\vartheta_к$ на 10° ($\Delta\vartheta_к=10°$), приводит к возрастанию окружной составляющей c_{1u} от 82 *м/сек* до 103 *м/сек*, т. е. на 21 *м/сек*, а окружной составляющей c_{2u} — от 162,5 *м/сек* до 187,5 *м/сек*, т. е. на 25 *м/сек*. В результате Δc_u увеличится от 80,5 *м/сек* до 84 *м/сек*, т. е. всего на 5%.

Если при повороте лопаток сохраняется такой же угол атаки, как и на исходном режиме, то тем самым создаются благоприятные условия для получения достаточно высокого к. п. д. В этом случае и адиабатический (или политропический) напор будет изменяться немного. Однако сохранение угла атаки в элементарных ступенях одновременно на всех радиусах невозможно. Это объясняется тем, что при повороте всех сечений лопатки на один и тот же угол $\Delta\vartheta_к$ проходные сечения по высоте лопатки будут изменяться по-разному. В результате должно происходить перераспределение расхода по радиусу и соответственно изменение скоростей и углов атаки, что связано с дополнительными потерями. Определение этих потерь и к. п. д. ступени практически возможно только экспериментальным путем.

9.2.4.2. Экспериментальные характеристики ступени осевого компрессора при различных углах установки лопаток

На рис. 9.14 показаны характеристики ступени осевого компрессора с различными углами установки лопаток: пунктиром нанесены линии, соответствующие расчетному углу атаки на среднем радиусе.

Из рис. 9.14 следует, что при изменении расчетного угла установки при $\Delta i_{ср}=0$ к. п. д. и коэффициент напора в отличие от графика рис. 9.13 уменьшаются, что можно объяснить влиянием описанных выше потерь, а также ростом чисел $\widetilde{M}_1$ при увеличении $\bar{c}_a$.

В точках, соответствующих максимуму к. п. д. при различных углах установки рабочих лопаток, растет коэффициент напора при увеличении угла установки. На рис. 9.15 показаны зависимости от $\bar{c}_a/\bar{c}_{опт}$ отношений к. п. д. и коэффициента напора, соответствующих максимальному к. п. д. при различных углах установки лопаток, к значениям этих же величин $\eta_{опт}$ и $\overline{H}_{опт}$ в точке максимального к. п. д. для расчетного угла установки [52]. Из рис. 9.15 следует, что с увеличением угла установки коэффициент напора возрастает, и к. п. д. имеет максимальное значение при расчетном угле установки. Если принять, что $\overline{H}_{th}\approx\overline{H}/\eta_к^*$ и нанести отношения $H_{th}/H_{th\,опт}$ из рис. 9.15 на рис. 9.13, то видно, что они соответствуют различным углам атаки (пунктирная линия на рис. 9.13), и этим объясняется рост коэффициента теоретического напора с ростом $\Delta\vartheta_к$.

Как уже отмечалось, поворотные рабочие лопатки пока находят весьма ограниченное применение в качестве средства регулирования вследствие большой конструктивной сложности, однако показанные выше закономерности могут быть использованы при доводке многоступенчатого компрессора.

9.2.5. ПЕРЕПУСК ВОЗДУХА

9.2.5.1. Назначение перепуска и его влияние на работу отдельных ступеней

Регулирование многоступенчатого осевого компрессора путем перепуска в атмосферу части воздуха из промежуточных ступеней приме-

няется при работе компрессора на режимах с пониженными приведенными оборотами.

Такое регулирование применительно к компрессорам газотурбинных двигателей имеет своей целью обеспечить устойчивую работу компрессора, уменьшить вибрационные напряжения в лопатках, а также уменьшить мощность постороннего источника (стартера), требующуюся при запуске двигателя. Влияние перепуска сказывается положительно только при работе ступеней, расположенных до перепуска, на режимах в левой части их характеристик. Чтобы показать это, рассмотрим для

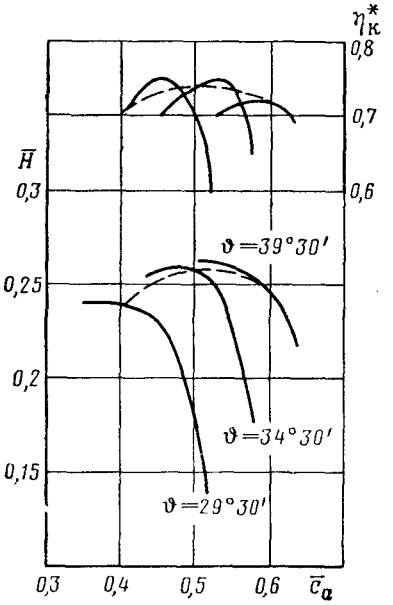


Рис. 9.14. Характеристики одноступенчатого осевого компрессора при различных углах установки рабочих лопаток

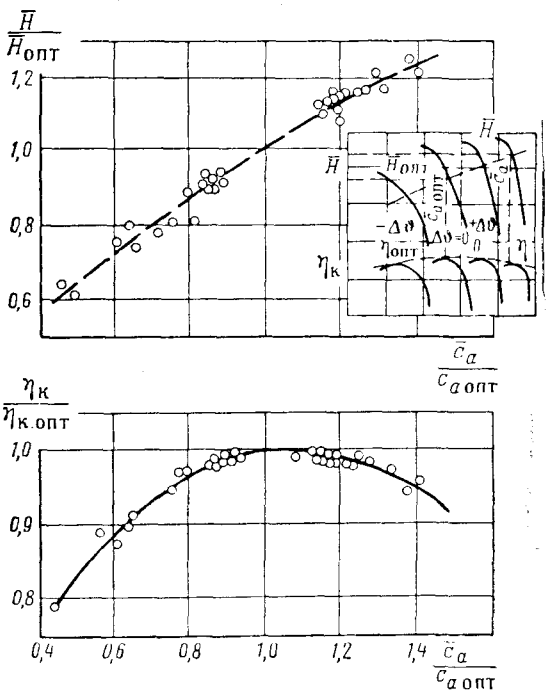


Рис. 9.15. Обобщенная зависимость $\bar{H}/\bar{H}_{опт}$ и $\eta_к/\eta_{к.опт}$ от отношения $\bar{c}_a/\bar{c}_{a\,опт}$

примера режимы работы первой ступени при отсутствии и при наличии перепуска. Предположим, что при отсутствии перепуска режим работы первой ступени на своей характеристике соответствует точке C (рис. 9.16). Если будет открыт перепуск, то расход воздуха через рассматриваемую ступень возрастет и станет равным

$$G_в = G_{вых} + G_{пер},$$

где $G_{вых}$ — полезный расход воздуха на выходе из компрессора при перепуске.

Режим работы ступени переместится вправо по ее характеристике (например, в точку D), и, следовательно, напор и к. п. д. ступени возрастут.

Если же предположить, что при отсутствии перепуска режим работы ступени соответствует точке A, то, когда с перепуском режим переместится вправо (например, в точку B), произойдет уменьшение напора и к. п. д.

Как уже указывалось, режим работы первой ступени может находиться в левой части ее характеристики при работе компрессора с пониженными приведенными оборотами.

Режимы работы других ступеней, расположенных до перепуска, будут в меньшей степени смещаться в левую часть своих характеристик при уменьшении приведенных оборотов, и может оказаться, что в ступенях, расположенных вблизи от перепускного устройства, режим работы

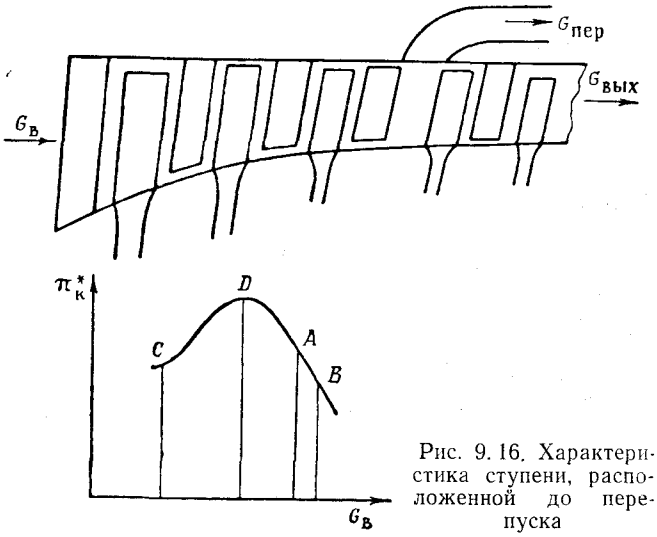


Рис. 9.16. Характеристика ступени, расположенной до перепуска

находится уже в правой части характеристик. Поэтому перепуск будет оказывать различное влияние на работу отдельных ступеней, расположенных до перепуска. В последних ступенях компрессора, расположенных после перепускного устройства и работающих при приведенных оборотах в правой ветви характеристики, коэффициент расхода при открытом перепуске будет уменьшаться вследствие увеличения напора и роста плотности воздуха в ступенях, расположенных до перепуска. Это приводит к увеличению напорности и последних ступеней. В связи с тем, что режимы работы различных ступеней неодинаковы, более эффективным являлся бы перепуск в нескольких сечениях многоступенчатого компрессора. Однако это связано со значительным конструктивным усложнением.

9.2.5.2. Влияние перепуска на характеристики многоступенчатого компрессора

В связи с изложенным выше влияние перепуска на характеристику многоступенчатого компрессора будет в сильной степени зависеть от режима работы ступеней, находящихся до перепуска. Очевидно, что на расчетных приведенных оборотах и близких к ним применение перепуска будет приводить к уменьшению к. п. д. и напора всего компрессора, так как все ступени, расположенные до перепуска, будут работать на режимах правой части своих характеристик. На пониженных же против расчетных приведенных оборотах к. п. д. и напор должны возрастать. Однако на малых оборотах эффективность перепуска будет невелика, главным образом вследствие того, что степень повышения давления в ступенях, расположенных до перепуска, на этих оборотах мала и расход воздуха через перепускные окна должен быть весьма небольшим. Эффективность компрессора с перепуском целесообразно оценивать

с помощью к. п. д., учитывающего затрату мощности на сжатие перепускаемого воздуха:

$$\eta^*_{\text{к.эф}} = \frac{H^*_{\text{ад}} G_{\text{вых}}}{\sum_1^z G_{\text{в}i} H_{\text{к}i}} = \frac{H^*_{\text{ад}}}{\sum_1^z H_{\text{к}i} \mu_i}, \qquad (9.16)$$

где $\mu_i = \frac{G_{\text{в}i}}{G_{\text{вых}}}$ — коэффициент, показывающий превышение расхода в i-й ступени над полезным расходом на выходе из компрессора при перепуске.

При работе с перепуском, когда напор увеличивается, к. п. д. $\eta^*_{\text{к.эф}}$, как правило, возрастает, несмотря на непроизводительную затрату мощности на сжатие перепускаемого воздуха. Если не учитывать перепускаемого воздуха, то $\eta^*_{\text{к.эф}} = \eta_{\text{к}}^* = H^*_{\text{ад}}/H_{\text{к}}$, т. е. равен обычному адиабатическому к. п. д. Этот к. п. д. будет характеризовать лишь изменение режимов работы отдельных ступеней и компрессора в целом при перепуске, но не отражает действительного соотношения между полезной и затраченной мощностью.

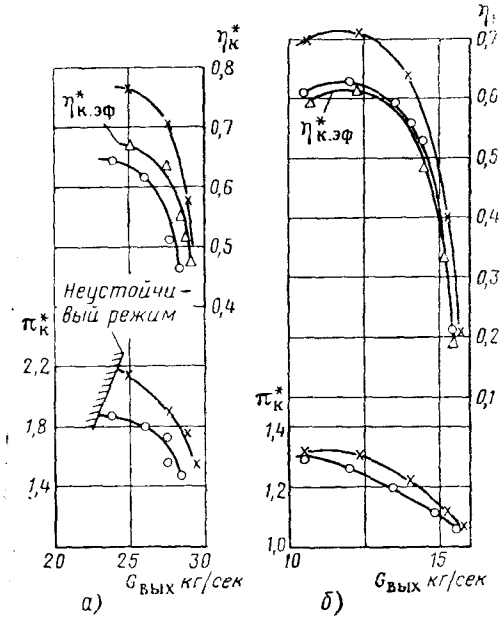


Рис. 9.17. Характеристики многоступенчатого компрессора:

х—х с перепуском; о—о без перепуска
а—$\bar{n}$=0,6; б—$\bar{n}$=0,35

Изложенное иллюстрируется характеристиками многоступенчатого компрессора с перепуском и без перепуска, построенными по расходу воздуха на выходе из компрессора для средних (рис. 9.17, *а*) и малых (рис. 9.17, *б*) оборотов. Из них следует, что при среднем числе оборотов, составляющем 60% от расчетных, перепуск увеличивает степень повышения давления с 1,85 до 2,1, т. е. на 13%. Максимальный к. п. д. компрессора без учета перепускаемого воздуха возрастает от 0,64 до 0,76, т. е. на 19%; к. п. д. $\eta^*_{\text{к.эф}}$, учитывающий затрату мощности на перепускаемый воздух, возрастет примерно на 5%. Из рис. 9.17, *а*, кроме того, следует, что граница неустойчивого режима при перепуске мало сдвигается по величине $G_{\text{вых}}$, и на этом режиме расход на входе будет больше, чем без перепуска приблизительно на величину $\Delta G_{\text{пер}}$.

При малом числе оборотов, составляющем 35% от расчетного, применение перепуска практически не дает улучшения характеристик (см. рис. 9.17, *б*). Максимальный рост степени повышения давления составляет всего 4%; к. п. д., учитывающий затрату мощности на перепуск, практически совпадает с величиной к. п. д. без перепуска. Изменение характеристик при применении перепуска может быть качественно различным в зависимости от расчетных параметров компрессора, закономерности распределения напора по ступеням и других особенностей.

Наличие перепуска вызывает в сечениях, где находятся перепускные окна, перестройку потока, при которой возможны местные срывы потока и вибрация лопаток. Для предотвращения этих явлений необхо-

димо увеличивать зазор между ступенями в зоне расположения перепускных окон и щелей, кроме того, желательно перепускать воздух по всей окружности.

Одновременно необходимо тщательно тензометрировать лопатки ступеней, чтобы убедиться в отсутствии опасных вибраций при работе с открытым перепуском.

9.3. СПОСОБЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ЦЕНТРОБЕЖНОГО КОМПРЕССОРА

Для регулирования центробежного компрессора применяются следующие способы:

1) изменение числа оборотов;
2) дросселирование;
3) поворот лопаток входного направляющего аппарата;
4) поворот лопаток диффузора.

Рассмотрим эти способы.

9.3.1. ИЗМЕНЕНИЕ ЧИСЛА ОБОРОТОВ

В центробежных компрессорах, так же как и в осевых, изменение числа оборотов является наиболее распространенным способом регулирования. Свойства, присущие этому способу, применительно к осевому компрессору (см. разд. 9.2.1) полностью сохраняются и для центробежного компрессора.

Следует лишь отметить, что в центробежных компрессорах могут встречаться характеристики с пологим изменением степени повышения давления в зависимости от $G_{в.пр}$ при данном приведенном числе оборотов. Очевидно, что на пологом участке характеристики постоянное значение $\pi_к^*$ будет соответствовать только определенному числу оборотов, а возможность иметь постоянную степень повышения давления при различном числе оборотов будет относиться только к крутым и вертикальным участкам характеристики, соответствующим повышенным числам M на входе в лопаточный диффузор.

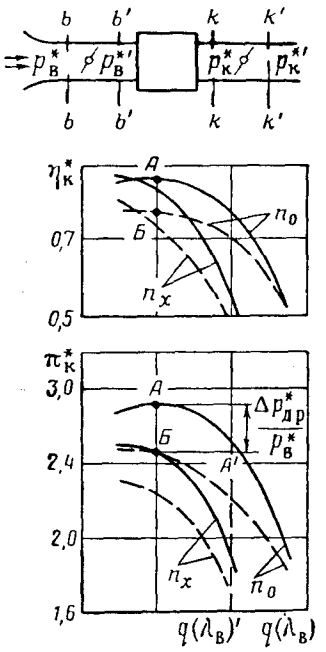


Рис. 9.18. Характеристики центробежного компрессора по параметрам, измеренным до и после дросселя

——— до дросселя;
— — — после дросселя

9.3.2. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ

Под дросселированием понимают способ регулирования, когда изменение расхода и напора при неизменном числе оборотов достигается с помощью сопротивления (дросселя) на входе в компрессор или на выходе из него. Влияние дросселирования на выходе можно наглядно показать на характеристике, полученной при испытании компрессора на установке с дросселем в выходной магистрали. В этой характеристике степень повышения давления, а следовательно, адиабатическая работа сжатия и к. п. д. при данном числе оборотов и данном расходе определяются по полному давлению перед дросселем. Для потребителя же, пользующегося дросселем как средством

регулирования, должны рассматриваться параметры за дросселем (рис. 9.18). Таким образом, дросселирование приводит к снижению степени повышения давления и к. п. д. Рассмотрим, например, параметры в точках *А* и *Б*, соответствующие одному и тому же положению дросселя и, следовательно, одному и тому же расходу. Для точки *А*

$$\pi_к^* = \frac{p_к^*}{p_в^*}; \quad \eta_к^* = \frac{H_{ад}^*}{H_к},$$

где

$$H_{ад}^* = \frac{k}{k-1} RT_в^* \left(\pi_к^{* \frac{k-1}{k}} - 1 \right).$$

Соответственно для точки *Б*

$$\pi_к^{*'} = \frac{p_к^{*'}}{p_в^*} = \frac{p_к^* \delta_{др}}{p_в^*} = \pi_к^* \delta_{др} = \pi_к^* - \frac{\Delta p_{др}^*}{p_в^*},$$

где $\delta_{др}$ — коэффициент, характеризующий изменение полного давления в дросселе;

$$\eta_к^{*'} = \frac{H_{ад}^{*'}}{H_к},$$

где

$$H_{ад}^{*'} = \frac{k}{k-1} RT_в^* \left[(\pi_к^* \delta_{др})^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

Так как $H_к$ в обоих случаях одинаково, то очевидно, что $\eta_к^{*'} < \eta_к^*$.

В точках, расположенных ближе к границе неустойчивых режимов, когда дроссель прикрыт в большей степени, различие между значениями $\pi_к^*$ и $\pi_к^{*'}$, а также $\eta_к^*$ и $\eta_к^{*'}$ будет наибольшим.

При удалении по характеристике от границы неустойчивых режимов различие между параметрами, измеренными до и после дросселя, становится меньше, так как по мере увеличения расхода воздуха прикрытие дросселя уменьшается.

Из характеристики (см. рис. 9.18) видно, что значение степени повышения давления $\pi_к^{*'}$ в точке *В*, достигающееся путем дросселирования, может быть получено при том же расходе воздуха путем уменьшения числа оборотов до n_x. Однако экономичность при оборотах n_x будет значительно выше, так как при одинаковой адиабатической работе сжатия затрачиваемая на компрессор работа при пониженном числе оборотов будет меньше.

Если предположить, что затрачиваемая работа изменяется пропорционально квадрату числа оборотов, то отношение к. п. д. в точке *Б*, получающихся при дросселировании и при уменьшении числа оборотов, будет

$$\frac{\eta_к^{*'}}{\eta_{к\,x}^*} = \frac{H_{к\,x}}{H_к} = \left(\frac{n_x}{n_0} \right)^2,$$

где $H_{к\,x}$ — работа, затрачиваемая на компрессор, в точке *В* при пониженном числе оборотов.

Таким образом, регулирование с помощью дросселя значительно менее экономично, чем регулирование изменением числа оборотов. Поэтому к дросселированию следует прибегать только в особых случаях.

В авиационной технике такой способ регулирования применялся на поршневых двигателях с центробежными нагнетателями, служащими для поддержания на различных высотах полета постоянного давления на выходе из нагнетателя (на входе в двигатель), работающего при постоянных оборотах. На земле и на малых высотах, когда нагнетатель создавал давление выше заданного, он дросселировался на входе или на выходе. В связи с затратой излишней мощности на привод нагнетателя при дросселировании мощность двигателя на высотах, где нагнетатель дросселировался, была меньше, чем с нагнетателем, имеющим переменное число оборотов. Поэтому дросселирование постепенно вытеснялось приводом с переменным числом оборотов.

Если центробежный компрессор будет дросселироваться на входе, то очевидно, что перед его колесом, т. е. в сечении $b'—b'$, статическое и полное давления будут ниже, чем при дросселировании на выходе. Если при этом полное давление $p_к^*$ после компрессора относить к полному давлению перед колесом $p_в^{*\prime}$ после дросселя, то до тех пор, пока не будет проявляться влияние числа Рейнольдса, характеристика компрессора будет идентична обычной характеристике с параметрами, измеренными в сечении $k—k$ (сплошные линии на рис. 9.18). Это очевидно, поскольку в обоих случаях потери давления в дросселе не оказывают никакого влияния на характеристику. Поэтому может представляться, что дросселирование на входе не влияет отрицательно на экономичность компрессора. Однако если то же полное давление $p_к^*$ отнести к полному давлению на входе $p_в^*$ (до дросселя), то степень повышения давления и адиабатическая работа сжатия уменьшатся при неизменной затраченной работе. Вследствие этого снизится и к. п. д. компрессора (пунктирные линии на рис. 9.18). Кроме того, из-за пониженного давления перед колесом и по всему тракту компрессора уменьшение числа Рейнольдса может дополнительно оказывать отрицательное влияние на к. п. д. (и другие параметры).

Поэтому с точки зрения экономичности дросселирование на входе не имеет преимуществ по сравнению с дросселированием на выходе. При одинаковых в обоих случаях значениях $q(\lambda_в)$ массовый расход воздуха при дросселировании на входе снизится пропорционально уменьшению полного давления перед колесом. Если же предположить, что при дросселировании на входе и на выходе массовый расход воздуха через компрессор будет одним и тем же, то объемный расход и величина $q(\lambda_в)$ при дросселировании на входе должны быть больше в соответствии с отношением

$$\frac{q(\lambda_в)'}{q(\lambda_в)} = \frac{p_в^*}{p_в^{*\prime}}.$$

Увеличение $q(\lambda_в)$ может способствовать росту запаса устойчивости компрессора. Так, если предположить, что точка A соответствует работе компрессора при дросселировании на выходе (по параметрам, измеренным в сечении $k—k$), а точка A' — при дросселировании на входе (по параметрам, измеренным в сечении $b'—b'$) при одинаковых значениях расхода и числа оборотов, то запас устойчивости в точке A' будет больше. Это объясняется тем, что режим работы компрессора переместится вправо по его характеристике, так как $q(\lambda_в)'$ в точке A' больше, чем $q(\lambda_в)$ в точке A.

Дросселирование осевых компрессоров менее экономично, чем дросселирование центробежных компрессоров, так как при заданном числе оборотов уменьшение расхода приводит в осевом компрессоре к росту затраченной работы, тогда как в центробежном компрессоре с радиальными лопатками при уменьшении расхода затраченная работа будет оставаться приблизительно постоянной. Поэтому если при дросселиро-

вании одновременно с уменьшением расхода уменьшается на одну и ту же величину в обоих компрессорах адиабатическая работа сжатия, то снижение к. п. д. в осевом компрессоре будет более существенным.

9.3.3. ПОВОРОТ ЛОПАТОК ВХОДНОГО НАПРАВЛЯЮЩЕГО АППАРАТА

Как показано было в гл. 6, адиабатический напор центробежного компрессора с радиальными лопатками можно записать в виде

$$H^*_{ад}=\eta^*_к\left[u_2^2(\mu+\alpha)-\psi c_{1u}u_1\right],$$

где $\mu=\dfrac{c_{2u}}{c_{2u\infty}}$ — коэффициент, учитывающий влияние конечного числа лопаток на окружную составляющую потока воздуха на выходе из колеса;

$\alpha=\dfrac{L_f}{u_2^2}$ — коэффициент для работы трения диска;

ψ — коэффициент, учитывающий закон изменения по радиусу входа окружной составляющей перед колесом.

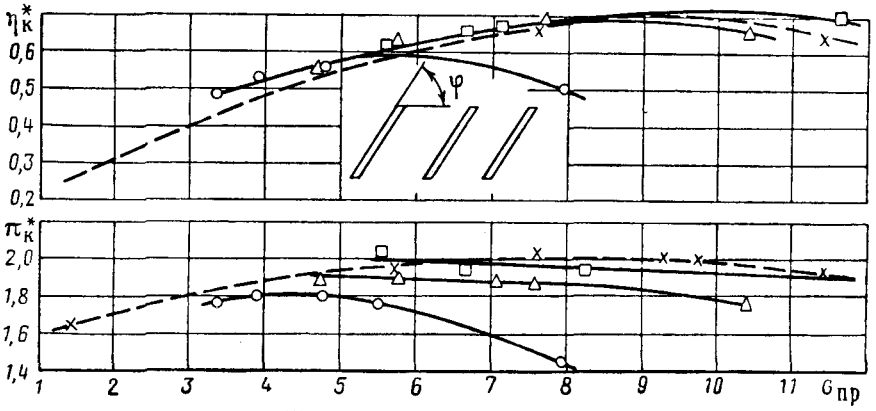


Рис. 9.19. Характеристики центробежного компрессора с различными углами установки лопаток направляющего аппарата:

○—○—φ=30°; △—△—φ=50°; □—□—φ=70°; ×—×—φ=90°; $u_{пр}$=323 *м/сек*=const

Если обозначить угол установки лопаток направляющего аппарата через φ (рис. 9.19), то

$$c_{1u}=c_{1a}\operatorname{ctg}\varphi.$$

Поэтому выражение для $H^*_{ад}$ можем записать в виде

$$H^*_{ад}=\eta^*_к u_2^2\left[(\mu+\alpha)-\psi\bar{c}_a\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2\operatorname{ctg}\varphi\right],$$

где

$$\bar{c}_a=\frac{c_{1a}}{u_1}.$$

Примем в качестве исходного угол $\varphi_0=90°$. Тогда изменение угла установки можно характеризовать величиной $\Delta\varphi=90°-\varphi$. Поскольку $\operatorname{tg}\Delta\varphi=\operatorname{ctg}\varphi$, то, следовательно,

$$H^*_{ад}=\eta^*_к u_к^2\left[(\mu+\alpha)-\psi\bar{c}_a\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2\operatorname{tg}\Delta\varphi\right].$$

Изменение угла установки лопаток НА приводит к изменению окружной составляющей c_{1u} на входе и позволяет в довольно широких пределах регулировать при заданном числе оборотов величину $H^*_{ад}$ и степень повышения давления. При этом в зависимости от характеристики сети расход воздуха или $\bar{c}_a$ будет изменяться так же, как при изменении числа оборотов. По сравнению с дросселированием поворот лопаток направляющего аппарата является более экономичным способом регулирования, так как одновременно с уменьшением $H^*_{ад}$ уменьшается и затрачиваемая работа:

$$H_к = u_2^2\left[(\mu+\alpha) - \psi\bar{c}_{1a}\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \operatorname{tg}\Delta\varphi\right].$$

Если бы $H^*_{ад}$ и $H^*_к$ изменились в одинаковой степени при изменении $\Delta\varphi$, то очевидно, что к. п. д. компрессора оставался бы постоянным. Однако из-за дополнительных потерь, обусловленных поворотом лопаток, затраченная работа изменяется медленнее, чем адиабатическая. Сравнивая значения $H_к$ при двух углах установки лопаток направляющего аппарата, получаем

$$\Delta H_к = \Delta H^*_{ад} + \Delta L_R,$$

где ΔL_R — изменение потерь вследствие поворота лопаток. Для изменения к. п. д. получаем выражение

$$-\frac{\Delta\eta^*_к}{\eta^*_{к0}} = \frac{\Delta L_R}{H_к},$$

где $\eta_{к0}$ — исходное (до поворота лопаток) значение к. п. д.

При небольшом изменении угла установок $\Delta\varphi$ лопаток величина ΔL_R будет также мала и поэтому $\Delta H_к$ должно незначительно отличаться от $\Delta H^*_{ад}$, а к. п. д. должен уменьшиться относительно немного.

При увеличении $\Delta\varphi$ к. п. д. снижается достаточно существенно вследствие роста потерь из-за значительного изменения углов атаки как на входе в направляющий аппарат, так и на входе в рабочее колесо, что вызывает потери на «удар». Кроме того, при увеличенных углах поворота лопаток уменьшается проходное сечение между лопатками, тогда как сечение перед колесом остается неизменным, вследствие чего появляются и потери, присущие дросселю.

На рис. 9.19 показаны характеристики центробежного компрессора при различных углах установки лопаток направляющего аппарата при $n/\sqrt{T^*_н} = \text{const}$ или $u_{пр} = \text{const}$. При углах $\varphi < 90°$ максимум напора перемещается в область с меньшим расходом, а следовательно, компрессор может устойчиво работать и при малых расходах воздуха.

На рис. 9.20 показаны характеристики центробежного компрессора при различных значениях $n/\sqrt{T^*_н}$ для открытых и прикрытых лопаток направляющего аппарата, откуда следует, что влияние поворота лопаток особенно велико при больших приведенных оборотах, а при малых — существенно меньше.

Поворотные лопатки направляющего аппарата как средство регулирования заменили дросселирование центробежных компрессоров (нагнетателей), служащих для наддува поршневых авиационных двигателей.

Такое регулирование, являясь более экономичным по сравнению с дросселированием, улучшает высотные характеристики двигателей.

На рис. 9.21 приведено сравнение различных способов регулирования нагнетателя по величине понижения температуры ΔT^* на выходе из

нагнетателя на различных высотах. Величина ΔT^* характеризует уменьшение затрачиваемой работы при поддержании постоянного давления на выходе из нагнетателя.

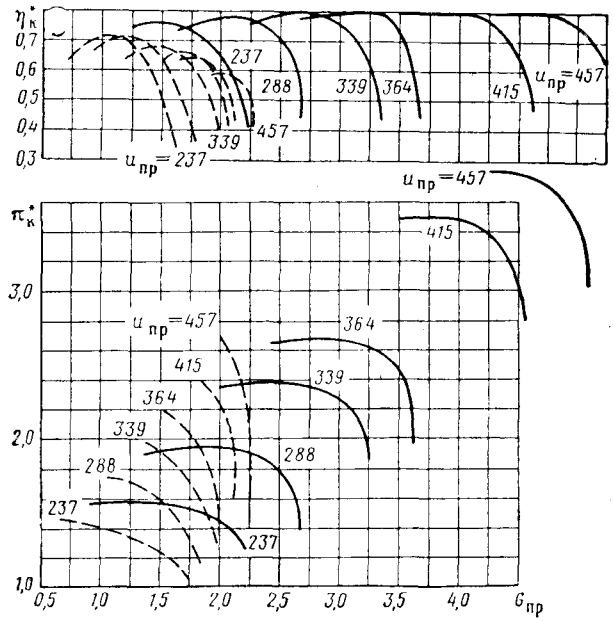


Рис. 9.20. Характеристики центробежного компрессора с открытыми и прикрытыми лопатками НА при различных $n\sqrt{T}$:

——— φ=100°; — — — φ=25°

Из рис. 9.21 следует, что регулирование поворотом лопаток на входе занимает примерно среднее положение между бесступенчатым регулированием числа оборотов и дросселированием. Поскольку в газотурбин-

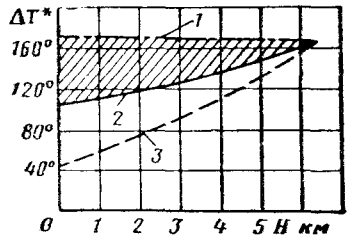


Рис. 9.21. Изменение ΔT^* в центробежном компрессоре при различных способах регулирования:

1—дросселированием на всасывании; *2*—поворотом лопаток входного НА; *3*—бесступенчатым изменением числа оборотов

ных двигателях с центробежным компрессором всегда возможно использовать регулирование путем изменения числа оборотов, то применять не только дросселирование, но и поворотные лопатки НА нецелесообразно.

9.3.4. ПОВОРОТ ЛОПАТОК ДИФФУЗОРА

Появление неустойчивого режима с уменьшением расхода при данном числе оборотов и падение напора и к. п. д. при увеличении расхода в значительной степени определяются лопаточным диффузором. Поэтому поворотом его лопаток можно сильно расширить рабочий диапазон компрессора.

На рис. 9.22 показано изменение к. п. д. и напора центробежного компрессора при $n/\sqrt{T^*_н} = \text{const}$ и различных углах установки лопаток диффузора, откуда видно, что с увеличением входного угла лопаток α_3' характеристики сдвигаются в сторону бо́льших расходов при небольшом ухудшении максимальных значений к. п. д. и напора. Такой эффект объясняется тем, что при увеличении угла α_3' можно сохранять расчетный угол атаки и при больших значениях расхода воздуха. Это видно из рис. 9.23, где показаны треугольники скоростей на входе в лопаточный диффузор с различными углами установки лопаток при постоянном угле атаки. Кроме того, при увеличении угла установки возрастает

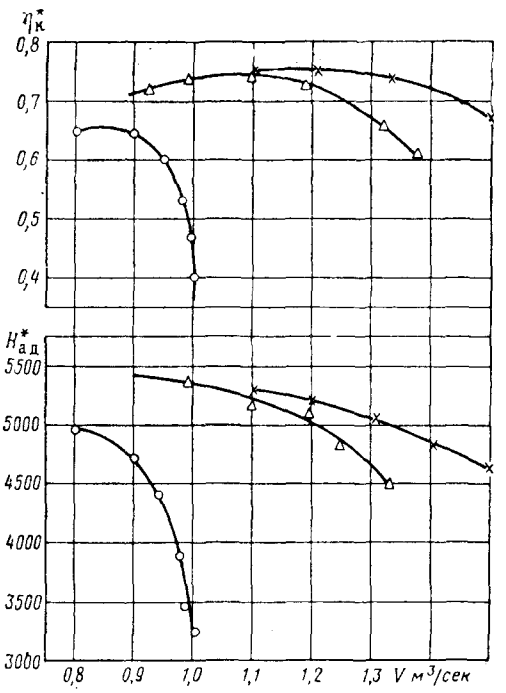


Рис. 9.22. Характеристики центробежного компрессора при различных углах установки лопаток диффузора

$\circ - \alpha_3' = 12°$; $\times - \alpha_3' = 22°$; $\triangle - \alpha_3' = 16°$

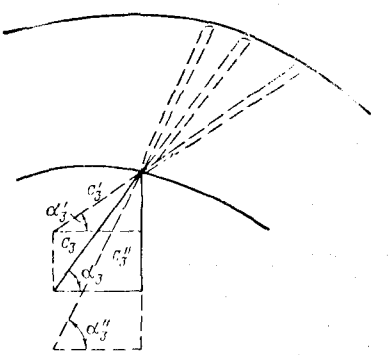


Рис. 9.23. Треугольники скоростей на входе в лопаточный диффузор при постоянном угле атаки

проходное сечение горловины между лопатками и поэтому критическое течение будет появляться при бо́льших расходах.

В случае уменьшения угла установки лопаток диффузор будет работать с расчетным углом атаки и при пониженных расходах, что позволяет избежать на этих расходах появления срывных режимов и неустойчивой работы компрессора. Несмотря на эффективность такого способа регулирования он не нашел применения в авиационной технике вследствие конструктивной сложности. Значительную трудность также представляет обеспечение стабильности регулирования при изменении зазоров и появления люфтов в механизме поворота лопаток при длительной работе.

9.4. СПОСОБЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ТУРБИН

Для регулирования режимов работы турбин может применяться один из следующих способов:

1) изменение числа оборотов;
2) поворот лопаток соплового аппарата;
3) прикрытие части сопел в сопловом аппарате;

4) изменение гидравлического сопротивления газовоздушного тракта (дросселирование).

Ниже рассматриваются эти способы.

9.4.1. ИЗМЕНЕНИЕ ЧИСЛА ОБОРОТОВ

Влияние изменения числа оборотов на параметры турбины можно исследовать при работе ее на стенде для испытания турбин в условиях, когда остальные параметры могут изменяться независимо, а также при работе в системе двигателя, когда параметры взаимосвязаны. Для рассмотрения этого вопроса в общем виде целесообразно и для турбин ввести понятие о характеристике сети.

Составим применительно к стендовым испытаниям турбин уравнение равенства расхода через минимальное сечение соплового аппарата первой ступени турбины и выходное сечение выхлопной магистрали; при этом не будем учитывать отвода тепла в выхлопной магистрали, вследствие чего температура на выходе из выхлопной магистрали должна быть равна температуре после турбины:

$$\frac{F_{\text{с.а}} q(\lambda_{\text{с а}}) p_{\text{г}}^* s_{\text{г}} \delta_{\text{с.а}}}{\sqrt{T_{\text{г}}^*}} = \frac{F_{\text{с}} q(\lambda_{\text{с}}) p_{\text{с}}^* s_{\text{г}}}{\sqrt{T_{\text{г}}^*}},$$

так как

$$p_{\text{с}}^* = p_{\text{т}}^* \delta_{\text{с}}; \quad \frac{p_{\text{г}}^*}{p_{\text{т}}^*} = \pi_{\text{т}}^* \quad \text{и} \quad \frac{T_{\text{г}}^*}{T_{\text{т}}^*} = \pi_{\text{т}}^{*\frac{n_{\text{т}}-1}{n_{\text{т}}}},$$

то можем написать

$$\pi_{\text{т}}^* = \left(\frac{F_{\text{с}}}{F_{\text{с.а}}} \frac{q(\lambda_{\text{с}}) \delta_{\text{с}}}{q(\lambda_{\text{с.а}}) \delta_{\text{с.а}}} \right)^{\frac{2n_{\text{т}}}{n_{\text{т}}+1}}. \tag{9.17}$$

Это уравнение, аналогично уравнению (8.77), можно рассматривать как характеристику сети турбины в координатах $\pi_{\text{т}}^* = f[q(\lambda_{\text{с}})]$. Оно пригодно и при работе турбины в системе газотурбинного двигателя. В этом случае параметры с индексом «с» соответствуют сечению на выходе из суживающегося реактивного сопла или в горловине расширяющегося сопла.

Уравнение (9.17) можно записать и без применения показателя политропы. Из уравнения работы турбины

$$H_{\text{т}} = \frac{k_{\text{г}}}{k_{\text{г}}-1} R_{\text{г}} (T_{\text{г}}^* - T_{\text{т}}^*) = \frac{k_{\text{г}}}{k_{\text{г}}-1} R_{\text{г}} T_{\text{г}}^* \left(1 - \frac{1}{\pi_{\text{т}}^{*\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}}} \right) \eta_{\text{т}}^*$$

получаем

$$\frac{T_{\text{т}}^*}{T_{\text{г}}^*} = \left[1 - \eta_{\text{т}}^* \left(1 - \frac{1}{\pi_{\text{т}}^{*\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}}} \right) \right].$$

Поэтому вместо уравнения (9.17) можно написать

$$\pi_{\text{т}}^* \sqrt{1 - \eta_{\text{т}}^* \left(1 - \frac{1}{\pi_{\text{т}}^{*\frac{k_{\text{г}}-1}{k_{\text{г}}}}} \right)} = \frac{F_{\text{с}}}{F_{\text{с.а}}} \frac{q(\lambda_{\text{с}})}{q(\lambda_{\text{с.а}})} \frac{\delta_{\text{с}}}{\delta_{\text{с.а}}}. \tag{9.18}$$

Обороты турбины не входят непосредственно в уравнения (9.17) и (9.18), но их влияние сказывается на изменении зависимости $\pi_{\text{т}}^* =$

$=f[q(\lambda_c)]$, причем по-разному, в зависимости от того, сохраняются ли проходные сечения по тракту постоянными или изменяются.

Очевидно, что эти уравнения справедливы и при постоянных оборотах.

Применим полученные уравнения сначала к одноступенчатой турбине (рис. 9.24).

Предположим, что выходное сечение выхлопной магистрали остается постоянным, а перепад давления в этой магистрали и в сопловом аппарате — критический или больше критического, т. е. $q(\lambda_c)=1{,}0$ и $q(\lambda_{c.a})=1{,}0$.

Учитывая, что влияние изменения $\eta_т^*$ в уравнении (9.18) весьма невелико, а также невелико изменение показателя политропы расширения $n_т$, получим, что $\pi_т^*=\text{const}$ независимо от числа оборотов. Следовательно, на характеристике турбины мы будем иметь линию рабочих режимов в виде линии, параллельной оси абсцисс.

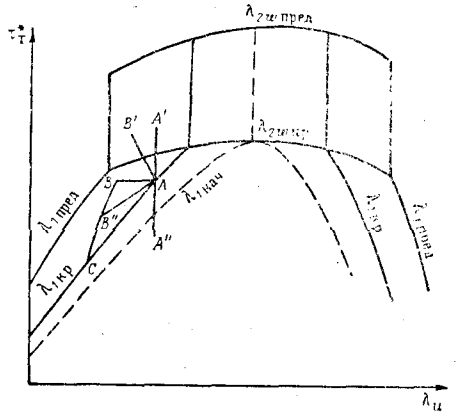


Рис. 9.24. Линии рабочих режимов работы компрессора ТРД на поле характеристик турбины

Такое положение характерно для турбореактивных двигателей с нерегулируемыми сечениями в некотором диапазоне чисел оборотов. Аналогичное положение может быть и при испытании на стенде отдельной турбины, если на входе в нее поддерживается постоянное давление, а число оборотов изменяется путем изменения нагрузки (например, с помощью гидротормоза). Однако в двигателе при некотором сниженном числе оборотов отношение давления в реактивном сопле сделается докритическим в связи с уменьшением давления на входе в турбину.

При докритическом перепаде в сопле изменение оборотов будет вызывать уменьшение $\pi_т^*$. Однако и при этом величина приведенного расхода (или $G\sqrt{T_г^*}/p_г^*$) будет неизменной до точки C, т. е. до тех пор, пока сохраняется критический режим в сопловом аппарате.

Если одновременно с изменением числа оборотов будет изменяться сечение F_c на выходе из выхлопной системы, то степень понижения давления в турбине будет уменьшаться или увеличиваться в зависимости от знака изменения сечения. Так, например, при увеличении сечения F_c степень понижения давления будет возрастать (например, линия AB'), а при уменьшении сечения — уменьшаться (линия AB''). Если сечения на выходе из магистрали будут изменяться при неизменном числе оборотов, то на характеристике ступени турбины будем получать вертикальные линии (AA' и AA'').

В случае многоступенчатой турбины следует учесть особенности ее характеристики (см. гл. 8).

На рис. 9.25 показаны линии рабочих режимов на характеристиках первой и второй ступени двухступенчатой турбины ТРД при нерегулируемых проходных сечениях. Если на расчетном режиме каждая из ступеней находится в точке A, то при уменьшении оборотов $\pi_{т\,II}^*$ сохранится неизменным до точки B, т. е. пока в реактивном сопле сохраняется критический режим. При дальнейшем уменьшении оборотов $\pi_{т\,II}^*$ будет уменьшаться, но критический режим в сопловом аппарате второй ступени сохранится до точки C. Поэтому в первой ступени $\pi_{тI}^*$ сохранится

неизменным до точки C. Если еще уменьшить обороты, то уменьшаться будет и $\pi^*_{т1}$, однако до точки D в сопловом аппарате первой ступени будет критический режим, и приведенный расход газа через турбину будет

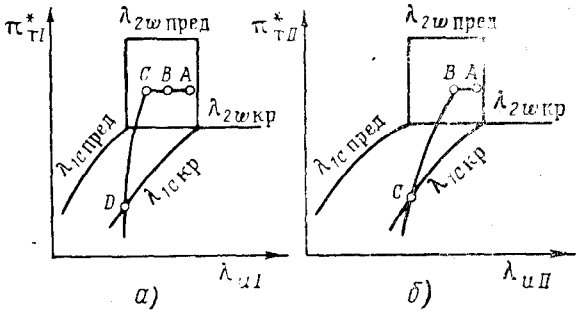


Рис. 9.25. *Линии рабочих режимов на поле характеристик ступеней двухступенчатой турбины:*

а—первая ступень; б—вторая ступень

неизменным. Дальнейшее уменьшение оборотов вызовет также и уменьшение приведенного расхода.

9.4.2. ПОВОРОТ ЛОПАТОК СОПЛОВОГО АППАРАТА

Регулирование турбины путем поворота лопаток соплового аппарата эффективно для турбин различных типов. Его реализация в турбинах авиационных ГТД связана с конструктивными трудностями, возникающими в первую очередь из-за высоких температур газа. Тем не менее в дальнейшем этот способ регулирования должен найти применение и в турбинах авиационных двигателей. В настоящее же время он применяется в турбинах привода агрегатов как в осевых, так и, особенно, радиальных (центростремительных), где температура газа ниже, чем в двигателях. В радиальных турбинах конструкция упрощается еще из-за того, что сопловые лопатки должны поворачиваться между двумя плоскими параллельными стенками.

Рассмотрим влияние угла установки лопаток на параметры ступени. Будем полагать, что давление и температура на входе в турбину, число ее оборотов и выходное сечение на выхлопе (F_c) при повороте лопаток остаются неизменными.

Аналогично тому, как было показано выше для лопаток направляющих аппаратов осевого компрессора, изменение угла установки лопаток соплового аппарата можно записать так:

$$\Delta\vartheta = \Delta\alpha_{1л} = \Delta\alpha_1 - \Delta\delta,$$

где $\alpha_{1л}$ — выходной угол лопаток;

α_1 и δ — угол потока и угол отставания потока на выходе из соплового аппарата.

Поэтому поворот лопаток соплового аппарата можно характеризовать изменением выходного угла потока α_1, что достаточно близко к углу лопаток $\alpha_{1л}$. Тогда можно отметить следующее влияние угла α_1 на параметры ступени.

1. Когда $\alpha_1 < \alpha_{1расч}$, то проходное (минимальное) сечение соплового аппарата уменьшается и соответственно уменьшается расход газа. При $\alpha_1 > \alpha_{1расч}$ проходное сечение и расход газа возрастают. В случае критического и сверхкритического перепадов в сопловом аппарате расход при

заданных параметрах газа на входе будет уменьшаться или увеличиваться пропорционально отношению площадей, т. е.

$$\frac{G_г}{G_{г.расч}} = \frac{F_{с.а}}{F_{с.а.расч}}, \tag{9.19}$$

причем

$$\frac{F_{с.а}}{F_{с.а.расч}} \approx \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_{1\,расч}}. \tag{9.20}$$

При докритических перепадах на расход газа будет влиять еще изменение скорости газа в сечении $F_{с.а}$, обусловленное изменением степени реактивности.

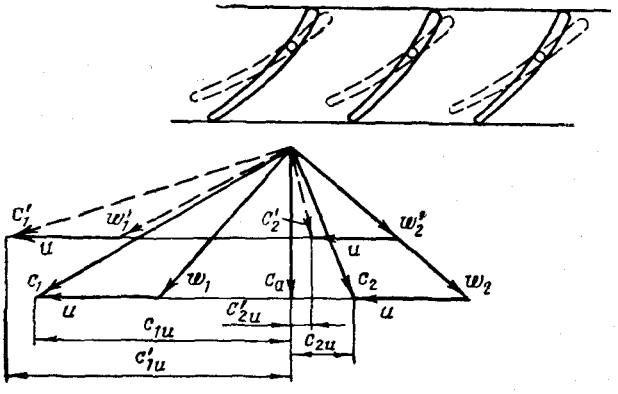


Рис. 9.26. Изменение треугольников скоростей ступени турбины при повороте лопаток соплового аппарата:

——— для $\alpha_{1расч}$; — — — — для $\alpha_1 < \alpha_{1расч}$

2. Если угол α_1 уменьшается, то уменьшается и степень реактивности, а при увеличении α_1 степень реактивности возрастает. Для объяснения этого используем понятие о кинематической степени реактивности (см. разд. 7.12):

$$\rho_т = 1 - \frac{c_{1u} - c_{2u}}{2u}.$$

При повороте сопловых лопаток в основном изменяется окружная составляющая c_{1u}. Если при этом α_1 уменьшается, то c_{1u} возрастает (рис. 9.26) и, следовательно (при $u=\text{const}$), степень реактивности должна уменьшаться. При увеличении угла α_1 окружная составляющая c_{1u} уменьшается и соответственно $\rho_т$ возрастает.

3. Когда α_1 уменьшается, то теоретическая работа $H_{т\,u}$ возрастает. Действительно, на величину $H_{т\,u}$ при заданной окружной скорости определяющее влияние оказывает значение c_{1u}, которое при $\alpha_1 < \alpha_{1расч}$ возрастает, вследствие чего возрастает и $H_{т\,u}$. При увеличении угла α_1 работа $H_{т\,u}$ уменьшается. Изменение работы турбины $H_т$ в основном следует за изменением $H_{т\,u}$. Рост или уменьшение $H_{т\,u}$ и $H_т$ согласуются и с изменением $\pi_т^*$, которое при $F_c=\text{const}$ будет возрастать при уменьшении $F_{с.а}$ и уменьшаться при увеличении $F_{с.а}$ [уравнения (9.17) и (9.18)].

4. Исследования показывают, что к. п. д. турбины при изменении угла α_1 в диапазоне $\pm 5°$ изменяется немного (в пределах 1%), если поворот не связан с существенным увеличением радиального зазора между лопатками соплового аппарата и корпусом. Относительно небольшое изменение к. п. д. можно объяснить тем, что переменный угол атаки на рабочих лопатках при малом диапазоне этих углов относительно немного влияет на коэффициент скорости ψ. В то же время уменьшение

степени реактивности (при $\alpha_1<\alpha_{1расч}$), отрицательно влияющее на к. п. д., компенсируется уменьшением выходной скорости из турбины и уменьшением потерь в радиальном зазоре между рабочими лопатками и корпусом (из-за уменьшения реактивности). В случае же, когда $\alpha_1>\alpha_{1расч}$, возрастание степени реактивности несколько компенсирует увеличение потерь от радиального зазора и из-за роста выходной скорости.

5. В турбине для привода агрегатов при повороте лопаток соплового аппарата может интересовать еще изменение мощности $N_т=H_т G_г$. Отношение мощности при повернутых лопатках к мощности на расчетном режиме можно приближенно (при $u=\text{const}$ и $c_{2u}\approx 0$) выразить в виде

$$\frac{N_т}{N_{т.расч}}=\frac{G_г}{G_{г.расч}}\frac{c_{1u}}{c_{1u\,расч}}=\frac{G_г}{G_{г.расч}}\frac{c_1\cos\alpha_1}{c_{1\,расч}\cos\alpha_{1\,расч}}.$$

Если пренебречь влиянием степени реактивности, то можно принять, что $c_1=c_{1расч}$, и поэтому получим

$$\frac{N_т}{N_{т.расч}}=\frac{G_г\cos\alpha_1}{G_{г.расч}\cos\alpha_{1\,расч}}. \qquad (9.21)$$

Таким образом, можно считать, что изменение мощности, в основном, следует за расходом, несколько отставая в случае, когда $\alpha_1>\alpha_{1расч}$, и опережая при $\alpha_1>\alpha_{1расч}$. Физически это объясняется влиянием уменьшения или возрастания работы.

При применении регулируемого соплового аппарата в многоступенчатой турбине следует иметь в виду, что расход газа, как правило, определяется сопловым аппаратом первой ступени. Поэтому, например, при необходимости уменьшить расход через турбину на $x\%$ необходимо, как уже отмечалось, в такой же степени уменьшить сечение первого соплового аппарата. При этом в случае неизменного сечения на выходе из выхлопной магистрали возрастает в соответствии с уравнениями (9.17) и (9.18) степень понижения давления во всей турбине. Так, если принять, что $q(\lambda_c)=q(\lambda_{с.а})\cong 1{,}0$ и $\delta_c=\delta_{с.а}$, то можно написать

$$\frac{\pi^*_т}{\pi^*_{т.расч}}=\left(\frac{F_{с.а.расч}}{F_{с.а}}\right)^{\frac{2n_т}{n_т+1}}. \qquad (9.22)$$

Если $F_{с.а}<F_{с.а.расч}$, то $\pi^*_т>\pi^*_{т.расч}$.

Это увеличение $\pi_т^*$ произойдет, в основном, за счет только первой ступени. Действительно, уравнение (9.17) или (9.18) справедливо и для первой ступени, если в качестве величины F_c в нем принимать минимальное сечение соплового аппарата второй ступени. Поскольку и в этом сопловом аппарате перепад давлений обычно близок к критическому, то изменение степени понижения давления в первой ступени выразится уравнением, аналогичным уравнению (9.22):

$$\frac{\pi^*_{т\,I}}{\pi^*_{т\,I\,расч}}=\left(\frac{F_{с.а\,расч}}{F_{с.а}}\right)^{\frac{2n_т}{n_т+1}}.$$

Полагая, что показатель политропы $n_т$ приблизительно одинаков во всей турбине, получаем

$$\frac{\pi^*_{т\,I}}{\pi^*_{т\,I\,расч}}=\frac{\pi^*_т}{\pi^*_{т.расч}}. \qquad (9.23)$$

При относительно небольшом изменении расхода влияние отклонения режима работы от расчетного только в одной первой ступени будет мало сказываться на к. п. д. всей турбины. Если же одновременно немного изменить угол установки лопаток соплового аппарата и в других ступенях, то можно все изменение теплоперепада равномерно перераспределить между ступенями.

Когда регулируется сопловой аппарат в промежуточной или последней ступени, то для такого же изменения расхода, как и при регулировании только первой ступени (на $x\%$), потребуется в этой ступени поворачивать лопатки соплового аппарата на значительный угол, уменьшая в них проходное сечение до тех пор, пока в сопловом аппарате первой ступени перепад давления не уменьшится настолько, чтобы это обеспечило требуемое уменьшение расхода. При этом, как в первой, так и в остальных ступенях, произойдет изменение теплоперепада по сравнению с расчетным, и снизится к. п. д. всей турбины.

Изложенное можно иллюстрировать следующим примером. Предположим, что в двухступенчатой турбине с помощью поворота лопаток соплового аппарата первой ступени необходимо уменьшить расход газа на 10%.

Следовательно,

$$\frac{G_г}{G_{г.расч}} = \frac{F_{с.а}}{F_{с.а.расч}} = \frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_{1расч}} = 0{,}9.$$

Это значит, что при исходном угле $\alpha_{1расч}=25°$ необходимо повернуть лопатки примерно на 2,5°. При этом $\pi^*_{тI}$ и общее $\pi_т^*$ в соответствии с уравнениями (9.22) и (9.23) увеличатся в отношении

$$\left(\frac{1}{0{,}9}\right)^{\frac{2n_т}{n_т+1}} \approx 1{,}13 \text{ (при } n_т = 1{,}29).$$

Если одновременно прикрыть сопловой аппарат второй ступени, то можно изменение общей степени понижения давления распределить между обеими ступенями. Если, например, принять, что увеличение $\pi^*_{тI}$ и $\pi^*_{тII}$ должно быть одинаковым и равным $\sqrt{1{,}13}=1{,}061$, то уменьшение проходного сечения во второй ступени можно определить по уравнению

$$\frac{F_{с.а\,II}}{F_{с.а\,II\,расч}} = \frac{F_{с.а\,I}}{F_{с.а\,I\,расч}}\left(\frac{\pi^*_{т\,I}}{\pi^*_{т\,I\,расч}}\right)^{\frac{n_т+1}{2n_т}} = 0{,}9\cdot 1{,}061^{0{,}888} = 0{,}95.$$

В случае, когда требующееся уменьшение расхода будут получать путем поворота лопаток соплового аппарата только в одной второй ступени, то, поскольку в первой ступени $F_{с.аI}$ не меняется, получим (при $p_г^*=\text{const}$, $T_г^*=\text{const}$, $\delta_{с.а}=\text{const}$)

$$\frac{G_г}{G_{г.расч}} = \frac{F_{с.а\,I}\,q(\lambda_{с.а})_I}{F_{с.а\,I\,расч}\,q(\lambda_{с.а})_{I\,расч}} = \frac{q(\lambda_{с.а})_I}{q(\lambda_{с.а})_{I\,расч}} = 0{,}9.$$

Примем, что исходный перепад давления критический, $\lambda_{с.аI}=1{,}0$ и $q(\lambda_{с.а})_I=1{,}0$; тогда для получения $q(\lambda_{с.а})_I=0{,}9$ необходимо уменьшить $\lambda_{с.аI}$ на 30%, а перепад в сопловом аппарате первой ступени от $\pi_{сI}=1{,}85$ до 1,35, т. е. на 27%.

Общая степень понижения давления в турбине увеличится так же, как и в предыдущем случае, так как при $q(\lambda_с)=1{,}0$

$$\frac{\pi_т^*}{\pi^*_{т.расч}} = \left[\frac{q(\lambda_{с.а})_{I\,расч}}{q(\lambda_{с.а})_I}\right]^{\frac{2n_т}{n_т+1}} = \left(\frac{1}{0{,}9}\right)^{\frac{2n_т}{n_т+1}} \approx 1{,}13 \text{ (при } n_т = 1{,}29).$$

При этом степень понижения давления в первой ступени уменьшится, а во второй возрастет. Конкретные величины изменений зависят от характеристик ступеней. Так, например, если для первой ступени воспользоваться характеристикой, показанной на рис. 8.55, и принять в качестве исходной точку, соответствующую $\pi^*_{тI}=2{,}0$ при $\lambda_{с.аI}=1{,}0$ (линия кризиса в СА), то при уменьшении $\lambda_{с.аI}$ до 0,709 [$q(\lambda_{с.а})=0{,}9$] получаем $\pi^*_{тI}=1{,}5$, т. е. $\pi^*_{тI}$ уменьшается на 25%. При увеличении общей степени понижe-

ния давления $\pi^*_{т\,I}$ на 13% степень понижения давления во второй ступени должна возрасти в отношении

$$\frac{\pi^*_{т\,II}}{\pi^*_{т\,II\,расч}} = 1{,}13\,\frac{2}{1{,}5} = 1{,}51.$$

Таким образом, рост $\pi_т^*$ во второй ступени получается весьма значительным.

При $q(\lambda_с)=1{,}0$ и $F_с=\text{const}$ изменение сечения соплового аппарата второй ступени найдется из соотношения

$$\frac{F_{с.а\,II}}{F_{с.а\,II\,расч}} = \left(\frac{\pi^*_{т\,II\,расч}}{\pi^*_{т\,II}}\right)^{\frac{n_т+1}{2n_т}} = \left(\frac{1}{1{,}51}\right)^{0{,}888} = 0{,}69.$$

При исходном угле $\alpha_{1расч}=30°$ потребуется повернуть лопатки примерно на 10°, что связано со значительным снижением к. п. д. Качественное сравнение к. п. д. двухступенчатой турбины при изменении расхода с помощью первого или второго соплового аппарата показано на рис. 9.27.

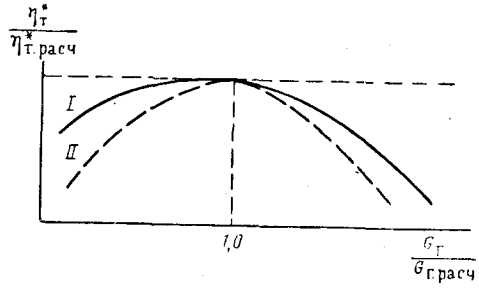


Рис. 9.27. Сравнение регулирования двухступенчатой турбины путем поворота лопаток соплового аппарата:

I—регулируется первый СА; II—регулируется второй СА

Из изложенного следует, что для изменения расхода газа с одновременным изменением работы $H_т$ всей турбины целесообразно производить поворот лопаток в основном в первой ступени.

Так, например, для повышения экономичности ТРД на крейсерском режиме необходимо уменьшить расход газа, одновременно увеличивая работу турбины, что позволяет сохранить обороты и $\pi^*_{т0}$ при пониженной температуре газа.

Применение поворотных лопаток соплового аппарата в последних ступенях целесообразно для улучшения их работы на нерасчетных режимах. Как уже рассматривалось выше, в последних ступенях может при некоторых условиях сильно уменьшаться срабатываемый теплоперепад, так что эти ступени начинают работать при больших значениях $u/c^*_{ад}$ и больших ступенях реактивности. В таком случае уменьшение угла α_1 в последних ступенях может быть весьма полезным, так как позволит путем увеличения срабатываемого в этих ступенях теплоперепада уменьшить $\varrho_т$ и $u/c^*_{ад}$.

Применение поворотных лопаток соплового аппарата может также быть полезным в турбинах, вращающих вентилятор двухконтурного двигателя, для изменения режима работы вентилятора.

9.4.3. ПРИКРЫТИЕ ЧАСТИ СОПЕЛ В СОПЛОВОМ АППАРАТЕ

Регулирование турбины путем прикрытия части сопел в СА оказывает непосредственное влияние на расход газа и мощность турбины. Одновременно прикрытие части сопел связано с появлением так называемой парциальности и свойственных ей потерь, уменьшающих к. п. д. турбины. На рис. 9.28 показано влияние парциальности на к.п.д. турбины с открытым и частично прикрытым сопловым аппаратом, откуда видно, что при больших (расчетных) значениях $u/c_{ад}$ снижение к. п. д. достаточно существенное, хотя проходное сечение было уменьшено только на 15%. Степень парциальности может оцениваться по числу

открытых сопловых каналов или на основании общего соотношения (рис. 9.29)

$$\varepsilon = \frac{Z_{\text{откр}}}{Z_{\text{общ}}} = \frac{F_{\text{откр}}}{\pi D_{\text{ср}} h} = \frac{L_{\text{откр}}}{\pi D_{\text{ср}}} = \frac{\alpha^{\circ}_{\text{откр}}}{360^{\circ}}, \qquad (9.24)$$

где $L_{\text{откр}}$ — длина дуги, соответствующая открытым соплам, обычно размещенным подряд.

При регулировании турбины путем прикрытия части сопловых каналов, когда перепад на турбине и параметры на входе остаются неиз-

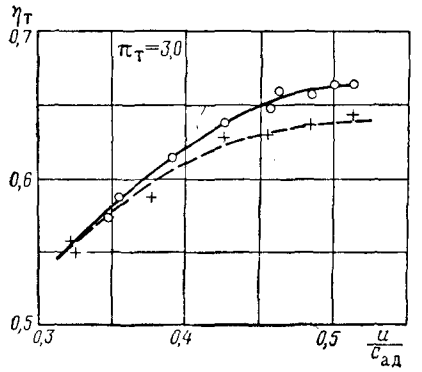


Рис. 9.28. Влияние парциальности на к. п. д. турбины:

○ —открыты все 54 канала; +—открыты 46 каналов

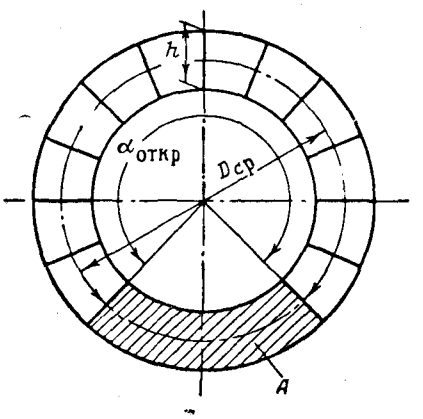


Рис. 9.29. Схема соплового аппарата турбины с прикрытием части каналов:

A—закрытая часть соплового аппарата

менными, расход рабочего тела будет, очевидно, изменяться пропорционально степени парциальности, т. е.

$$\frac{G_{\text{г}}}{G_{\text{г.расч}}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\text{расч}}}.$$

Если исходная степень парциальности равна единице, то отношение расходов будет равно степени парциальности, полученной после прикрытия части каналов:

$$\frac{G_{\text{г}}}{G_{\text{г.расч}}} = \varepsilon. \qquad (9.25)$$

В качестве теоретической работы турбины с частично прикрытыми лопатками будем принимать значение $H_{\text{т}\,u}$, соответствующее параметрам потока в рабочей части соплового аппарата и рабочих лопаток на участке, достаточно удаленном от прикрытых лопаток. В таком случае при сохранении числа оборотов и параметров газа на входе теоретическую работу турбины после закрытия части сопел можно считать неизменной. Внутренняя же работа турбины будет меньше теоретической не только на величину работ, сответствующих трению диска и потерь от перетекания в радиальном зазоре, но еще и на величину работы, обусловленной так называемыми потерями от парциальности, т. е.

$$H_{\text{т}\varepsilon} = H_{\text{т}\,u} - L_f - L_{\text{з}} - L_{\text{п}}, \qquad (9.26)$$

где $L_{\text{п}}$ — работа, обусловленная потерями от парциальности.

Потери от парциальности подразделяются на:

1) вентиляционные потери (меньшая часть);

2) потери на выколачивание (большая часть).

Таким образом,

$$L_{\text{п}}=L_{\text{вент}}+L_{\text{вык}}.$$

Вентиляционные потери обусловлены затратой энергии на циркуляционное движение газа в рабочих лопатках, возникающее во время прохождения ими нерабочей зоны соплового аппарата. В процессе этого движения рассеивается кинетическая энергия, сообщаемая газу при его вращении (см., например, [37], [45]).

Потери на выколачивание в основном обусловливаются работой, совершаемой свежим газом при удалении застойного газа из межлопаточных каналов рабочего колеса после выхода его из нерабочей зоны СА. К этим потерям относятся также потери энергии, связанные с растеканием газа в окружном направлении на границах между рабочей и нерабочей частями соплового аппарата, что особенно проявляется в турбине с большой степенью реактивности.

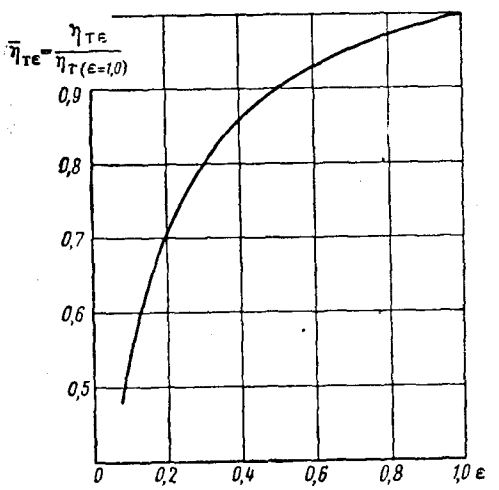


Рис. 9.30. Влияние степени парциальности на относительные к. п. д. турбины

Влияние парциальности в большинстве случаев оценивают поправкой к к. п. д. ступени, определяемой экспериментально. Эти поправки даются в виде так называемого относительного к. п. д.

$$\bar{\eta}_{\text{т}\varepsilon}=\frac{\eta_{\text{т}\varepsilon}}{\eta_{\text{т}(\varepsilon=1,0)}}.$$

Зависимость этого коэффициента от степени парциальности, полученная в МАИ, представлена на рис. 9.30. Работа турбины с прикрытыми соплами может быть выражена с помощью относительного к. п. д. так:

$$H_{\text{т}\varepsilon}=H_{\text{т}(\varepsilon=1)}\bar{\eta}_{\text{т}\varepsilon}. \qquad (9.27)$$

Мощность турбины с прикрытыми соплами с учетом зависимости (9.25) для расхода газа можно записать в виде

$$N_{\text{т}\varepsilon}=N_{\text{т}(\varepsilon=1,0)}\varepsilon\bar{\eta}_{\text{т}\varepsilon}. \qquad (9.28)$$

Прикрытие части сопел создает за турбиной большую неравномерность распределения полных давлений по окружности, причем в зонах, соответствующих прикрытым соплам, полное давление весьма низкое. Такая неравномерность полных давлений вызовет дополнительные потери в последующих ступенях турбины (если они имеются) и в реактивном сопле.

Регулирование путем прикрытия части сопловых каналов используется в паровых турбинах. Такое регулирование удобно, если отдельные сопла или участки соплового аппарата питаются паром из отдельных паропроводов. В этом случае, прикрывая один или несколько паропроводов, уменьшают расход рабочего тела и мощность турбины.

В турбинах авиационных газотурбинных двигателей этот способ непригоден вследствие существенного ухудшения к. п. д. и может оказаться целесообразным лишь в турбинах для привода агрегатов и, особенно, в случае подвода рабочего тела к сопловому аппарату такой турбины по нескольким трубопроводам.

9.4.4. ИЗМЕНЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ГАЗОВОГО ТРАКТА

Этот способ регулирования заключается в изменении сопротивления выхлопного тракта за турбиной или тракта перед турбиной. В первом случае изменяется выходное сечение (или сечение горла) реактивного сопла двигателя или выхлопной трубы на стенде для испытания турбины. Влияние этого способа на режимы работы турбины рассмотрено в разд. 9.4.1 в связи с тем, что величина выходного сечения F_c входит в характеристику сети. Влияние F_c как на режимы работы турбины, так и на режимы работы компрессора газотурбинного двигателя частично рассматривались в гл. 8 и более подробно освещено в теории газотурбинных двигателей.

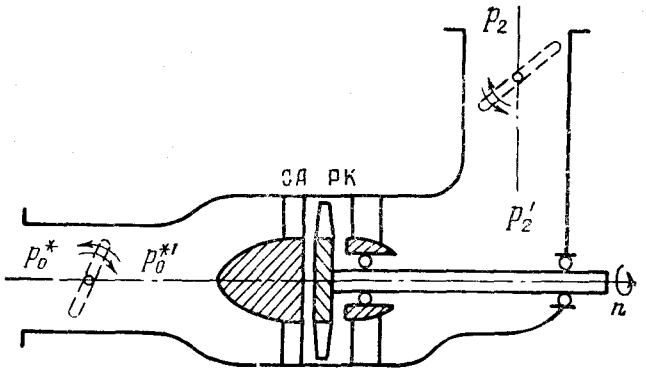


Рис. 9.31. Схема регулирования турбины изменением площади сечений на выходе или на входе

Изменение сопротивления тракта на входе в турбину может, например, достигаться установкой в подводящем трубопроводе поворотной заслонки (дросселя) (рис. 9.31). Такой способ регулирования называется дросселированием.

Дросселирование — весьма неэкономичный способ регулирования турбины, так как оно связано с введением в тракт устройства, вызывающего потери полного давления и уменьшающего перепад давления, срабатываемого в турбине при неизменной затрате работы на сжатие газа. Нетрудно видеть, что этот способ так же не экономичен, как и дросселирование компрессора на выходе.

Дросселирование турбины, учитывая его простоту, применяется только в турбинах для привода агрегатов, где небольшая мощность позволяет мириться с ухудшением экономичности на нерасчетных режимах.

В турбинах газотурбинных двигателей такой способ регулирования вследствие его неэкономичности не может быть использован.

Глава 10

СОГЛАСОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОМПРЕССОРА И ТУРБИНЫ В АВИАЦИОННЫХ ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

Параметры компрессора и турбины в газотурбинном двигателе взаимосвязаны и должны рассматриваться совместно как на расчетном, так и на нерасчетных режимах работы с учетом влияния и других элементов двигателя (входной диффузор, камера сгорания, реактивное сопло). Особенности их совместной работы на нерасчетных режимах частично освещены в гл. 8, где даны понятия о линии рабочих режимов на характеристиках компрессоров и турбин, о принципах их регулирования при совместной работе и т. д.

В настоящей главе рассмотрены вопросы согласования основных параметров этих машин, т. е. выбор чисел оборотов, окружных скоростей, коэффициентов производительности, размеров и некоторых других, на режиме, который является расчетным как для компрессора, так и для турбины. Такое согласование удобно производить с помощью комплексного параметра $П = u_к^2 \overline{G}_к / \sigma_р q(\lambda_т)$, являющегося критерием подобия турбокомпрессорной части двигателя и зависящего для всех двигателей от степени повышения давления в компрессоре, степени понижения давления в турбине и отношения температуры газа перед турбиной к температуре воздуха перед компрессором.

Применение комплексной величины П удобно тем, что она включает основные газодинамические параметры компрессора и турбины и, таким образом, дает возможность при изменении того или иного параметра учитывать изменение остальных. Кроме того, применение П позволяет изучить в общем виде принципы согласования параметров компрессора и турбины в зависимости от расчетного режима двигателя и условий его применения.

10.1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ПРИНЦИПЫ СОГЛАСОВАНИЯ В ТРД

10.1.1. УРАВНЕНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ПАРАМЕТРА

Рассмотрим принцип согласования параметров компрессора и турбины в турбореактивном двигателе с осевым однокаскадным компрессором. Основные закономерности, полученные для этого двигателя,

в основном сохраняют свою силу и для других типов газотурбинных двигателей, отличаясь, однако, некоторыми особенностями, связанными с их схемами. Эти особенности лишь кратко рассмотрены в данной книге и более подробно в книге [47].

Связь между турбиной и компрессором в ТРД с однокаскадным осевым компрессором (см. рис. 1.1) устанавливаются следующими уравнениями.

1. Уравнением расхода

$$G_{\text{г}} = G_{\text{в}}\nu,$$

где $G_{\text{г}}$ — расход газа через выходное сечение турбины;
$G_{\text{в}}$ — расход воздуха через выходное сечение компрессора;
ν — коэффициент, учитывающий расход топлива, а также расход воздуха на охлаждение и утечки.

2. Уравнением баланса мощностей

$$N_{\text{т}}\eta_m = N_{\text{к}},$$

где $N_{\text{т}}$ — мощность (внутренняя) турбины;
$N_{\text{к}}$ — мощность, затрачиваемая на компрессор;
η_m — механический к. п. д., учитывающий затрату мощности на трение в подшипниках двигателя и на привод всех агрегатов (насосы, генераторы и др.).

3. Уравнением равенства чисел оборотов

$$n_{\text{к}} = n_{\text{т}} = n,$$

где $n_{\text{к}}$ — число оборотов компрессора;
$n_{\text{т}}$ — число оборотов турбины.

Рассмотрим эти уравнения более подробно и покажем взаимосвязь важнейших конструктивных и газодинамических параметров компрессора и турбины.

Рассмотрим сначала баланс расхода рабочего тела по газовоздушному тракту ТРД. Количество воздуха, поступающего в камеру сгорания, меньше расхода воздуха через входное сечение компрессора в связи с отводом части воздуха на охлаждение турбины, подшипников и форсажной камеры:

$$G_{\text{в.к}} = G_{\text{в}} - G_{\text{охл}} = G_{\text{в}}(1 - \delta_{\text{охл}}), \tag{10.1}$$

где

$$\delta_{\text{охл}} = \frac{G_{\text{охл}}}{G_{\text{в}}}.$$

Следовательно,

$$G_{\text{охл}} = G_{\text{в}}\delta_{\text{охл}}.$$

Утечки воздуха непосредственно из тракта компрессора также учитываются коэффициентом $\delta_{\text{охл}}$. Воздух для охлаждения часто отбирается из промежуточной ступени, но в дальнейшем, при рассмотрении уравнения баланса мощностей, будем оперировать расходом на охлаждение, приведенным по затраченной в компрессоре работе к условиям выхода из компрессора:

$$G_{\text{охл.пр}} = G_{\text{охл}}\frac{H_{\text{к}i}}{H_{\text{к}}} = G_{\text{в}}\frac{H_{\text{к}i}}{H_{\text{к}}}\delta_{\text{охл}},$$

где $G_{\text{охл.пр}}$ — расход воздуха, приведенный по затраченной работе к условиям выхода из компрессора;
$H_{\text{к}i}$ — работа, затрачиваемая на сжатие 1 *кг* воздуха в ступенях компрессора, после которых отбирается воздух для охлаждения;
$H_{\text{к}}$ — вся работа, затрачиваемая на сжатие 1 *кг* воздуха в компрессоре.

Часть воздуха, идущего на охлаждение, попадает в проточную часть турбины, вследствие чего количество газа на выходе из турбины:

$$G_г = G_{в.к} + \xi G_{охл} + G_т, \qquad (10.2)$$

где ξ — коэффициент, который учитывает количество воздуха, поступающего в проточную часть турбины из общего количества, отведенного для охлаждения;

$G_т$ — расход топлива через камеру сгорания.

Расход топлива связан с расходом воздуха, проходящего через камеру сгорания, соотношением

$$G_т = \frac{G_в(1 - \delta_{охл})}{\alpha L_0},$$

где α — коэффициент избытка воздуха;

L_0 — теоретически необходимое количество воздуха для сгорания 1 *кг* топлива.

Следовательно, расход газа в выходном сечении за турбиной

$$G_г = G_в\left[(1 - \delta_{охл}) + \xi\delta_{охл} + \frac{1 + \delta_{охл}}{\alpha L_0}\right]. \qquad (10.3)$$

В связи с относительно небольшим значением второго члена и неопределенностью коэффициента ξ в дальнейшем часть охлаждающего воздуха, поступающую в турбину, не учитываем. Тогда

$$G_г = G_в\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0}\right)(1 - \delta_{охл}). \qquad (10.4)$$

Коэффициент $\delta_{охл}$ сильно зависит от индивидуальных особенностей конструкции. В среднем можно принять $\delta_{охл} = 0{,}02 \div 0{,}03$ *).

В дальнейшем, обозначив

$$\nu = (1 - \delta_{охл})\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0}\right), \qquad (10.5)$$

получим

$$G_г = G_в\nu.$$

В зависимости от температуры газа перед турбиной и температуры воздуха на входе в камеру сгорания коэффициент ν может иметь значения 0,98—1,02 или в среднем $\nu = 1{,}0$.

Рассмотрим уравнение баланса мощностей. Выразим $N_т$ и $N_к$ через расход газа, воздуха и внутреннюю удельную работу:

$$G_г H_т \eta_m = G_в H_к \text{ или } \nu H_т \eta_m = H_к. \qquad (10.6)$$

С помощью уравнения (10.6) можно получить выражения для температуры газа за турбиной и степени понижения давления в турбине; используя известные из предыдущих разделов выражения для $H_т$ и $H_к$, получим

$$\frac{T_т^*}{T_н^*} = \frac{T_г^*}{T_н^*} - \frac{\frac{k}{k-1}R}{\nu\frac{k_г}{k_г - 1}R_г\eta_m}\,\frac{\pi^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_к^*}.$$

*) В двигателях с воздушным охлаждением лопаток турбин значение $\delta_{охл}$ может быть в 1,5—2 раза больше.

Обозначим

$$a = \frac{\frac{k}{k-1}R}{\sqrt{\frac{k_\text{г}}{k_\text{г}-1}R_\text{г}\eta_m}};$$

$$l(\pi_\text{к}^*) = \frac{\pi_k^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{\text{к}}^*}.$$

Тогда

$$\frac{T_\text{т}^*}{T_\text{н}^*} = \frac{T_\text{г}^*}{T_\text{н}^*} - al(\pi_\text{к}^*). \tag{10.7}$$

Соответственно степень понижения давления в турбине можно записать в виде

$$\pi_\text{т}^* = \frac{1}{\left[1 - a\frac{T_\text{н}^*}{T_\text{г}^*}\frac{l(\pi_\text{к}^*)}{\eta_\text{т}^*}\right]^{\frac{k_\text{г}}{k_\text{г}-1}}}. \tag{10.8}$$

Величина a зависит от $k_\text{г}$ и α и, следовательно, от температуры газа перед турбиной, температуры воздуха на входе в камеру сгорания и степени понижения давления в турбине. Кроме того, в эту величину входят малоизученные потери на охлаждение и на привод вспомогательных агрегатов. Наконец, показатель k для воздуха, являясь средней величиной для всего компрессора, должен приниматься различным в зависимости от температуры воздуха и степени повышения давления. Все перечисленные величины могут изменяться в зависимости от условий полета и режимов работы двигателя; в частности, возможные значения коэффициента a с учетом изменения α находятся примерно в пределах 0,87—0,90.

Рассмотрим уравнение равенства чисел оборотов компрессора и турбины. Обороты компрессора выражаются известной зависимостью от окружной скорости и диаметра:

$$n_\text{к} = \frac{60u}{\pi D_\text{к}}. \tag{10.9}$$

Используя уравнение (5.45) для определения входного диаметра первой ступени компрессора в зависимости от коэффициента производительности и рассматривая его совместно с уравнением (10.9), получим

$$u_\text{к}^2\bar{G}_\text{к} = n_\text{к}^2\frac{G_\text{в}\sqrt{T_\text{н}^*}}{p_\text{в}^*}\frac{4\pi}{60^2 s_\text{в}K_G} = n_\text{к}^2\frac{G_\text{в}\sqrt{T_\text{н}^*}}{11{,}58p_\text{в}^*K_G}. \tag{10.10}$$

Из уравнения (10.10) видно, что при заданном приведенном расходе воздуха окружная скорость и коэффициент производительности зависят от допустимых чисел оборотов компрессора. Если обороты не ограничены, то значения окружной скорости и коэффициента производительности будут определяться максимально допустимыми числами $\tilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо. Если же обороты компрессора будут ограничиваться, в частности, турбиной, то может оказаться необходимым ограничивать $u_\text{к}$ или $\bar{G}_\text{к}$ даже при числах $\tilde{M}_1$, меньше максимально допустимых. Обороты турбины целесообразно выразить через расход и параметры газа с учетом растягивающих напряжений от центробежных сил, поскольку в основном эти напряжения ограничивают число оборотов.

В общем виде растягивающие напряжения от центробежных сил выражаются уравнением

$$\sigma_{pi} = \gamma_л \omega^2 \frac{\int_{r_i}^{r_т} rF dr}{F_i}, \qquad (10.11)$$

где $\sigma_{p\,i}$ и F_i — растягивающие напряжения и площадь поперечного сечения лопаток на некотором радиусе r_i;

$\gamma_л$ — плотность материала лопаток;

ω — угловая скорость;

$r_т$ — радиус периферийного сечения лопатки;

F и r — переменные интегрирования ($r_i \leqslant r \leqslant r_т$).

Из уравнения (10.11) следует, что растягивающие напряжения на радиусе r_i зависят не от абсолютных размеров площади сечения лопатки на этом радиусе, а от отношения сечений F_i и $F_т$. Для лопатки с постоянным поперечным сечением по высоте максимальное растягивающее напряжение будет возникать у основания лопатки:

$$\sigma_{p0} = 2\gamma_л u_{ср}^2 \frac{1}{D_{ср}/h}, \qquad (10.12)$$

где $u_{ср}$ — окружная скорость на среднем диаметре турбины;

$D_{ср}$ — средний диаметр турбины;

h — высота лопатки.

Уравнение (10.12) можно записать и в другой форме:

$$\sigma_{p0} = \gamma_л u_т^2 \frac{1 - \bar{d}_т^2}{2}, \qquad (10.13)$$

где $u_т$ — окружная скорость на внешнем диаметре турбины;

$\bar{d}_т$ — относительный диаметр втулки турбины.

Соотношение между величинами $D_{ср}/h$ и $\bar{d}_т$ было показано выше, в разд. 7.7. Для лопаток с другими законами изменения площади поперечного сечения по высоте можно наибольшее напряжение у основания записать в виде

$$\sigma_p = \sigma_{p0} \Phi, \qquad (10.14)$$

где σ_{p0} — напряжение у основания лопаток с постоянным поперечным сечением;

Φ — коэффициент формы лопатки.

Значение коэффициента формы зависит:

а) от закона изменения площади поперечного сечения лопатки по высоте;

б) от отношения площадей поперечного сечения лопатки (периферии и основания)

$$\chi = \frac{F_т}{F_{вт}};$$

в) от отношения $D_{ср}/h$, или от относительного диаметра втулки $\bar{d}_т$.

Как показано на рис. 10.1, величина $D_{ср}/h$ (или $\bar{d}_т$) мало влияет на коэффициент формы Φ и поэтому при сравнительной оценке двигателей с различными турбинами будем принимать, что при прочих равных условиях значения Φ одинаковы, хотя по величине $D_{ср}/h$ (или $\bar{d}_т$) эти турбины могут существенно отличаться друг от друга.

Определяющее влияние на коэффициент формы оказывают значения χ и закон изменения площади поперечных сечений по высоте лопатки. С уменьшением χ уменьшается и коэффициент формы, а следова-

тельно, и напряжения в лопатке. Однако слишком малые значения χ конструктивно неприемлемы вследствие уменьшения жесткости периферийных сечений лопатки и возможности возникновения в них вибраций. В настоящее время в лопатках авиационных турбин $\chi=0{,}25\div0{,}3$, хотя иногда встречаются и более высокие значения (до 0,35—0,4), а также и более низкие (до 0,2). В ряде случаев находят применение лопатки с полками (бандажами) на периферии, что позволяет предотвратить появление вибраций, уменьшает потери, обусловленные радиальным зазором (в относительно коротких лопатках), но несколько увеличивает напряжение от центробежных сил. При значениях $\chi=0{,}25\div0{,}30$ и изменении площадей поперечных сечений по линейному закону коэффициент формы находится в пределах $\Phi=0{,}58\div0{,}62$ практически для всех значений $D_{ср}/h$. При изменении площадей по степенному закону [4] коэффициенты формы могут быть уменьшены еще примерно на 15—20% в зависимости от показателя степени, и при $\chi=0{,}25\div0{,}30$ будем иметь $\Phi=0{,}46\div0{,}53$.

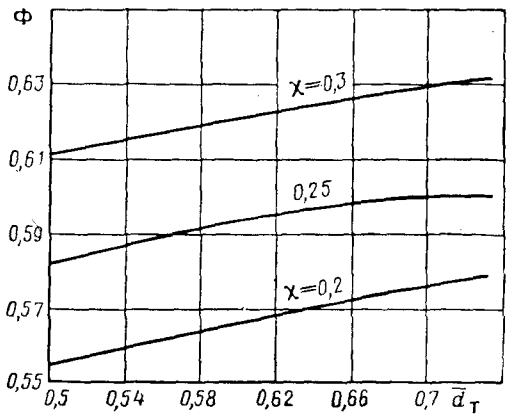


Рис. 10.1. Влияние относительного диаметра втулки $\bar{d}_т$ на коэффициент формы Ф

В дальнейшем для расчетов по согласованию параметров компрессора и турбины можно брать $\Phi=0{,}5\div0{,}6$. При окончательном расчете турбины значения Ф уточняются.

Если напряжение выразить через обороты, то уравнение (10.14) примет вид

$$\sigma_р=2\gamma_л\frac{\pi^2}{602}n_т^2D_{ср}\bar{h}\Phi. \qquad (10.15)$$

Если принять, что средний диаметр определяется по выходной кромке лопатки, то произведение $D_{ср}h$ можно заменить кольцевой площадью $F_т$ на выходе из турбины исходя из соотношения $D_{ср}h=F_т/\pi$. Тогда

$$\sigma_р=2\gamma_л\frac{\pi}{602}n_т^2F_т\Phi. \qquad (10.16)$$

Заменяя выходную площадь турбины через расход и средние параметры газа в выходном сечении, получим

$$\sigma_р=2\gamma_л\frac{\pi}{602}n_т^2\frac{G_г\sqrt{T_т^*\Phi}}{p_т^*q(\lambda_т)\sin\alpha_т\cdot s_г}. \qquad (10.17)$$

Откуда

$$n_т^2=\frac{\sigma_р p_т^*}{2\dfrac{\gamma_л}{s_г}\dfrac{\pi}{602}}\cdot\frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{G_г\sqrt{T_т^*\Phi}}. \qquad (10.18)$$

Если в уравнении (10.10) число оборотов компрессора заменить равенством (10.18), учитывая при этом, что отношение расходов газа и воздуха равно ν и что $p_к^*/p_в^*=\pi_к^*$, а $p_т^*=\dfrac{p_г^*\delta_г}{\pi_т^*}$,

то получим

$$\frac{u_к^2 \overline{G}_к}{\sigma_р q(\lambda_т)} = \frac{\sin\alpha_т \cdot \delta_г \pi_к^* \sqrt{T_н^*}}{\frac{\gamma_л}{2}\frac{s_в}{s_г} K_G \nu \Phi \pi_т^* \sqrt{T_т^*}}. \qquad (10.19)$$

Температуру газа за турбиной $T_т^*$ и степень понижения давления $\pi_т^*$ в турбине можно заменить выражениями (10.7) и (10.8). Тогда

$$\frac{u_к^2 \overline{G}_к}{\sigma_р q(\lambda_т)} = \frac{\sin\alpha_т \cdot \delta_г \pi_к^* \sqrt{\frac{T_н^*}{T_г^*}} \left(1 - a\frac{T_н^*}{T_г^*}\frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_к^* \eta_т^*}\right)^{\frac{k_г}{k_г - 1}}}{\frac{\gamma_л}{2}\frac{s_в}{s_г} K_G \nu \Phi \sqrt{1 - a\frac{T_н^*}{T_г^*}\frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_к^*}}}. \qquad (10.20)$$

10.1.2. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ КОМПЛЕКСНОГО ПАРАМЕТРА

Уравнение (10.20) объединяет все три уравнения, определяющие взаимозависимость компрессора и турбины, и связывает основные конструктивные и газодинамические данные компрессора ($u_к$ и $\overline{G}_к$) и турбины [$\sigma_р$, $q(\lambda_т)$] с параметрами двигателя $(\pi_к^*, T_г^*)$, а также с высотой и скоростью полета (через $T_н^*$).

Растягивающие напряжения и соответственно $\alpha_т$ и Φ относятся к лопаткам последней ступени турбины.

Если принять, что все коэффициенты ($\eta_т^*$, $\eta_к^*$, a, Φ и др.), а также $\gamma_л$ и $\alpha_т$ в правой части уравнения (10.20) являются постоянными, то это уравнение можно представить в следующем функциональном виде:

$$\frac{u_к^2 \overline{G}_к}{\sigma_р q(\lambda_т)} = f\left(\pi_к^*; \frac{T_н^*}{T_г^*}\right). \qquad (10.21)$$

Таким образом, каждому значению $\pi_к^*$ и $T_н^*/T_г^*$ соответствует вполне определенное значение комплексного параметра:

$$П = \frac{u_к^2 \overline{G}_к}{\sigma_р q(\lambda_т)}. \qquad (10.22)$$

Если принять, что в уравнениях (10.19) и (10.20) в параметр П входят окружная скорость компрессора в *м/сек* и напряжения в *н/м²* (*Па*), то величина П имеет размерность *м⁴/сек²·н*. Заменив ньютон его размерностью в основных единицах и умножив П на плотность $\gamma_л$, получим значение П безразмерным. Учитывая, что $\gamma_л \approx$ const в настоящей книге для удобства использования численные значения П приводятся в размерной форме, но размерность условно опускается (аналогично тому, как это делается в величинах $n/\sqrt{T}$, H/T и т. п.).

Можно считать, что параметр П является критерием подобия турбокомпрессорной части двигателя, ибо в геометрически и газодинамически подобных турбокомпрессорах его величина должна быть одной и той же.

Действительно, при геометрическом подобии коэффициенты Φ должны быть одинаковы.

При наличии газодинамического подобия будут одинаковы коэффициенты полезного действия $\eta_к^*$, $\eta_т^*$, поля скоростей (и следовательно, K_G), коэффициенты полного давления $\delta_г$, а также π_k^* и $T_н^*/T_г^*$.

Некоторое различие может быть в показателях k и $k_г$, в коэффициенте избытка воздуха (и, следовательно, в величине коэффициента a), которые зависят от абсолютных значений температур, однако влияние

их будет выражаться величиной второго порядка, тем более, что в расчетах компрессоров и турбин, как правило, k и $k_г$ принимаются постоянными.

При постоянном значении П входящие в него величины в общем случае не могут изменяться независимо. В частности, это относится к $\sigma_р$, что наглядно можно показать следующим образом. Запишем комплексный параметр в виде

$$П = \frac{u_к^2 \bar{G}_к K_\sigma}{\sigma_{дл} q(\lambda_т)},$$

где $\sigma_{дл}$ — предел длительной прочности материала лопаток, соответствующий напряжению, которое при постоянной температуре приводит к разрушению через определенный промежуток времени;

$K_{\sigma_р} = \sigma_{дл}/\sigma_р$ — запас прочности по растягивающим напряжениям.

Если при заданных значениях $T_н^*/T_г^*$ и $\pi_к^*$ будут увеличиваться абсолютные значения $T_н^*$ и $T_г^*$, то должна увеличиваться температура лопаток, а следовательно, уменьшаться $\sigma_{дл}$ при том же материале лопаток. Поэтому при выбранных значениях $u_к$, $\bar{G}_к$ и $q(\lambda_т)$ с увеличением $T_г^*$ и $T_н^*$ должен изменяться запас прочности $K_{\delta_р}$. Если его изменение по прочностным соображениям невозможно и нельзя изменить материал или ввести охлаждение, то необходимо изменить $u_к$ и $\bar{G}_к$.

Произвольный выбор $u_к$ и $\bar{G}_к$ при сохранении значения П может оказаться невозможным из-за слишком больших чисел $\tilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо компрессора. Указанные ограничения характерны не только для рассмотренного критерия подобия, ибо величины, входящие в любые критерии подобия, вообще обычно ограничиваются различными физическими причинами.

На рис. 10.2 показано изменение комплексного параметра П в зависимости от $T_н^*/T_г^*$ при следующих значениях остальных коэффициентов:

$$\nu = 1{,}0; \quad \delta_г = 0{,}95; \quad \sin\alpha_т = 0{,}995\,(\alpha_т = 84^\circ); \quad \eta_к^* = 0{,}83;$$

$$\eta_т^* = 0{,}91; \quad \Phi = 0{,}5; \quad a = 0{,}887 м; \quad K_G = 1{,}0; \quad \gamma_л = 8{,}4 \cdot 10^3 кг/м^3;$$

$$s_в/s_г = 1{,}021.$$

При этом численные значения П соответствуют напряжениям в $н/см^2$ $(10^{-4}\,Па)$ и размерности $(м^3/кг) \cdot 10^{-4}$.

На том же графике нанесены линии, соответствующие максимальному значению комплексного параметра для двух условий, вытекающих из того, что П в данном случае рассматривается как функция двух переменных:

1) $П_{1\max}$ при $\pi_к^* = \text{const}$, т. е. когда $\dfrac{\partial П}{\partial (T_н^*/T_г^*)} = 0$;

2) $П_{2\max}$ при $T_н^*/T_г^* = \text{const}$, т. е. когда $\dfrac{\partial П}{\partial \pi_к^*} = 0$.

При этом $П_{2\max}$ является огибающей всех линией П на рис. 10.2.

Аналитически можно при некоторых допущениях получить следующие выражения, определяющие максимум П [46].

Для $П_{1\max}$

$$\left(\frac{T_н^*}{T_г^*}\right)_{опт} = \frac{\eta_т^*}{2\dfrac{k_г}{k_г - 1} - al(\pi_к^*)};$$

Для Π_{2max}

$$\pi^*_{к.опт}=\left[\frac{\frac{k}{k-1}\left(\eta^*_к\eta^*_т+a\frac{T^*_н}{T^*_г}\right)}{a\frac{T^*_н}{T^*_г}\left(\frac{1}{k-1}+\frac{k_г}{k_г-1}-\frac{\eta^*_т}{2}\right)}\right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

Физически и тот и другой максимумы являются следствием того, что при соответствующих параметрах получается минимальная площадь сечения $F_т$ (а следовательно, и минимальная высота лопатки при данном среднем диаметре) на выходе из турбины, как показано для примера на рис. 10.3 при $\pi^*_к=4{,}0=\text{const}$ для $\frac{T^*_н}{T^*_г}=\text{var}$ и при $\frac{T^*_н}{T^*_г}=0{,}3=$ $=\text{const}$ для $\pi^*_к=\text{var}$.

Для рис. 10.3 все коэффициенты приняты такими же, как и для рис. 10.2 и, кроме того, $\lambda_т=0{,}6$. Минимальная площадь $F_т$ дает при заданных значениях $\sigma_р$ и приведенного расхода $\bar{G}_{пр}$ максимальные значения оборотов [уравнение (10.16)] и произведения $u_к^2\bar{G}_к$ [уравнение (10.10)], а отсюда — максимальную величину комплексного параметра П. Если же предположить, что зафиксированным является произведение $u^2\bar{G}_к$ и, следовательно, число оборотов для заданного приведенного расхода, то минимальная площадь на выходе из турбины соответствует минимальному значению $\sigma_р$, а следовательно, максимуму параметра П.

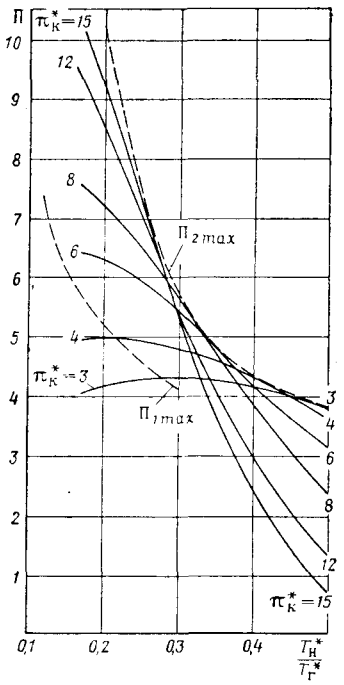


Рис. 10.2. Изменение комплексного параметра П в зависимости от $T^*_н/T^*_г$ и $\pi^*_к$

Следует особо подчеркнуть, что при Π_{max} и заданной величине $u_к^2\bar{G}_к$ минимальное напряжение $\sigma_р$ будет не только в лопатках последней ступени многоступенчатой турбины, но и в лопатках остальных ступеней и, в частности, первой. Это объясняется тем, что отношение напряжений в лопатках первой и последней ступеней является функцией величин $\pi_т^*$, $q(\lambda_1)/q(\lambda_т)$, $\sin\alpha_1/\sin\alpha_т$, которые в рационально спроектированной турбине будут вполне определенными для данного значения П. Иными словами, при минимальной площади на выходе из турбины и рациональной форме проточной части минимальная площадь (или высота лопатки), а соответственно и минимальное напряжение, как правило, будут и в первой ступени. Получить $\sigma_{р\,min}$ в первой ступени может оказаться невозможным без охлаждения лопатки, однако при $\sigma_{р\,min}$ будет требоваться меньшее количество воздуха для охлаждения лопаток, чем при $\sigma_р>\sigma_{р\,min}$.

Как показано в работе [46], оптимальное значение $\pi_к^*$, определяющее Π_{2max}, практически совпадает со значением $\pi_к^*$, которое соответствует максимуму удельной тяги ТРД с форсажной камерой, но значительно выше, чем в ТРД без форсажной камеры, и особенно в области

малых значений $T_н^*/T_г^*$. Что касается оптимального значения $T_н^*/T_г^*$, при котором достигается $П_{1max}$, то при одинаковых $\pi_к^*$ оно несколько меньше, чем в оптимальном по экономичности ТРД. Таким образом, оптимальные по П значения $\pi_к^*$ и $T_н^*/T_г^*$ являются не всегда оптимальными по удельной тяге и экономичности и, следовательно, не являются определяющими при выборе параметров двигателя. Однако целесообразно по возможности выбирать величины, близкие к оптимальным и по П.

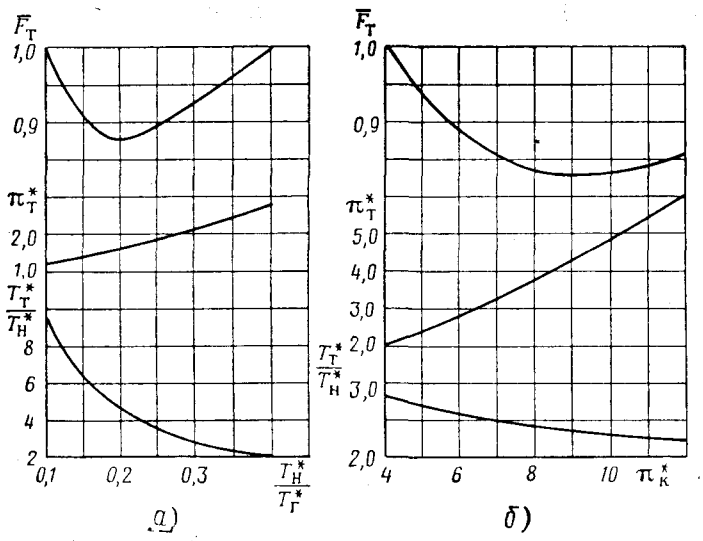


Рис. 10.3. Изменение площади на выходе из турбины:

а—в зависимости от $T_н^*/T_г^*$ при $\pi_к^*=4{,}0$; *б*—в зависимости от $\pi_к^*$ при $T_н^*/T_г^*=0{,}3$

Чтобы объяснить причины получения минимальной площади сечения $F_т$ при параметрах, соответствующих $П_{max}$, запишем выражение для $F_т$ в следующем виде, учитывая, что $p_т^*=p_г^*/\pi_т^*$ и $p_г^*=p_в^*\delta_г\pi_к^*$:

$$F_т=\frac{G_г\sqrt{T_т^*}}{p_т^* q(\lambda_т)\sin\alpha_т\cdot s_г}=\frac{G_в\nu\sqrt{\dfrac{T_т^*}{T_н^*}}\sqrt{T_н^*}\pi_т^*}{p_в^*\delta_г\pi_к^* q(\lambda_т)\sin\alpha_т\cdot s_г}.$$

Примем, что величина $G_в\sqrt{T_т^*}/p_в^*$ пропорциональна приведенному расходу и задана; примем также, что $\delta_т$, $\lambda_т$, $\alpha_т$, ν и $s_г$ — величины постоянные. Тогда

$$F_т=\text{const}\,\frac{\pi_т^*}{\pi_к^*}\sqrt{\frac{T_т^*}{T_н^*}}. \qquad (10.23)$$

Как видно из рис. 10.3, *а* при $\pi_к^*=\text{const}$ с уменьшением $T_н^*/T_г^*$ уменьшается и степень понижения давления в турбине $\pi_т^*$. Это является следствием снижения работы, затрачиваемой на компрессор, с уменьшением $T_н^*$ при $T_г^*=\text{const}$ или с увеличением удельной работы турбины при возрастании $T_г^*$ и $T_н^*=\text{const}$. Одновременно с уменьшением $\pi_т^*$ возрастает отношение $T_т^*/T_н^*$, и поэтому при некотором значении $T_н^*/T_г^*$, которое соответствует $П_{max}$, получается минимальное значение $F_т$. В том случае, когда $\pi_к^*=\text{var}$ и $T_н^*/T_г^*=\text{const}$ (рис. 10.3, *б*), с ростом $\pi_к^*$ увеличивается затрачиваемая на компрессор работа и по-

тому возрастает и $\pi_т^*$ при одновременном уменьшении $T_т^*/T_н^*$. Поэтому отношение $\frac{\pi_т^*}{\pi_к^*}\sqrt{\frac{T_т^*}{T_н^*}}$ имеет минимум при некотором значении $\pi_к^*$.

При постоянной степени повышения давления и переменном $T_н^*/T_г^*$ максимум $П_{1max}$ реально проявляется только при небольших значениях $\pi_к^*$ (см. рис. 10.2), так как с увеличением $\pi_к^*$ он перемещается в область малых значений $T_н^*/T_г^*$, соответствующих нереально высокой температуре газа при заданном значении $T_н^*$ или нереально низкой температуре $T_н^*$ при заданной температуре газа. Поэтому при $\pi_к^*=\text{const}$ с ростом $T_н^*/T_г^*$ комплексный параметр, как правило, уменьшается и тем более интенсивно, чем выше $\pi_к^*$.

Величина $П_{2max}$, соответствующая случаю, когда $T_н^*/T_г^*=\text{const}$ и переменное $\pi_к^*$, сильно уменьшается при больших значениях $T_н^*/T_г^*$ и соответствует при этом низким значениям $\pi_к^*$.

Различие между $П_{1max}$ и $П_{2max}$ при малых $\pi_к^*$ весьма невелико из-за пологого протекания П в этой области.

Коэффициент производительности и окружная скорость компрессора существенно зависят от величины $q(\lambda_т)$, которая входит в комплексный параметр П. Выше (см. гл. 7) указывалось, что для получения более высоких к. п. д. турбины и уменьшения потерь в затурбинном тракте желательно принимать на расчетном режиме относительно невысокие значения $\lambda_т \leqslant 0{,}5$. Только в отдельных случаях, когда желательно по прочностным соображениям и для увеличения числа оборотов, а следовательно, $\bar{G}_к$ и $u_к$ ограничить высоту лопаток, иногда идут на увеличение $\lambda_т$ до 0,6 и даже выше с некоторым ущербом для к. п. д.

10.1.3. ПРИНЦИПЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОМПЛЕКСНОГО ПАРАМЕТРА ДЛЯ СОГЛАСОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ КОМПРЕССОРА И ТУРБИНЫ

В связи с тем, что в комплексный параметр входят основные конструктивные и газодинамические данные компрессора и турбины, он является удобной величиной для предварительного согласования параметров этих машин, предшествующего их детальному расчету. Значение комплексного параметра обычно может быть определено уже в начале расчета, так как некоторые входящие в него величины бывают известны из расчета двигателя. К числу их, в частности, относятся расход воздуха $G_в$, степень повышения давления в компрессоре $\pi_к^*$, температура газа перед турбиной $T_г^*$, высота и скорость полета (и, следовательно, $T_н^*$) на расчетном режиме работы двигателя.

Зная $\pi_к^*$ и отношение $T_н^*/T_г^*$, можно определить величину комплексного параметра по формуле (10.20), задаваясь к. п. д. элементов, либо воспользовавшись графиком рис. 10.2, полученным для средних значений к. п. д. и других коэффициентов, за исключением коэффициента K_G, величина которого принята равной единице. Задаваясь типом лопаток, можно легко уточнить K_G и внести поправку в значения П. Так как в комплексный параметр входят четыре независимые величины, то три из них можно выбирать, а четвертую необходимо определять исходя из известного значения П. Ниже показано, что в качестве этой последней величины в ряде случаев целесообразно брать напряжение в лопатках турбины, проверяя затем запас прочности. Параметры компрессора и турбины, полученные при согласовании, существенно зависят от того, какие значения скоростей (или чисел $M_Н$) полета заданы в качестве расчетных для двигателя. Это объясняется тем, что при больших сверхзвуковых скоростях полета ($M_Н \geqslant 2{,}5$) комплексный параметр при

обычных значениях температуры газа получается относительно небольшим вследствие увеличенного отношения $T^*_н/T^*_г$. Поэтому при допустимых значениях $\sigma_р$ и $\lambda_т$ может ограничиваться окружная скорость или коэффициент производительности компрессора.

Так, например, при $M_H=2,5$, $H=11$ *км* и температуре газа $T^*_г=1200°$ К отношение $T^*_н/T^*_г=0,408$ и комплексный параметр при $\pi_к=4,0$ будет $П=4,39$. Принимая $u_к=370$ *м/сек*, $\sigma_р=20\,000$ *н/см²* и $\lambda_т=0,6$, получаем $\bar{G}_к=0,522$.

Между тем максимально допустимое значение $\bar{G}_к$ может быть 0,65—0,7. При более низкой окружной скорости компрессора и повышенном напряжении в лопатках турбины возможно и при бо́льших M получить максимальный коэффициент производительности. Например, если $u_к=350$ *м/сек* и $\sigma_р=25\,000$ *н/см²*, то при тех же условиях получим $\bar{G}_к=0,73$.

Назначать $\bar{G}_{к\,max}$ при больших сверхзвуковых скоростях полета нецелесообразно, так как это будет ограничивать работу двигателя с постоянным (максимальным) числом оборотов и максимальной температурой газа при переходе к пониженным скоростям полета (см. гл. 8). Наряду с выбором коэффициента производительности весьма важен выбор окружной скорости компрессора. Этот вопрос рассматривался в гл. 5, где показана связь между $\bar{G}_к$ и $u_к$ и числами $\tilde{M}_1$ на входе в рабочее колесо. В гл. 4 указывалось, что в околозвуковых и сверхзвуковых первых ступенях окружная скорость $u_к$ достигает 370—380 *м/сек* и выше, а коэффициент производительности 0,7—0,75.

В дозвуковых ступенях $u_к=330$—360 *м/сек* и ниже и максимальный коэффициент производительности у них 0,6—0,65. Если принять, что приведенная скорость $\lambda_т$ на выходе из турбины в двигателях с обоими типами компрессоров будет одинаковой, то для каждого из них соблюдается условие $u_к^2\bar{G}_к/\sigma_р=\text{const}$. Следовательно, напряжение в лопатках турбины будет изменяться пропорционально произведению квадрата окружной скорости на коэффициент производительности. Рассмотрим два двигателя со следующими значениями этих величин: в одном $u_к=430$ *м/сек* и $\bar{G}_к=0,75$, а в другом $u_к=340$ *м/сек* и $\bar{G}_к=0,6$. Тогда отношение напряжений:

$$\bar{\sigma}_р=\frac{430^2\cdot 0,75}{340^2\cdot 0,6}=2,0.$$

Таким образом, влияние $u_к$ и $\bar{G}_к$ на растягивающие напряжения в лопатках турбины весьма существенно.

Выбор напряжений определяется необходимым запасом прочности лопаток турбин при требующемся ресурсе. Запас прочности определяется по суммарным напряжениям, включающим растягивающие напряжения от центробежных сил и изгибные напряжения от сил газов. При расчетах по согласованию параметров компрессора и турбины находятся только растягивающие напряжения от центробежных сил, определяющие выбор числа оборотов. Соответствующий этим напряжениям запас прочности выражается отношением

$$K_{\sigma_р}=\frac{\sigma_{пл}}{\sigma_р}.$$

В зависимости от назначения двигателя и требуемого ресурса могут применяться пределы длительной прочности, соответствующие 100, 300, 1000 *час*, т. е. σ_{100}, σ_{300} и т. д., а в отдельных случаях и более. Данные по длительной прочности сплавов ЭИ-437Б, ЭИ-617 и Нимоник-115 приведены в приложении I. Имеются и более жаропрочные сплавы. Например, сплав ЖС6-К, имеющий $\sigma_{100}=1570$ *н/см²* при температуре 1000° С, тогда как сплав ЭИ-617 имеет $\sigma_{100}=1470$ *н/см²* при температуре 900° С [30].

В процессе эксплуатации двигателя турбина работает при различных температурах газа и числах оборотов. Однако для статической прочности лопаток турбины решающее значение имеет работа при максимальных оборотах и температурах. Такие режимы занимают только часть всего срока работы двигателя и в зависимости от назначения и типа самолета могут составлять от 5 до 30% времени работы двигателя до первого ремонта. Если предъявляется требование, чтобы лопатки турбины могли отработать еще один-два межремонтных срока, то общая продолжительность работы этих лопаток на максимальных режимах возрастет в два-три раза. Соответственно этому следует выбирать предел длительной прочности.

Так, например, общее время работы лопаток турбины на двигателях гражданского применения может достигать 8000—15 000 *час* и более а время их работы на максимальных режимах обычно может составлять 400—750 *час* и выше.

Следует отметить, что в некоторых современных двигателях дозвуковых пассажирских самолетов разница между температурами на взлетном и крейсерском режимах относительно небольшая и поэтому работа на крейсерских режимах также должна приниматься во внимание при расчетах. Так, например, в трехвальном двухконтурном двигателе фирмы Роллье-Ройс (Англия) разница между температурами лопаток на взлетном и крейсерском режимах составляет $\sim 25°$ С, тогда как в более ранних двигателях эта разница достигала 125° С [63]. Аналогичное положение характерно для сверхзвуковых пассажирских самолетов.

Реальный запас прочности в значительной степени зависит еще от продолжительности переменных режимов работы турбины, а также от уровня переменных и, в частности, вибрационных напряжений в лопатках, что также должно учитываться при детальных расчетах на прочность.

Чтобы определить $\sigma_{дл}$, необходимо знать температуру лопатки в корневом сечении. Последняя определяется по температуре торможения в относительном движении на среднем диаметре

$$T_л = \varkappa T_w^*,$$

где $T_л$ — температура лопатки в корневом сечении;

T_w^* — температура торможения газа в относительном движении на среднем диаметре в предположении равномерного распределения температуры газа по радиусу;

$\varkappa$ — коэффициент, учитывающий отвод тепла в диск, неравномерность распределения температуры по радиусу и другие факторы.

В среднем для неохлаждаемых лопаток можно принять $\varkappa = 0{,}95$.

Если лопатки турбины пустотелые с воздушным охлаждением, то температура стенки лопатки в расчетном сечении назначается в зависимости от принимаемого расхода охлаждающего воздуха и соответствующей ему разности между температурой газа и температурой стенки. Для средних условий, при расходе охлаждающего воздуха через рабочие лопатки 2—3% от общего расхода через компрессор, разность между температурами стенки и газа ~ 150—200° С. Для примера на рис. 10.4 показано изменение по высоте лопатки температуры газа и стенки охлаждаемой лопатки в двухконтурном двигателе «Спей» [51].

Температуру торможения в относительном движении можно связать с температурой газа в абсолютном движении на выходе из турбины следующим образом.

Запишем значения температур в абсолютном и относительном движении:

$$T_{т}^{*}=T_{т}+\frac{c_{т}^{2}}{2\dfrac{k_{г}}{k_{г}-1}R_{г}};\quad T_{w}^{*}=T_{т}+\frac{w_{т}^{2}}{2\dfrac{k_{г}}{k_{г}-1}R_{г}},$$

где $T_{т}$ — статическая температура на выходе из турбины. Отсюда

$$T_{w}^{*}=T_{т}^{*}+\frac{w_{т}^{2}-c_{т}^{2}}{2\dfrac{k_{г}}{k_{г}-1}R_{г}}. \qquad (10.24)$$

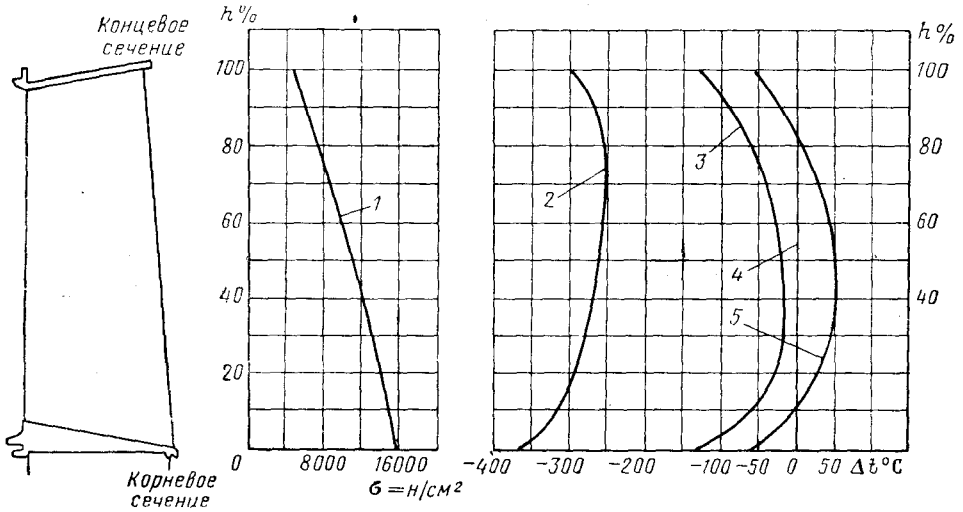


Рис. 10.4. Влияние поля температур газового потока и охлаждения лопатки ТРДД «Спей» на температуру лопаток:

1—напряжение в лопатках на режиме взлета; *2*—средняя температура стенки охлаждаемой лопатки; *3*—температура торможения газа в относительном движении; *4*—среднемассовая температура газа (исходная); *5*—температура торможения газа перед рабочим колесом

Из треугольника скоростей на выходе из турбины получаем

$$w_{т}^{2}=u_{т}^{2}+c_{т}^{2}-2u_{т}c_{т}\cos\alpha_{т},$$

или

$$w_{т}^{2}-c_{т}^{2}=u_{т}^{2}-2u_{т}c_{uт}.$$

Поэтому

$$T_{w}^{*}=T_{т}^{*}+\frac{u_{т}^{2}-2u_{т}c_{uт}}{2\dfrac{k_{г}}{k_{г}-1}R_{г}}.$$

Для последней ступени турбины при сохранении достаточно высокой степени точности можно пренебречь закруткой потока на выходе (для среднего диаметра). Тогда

$$T_{w}^{*}=T_{т}^{*}+\frac{u_{т.ср}^{2}}{2\dfrac{k_{г}}{k_{г}-1}R_{г}}. \qquad (10.25)$$

Принимая средние значения $k_г=1{,}33$ и $R_г=289{,}3$ *дж/кг*, получим

$$T^*_w \approx T^*_т + \frac{u^2_{т.ср}}{2315}. \qquad (10.26)$$

Окружная скорость последней ступени турбины на среднем диаметре при относительно небольших окружных скоростях компрессора ($u_к \leqslant 330$—360 *м/сек*) должна быть 280—300 *м/сек*, а в случае больших $u_к$ значение $u_{т.ср}$ может достигать 350—370 *м/сек* и выше.

В первом приближении можно принимать $u_{т.ср}=(0{,}8—0{,}9)u_к$. Запас прочности по растягивающим напряжениям в последней ступени не должен быть ниже 1,8—2,0, что учитывает наличие изгибных напряжений от газовых и центробежных сил, составляющих 10—20% от растягивающих напряжений, а также наличие вибрационных напряжений. Целесообразно также проверить, обеспечивается ли необходимый запас прочности в лопатках первой ступени турбины, в которой при использовании одинакового сплава запас прочности получается меньше, чем в последних вследствие более высокой температуры лопаток. Запас прочности в лопатках первой ступени может быть приближенно проверен следующим образом. Исходя из уравнения (10.17) отношение растягивающих напряжений в лопатках первой и последней ступеней при одинаковых значениях коэффициента Φ можно записать в виде

$$\frac{\sigma_{p1}}{\sigma_p} = \frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_т)_1 \sin\alpha_{т1}} \frac{1}{{}_{2}^{z}\pi^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}_т},$$

где ${}_{2}^{z}\pi^*_т$ — степень понижения давления во всех ступенях от второй и до последней.

С помощью показателя политропы можем написать

$${}_{2}^{z}\pi^*_т = \left(\frac{T^*_{т1}}{T^*_т}\right)^{\frac{n_т}{n_т-1}},$$

где $T^*_{т1}$ — температура на выходе из первой ступени.
Поэтому

$$\frac{\sigma_{p1}}{\sigma_p} = \frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_т)_1 \sin\alpha_{т1}} \frac{1}{\left(\frac{T^*_{т1}}{T^*_т}\right)^{\frac{n_т+1}{2(n_т-1)}}}. \qquad (10.27)$$

Так как в первой ступени высóты рабочих лопаток на входе и выходе обычно мало отличаются, то можно отношение напряжений выразить еще в виде

$$\frac{\sigma_{pI}}{\sigma_p} = \frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_1)\sin\alpha_1} \frac{1}{\left(\pi^*_т\right)^{\frac{n_т+1}{2n_т}} \delta_{c.aI}^{\frac{n_т+1}{2n_т}}} =$$

$$= \frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_1)\sin\alpha_1} \frac{1}{\left(\frac{T^*_г}{T^*_т}\right)^{\frac{n_т+1}{2n_т}}},$$

где λ_1 и α_1 — соответствуют выходу из соплового аппарата первой ступени;

$\delta_{c.aI}$ — коэффициент полного давления в сопловом аппарате первой ступени.

Предположив, что вся работа турбины равномерно распределяется по ступеням, можно температуру $T^*_{т1}$ вычислить с помощью уравнения

$$T^*_{т1} = T^*_г - \frac{H_т}{z \dfrac{k_г}{k_г - 1} R_г}. \qquad (10.28)$$

На выходе из первой ступени окружная составляющая абсолютной скорости c_{2u}, как правило, значительна. Однако в первом приближении можно температуру заторможенного потока в относительном движении вычислять также по формуле (10.26), т. е. для условия, что и в этой ступени $c_{2u} \approx 0$. Окружную скорость для первой ступени в этих расчетах можно принимать равной окружной скорости для последней ступени исходя из предположения, что меридиональная форма турбины соответствует условию $D_{ср} = \text{const}$.
Отношение

$$\frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_т)_1 \sin\alpha_{т1}} = 1{,}25 - 1{,}5, \text{ а } \frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_1)\sin\alpha_1} = 2 \div 2{,}5.$$

В отдельных случаях при пониженных значениях $\lambda_{т1}$, λ_1 и α_1 (например, в турбинах ТВД) указанные отношения могут достигать значений 1,8 и 3 соответственно. Допустимость получившегося при этом угла расширения меридионального сечения проточной части можно проверять по методике, изложенной в гл. 7.

Если запас прочности в лопатках первой ступени при применении в них того же материала, что и в лопатках последней ступени, окажется недостаточным, то необходимо применить более жаропрочный материал или ввести охлаждение. Возможно также изменить распределение теплоперепада по ступеням или изменить принятые ранее параметры $u_к$ и $\bar{G}_к$. Число ступеней может быть определено при помощи критерия для многоступенчатой турбины $Y^* = \dfrac{\sqrt{\sum_1^z u^2_{т.ср}}}{c^*_{ад}}$ или среднего коэффициента нагрузки $\bar{H}_{т\,u}$ (см. гл. 7).

В зависимости от нагруженности ступеней параметр Y^* может находиться в пределах 0,55—0,60, чему соответствуют средние значения коэффициента нагрузки $\bar{H}^*_{т\,u} = 1{,}6 \div 1{,}25$. Окончательным критерием правильности выбора $u_{т.ср}$ и Y^* будет являться к. п. д. турбины, который становится известным в конце расчета. Известным контролем может являться проверка отношения $D_к/D_т$ между наружными диаметрами компрессора и турбины и значения относительного диаметра втулки $\bar{d}_т$ последней ступени турбины. Формулы для определения этих величин можно получить следующим образом. Используем для последней ступени турбины понятие о коэффициенте производительности [см. уравнение (7.43)].

При угле выхода $\alpha_т \neq 90°$ получаем

$$\bar{G}_т = \frac{G_т}{G_{т0}} = q(\lambda_т)(1 - \bar{d}_т)\sin\alpha_т,$$

где $G_{т0}$ — теоретический расход, достигаемый при критической скорости за турбиной и относительном диаметре втулки $\bar{d}_т = 0$.

Выразим диаметр последней ступени турбины и диаметр первой ступени компрессора через коэффициенты производительности [см. уравнения (7.44) и (5.45)]:

$$D_т^2 = \frac{4G_г\sqrt{T_т^*}}{\pi s_т p_т^* \bar{G}_т};$$

$$D_к^2 = \frac{4G_в\sqrt{T_н^*}}{\pi s_в p_в^* \bar{G}_к K_G}.$$

Отсюда

$$\left(\frac{D_к}{D_т}\right)^2 = \frac{G_в}{G_г}\frac{s_г}{s_в}\frac{p_т^*}{p_в^*}\frac{\bar{G}_т}{\bar{G}_к K_G}\sqrt{\frac{T_н^*}{T_т^*}}. \qquad (10.29)$$

Если заменить $G_в/G_г = 1/\nu$; $p_т^*/p_в^* = \delta_г\pi_к^*/\pi_т^*$ и умножить числитель и знаменатель правой части уравнения (10.29) на $\frac{\gamma_л}{2}\frac{s_в}{s_т}\Phi$, то, учитывая уравнение (10.19) для комплексного параметра, можно уравнение (10.29) привести к виду

$$\left(\frac{D_к}{D_т}\right)^2 = \frac{q(\lambda_т)(1-\bar{d}_т)}{\bar{G}_к}\Phi\frac{\gamma_л}{2}\Pi.$$

Если вместо П подставить его выражение (10.22), то получим

$$\frac{D_к}{D_т} = \sqrt{\frac{\gamma_л}{2}\Phi}\sqrt{\frac{u_к^2}{\sigma_р}(1-\bar{d}_т^2)},$$

или

$$\frac{D_к}{D_т} = \varepsilon_0\sqrt{\frac{u_к^2}{\sigma_р}(1-\bar{d}_т^2)}, \qquad (10.30)$$

где

$$\varepsilon_0 = \sqrt{\frac{\gamma_л}{2}\Phi\cdot 10^{-4}}.$$

Множитель 10^{-4} при коэффициенте ε_0 учитывает необходимость иметь правую часть безразмерной при условии, когда $\sigma_р$ в уравнении (10.30) берется в *н/см²*, а размерности остальных величин соответственно будут $\gamma_л$ в *кг/м³* и $u_к$ в *м/сек*. Принимая, как и для рис. 10.2, $\gamma_л = 8{,}4\cdot 10^3$ *кг/м³* и $\Phi = 0{,}5$, получим с учетом множителя 10^{-4} численное значение $\varepsilon_0 = 0{,}46$.

Преобразуем уравнение (10.30), заменив в нем член $(1-\bar{d}_т^2)$ другими параметрами, характеризующими турбину. Если принять одинаковым средний диаметр всех ступеней турбины, то можно написать

$$Y^* = \frac{u_{ср}\sqrt{z}}{c_{ад}^*}.$$

Заменяя $u_{ср}$ через $u_т$ и $\bar{d}_т$, получим

$$Y^* = \frac{u_т(1+\bar{d}_т)\sqrt{z}}{2c_{ад}^*}.$$

Отсюда

$$1-\bar{d}_т^2 = 1-\left(\frac{2Y^*c_{ад}^*}{u_т\sqrt{z}}-1\right)^2.$$

С другой стороны, из уравнений (10.13) и (10.14) получим

$$1-\bar{d}_т^2=\frac{2\sigma_р}{\gamma_л u_т^2 \Phi}.$$

Приравнивая правые части последних двух уравнений, найдем

$$u_т=\frac{\sqrt{z}}{4Y^* c_{ад}^*}\left(\frac{2\sigma_р}{\gamma_л\Phi}+\frac{4Y^{*2}c_{ад}^{*2}}{z}\right).$$

Используем это выражение для $u_т$; тогда

$$1-\bar{d}_т^2=\frac{2\sigma_р}{\gamma_л\Phi\left[\frac{\sqrt{z}}{4Y^* c_{ад}^*}\left(\frac{2\sigma_р}{\gamma_л\Phi}+\frac{4Y^{*2}c_{ад}^{*2}}{z}\right)\right]^2}.$$

Подставляя это выражение в уравнение (10.30), после преобразований получим

$$\frac{D_к}{D_т}=\frac{\sqrt{\frac{u_к^2}{\sigma_р}}}{\frac{\varepsilon_1}{X}+X}, \qquad (10.31)$$

где

$$X=\frac{Y^* c_{ад}^*}{\sqrt{z\sigma_р}}; \quad \varepsilon_1=\frac{1}{4\varepsilon_0^2}.$$

Величину X можно также записать в виде

$$X=\sqrt{\frac{u_{т.ср}^2}{\sigma_р}}.$$

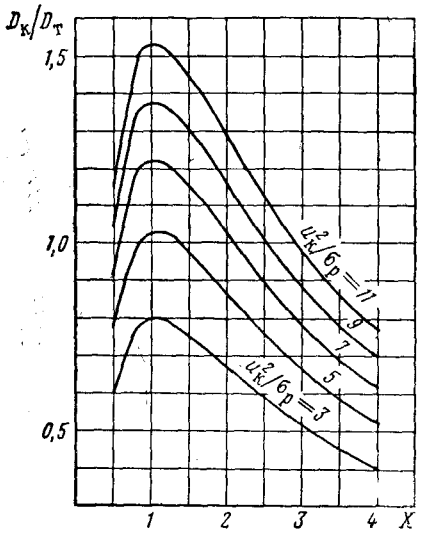


Рис. 10.5. Зависимость отношения $\frac{D_к}{D_т}$ от $X=\frac{Y^* c_{ад}^*}{\sqrt{z\sigma_р}}$ и $\frac{u_к^2}{\sigma_р}$

Уравнение (10.31) дает обобщенную зависимость для $D_к/D_т$. На рис. 10.5 показана зависимость $D_к/D_т$ от X при различных значениях $u_к^2/\sigma_р$ и $\varepsilon_0=0{,}46$. При $X=\sqrt{\varepsilon_1}$ отношение $D_к/D_т$ имеет максимальную величину для всех значений $u_к^2/\sigma_р$. С увеличением X сверх $\sqrt{\varepsilon_1}$, независимо от того, за счет чего происходит это увеличение, отношение $D_к/D_т$ при данном $u_к^2/\sigma_р$ уменьшается. Это объясняется тем, что при увеличении Y^* или $c_{ад}^*$ или при уменьшении числа ступеней и $\sigma_р$ диаметр турбины возрастает, а диаметр компрессора сохраняется неизменным или даже уменьшается (при уменьшении $\sigma_р$ и $u_к^2/\sigma_р=\text{const}$). Как видно из уравнения (10.31) и рис. 10.5, отношение $D_к/D_т$ в сильной степени зависит еще от $u_к^2/\sigma_р$, возрастая с увеличением этого параметра при заданном значении X. Следовательно, увеличение окружной скорости компрессора при данном $\sigma_р$ вызовет рост $D_к/D_т$, так как увеличивается диаметр компрессора, тогда как при $X=\text{const}$ сохраняется постоянным диаметр турбины.

Для определения относительного диаметра втулки последней ступени турбины воспользуемся уравнением (10.13), заменив в нем окруж-

ную скорость на внешнем диаметре турбины окружной скоростью на среднем диаметре:

$$\sigma_р = 2\gamma_л \Phi u^2_{т.ср} \frac{1-\bar{d}_т}{1+\bar{d}_т}.$$

Отсюда

$$\bar{d}_т = \frac{2\gamma_л\Phi \dfrac{u^2_{т.ср}}{\sigma_р} - 1}{2\gamma_л\Phi \dfrac{u^2_{т.ср}}{\sigma_р} + 1} = \frac{\varepsilon_2 \dfrac{u^2_{т.ср}}{\sigma_р} - 1}{\varepsilon_2 \dfrac{u^2_{т.ст}}{\sigma_р} + 1}. \qquad (10.32)$$

Если размерности всех величин будут такими же, как и в уравнении (10.30), то чтобы произведение $\varepsilon_2 u^2_{т.ср}/\sigma_р$ было безразмерным, коэффициент ε_2 должен делиться на 10^4. Поэтому, принимая указанные выше значения $\gamma_л$ и Ф, будем иметь численное значение $\varepsilon_2 = 0{,}84$.

При согласовании параметров компрессора и турбины ТРД с осевым компрессором следует так выбирать число ступеней турбины и $u_{т.ср}$, чтобы $D_к/D_т = 0{,}8 \div 1{,}15$. При этом относительный диаметр втулки $\bar{d}_т$ последней ступени турбины должен быть не меньше 0,5.

10.1.4. ВЫБОР РЕЖИМА ДЛЯ СОГЛАСОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ КОМПРЕССОРА И ТУРБИНЫ

Основные параметры двигателя (тяга, степень повышения давления, расход воздуха, температура газа) могут быть заданы для различных условий и в том числе для взлета, а также для дозвуковых, околозвуковых и больших сверхзвуковых скоростей полета ($M_H \geqslant 2{,}5 \div 3{,}0$) на различных высотах. Для всех случаев, кроме больших сверхзвуковых скоростей полета, целесообразно в качестве расчетного режима для компрессора и для согласования его параметров с турбиной брать условия взлета $H=0$; $M_H=0$. Для больших сверхзвуковых скоростей полета, как подробно рассмотрено в гл. 8, в качестве расчетного целесообразно выбирать режим, соответствующий некоторому промежуточному числу M_H полета между $M_H=0$ и $M_{H\,max}$, например $M_{H\,расч} \simeq 1{,}5 \div 1{,}7$ или $\bar{n}_{пр.расч} = 0{,}91 - 0{,}95$ *). На этом же режиме целесообразно производить и согласование параметров компрессора и турбины.

Для получения параметров на расчетном режиме необходимо на характеристике компрессора построить линии рабочих режимов (см. разд. 8.4.2). Если нет характеристик, определить параметры можно приближенно расчетным путем. В случае дозвуковых и околозвуковых скоростей полета и $H>0$ приведенные обороты при переходе на режим $H=0$; $M_H=0$ должны, как правило, уменьшаться, а при переходе от больших сверхзвуковых скоростей полета к промежуточным числам M_H приведенные обороты будут возрастать. Методика пересчета в обоих случаях будет одинаковой и состоит в следующем.

1. При постоянных физических оборотах определяется относительное приведенное число оборотов, т. е. отношение приведенных чисел оборотов, соответствующих исходному режиму, к приведенному числу оборотов, соответствующему расчетному режиму:

$$\frac{n_{пр}}{n_{пр.расч}} = \bar{n}_{пр} = \sqrt{\frac{T^*_{н.расч}}{T^*_н}}, \qquad (10.33)$$

где $n_{пр.расч}$ и $T^*_{н.расч}$ — расчетные.

*) $\bar{n}_{пр} = 1{,}0$ соответствует $T_н^* = 288°$ К.

Если $\bar{n}_{пр}$ еще разделить на $\bar{n}_{пр.расч}$, соответствующее режиму, когда $T_н^*=288°$ К, то можем написать

$$\bar{\bar{n}}_{пр}=\frac{\bar{n}_{пр}}{\bar{n}_{пр.расч}}.$$

Когда расчетный режим соответствует $H=0$ и $M_H=0$, то $\bar{n}_{пр.расч}=1{,}0$ и $\bar{\bar{n}}_{пр}=\bar{n}_{пр}$. Если расчетный режим не соответствует $T_н^*=288°$ К и $\bar{n}_{пр.расч}<1{,}0$ (например, $\bar{n}_{пр.расч}=0{,}91—0{,}95$ при больших исходных числах M_H полета), то

$$T^*_{н.расч}=\frac{288}{(\bar{n}_{пр.расч})^2}.$$

Когда для расчетного режима задается $M_{Hрасч}$, а не $\bar{n}_{пр.расч}$, расчетная температура определяется по таблицам газодинамических функций или по формуле

$$T^*_{н.расч}=T_н\left(1+\frac{k-1}{2}M^2_{H\,расч}\right).$$

Из этих двух соотношений получаем

$$\bar{n}_{пр.расч}=\sqrt{\frac{288}{T_н}\,\frac{1}{1+\frac{k-1}{2}M^2_{H\,расч}}}.$$

Таким образом, при известной исходной высоте задание $M_{Hрасч}$ однозначно определяет $\bar{n}_{пр.расч}$ и наоборот.

2. Определяется степень повышения давления на расчетном режиме с помощью графика (рис. 8.24), построенного по статистически обработанным данным *), соответствующим линии совместных режимов компрессора и турбины. Как *следует из рис. 8.24* отношение $\pi_к^*/\pi^*_{к.расч}$ зависит от $\pi^*_{к.расч}$, которое в рассматриваемом случае заранее неизвестно, так как заданным является $\pi_к^*$ для исходного режима (в частности, для больших чисел М). В связи с этим рассчитывать надо графическим методом. С этой целью находим по графику рис. 8.24 для полученного в п. 1 значения $\bar{n}_{пр}$ отношение $\bar{\pi}_к^*=\pi_к^*/\pi^*_{к.расч}$, соответствующее трем значениям $\pi^*_{к.расч}$ ($\pi^*_{к.расч}=3$; 6 и 12). Зная $\pi_к^*$, заданное для исходного режима, и деля его на полученные величины $\bar{\pi}_к^*$, находим три значения $\pi^*_{к\,x\,расч}$, которые строим графически в зависимости от указанных трех значений $\pi^*_{к.расч}$. То значение $\pi^*_{к\,x\,расч}$ по оси ординат, которое будет равно $\pi^*_{к.расч}$ по оси абсцисс и будет искомым.

3. Определяется расход воздуха на расчетном режиме. Напишем для исходного и расчетного режимов уравнения расхода через входное сечение компрессора:

$$G_в=\frac{F_{вх}p^*_в q(\lambda_в)\sin\alpha_1\cdot s_в K_G}{\sqrt{T_н^*}};$$

$$G_{в.расч}=\frac{F_{вх}p^*_{в.расч}q(\lambda_в)_{расч}\sin\alpha_1\cdot s_{в\,расч}K_{G\,расч}}{\sqrt{T^*_{н.расч}}}.$$

*) Данные получены доц. В. И. Бакулевым.

Разделив одно уравнение на другое и приняв $K_G = K_{G\,\text{расч}}$, получим

$$\frac{G_{\text{в.расч}}}{G_{\text{в}}} = \frac{p^*_{\text{в.расч}}}{p^*_{\text{в}}} \frac{q(\lambda_{\text{в}})_{\text{расч}} \sin\alpha_{1\,\text{расч}}}{q(\lambda_{\text{в}})\sin\alpha_1} \sqrt{\frac{T^*_{\text{н}}}{T^*_{\text{н.расч}}}}. \qquad (10.34)$$

Умножая числитель и знаменатель правой части уравнения (10.34) на $(1-\bar{d}^2)$ и учтя уравнение (10.33), получим

$$\frac{G_{\text{в.расч}}}{G_{\text{в}}} = \frac{p^*_{\text{в.расч}}}{p^*_{\text{в}}} \frac{\bar{G}_{\text{к.расч}}}{\bar{G}_{\text{к}}} \sqrt{\frac{T^*_{\text{н}}}{T^*_{\text{н.расч}}}} = \frac{p^*_{\text{в.расч}}}{p^*_{\text{в}}} \frac{\bar{G}_{\text{к.расч}}}{\bar{G}_{\text{к}}} \frac{1}{\bar{n}_{\text{пр}}}. \qquad (10.35)$$

Давления $p^*_{\text{в}}$ и $p^*_{\text{в.расч}}$ на входе в компрессор зависят от высоты и скорости полета на этих режимах:

$$p^*_{\text{в}} = p^*_{\text{н}}\delta_{\text{вх}},$$

где

$$p^*_{\text{н}} = p_{\text{н}}\left(1+\frac{k-1}{2}M_H^2\right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{p_{\text{н}}}{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_{\text{н}}^2\right)^{\frac{k}{k-1}}} = \frac{p_{\text{н}}}{\Pi(\lambda_H)};$$

M_H и λ_H — соответствуют заданной исходной скорости полета;

$\delta_{\text{вх}}$ — берется по экспериментальным данным для входных устройств и, в частности, для сверхзвуковых диффузоров при больших исходных значениях M_H.

Соответственно для расчетного режима

$$p^*_{\text{в.расч}} = p^*_{\text{н.расч}}\delta_{\text{вх.расч}};$$

$$p^*_{\text{н.расч}} = \frac{p_{\text{н.расч}}}{\Pi(\lambda_H)_{\text{расч}}}.$$

Если в качестве расчетного принимается режим, соответствующий $M_{H.\text{расч}}$ при исходной высоте полета, то давление $p_{\text{н.расч}} = p_{\text{н}}$ и поэтому

$$\frac{G_{\text{в.расч}}}{G_{\text{в}}} = \frac{\delta_{\text{вх.расч}}}{\Pi(\lambda_H)_{\text{расч}}} \frac{\Pi(\lambda_{\text{н}})}{\delta_{\text{вх}}} \frac{\bar{G}_{\text{к.расч}}}{\bar{G}_{\text{к}}} \frac{1}{\bar{n}_{\text{пр}}}. \qquad (10.36)$$

Если в качестве расчетного режима принимается взлетный ($H=0$; $M_H=0$), то $p_H = 1{,}014$ *бар* и $\bar{n}_{\text{пр}} = n_{\text{пр}}$, и следовательно,

$$\frac{G_{\text{в.расч}}}{G_{\text{в}}} = \Pi(\lambda_{\text{н}}) \frac{1{,}014}{p_{\text{н}}} \frac{\delta_{\text{вх.расч}}}{\delta_{\text{вх}}} \frac{\bar{G}_{\text{к.расч}}}{\bar{G}_{\text{к}}} \frac{1}{\bar{n}_{\text{пр}}}. \qquad (10.37)$$

Отношение коэффициентов производительности на исходном и расчетном режимах можно определить исходя из следующих соображений. Составляя уравнение расхода через входное сечение компрессора и через сопловой аппарат турбины, получим

$$\frac{F_{\text{вх}}p^*_{\text{в}}q(\lambda_{\text{в}})\sin\alpha_1 \cdot s_{\text{в}}K_G}{\sqrt{T^*_{\text{н}}}} = \frac{F_{\text{с.а}}p^*_{\text{г}}\delta_{\text{с.а}}q(\lambda_{\text{с.а}})s_{\text{г}}}{\nu\sqrt{T^*_{\text{г}}}}$$

или

$$\frac{F_{\text{вх}}p^*_{\text{в}}\bar{G}_{\text{к}}s_{\text{в}}K_G}{(1-\bar{d}^2)\sqrt{T^*_{\text{н}}}} = \frac{F_{\text{с.а}}p^*_{\text{г}}\delta_{\text{с.а}}q(\lambda_{\text{с.а}})s_{\text{г}}}{\nu\sqrt{T^*_{\text{г}}}},$$

откуда, имея ввиду, что $p_г^* = p_к^* \delta_г$,

$$\bar{G}_к = \frac{F_{с.а} \delta_{с.а} \delta_г}{F_{вх} K_G} \pi_к^* \frac{s_г}{s_в} \sqrt{\frac{T_н^*}{T_г}} (1 - \bar{d}^2) q(\lambda_{с.а}).$$

Написав такое же уравнение для расчетного режима и принимая, что на исходном и на расчетных режимах значения $\delta_г$, $\delta_{с.а}$, $F_{с.а}/F_{вх}$, $s_г$, $s_в$, K_G, а также $q(\lambda_{с.а})$ и ν остаются неизменными при постоянной температуре газа перед турбиной, получим

$$\frac{\bar{G}_{к.расч}}{\bar{G}_к} = \frac{\pi_{к.расч}^*}{\pi_к^*} \sqrt{\frac{T_{н\,расч}^*}{T_н^*}} = \frac{\pi_{к.расч}^*}{\pi_к^*} \bar{n}_{пр}. \qquad (10.38)$$

На основании этого уравнения соотношение между расходами воздуха на исходном и на расчетном режимах окончательно запишется так:

а) когда расчетный режим соответствует условиям $M_{расч}$ (или $\bar{n}_{пр.расч}$) и $H_{расч} = H$:

$$\frac{G_{в.расч}}{G_в} = \frac{\pi_{к.расч}^*}{\pi_к^*} \frac{\Pi(\lambda_н)}{\Pi(\lambda_{н.расч})} \frac{\delta_{вх.расч}}{\delta_{вх}}; \qquad (10.39)$$

б) когда расчетный режим соответствует условиям $H = 0$; $M_H = 0$:

$$\frac{G_{в.расч}}{G_в} = \frac{\pi_{к.расч}^*}{\pi_к^*} \cdot \frac{1{,}014}{p_н} \frac{\delta_{вх.расч}}{\delta_{вх}} \Pi(\lambda_н). \qquad (10.40)$$

Так как значения $\pi_{к.расч}^*$ уже определены, то отношение расходов воздуха может быть вычислено с помощью уравнений (10.39) и (10.40).

Расчеты по этим уравнениям удовлетворительно согласуются со статистически обработанными экспериментальными данными.

10.1.5. МЕТОД РАСЧЕТА ПО СОГЛАСОВАНИЮ ПАРАМЕТРОВ КОМПРЕССОРА И ТУРБИНЫ

На основании изложенного выше можно рекомендовать следующий метод расчета по согласованию параметров компрессора и турбины.

1. На основе исходных данных выбирается расчетный режим и определяются параметры ($\pi_к^*$, $G_в$) на этом режиме, как показано в разд. 10.1.4.

2. Задаваясь значениями к. п. д. и другими коэффициентами ($\delta_г$, Φ, ν, a), вычисляют комплексный параметр Π по уравнению (10.20) или определяют по графику рис. 10.2, построенному для средних значений этих величин.

3. Выбирая значения $u_к$, $\bar{G}_к$, $\lambda_г$ и зная Π, вычисляют растягивающие напряжения от центробежных сил

$$\sigma_р = \frac{u_к^2 \bar{G}_к}{\Pi q(\lambda_г)}.$$

4. Проверяется запас прочности $K_{\sigma р} = \sigma_{дл}/\sigma_р$ в лопатках последней ступени турбины, для чего предварительно определяется температура лопатки по уравнениям (10.7) и (10.26) при выбранной окружной скорости на среднем диаметре турбины.

5. Определяется число ступеней турбины по принятым значениям Y^* или $\bar{H}_{т\,ср}$.

6. Проверяется запас прочности в лопатках первой ступени турбины.

7. Проверяется отношение диаметра компрессора к диаметру турбины и относительный диаметр втулки турбины по формулам (10.30) и (10.32).

8. Определяется диаметр компрессора $D_к$.

9. Зная $D_к$ и отношение $D_к/D_т$, вычисляют диаметр турбины.

10. Находится число оборотов $n=60\,u_к/\pi D_к$.

11. Определяются параметры первой ступени компрессора ($\widetilde{M}_1$, α_1, $\overline{H}_{th}$, $\bar{c}_a$, b/t), вычисляется теоретический напор этой ступени и затраченная в ней работа. Определяется $H_{к.ср}$ и число ступеней.

В дальнейшем, используя полученные данные, производят подробный расчет компрессора и турбины (см. гл. 5 и 7).

Пример. Произвести расчет по согласованию параметров компрессора и турбины для следующих исходных данных:

$$H=0;\ M_H=0;\ T_г=1200^\circ\ К;\ \pi_к^*=7{,}5;\ G_в=70{,}5\ кг/сек;$$

$$\eta_к^*=0{,}85;\quad \eta_т^*=0{,}91;\quad K_G=0.97.$$

При расчетах принимается $k_г=1{,}33$; $R_г=289{,}3$ *дж/кг·град*; $k=1{,}4$; $R=287{,}3$ *дж/кг·град*.

Время работы турбины при максимальной температуре с учетом межремонтных сроков принимаем 500 *час*.

Показатель политропы расширения в турбине $n_т=1{,}29$.

1. Так как $T_н^*/T_г^*=0{,}24$, то, зная $\pi_к^*$ и к. п. д. и задавшись

$$\nu=1{,}0;\ \Phi=0{,}5;\ \sin\alpha_т=0{,}995\ (\alpha_т=84^\circ);$$

$$\delta_г=0{,}95;\ a=0{,}885;\ \gamma_л=8{,}4\cdot10^3\ кг/м^3;\ s_в/s_г=1{,}021,$$

вычисляем по формуле (10.19) значение комплексного параметра П. При этом предварительно находим:

а) степень понижения давления в турбине по формуле (10.8)

$$\pi_т^*=\frac{1}{\left[1-a\dfrac{T_н^*\left(\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1\right)}{T_г^*\eta_к^*\eta_г^*}\right]^{\frac{k_г}{k_г-1}}}=\frac{1}{\left(1-0{,}885\cdot0{,}24\dfrac{7{,}5^{0{,}286}-1}{0{,}85\cdot0{,}91}\right)^4}=2{,}6;$$

б) температуру газа за турбиной по формуле (10.7)

$$T_т^*=T_г^*\left[1-a\frac{T_н^*\left(\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1\right)}{T_г\eta_к}\right]=1200\cdot0{,}8055=965^\circ\ К.$$

Отсюда

$$П=\frac{\sin\alpha_т\cdot\delta_г\pi_к^*\sqrt{T_н^*}}{\dfrac{\gamma_л}{2}\dfrac{s_в}{s_г}\cdot10^{-4}K_G{}^\nu\Phi\pi_т^*\sqrt{T_т^*}}=\frac{0{,}995\cdot0{,}95\cdot7{,}5\cdot\sqrt{288}}{0{,}43\cdot0{,}97\cdot0{,}5\cdot2{,}6\cdot\sqrt{965}}=7{,}2.$$

2. Выбирая окружную скорость компрессора $u_к=350$ *м/сек*, коэффициент производительности $\bar{G}_к=0{,}66$ и $\lambda_т=0{,}6$, определяем растягивающее напряжение в лопатках последней ступени турбины

$$\sigma_р=\frac{u_к^2\bar{G}_к}{П q(\lambda_т)}=\frac{350^2\cdot0{,}66}{7{,}2\cdot0.8133}=13\,800\ н/см^2.$$

3. Проверяем запас прочности в лопатках последней ступени турбины. Принимаем окружную скорость турбины на среднем диаметре

$$u_{т.ср}=380\ м/сек\ \left(\frac{u_{т.ср}}{u_k}=0{,}86\right)$$

и применяем уравнение (10.26):

$$T_w^* = T_т^* + \frac{u_{т.ср}^2}{2315} = 965 + 39 = 1004^\circ \text{ K};$$

$$t_w^* = 731^\circ \text{ C}.$$

Полученная температура позволяет применить сплав ЭИ-437Б. Принимая $T_w \cong T_w^*$ и исходя из условия пятисотчасовой длительности работы на максимальном режиме, находим $\sigma_{500} = 38\,000$ *н/см*^{2}.
Следовательно, запас прочности

$$K_{\sigma_р} = \frac{38\,000}{13\,800} = 2{,}76.$$

Даже если при окончательном профилировании лопатки принять коэффициент формы $\Phi = 0{,}6$, то запас прочности $K_{\sigma_р} = 2{,}76\dfrac{0{,}5}{0{,}6} = 2{,}3$ что является приемлемым.

4. Определяем число ступеней турбины по формуле (7.65), принимая $Y^* = \sqrt{z}\left(\dfrac{u_{т.ср}}{c_{ад}^*}\right) = 0{,}55$.
Предварительно находим:

а) $$H_{т.ад}^* = \frac{k_г}{k_г - 1} R_г T_г^* \left[1 - \frac{1}{\pi_т^{*\frac{k_г - 1}{k_г}}}\right] = 1167 \cdot 1200\left(1 - \frac{1}{2{,}6^{0{,}25}}\right) = 294\,000 \text{ } дж/кг;$$

б) $$c_{ад}^* = \sqrt{2H_{т.ад}^*} = \sqrt{2 \cdot 294\,000} = 765 \text{ } м/сек.$$

Тогда

$$z = \left(\frac{Y^* c_{ад}^*}{u_{т.ср}}\right)^2 = \left(\frac{0{,}55 \cdot 765}{300}\right)^2 = 1{,}97.$$

Принимая $z = 2{,}0$, получаем во втором приближении

$$Y^* = \frac{300\sqrt{z}}{765} = 0{,}555.$$

Этому значению Y^* по формуле (7.69) соответствует значение коэффициента нагрузки

$$\overline{H}_{т\,u} = 0{,}5\,\frac{\eta_т^*}{\bar{p}_{р.к}}\,\frac{1}{(u/c_{ад}^*)^2} = 0{,}5\,\frac{0{,}91}{0{,}97}\,\frac{1}{0{,}555^2} = 1{,}52.$$

5. Проверяем запас прочности в лопатках первой ступени турбины. Предварительно определяем:
а) температуру газа на выходе из первой ступени по формуле (10.28):

$$T_т^* = T_г^* - \frac{H_т}{z\,\dfrac{k_г}{k_г - 1} R_г} = 1200 - \frac{267\,000}{2 \cdot 1157} = 1084^\circ \text{ K},$$

где

$$H_т^* = H_{т.ад}^* \eta_т^* = 294\,000 \cdot 0{,}91 = 267\,000 \text{ } дж/кг;$$

б) температуру торможения в относительном движении на лопатках первой ступени по формуле (10.26):

$$T_w^* = T_т^* + \frac{u_{т.ср}}{2315} = 1084^\circ + 39^\circ = 1123^\circ \text{ K}; \quad t_w^* = 850^\circ \text{ C};$$

в) отношение напряжений в лопатках первой и второй (последней) ступеней при $\frac{q(\lambda_т)\sin\alpha_т}{q(\lambda_т)_1\sin\alpha_{т1}}=1{,}4$ [формула (10.27)]:

$$\frac{\sigma_{р1}}{\sigma_р}=\frac{1{,}4}{\left(\frac{T^*_{т1}}{T^*_т}\right)^{\frac{n_т+1}{2(n_т-1)}}}=\frac{1{,}4}{\left(\frac{1084}{9^{\circ}5}\right)^{3{,}95}}=0{,}88.$$

Следовательно,

$$\sigma_р=0{,}88\cdot 13\,800=12\,150\ н/см^2.$$

Если применить сплав ЭИ-617, у которого при $t=850^\circ$ С пятисотчасовая длительная прочность $\sigma_{500}=14\,700\ н/см^2$, то запас прочности будет

$$K_{\sigma_р}=\frac{14\,700}{12\,150}=1{,}21.$$

Такой запас прочности недостаточен. Если не вводить охлаждения лопаток и не иметь возможности применить более жаропрочный сплав, то потребуется уменьшить окружную скорость (и производительность) компрессора до $u_к<300\ м/сек$.

Для получения достаточного запаса прочности при тех же окружной скорости и производительности и при неохлаждаемых лопатках необходимо применить более жаропрочные сплавы, например, типа ЖС6-К или Нимоник-115, у которого при температуре $t=850^\circ$ С $\sigma_{500}=24\,000\ н/см^2$ (см. табл. *Приложения* I). Тогда

$$K_{\sigma_р}=\frac{24\,000}{12\,150}=1{,}98.$$

Такой запас прочности является приемлемым.

6. Находим относительный диаметр втулки последней ступени турбины и отношение диаметров компрессора и турбины [уравнения (10.30) и (10.32)]:

$$\bar d_т=\frac{0{,}84\,\frac{u^2_{т.ср}}{\sigma_р}-1}{0{,}84\,\frac{u^2_{т.ср}}{\sigma_р}+1}=\frac{0{,}84\,\frac{300^2}{13\,800}-1}{0{,}84\,\frac{300^2}{13\,800}+1}=0{,}69;$$

$$\frac{D_{ср}}{h}=\frac{1+\bar d_т}{1-\bar d_т}=\frac{1{,}69}{0{,}31}=5{,}45;$$

$$\frac{D_к}{D_т}=\varepsilon_0\sqrt{\frac{u^2_к}{\sigma_р}\left(1-\bar d^2_т\right)}=0{,}46\sqrt{\frac{350^2}{13\,800}\cdot 0{,}524}=0{,}986.$$

Полученные значения $\bar d_т$, $D_{ср}/h$ и $D_к/D_т$ являются приемлемыми.

7. Определяем диаметр колеса первой ступени компрессора

$$D_к=\sqrt{\frac{4G_в\sqrt{T^*_н}}{\pi s_в p^*_в \bar G_к K_G}}=\sqrt{\frac{4\cdot 70{,}5\cdot 16{,}97}{\pi\cdot 0{,}0404\cdot 0{,}985\cdot 0{,}66\cdot 0{,}97}}\simeq 0{,}78\ м.$$

При вычислении $D_к$ принимаем $p^*_н=p^*_н\delta_{вх}=1{,}014\cdot 0{,}97=0{,}985\ бар$. Коэффициент $\delta_{вх}=0{,}97$ учитывает потери и в направляющем аппарате, расположенном перед колесом первой ступени.

8. Вычисляем диаметр турбины

$$D_т=\frac{D_к}{0{,}986}=0{,}79\ м.$$

9. Определяем число обсротов

$$n=\frac{60u_к}{\pi D_к}=\frac{60\cdot 350}{\pi\cdot 0{,}78}=8650\ об/мин.$$

10. Определяем осевую скорость, коэффициент расхода и числа $\widetilde{M}_1$ на входе в колесо первой ступени компрессора (при $\bar{d}_к=0{,}4$) на среднем диаметре. Сначала используем уравнения

$$q(\lambda_1)\sin\alpha_1=\frac{\bar{G}_к}{1-\bar{d}_к^2};\quad \lambda_a=\lambda_1\sin\alpha_1;\quad c_a=\lambda_a a_{кр};\quad \bar{c}_a=\frac{c_a}{u_{к.ср}}.$$

Данные расчета сводим в табл. 10.1.

Таблица 10.1

α_1	$\sin\alpha_1$	$q(\lambda_1)$	λ_1	λ_a	c_a	$\bar{c}_a$
90°	1,0	0,785	0,573	0,573	178	0,727
80°	0,9848	0,797	0,585	0,564	175	0,715
70°	0,9397	0,835	0,628	0,538	167	0,681
60°	0,866	0,905	0,718	0,496	154	0,629

Для этих же значений α_1 и λ_1 вычисляем $\widetilde{M}_1$ по уравнению (5.44):

$$\widetilde{M}_1=\frac{a_{кр}}{a_1}\sqrt{\lambda_1^2+\lambda_u^2-2\lambda_1\lambda_u\cos\alpha_1},$$

где

$$\frac{a_{кр}}{a_1}=\frac{1}{\sqrt{1{,}2\tau(\lambda_1)}};\qquad a_{кр}=18{,}3\sqrt{T_н^*}=310\ м/сек;$$

$$u_{к.ср}=u_к\frac{1+\bar{d}_к}{2}=350\cdot0{,}7=245\ м/сек;\qquad \lambda_u=\frac{u_{к.ср}}{a_{кр}}=\frac{245}{310}=0{,}79.$$

Данные расчета сводим в табл. 10.2.

Таблица 10.2

α_1	$\cos\alpha_1$	$\tau(\lambda_1)$	$\frac{a_{кр}}{a1}$	λ_1^2	$2\lambda_1\lambda_u=\cos\alpha_1$	$\sqrt{\lambda_1^2+\lambda_u^2-2\lambda_1\lambda_u\cos\alpha_1}$	$\widetilde{M}_1$
90°	0	0,9453	0,941	0,328	0	0,975	0,918
80°	0,1736	0,943	0,942	0,342	0,16	0,897	0,845
70°	0,342	0,9343	0,945	0,394	0,339	0,822	0,776
60°	0,5	0,9141	0,958	0,515	0,567	0,755	0,724

11. Рассматриваем два варианта первой ступени, в одном из которых $\widetilde{M}_1=0{,}8$, а в другом $\widetilde{M}_1=0{,}75$. Значения угла α_1 и приведенной скорости λ_1, соответствующих этим числам $\widetilde{M}_1$, находим графическим путем по данным, полученным в п. 10. Расчет производится для $\varrho_к=0{,}5$ по уравнению (5.14) графикам рис. 5.24 и 5.25 и в предположении $H_{th}=H_к$, т. е. $\frac{\eta_з\eta_f}{\Omega}\cong1{,}0$.

Данные расчета сводим в табл. 10.3.

В связи с тем, что при $\widetilde{M}_1=0{,}8$ первая ступень будет иметь слишком большие густоту и напор, принимаем вариант, когда $\widetilde{M}_1=0{,}75$.

12. Определим число ступеней.

Работа, затрачиваемая на весь компрессор

$$H_к=1005\cdot288\,(7{,}5^{0{,}286}-1)\frac{1}{0{,}85}=265\,000\ дж/кг.$$

Таблица 10.3

$\widetilde{M}_1$	α_1	λ_1	$\sin\alpha_1$	$\lambda_a=\lambda_1\sin\alpha_1$	c_a	$\bar{c}_a$	$\bar{H}_{th}$	H_{th}	$\frac{b}{t}$
0,8	73°48′	1,604	0,96	0,58	180	0,735	0,574	34500	1,35
0,75	68°18′	0,657	0,9156	0,603	187	0,763	0,33	19800	0,65

Определяем среднюю работу исходя из соотношения $H_{к.ср}=\frac{H_{к1}}{0,5\div 0,6}$, рекомендованного в гл. 5. Тогда

$$H_{к.ср}=\frac{H_{к1}}{0,6}=\frac{19\,800}{0,6}=33\,000\ дж/кг.$$

Отсюда

$$z=\frac{H_к}{H_{к.ср}}=\frac{265\,000}{33\,000}\simeq 8,05.$$

Следовательно, число ступеней $z=8,0$.

Полученные данные позволяют произвести подробный расчет компрессора и турбины.

Пример расчета компрессора для полученного варианта дан в гл. 5.

10.2. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СОГЛАСОВАНИЯ В ДВИГАТЕЛЯХ ДРУГИХ СХЕМ

10.2.1. ТРД С ДВУХКАСКАДНЫМ ОСЕВЫМ КОМПРЕССОРОМ

Схема ТРД с двухкаскадным осевым компрессором показана на рис. 10.6. Условимся параметры на входе и выходе первого или второго каскадов компрессора и соответствующих им турбин обозначать с дополнительными индексами I или II. Так как в комплексный параметр П входят величины, соответствующие входу в компрессор и выходу из турбины, то уравнения (10.19) и (10.20) пригодны и для ТРД с двухкаскадным компрессором. Поэтому выбор коэффициента производительности и окружной скорости компрессора первого каскада, определение его размеров, числа оборотов, запаса прочности в турбине, а также значений $\bar{d}_т$ и $D_к/D_т$ для последней ступени турбины и первой ступени компрессора можно производить совершенно так же, как ранее было рекомендовано для ТРД с однокаскадным компрессором. Однако определить число ступеней компрессора и турбины первого и второго каскадов, а также значения $u_к$, $\bar{G}_к$ и других величин второго каскада при этом еще не представляется возможным, так как неизвестны распределение общей работы между каскадами и число оборотов второго каскада.

Определить эти величины можно по излагаемому ниже методу.

Исходя из условий прочности лопаток последних ступеней турбин обоих каскадов и используя уравнение (10.17), отношение между числами оборотов второго и первого каскада можно выразить следующим уравнением:

$$\frac{n_{II}}{n_I}=\sqrt{\frac{\sigma_{p\,II}}{\sigma_{p\,I}}\cdot\frac{q(\lambda_т)_{II}\sin\alpha_{т\,II}}{q(\lambda_т)_I\sin\alpha_{т\,I}}\,\pi_{т\,I}^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}},\qquad(10.41)$$

где $n_т$ — показатель политропы расширения в турбине.

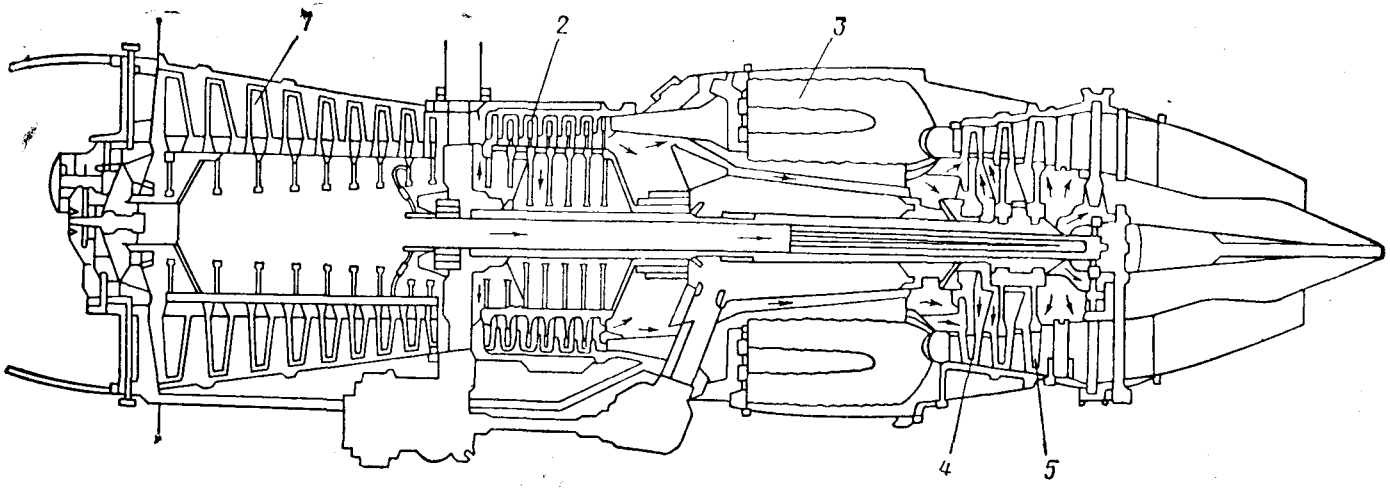


Рис. 10.6. Схема ТРД с двухкаскадным осевым компрессором

1—**компрессор первого каскада**; *2*—компрессор второго каскада; *3*—камера сгорания; *4*—турбина второго **каскада**; *5*—**турбина первого** каскада

Уравнения (10.41) еще недостаточно для определения n_{II}/n_I, так как величина степени понижения давления в турбине, вращающей компрессор первого каскада $\pi^*_{т\,I}$, зависит от неизвестного пока распределения работ между каскадами. С помощью параметров, характеризующих эффективность турбин обоих каскадов, т. е. их к. п. д., числа ступеней и величины $Y^*=\sqrt{\Sigma u^2}/c^*_{ад}$, может быть получено еще одно уравнение для отношения числа оборотов каскадов [47]. Запишем соотношение между работами, затрачиваемыми на каждый каскад компрессора:

$$\frac{H_{к\,II}}{H_{к\,I}}=\frac{H^*_{т.ад\,II}\eta^*_{т\,II}\eta_{m\,II}}{H^*_{т.ад\,I}\eta^*_{т\,I}\eta_{m\,I}}.$$

При этом предполагается, что расход воздуха через оба компрессора один и тот же, как и расход газа через турбины первого и второго каскадов; таким образом, отбор воздуха из компрессоров на охлаждение и утечки принимаем одинаковым для обоих каскадов. Приняв также, что в турбине каждого каскада средние диаметры и, следовательно, окружные скорости на среднем диаметре во всех ступенях одинаковы, можем адиабатические работы расширения записать в виде

$$H^*_{т.ад\,I}=\frac{z_I u^2_{т.ср\,I}}{2Y^{*2}_I};$$

$$H^*_{т.ад\,II}=\frac{z_{II}u^2_{т.ср\,II}}{2Y^{*2}_{II}}.$$

Если принять также, что одинаковыми являются средние диаметры турбин обоих каскадов, то окружные скорости этих турбин будут связаны соотношением

$$\frac{u_{т.ср\,II}}{u_{т.ср\,I}}=\frac{n_{II}}{n_I}.$$

В случае неодинаковых средних диаметров будем иметь

$$\frac{D_{ср\,I}u_{т.ср\,II}}{D_{ср\,II}u_{т.ср\,I}}=\frac{n_{II}}{n_I}.$$

При использовании всех приведенных уравнений и приняв, что $\eta_{mI}=\eta_{mII}$, получим:

$$\frac{n_{II}}{n_I}=\frac{Y^*_{II}}{Y^*_I}\sqrt{\frac{z_I}{z_{II}}\frac{\eta^*_{т\,I}}{\eta^*_{т\,II}}\left(\frac{H_к}{H_{к\,I}}-1\right)}, \qquad (10.42)$$

где $H_к$ — суммарная работа, затрачиваемая на компрессоры обоих каскадов.

Приравняем правые части уравнений (10.41) и (10.42) и обозначим

$$C=\frac{\sqrt{\frac{\sigma_{р\,II}}{\sigma_{р\,I}}\frac{q(\lambda_т)_{II}\sin\alpha_{т\,II}}{q(\lambda_т)_I\sin\alpha_{т\,I}}}}{\frac{Y^*_{II}}{Y^*_I}\sqrt{\frac{z_I}{z_{II}}\frac{\eta^*_{т\,I}}{\eta^*_{т\,II}}}}. \qquad (10.43)$$

Тогда

$$\sqrt{\frac{H_к}{H_{к\,I}}-1}=C\sqrt{\pi^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}_{т\,I}}. \qquad (10.44)$$

Выражая с помощью уравнения баланса мощностей отношение $H_к/H_{кI}$ через общую степень понижения давления и через $\pi^*_{тI}$, получим после преобразований:

$$\pi_т^{*\frac{n_т-1}{n_т}}\left(1-\frac{1}{\pi_т^{*\frac{k_г-1}{k_г}}}\right)=\left(C^2\pi_{т\,I}^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}+1\right)\left(1-\frac{1}{\pi_{т\,I}^{*\frac{k_г-1}{k_г}}}\right)\cdot\pi_{т\,I}^{*\frac{n_т-1}{n_т}}. \quad (10.45)$$

Суммарную степень понижения давления с использованием уравнения (10.8) можно записать в виде

$$\pi_т^*=\frac{1}{\left[1-a\dfrac{T_н^*}{T_г^*}l_т(\pi_к^*)\right]^{\frac{k_г}{k_г-1}}}, \quad (10.46)$$

где

$$l_т(\pi_к^*)=\frac{l(\pi_к^*)}{\eta_т^*}=\frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1}{\eta_{ік}^*\eta_т^*}.$$

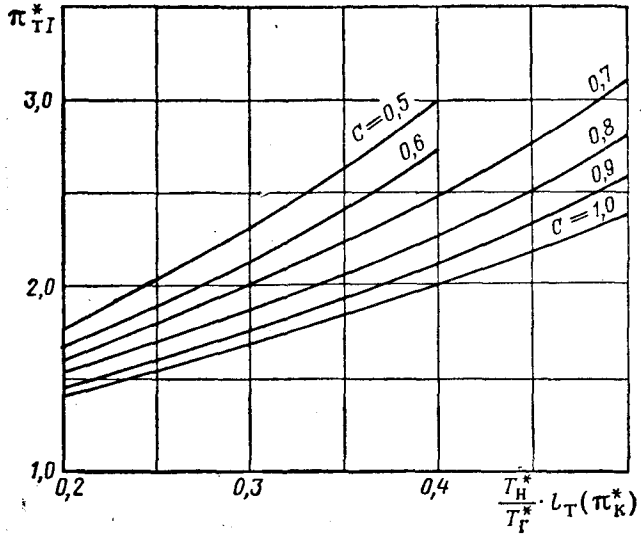


Рис. 10.7. Изменение степени понижения давления в турбине первого каскада в зависимости от

$$\frac{T_н^*}{T_г^*}l_т(\pi_к^*) \text{ и } C$$

Из уравнения (10.45) с учетом зависимости (10.46) следует, что степень понижения давления в турбине первого каскада может рассматриваться при $a=\text{const}$ как функция двух комплексных величин:

$$\pi_{т\,I}^*=f\left[\left(\frac{T_н^*}{T_г^*}\right)l_т(\pi_к^*),\ C\right]. \quad (10.47)$$

Произведение $\dfrac{T_н^*}{T_г^*}l_т(\pi_к^*)$ характеризует влияние высоты, скорости полета, температуры газа, суммарной степени повышения давления и

к. п. д. компрессора и турбины, а коэффициент C — напряженность и эфективность турбин обоих каскадов. Изменение $\pi^*_{т\,I}$ в зависимости от $\frac{T^*_н}{T^*_г} l_т(\pi^*_к)$ при различных значениях коэффициента C, подсчитанное по уравнению (10.45), показано на рис. 10.7. Этим графиком и можно пользоваться для определения $\pi^*_{тI}$ при известных значениях $T^*_н$, $T^*_г$, $\pi^*_к$, $\eta^*_т$, $\eta^*_к$ и предварительной оценки величин, входящих в коэффициент C, значение которого находится в пределах 0,5—1,0. При этом в первом приближении для величин, входящих в коэффициент C, можно принимать [47]: $Y^*_{II}/Y^*_I = 1{,}0$;

$$\frac{\eta^*_{т\,II}}{\eta^*_{т\,I}} = 1{,}0; \quad \frac{z_I}{z_{II}} = 1{,}0 \div 2{,}0; \quad \frac{\sigma_{р\,II}}{\sigma_{р\,I}} = 0{,}8 \div 1{,}0; \quad \frac{q(\lambda_т)_{II} \sin\alpha_{т\,II}}{q(\lambda_т)_I \sin\alpha_{т\,I}} = 0{,}8 \div 0{,}9.$$

Окончательное значение коэффициента C устанавливается после проверки параметров турбин и запасов прочности в лопатках турбин первого и второго каскадов. Зная $\pi^*_{тI}$, можно по уравнению (10.41) определить n_{II}/n_I, а затем найти распределение работы между каскадами $H_{кI}/H_к$ с помощью уравнения (10.44):

$$\frac{H_{к\,I}}{H_к} = \frac{1}{1 + C^2 \pi^{*\frac{n_т+1}{2n_т}}_{т\,I}}. \qquad (10.48)$$

10.2.2. ТРД С ЦЕНТРОБЕЖНЫМ КОМПРЕССОРОМ

В турбореактивных двигателях с центробежными компрессорами связь между турбиной и компрессором устанавливается теми же уравнениями, что и в двигателях с осевыми компрессорами. При этом уравнение расхода записывается для входного сечения компрессора и выходного из турбины. Поэтому в комплексный параметр П войдут окружная скорость на диаметре D_1 и коэффициент производительности, соответствующий входному сечению. Так как степень повышения давления в одноступенчатом центробежном компрессоре относительно небольшая, величина параметра П для всех значений $T_н^*/T_г^*$ также будет невелика (см. рис. 10.2). Поэтому, несмотря на то, что двигатели с таким компрессором используются при скоростях полета $M_H \leqslant 1{,}0$, турбина может ограничивать окружную скорость и производительность компрессора. Однако окружная скорость на диаметре D_1 входа сравнительно невелика ($u \leqslant 280$—300 *м/сек*) и поэтому при минимальных запасах прочности коэффициент производительности по входу может получаться даже выше максимально допустимых значений ($\bar{G}_к = 0{,}65$—$0{,}7$). Если снижать значения $\sigma_р$, то при малых u_1 можно получать сравнительно небольшие коэффициенты производительности при соответствующем возрастании диаметра входа. Но даже относительно небольшое увеличение входного диаметра влечет за собой весьма существенный рост диаметра всего компрессора, поскольку отношение

$$D_{габ}/D_1 = 2{,}5\text{—}3{,}0.$$

Следовательно, для получения более компактной конструкции коэффициент производительности $\bar{G}_к$ на входе в компрессор должен быть близок к максимальному. Применение комплексного параметра при расчетах центробежного компрессора иллюстрируется следующим примером с использованием данных, приведенных в гл. 6.

1. Так как $\pi_к^*=4{,}5$; $\dfrac{T_н^*}{T_г^*}=\dfrac{288}{1150}$, то при $\eta_т^*=0{,}9$; $\eta_к^*=0{,}78$; $\nu=1{,}0$; $\Phi=0{,}5$ согласно уравнению (10.20) величина комплексного параметра $\Pi\cong 5{,}1$.

2. Вычисляем растягивающие напряжения при $u_1=273$ *м/сек*, $\overline{G}_к=0{,}65$ и $\lambda_г=0{,}6$:

$$\sigma_р=\frac{u_1^2\overline{G}_к}{\Pi q(\lambda_т)}=\frac{273^2\cdot 0{,}65}{5{,}1\cdot 0{,}8163}=11\,650\ н/см^2.$$

3. Определяем температуру лопаток и запас прочности.

а) Температура газа за турбиной

$$T_т^*=T_г^*\left(1-a\,\frac{T_н^*}{T_г^*}\,\frac{\pi_к^{*\frac{k-1}{k}}-1}{\eta_к^*}\right)=1150\left(1-0{,}875\cdot 0{,}25\,\frac{0{,}54}{0{,}78}\right)=975^\circ\text{K}.$$

б) Адиабатическая скорость, эквивалентная теплоперепаду в турбине

$$c_{ад}^*=\sqrt{2\,\frac{H_{ад}^*}{\eta_к^*\eta_т^*\eta_m\left(1+\dfrac{1}{dL_0}\right)}}=\sqrt{2\,\frac{156\,500}{0{,}78\cdot 0{,}9\cdot 0{,}984}}=680\ м/сек,$$

где $\eta_m\left(1+\dfrac{1}{aL_0}\right)$ принята равной среднему значению 0,984.

в) Примем число ступеней турбины $z=1{,}0$ и величину

$$Y^*=\frac{u_{т.ср}}{c_{ад}^*}=0{,}55.$$

Тогда $u_{т.ср}=680\cdot 0{,}55=374$ *м/сек*.

г) Температура лопаток

$$T_w^*=T_т^*+\frac{u_{т.ср}}{2\dfrac{k_г}{k_г-1}R_г}=975+\frac{374^2}{2314}=1035^\circ\text{K},$$

или

$$t_w^*=762^\circ\text{ C}.$$

Для сплава ЭИ617 при температуре $t=762^\circ$ C длительная пятисотчасовая прочность $\sigma_{500}=27\,000$ *н/см*^{2} и, следовательно, запас прочности по растягивающим напряжениям $K_{\sigma_р}=2{,}3$. Этот запас прочности считаем достаточным.

Таким образом, выбранные параметры по компрессору согласуются и с параметрами турбины.

10.2.3. ТУРБОВИНТОВОЙ ДВИГАТЕЛЬ

Применение и определение комплексного параметра в турбовинтовом двигателе в значительной мере зависит от схемы ТВД. Так, например, в двухвальном ТВД, в котором одна турбина вращает осевой компрессор, а другая — винт, для подбора параметров компрессора и вращающей его турбины полностью пригодны уравнения и рекомендации, данные для ТРД с осевым компрессором (см. разд. 10.1). Турбина винта рассчитывается исходя из желательной степени редукции и согласования ее проточной части с проточной частью турбины компрессора.

В одновальном ТВД с осевым компрессором находить комплексный параметр следует по уравнению (10.19), так как степень понижения давления в турбине определяется не только работой компрессора, но и работой винта, и поэтому уравнение (10.20) для этой схемы ТВД

непригодно. Степень понижения давления в турбине одновального ТВД можно выразить уравнением

$$\pi_{т}^{*}=\frac{\pi_{к}^{*}\delta_{г}\delta_{вх}\Pi(\lambda_{т})}{\varepsilon\Pi(\lambda_{н})}, \tag{10.49}$$

где $\varepsilon\geqslant 1{,}0$ — коэффициент увеличения статического давления за турбиной относительно атмосферного.

Температура газа за турбиной выразится уравнением

$$T_{т}^{*}=T_{г}^{*}\left[1-\eta_{т}^{*}\left(1-\frac{1}{\pi_{т}^{*\frac{k_{г}-1}{k_{г}}}}\right)\right]. \tag{10.50}$$

Из этих соотношений и из уравнения (10.19) следует, что при постоянных значениях $\alpha_{т}$, ν, Φ и $\eta_{т}^{*}$ комплексный параметр ТВД будет являться функцией следующих величин:

$$\Pi_{ТВД}=f\left[\pi_{к}^{*};\ \frac{T_{н}^{*}}{T_{г}^{*}};\ \frac{\varepsilon\Pi(\lambda_{н})}{\delta_{г}\delta_{вх}\Pi(\lambda_{т})}\right].$$

Выразим общую степень понижения давления в турбине в виде

$$\pi_{т}^{*}=\pi_{т.к}^{*}\pi_{т.в}^{*}, \tag{10.51}$$

где $\pi_{т.к}^{*}$ — степень понижения давления, обеспечивающая работу, необходимую для вращения компрессора;

$\pi_{т.в}^{*}$ — степень понижения давления, обеспечивающая работу, расходуемую на винт и реактивное сопло.

Тогда

$$T_{т}^{*}=\frac{T_{т.к}^{*}}{\pi_{т.в}^{*\frac{n_{т}-1}{n_{т}}}}.$$

Если принять, что в ТРД и ТВД одинаковыми являются $\pi_{к}^{*}$, $T_{н}^{*}$, $\alpha_{т}$, ν, K_{G}, то, используя уравнение (10.19), можем получить соотношение между комплексными параметрами для ТВД и ТРД в следующем виде:

$$\Pi_{ТВД}=\Pi_{ТРД}\frac{\sqrt{\pi_{т.в}^{*\frac{n_{т}-1}{n_{т}}}}}{\pi_{т.в}^{*}}=\frac{\Pi_{ТРД}}{\pi_{т.в}^{*\frac{n_{т}+1}{2n_{г}}}}$$

или в относительном виде

$$\overline{\Pi}_{ТВД}=\frac{1}{\pi_{т.в}^{*\frac{n_{т}+1}{2n_{т}}}}.$$

Вычисление $\pi_{т.в}^{*}$ возможно с помощью уравнений (10.49) и (10.51):

$$\pi_{т.в}^{*}=\frac{\pi_{к}^{*}\delta_{т}\delta_{вх}\Pi(\lambda_{т})}{\varepsilon\Pi(\lambda_{н})\pi_{т.к}^{*}}.$$

Изменение $\overline{\Pi}_{ТВД}$ в зависимости от $T_{н}^{*}/T_{г}^{*}$ при различных $\pi_{к}^{*}$ и $\eta_{к}^{*}\eta_{т}^{*}=0{,}75$ показано на рис. 10.8, откуда видно, что комплексный параметр ТВД в два-три раза меньше, чем параметр ТРД.

В результате этого, даже при умеренных окружных скоростях, коэффициент производительности у ТВД получается меньше, чем у ТРД, несмотря на то, что напряжения в лопатках последней ступени турбины ТВД можно брать выше, чем в ТРД. Это является следствием увеличенной степени понижения давления и отсюда—более низкой температуры газа на выходе из турбины.

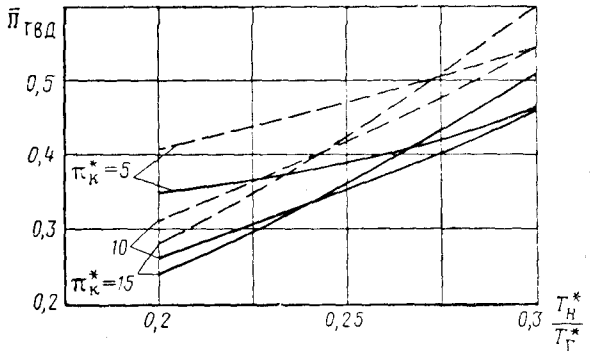


Рис. 10.8. Изменение относительного значения комплексного параметра ТВД в зависимости от $\frac{T_н^*}{T_г^*}$ и $\pi_к^*$:

$$\frac{\delta_г \delta_{вх} \Pi(\lambda_т)}{\varepsilon\Pi(\lambda_н)}=1{,}2; \quad \frac{\delta_г \delta_{вх} \Pi(\lambda_т)}{\varepsilon\Pi(\lambda_н)}=1{,}0$$

Однако в последних ступенях более высокие напряжения не всегда допустимы в основном из-за уменьшения при этом относительного диаметра втулки и роста напряжений в лопатках первой ступени.

Применение комплексного параметра при подборе данных турбины одновального ТВД дано в работе [47]. Метод расчета ТВД с двухкаскадным компрессором близок к изложенному выше методу расчета двухкаскадного ТРД.

10.2.4. ТУРБОРЕАКТИВНЫЙ ДВУХКОНТУРНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ (ТРДД)

Наиболее распространенным является двухконтурный двигатель с передним расположением компрессора внешнего контура, иногда называемого вентилятором, и с раздельными турбинами для вращения компрессоров внешнего и внутреннего контуров, т. е. двухкаскадный*) (рис. 10.9). Характерным различием в расчетах двухкаскадного ТРДД и двухкаскадного ТРД является то, что в ТРДД кроме параметров на входе в двигатель обычно известны параметры и на входе в компрессор внутреннего контура (контура высокого давления), так как в результате расчетов двигателя задаются условия полета, суммарная степень повышения давления и степень повышения давления в компрессоре внешнего контура.

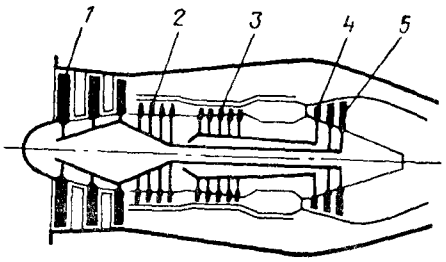


Рис. 10.9. Схема ТРДД с передним расположением компрессора внешнего контура:

1—компрессор внешнего контура (вентилятор); *2*—промежуточный компрессор; *3*—компрессор внутреннего контура (высокого давления); *4*—турбина внутреннего контура; *5*—турбина вентилятора

*) В последнее время начали создаваться и трехвальные (трехкаскадные) ТРДД, например, фирмы Роллс-Ройс *RB-207, RB-211*.

Поэтому из уравнений расхода, баланса мощности и равенства чисел оборотов компрессора и турбины каждого каскада можно определить для них комплексные параметры и, следовательно, подобрать окружную скорость, коэффициент производительности и размеры по изложенной выше методике.

Однако при независимом расчете каждого из каскадов их последующая увязка по размерам и плавности проточной части затруднительна. Поэтому удобней сначала определить все основные данные внешнего контура (окружные скорости, размеры, обороты) и затем уже подбирать размеры и другие параметры внутреннего контура.

Исходное уравнение для комплексного параметра внешнего контура можно записать в виде, аналогичном уравнению (10.19):

$$\frac{u_{к1}^2 \overline{G}_{к1}}{\sigma_{р1} q(\lambda_т)_1} = П_{ТРДД} = \frac{\sin\alpha_т \cdot \delta_г \pi_к^* G_в \sqrt{T_н^*}}{\frac{\gamma_л}{2}\frac{s_в}{s_г} K_G \Phi G_г \tau_т^* \sqrt{T_т^*}}. \qquad (10.52)$$

В этом уравнении $G_в$ — расход воздуха через компрессор внешнего контура, равный сумме расходов через оба контура, т. е.

$$G_в = G_{в\,I} + G_{в\,II}.$$

Расход газа через турбину $G_г$ связан с расходом воздуха через внутренний контур зависимостью (10.5)

$$G_г = G_{в\,II}\nu.$$

Величины $\pi_к^*$ и $\pi_т^*$ — суммарные степени повышения и понижения давления.

Введя степень двухконтурности

$$m = \frac{G_{в\,I}}{G_{в\,II}},$$

можем отношение расходов воздуха $G_в$ и газа $G_г$ записать в виде

$$\frac{G_в}{G_г} = \frac{G_{в\,I} + G_{в\,II}}{G_{в\,I}\nu} = \frac{m+1}{\nu}. \qquad (10.53)$$

Поэтому уравнение (10.52) примет вид

$$П_{ТРДД} = (1+m)\frac{\sin\alpha_т \cdot \delta_г \pi_к^* \sqrt{T_н^*}}{\frac{\gamma_л}{2}\frac{s_в}{s_г} K_G \nu \Phi \pi_т^* \sqrt{T_т^*}}. \qquad (10,54)$$

Из этого уравнения следует, что введение двухконтурности увеличивает комплексный параметр, так как, в отличие от уравнения (10.19) для ТРД, в уравнение (10.54) в качестве сомножителя входит член $(1+m)$. Одновременно наличие второго контура увеличивает суммарную степень понижения давления $\pi_т^*$ в турбине, что влияет на величину $П_{ТРДД}$ в противоположном направлении. Это остается справедливым,

несмотря на то, что вместе с ростом $\pi_т^*$ уменьшается температура $T_т^*$ на выходе из турбины. Действительно, если выразить $T_т^*$ в виде

$$T_т^* = \frac{T_г^*}{\pi_т^{*\frac{n_т-1}{n_т}}},$$

то

$$\pi_т^* \sqrt{T_т^*} = \pi_т^{*\frac{n_т+1}{2n_т}} \sqrt{T_г^*}.$$

Так как показатель $(n_т+1)/2n_т \simeq 0{,}89$, то, следовательно, при заданной температуре газа перед турбиной рост $\pi_т^*$ будет оказывать определяющее влияние на произведение $\pi_т^* \sqrt{T_т^*}$, которое входит в уравнение (10.54). Чтобы выяснить общую закономерность зависимости $П_{ТРДД}$ от степени двухконтурности m и других параметров, целесообразно, как это было сделано для ТВД, сравнить закономерность изменения $П_{ТРДД}$ и $П_{ТРД}$ при одинаковых значениях степени повышения давления, отношения $T_н^*/T_г^*$ коэффициентов $\delta_г$, $Ф$, ν, K_G и углов $\alpha_т$ на выходе из последней ступени турбины.

Используя уравнение баланса работ для ТРДД и выражая с помощью его степень понижения давления $\pi_т^*$ и температуру $T_г^*$, получим после преобразований следующее уравнение для относительной величины комплексного параметра в ТРДД *):

$$\overline{П}_{ТРДД} = (1+m) \frac{\left[1 - a\frac{T_н^*}{T_г^*}\frac{l(\pi_к^*)}{\eta_{iт}^*}\left(1 + m\frac{H_{к1}}{H_к}\right)\right]^{\frac{k_г}{k_г-1}} \sqrt{1 - a\frac{T_н^*}{T_г^*} l(\pi_к^*)}}{\left[1 - a\frac{T_н^*}{T_г^*}\frac{l(\pi_к^*)}{\eta_{iт}^*}\right]^{\frac{k_г}{k_г-1}} \sqrt{1 - a\frac{T_н^*}{T_г^*} l(\pi_к^*)\left(1 + m\frac{H_{к1}}{H_к}\right)}}. \quad (10.55)$$

В этом уравнении $H_{к1}$ — работа, затрачиваемая на сжатие 1 *кг* воздуха, проходящего через внешний контур; $H_к$ — суммарная работа, затрачиваемая на 1 *кг* воздуха, проходящего через внутренний контур при последовательном сжатии его в корневой части компрессора внешнего контура и затем в компрессоре внутреннего контура (или в двух компрессорах этого контура, если он состоит из двух частей (см. рис. 10.10) или двигатель трехвальный).

Из уравнения (10.55) нетрудно видеть, что если принять постоянными значения a, $\eta_т^*$ и $H_т$, то $П_{ТРДД}$ можно рассматривать как функцию трех переменных:

$$П_{ТРДД} = f\left[\frac{T_н^*}{T_г^*} l(\pi_к^*);\quad m;\quad \frac{H_{к1}}{H_к}\right]. \quad (10.56)$$

Первая переменная величина характеризует влияние высоты и скорости полета, суммарной степени повышения давления и к. п. д. Остальные переменные характеризуют особенности двухконтурного двигателя, т. е. степень двухконтурности и относительную работу компрессора внешнего контура.

*) Полный вывод дан в работе [47].

В современных двухконтурных двигателях при $\pi_к^* = 13 \div 17$ и $T_г^* = 1150 \div 1270°$ К величина $\frac{T_н^*}{T_г^*} l(\pi_к^*) \simeq 0{,}3 \div 0{,}35$. Отношение $H_{к1}/H_к = 0{,}15 \div 0{,}2$ и $m = 1{,}0 \div 1{,}75$.

В новых двигателях для дозвуковых скоростей полета суммарная степень повышения давления $\pi_к^*$ доходит до 25 и температура газа — до 1400—1500° К и выше. При этих данных величина $\frac{T_н^*}{T_г^*} l(\pi_к^*)$ будет также иметь значения 0,3—0,35, а степень двухконтурности будет достигать в них значений 5÷8. Значения $H_{к1}/H_к$ при больших m будет ограничиваться некоторой предельной величиной, которая физически определяется тем условием, что газ в турбине расширяется до атмосферного давления. Степень понижения давления в турбине для этого предельного случая выразится соотношением

$$\pi_{т.пред}^* = \pi_к^* \delta_{вх} \delta_г \frac{\Pi(\lambda_т)}{\Pi(\lambda_н)}. \qquad (10.57)$$

Увеличение $\pi_к^*$ или скорости полета и соответственно $\lambda_н$ приводит к росту $\pi_{т.пред}^*$. Например, при $\lambda_н = 0{,}8$ значение $\Pi(\lambda_п) = 0{,}655$ и, следовательно, $\pi_{т.пред}^*$ становится на 50% больше, чем при $\lambda_н = 0$.

Из уравнения баланса работ турбин и компрессоров обоих контуров получим

$$m \frac{H_{к1}}{H_к} = \frac{\left(1 - \frac{1}{\pi_т^{*\frac{k_г - 1}{k_г}}}\right) \eta_т^*}{a \frac{T_н^*}{T_г^*} l(\pi_к^*)} - 1. \qquad (10.58)$$

Если $\pi_т^* = \pi_{т.пред}^*$, то произведение $m(H_{к1}/H_к)$ в уравнении (10.58) будет иметь предельное значение и при заданном m будет давать предельное значение $H_{к1}/H_к$.

Расчеты показывают, что для $\pi_к^* = 25$ и $M_н = 0{,}8$ при $m = 8$ $(H_{к1}/H_к)_{пред} = 0{,}1 \div 0{,}15$, а при $m = 5$ $(H_{к1}/H_к)_{пред} = 0{,}15 \div 0{,}2$.

На рис. 10.10 показано изменение относительного значения комплексного параметра для ТРДД, откуда видно, что при $m = 1{,}0$, $m = 3$ и $H_{к1}/H_к = 0{,}15$ почти во всем диапазоне значений $\frac{T_н^*}{T_г^*} l(\pi_к^*)$, $\Pi_{ТРДД} > 1{,}0$, а при $m = 5$ и $m = 8$ имеются области, где $\Pi_{ТРДД} < 1{,}0$. При $\Pi_{ТРДД} > 1{,}0$ возможно выбирать большие окружную скорость и производительность компрессора внешнего контура или соответственно увеличивать запас прочности в лопатках турбины.

При $\Pi_{ТРДД} < 1{,}0$ турбина в принципе может ограничивать производительность или окружную скорость компрессора. Однако при больших значениях m в турбине срабатывается большой теплоперепад, так что на выходе из турбины должна быть низкая температура газа. Кроме того, и на входе в турбину внешнего контура температура газа пониженная. Поэтому ограничения могут возникнуть, в основном, по величине относительного диаметра втулки последней ступени.

Работа турбины внешнего контура может быть записана в виде

$$H_{т1} = \frac{1 + m}{a_0} H_{к1}, \qquad (10.59)$$

где $a_0 = \nu \eta_m$.

Из уравнения (10.59) следует, что при $m = 5 \div 8$ работа турбины будет в 6—9 раз превышать работу компрессора, так как значение a_0

близко к единице. Поэтому, даже в случае умеренной степени повышения давления во внешнем контуре, потребуется иметь большой теплоперепад на турбине и большое число ступеней.

Учитывая, что число ступеней турбины $z=\left(\frac{Y^* c^*_{\text{ад}}}{u_{\text{т.ср}}}\right)^2$ и $c^*_{\text{ад}}=\sqrt{\frac{2H_{\text{т I}}}{\eta^*_{\text{т I}}}}$, можем применительно к турбине внешнего контура написать

$$z=\frac{2Y^{*2}}{a_0\eta^*_{\text{т I}}}(1+m)\frac{H_{\text{к I}}}{u^2_{\text{т.ср}}}.$$

При заданных значениях m и $H_{\text{кI}}$ и принятых величинах Y^*, $\eta^*_{\text{т I}}$, a_0 число ступеней будет определяться окружной скоростью турбины $u_{\text{т.ср}}$. Так как $u_{\text{т.ср}}=\pi D_{\text{ср}}n/60$, то для увеличения $u_{\text{т.ср}}$ и уменьшения z необходимо увеличивать число оборотов и средний диаметр турбины. Число оборотов ограничивается окружной скоростью компрессора внешнего контура (вентилятора), зависящей в первую очередь от допустимого числа $\widetilde{M}_{\text{I}}$ на входе в рабочее колесо вентилятора, которое часто выполняется сверхзвуковым с числами $\widetilde{M}_{\text{II}}=1{,}4\div1{,}5$. Однако, поскольку в нем обычно не применяется входной направляющий аппарат по конструктивным соображениям, а также для уменьшения шума, окружная скорость колеса вентилятора получается умеренной ($\leqslant 400$ *м/сек*), и при большом его диаметре число оборотов относительно невелико. Поэтому для уменьшения числа ступеней турбины вентилятора прибегают еще к увеличению ее среднего диаметра по сравнению с диаметром турбины, вращающим компрессор внутреннего контура. С этой целью вводят переходник между этими турбинами или всю турбину делают по схеме $D_{\text{вт}}=\text{const}$ с возрастающими $D_{\text{т}}$ и $D_{\text{ср}}$. В выполненных двигателях число ступеней турбины в этом контуре составляет $z=4$—6. Внутренний контур работает в условиях, соответствующих обычному ТРД *).

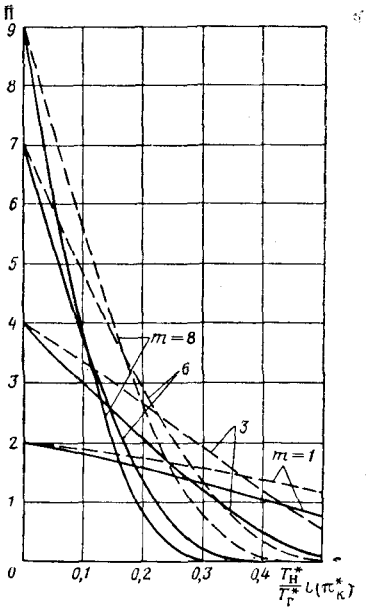


Рис. 10.10. Изменение относительного значения комплексного параметра для ТРДД: ——— $H_{\text{к1}}/H_{\text{к}}=0{,}25$; – – – $H_{\text{к1}}/H_{\text{к}}=0{,}15$

Если конструкция ТРДД трехвальная, то внутренний контур можно рассматривать как двухкаскадный ТРД и применять к нему методику расчета, указанную в разд. 10.2.1.

При этом для определения чисел оборотов и диаметра компрессора первого каскада внутреннего контура остается пригодной методика, рекомендованная в труде [47] для выбора числа оборотов и размеров компрессора внутреннего контура двухвального ТРДД.

Для получения высоких температур газа сопловые и рабочие лопатки турбины внутреннего контура должны быть охлаждаемыми. В выполненных двигателях (например, TF-39) при $T_{\text{г}}^*=1450$—1500° К охлаждаются сопловые лопатки первой и второй ступеней и рабочие лопатки первой ступени.

*) Порядок подбора параметров компрессора и турбины этого контура подробно рассмотрен в работе [47].

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение I

ДЛИТЕЛЬНАЯ ПРОЧНОСТЬ СПЛАВА ЭИ-437Б [25]

в 10^{-2} *н/см²*

Длительная прочность	Температура в °С					
	500	600	650	700	750	800
σ_{100}	865	687	590	412	294	196
σ_{1000}		550*—590*	510	344	246	147
			460*	304*	196*—206*	—
σ_{10000}		442*—490*	344*	177—196	108*—118*	—

Примечание. Цифры без звездочки соответствуют состоянию аустенизации и старению при 700° С, а со звездочкой — состоянию аустенизации при 1080° С и старению при 750° С.

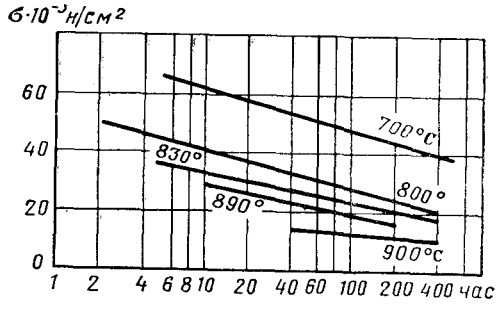


Рис. I. 1. Длительная прочность сплава ЭИ-617

ДЛИТЕЛЬНАЯ ПРОЧНОСТЬ СПЛАВА НИМОНИК-115

в 10^{-2} *н/см²*

Длительная прочность	Температура в °С		
	750	940	1000
σ_{50}	555	170	114
σ_{100}	524	154	98
σ_{300}	462	1265	74
σ_{1000}	400	92	51

ТАБЛИЦА
НЕКОТОРЫХ ЕДИНИЦ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В АВИАЦИОННОМ ДВИГАТЕЛЕСТРОЕНИИ

Величина	Система единиц	Единица		Значение в единицах СИ
		наименование	обозначение	
Масса	СИ	Килограмм	*кг*	—
	Внесистемная единица	Тонна	*т*	1000 *кг*
	МКГСС	Килограмм-сила-секунда в квадрате на метр	*кгс·сек²/м*	≈9,81 *кг*
Тяга двигателя	СИ	ньютон	*н*	—
	МКГСС	килограмм-сила	*кгс*	≈9,81 *н*
	Внесистемная единица	тонна-сила	*тс*	9,81·10³*н*≈9,81 *кн*
Удельная, тяга, отнесенная к единице массового расхода воздуха	СИ	ньютон-секунда на килограмм	*н·сек/кг*	—
	Внесистемная единица*	килограмм-сила-секунда на килограмм	*кгс·сек/кг*	≈9,81 *н·сек/кг*
Удельный расход топлива, отнесенный к единице тяги двигателя	СИ	килограмм в секунду на ньютон	*кг/сек·н*	—
	Внесистемная единица	килограмм в час на ньютон	*кг/ч·н*	≈278·10⁻⁶ *кг/сек·н*
	Внесистемная единица*	килограмм в час на килограмм-силу	*кг/ч·кгс*	≈28,2·10⁻⁶ *кг/сек·н*
Мощность	СИ	ватт	*вт*	—
	Внесистемная единица	киловатт	*квт*	10³ *вт*
	МКГСС	килограмм-сила-метр в секунду	*кгс·м/сек*	≈9,81 *вт*
	Внесистемная единица	лошадиная сила	*л. с.*	≈735,5 *вт*≈0,7355 *квт*

Продолжение

Величина	Система единиц	Единица		Значение в единицах СИ
		наименование	обозначение	
Удельный расход топлива, отнесенный к единице работы	СИ	килограмм на джоуль	*кг/дж*	—
	Внесистемная единица	килограмм на киловатт-час	*кг/квт·ч*	$278 \cdot 10^{-9}$ *кг/дж*
	Внесистемная единица*	килограмм на лошадиную силу-час	*кг/л.с.ч.*	$378 \cdot 10^{-9}$ *кг/дж*=1,36 *кг/квт·ч*
Расход воздуха, газа, жидкости	СИ	килограмм в секунду	*кг/сек*	
	Внесистемная единица	килограмм в час	*кг/ч*	$\approx 278 \cdot 10^{-6}$ *кг/сек*
Удельная работа, совершаемая в турбине или затрачиваемая в компрессоре	СИ	джоуль на килограмм	*дж/кг*	—
	Внесистемная единица*	килограмм-сила-метр на килограмм	*кгс·м/кг*	≈9,81 *дж/кг*
Угловая скорость	СИ	радиан в секунду	*рад/сек*	—
	МКГСС	радиан в секунду	*рад/сек*	—
Частота	СИ	секунда в минус первой степени	$сек^{-1}$	—
	МКГСС	секунда в минус первой степени	$сек^{-1}$	—
	Внесистемная единица	оборот в минуту	*об/мин*	$16{,}7 \cdot 10^{-3}$ $сек^{-1}$
Удельная масса двигателя:				
1. Отнесенная к единице тяги	СИ	килограмм на ньютон	*кг/н*	—
	Внесистемная единица*	килограмм на килограмм-силу	*кг/кГ*	≈0,102 *кг/н*
2. Отнесенная к единице мощности	СИ	килограмм на ватт	*кг/вт*	—
	Внесистемная единица	килограмм на киловатт	*кг/квт*	10^{-3} *кг/вт*
	Внесистемная единица*	килограмм на лошадиную силу	*кг/л.с.*	$\approx 1{,}36 \cdot 10^{-3}$ *вт*≈1,36 *квт*

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, изд.-во «Наука», 1969.
2. Абианц В. Х., Теория газовых турбин реактивных двигателей, изд-во «Машиностроение», 1965.
3. Аронов Б. М., Мамаев Б. И., Определение угла выхода потока газа из плоской турбинной решетки профилей, Изв. вузов, «Авиационная техника», 1964, № 1.
4. Борисенко А. И., Газовая динамика двигателей, Оборонгиз, 1962.
5. Быков Г. А., Расчет аэродинамических характеристик осевых компрессорных ступеней на основе обобщенных зависимостей, «Теплоэнергетика», 1965, № 11.
6. Виноградов Б. С. и др., Исследование рабочего процесса и характеристик центробежных компрессоров, под ред. проф. С. В. Румянцева, Труды КАИ, вып. 56, 1960.
7. Гегин А. О., О влиянии метода конструирования лопаток малого удлинения на характеристики ступени осевого компрессора, Изв. АН СССР, «Энергетика и транспорт», 1967, № 1.
8. Гукасова Е. И., Исследование концевых потерь в турбинных решетках, «Аэродинамика», сб. ЦКТИ № 27, Машгиз, 1954.
9. Дейч М. Е., Техническая газодинамика, Госэнергоиздат, 1961.
10. Дейч М. Е., Самойлович Г. С., Основы аэродинамики осевых турбомашин, Машгиз, 1959.
11. Дейч М. Е., Трояновский Б. М., Исследования и расчеты ступеней осевых турбомашин, изд-во «Машиностроение», 1964.
12. Дейч М. Е. и др., Лемнискатный метод построения профилей дозвуковых решеток, «Теплоэнергетика», 1964, № 7.
13. Дмитриевский В. И., Холщевников К. В., Нагнетатели и наддув авиационных двигателей, Оборонгиз, 1939.
14. Довжик С. А., Гиневский А. С., Потери давления в лопаточных венцах осевого дозвукового компрессора, «Промышленная аэродинамика», вып. 20, Оборонгиз, 1961.
15. Жирицкий Г. С. и др., Газовые турбины авиационных двигателей, Оборонгиз, 1963.
16. Жуковский М. И., Аэродинамический расчет потока в осевых турбомашинах, изд-во «Машиностроение», Л, 1967.
17. Иноземцев Н. В., Авиационные газотурбинные двигатели, Оборонгиз, 1955.
18. Исследование рабочего процесса в ступени газовой турбины, Сб. статей, Труды МАИ, вып. 68. Оборонгиз, 1956.
19. Исследование рабочего процесса в газовых турбинах, Сб. статей, Труды МАИ, вып. 82, Оборонгиз, 1957.
20. Кириллов И. И., Теория турбомашин, изд-во «Машиностроение», 1964.
21. Казакевич В. В., Автоколебания (помпаж) в вентиляторах и компрессорах, Машгиз, 1959.
22. Котляр И. В., Переменный режим работы газотурбинных установок, Машгиз, 1961.
23. Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, Гостехиздат, 1957.
24. Лившиц С. П., Аэродинамика центробежных компрессорных машин, изд-во «Машиностроение», 1966.
25. Локай В. И., Зависимость профильных потерь в решетке от угла атаки, Изв. АН СССР, ОТН, № 6, 1954.
26. Ломакин А. А., Центробежные и осевые насосы, изд-во «Машиностроение», 1966.
27. Лопаточные машины и струйные аппараты, Сб. статей, Вып. I, изд-во «Машиностроение», 1966.

28. Лопаточные машины и струйные аппараты, Сб. статей, Вып. 2, изд-во «Машиностроение», 1967.
29. Митрохин В. Т., Радиальные газовые турбины, изд-во «Машиностроение», 1966.
30. Михайлов—Михеев П. В., Справочник по металлическим материалам турбино- и моторостроения, Машгиз, 1961.
31. Прандтль Л., Гидроаэродинамика, ИЛ, 1949.
32. Пфлейдерер К., Лопаточные машины для жидкостей и газов, Машгиз, 1960.
33. Рис В. Ф., Центробежные компрессорные машины, изд-во «Машиностроение», 1964.
34. Седов Л. И., Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, Гостехиздат, 1950.
35. Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, изд-во «Наука», 1967.
36. Селезнев К. П. и др. Теория и расчет турбокомпрессоров, изд-во «Машиностроение», 1968.
37. Силовые установки вертолетов, Сб. статей под ред. М. М. Масленникова, Оборонгиз, 1959.
38. Симонов Л. А., Осевые компрессоры. Сб. теор. работ по аэродинамике, Оборонгиз, 1957.
39. Сироткин Я. А., Расчет осесимметричного вихревого потока невязкой сжимаемой жидкости в осевых турбомашинах, Изв. АН СССР, «Механика и машиностроение», 1961, № 2.
40. Скубачевский Г. С., Авиационные газотурбинные двигатели, изд-во «Машиностроение», 1969.
41. Справочник по авиационным материалам, т. III, изд-во «Машиностроение», 1965.
42. Степанов Г. Ю., Гидродинамика решеток турбомашин, Физматиздат, 1962.
43. Степанов Г. Ю., Основы теории лопаточных машин комбинированных и газотурбинных двигателей, Машгиз, 1958.
44. Стечкин Б. С., и др., Теория реактивных двигателей, Лопаточные машины, Оборонгиз, 1956.
45. Траупель В., Тепловые турбомашины, Госэнергоиздат, 1961.
46. Холщевников К. В., Некоторые вопросы теории и расчета ТРД, Оборонгиз, 1960.
47. Холщевников К. В., Согласование параметров компрессора и турбин в авиационных газотурбинных двигателях, изд-во «Машиностроение», 1965.
48. Черкез А. Я., Инженерные расчеты газотурбинных двигателей методом малых отклонений, изд-во «Машиностроение», 1966.
49. Шерстюк А. И., К определению потерь в турбинных решетках при нерасчетных углах атаки, Изв. АН СССР, «Энергетика и автоматика», 1960, № 2.
50. Эккерт Б., Осевые и центробежные компрессоры, Машгиз, 1955.
51. Aircraft Engineering, 1964, XI.
52. Aeroplane, 1961, No. 2578.
53. Bridgeman P. W., Dimensional analysis, перев. ГТТИ, 1934.
54. Eckert B., The Daimler-Benz PTL6 turbine, Interavia Review, 1964, No. 9.
55. Flying, 1961, No. 2.
56. Flying Review, 1968, No. 1.
57. Hauberechts André, L'equilibre radial de l'ecoulement dans les turbines axiales, Rev. enegr. prim., 1965, No. 1.
58. Howell A. R., Fluid dynamics of axial compressor, перев. БНТИ ЦАГИ, 1947, вып. 3.
59. Huppert M., Benser W., Some stall and surge phenomena in axialflow compressors, J. Aeron. Sci., 1953, No. 12.
60. Journal of the Aeron. Science, 1947, No. 5.
61. Journal of the Aeron. Science, 1950, No. 3.
62. Kenny D. P., A hovel low cost diffuser for high performance centrifugal compressor, ASME, 1968, Jan.
63. Lieblein S., Loss and stall analysis of compressors cascades, Trans. of the ASME, 1959, No. 3.
64. Rolls-Royce offers the 3-shaft RB-178, Interavia Review, 1966, No. 7.
65. Schlichting H., Gas A., Recent research and cascade flow problems, Trans. of the ASME, 1966, March.
66. Transaction of the ASME, 1961, No. 3, перев. ИЛ, 1961.
67. Аэродинамика турбин и компрессоров, под ред. У. Р. Хауторна, изд-во «Машиностроение», 1968.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие 3
Основные условные обозначения 5
Глава 1. **Схемы и области применения лопаточных машин** 7
1.1. Назначение и области применения авиационных лопаточных машин . . 7
1.2. Основные требования к авиационным лопаточным машинам 9
1.2.1. Минимальные габариты и масса 9
1.2.2. Высокий к. п. д. 10
1.2.3. Благоприятное протекание характеристик 10
1.2.4. Высокая надежность 11
1.3. Схемы и основные данные авиационных лопаточных машин 11
1.3.1. Классификация лопаточных машин 11
1.3.2. Схемы и основные данные компрессоров 12
1.3.3. Схемы и основные данные газовых турбин 17
1.4. Краткий исторический обзор развития авиационных лопаточных машин 20

Глава 2. **Основные уравнения теории лопаточных машин** 27
2.1. Общие сведения о параметрах воздуха (газа) в ступени лопаточной машины 27
2.2. Общие сведения о решетках и элементарных ступенях 31
2.3. Уравнения момента, мощности и удельной работы 35
2.3.1. Уравнение момента для решетки рабочего колеса 35
2.3.2. Уравнения мощности и удельной работы для решетки рабочего колеса 44
2.3.3. Уравнение момента для рабочего колеса 47
2.3.4. Уравнения мощности и удельной работы для рабочего колеса . . . 50
2.3.5. Частные случаи применения общих уравнений момента, мощности и удельной работы 53
2.4. Уравнения для определения осевых сил, действующих в колесе . . . 55
2.5. Уравнения энергии для струйки и решетки в колесе и в ступени . . . 58
2.5.1. Уравнения энергии для струйки и решетки в колесе 58
2.5.2. Уравнения энергии для решетки неподвижных аппаратов и для элементарной ступени 62
2.5.3. Общая классификация потерь и полное уравнение энергии для решетки рабочего колеса и элементарной ступени с учетом L_f и $L_з$ . . 64
2.5.4. Уравнения энергии для колеса, полной ступени и многоступенчатой лопаточной машины 69
2.6. Уравнения движения газа в полостях лопаточных машин 72

Глава 3. **Термодинамические процессы в лопаточных машинах и их рассмотрение в p—v-T—s- и i—s-диаграммах** 81
3.1. Компрессор 81
3.1.1. Изображение процесса сжатия в компрессоре в p—v-диаграмме . . 81
3.1.2. Изображение процесса сжатия в компрессоре в T—s-диаграмме . . 87
3.1.3. Изображение процесса сжатия в компрессоре в i—s-диаграмме . . 96
3.2. Турбина 97
3.2.1. Изображение процесса расширения в турбине в p—v-диаграмме . . 97
3.2.2. Изображение процесса расширения в турбине в T—s-диаграмме . . 99
3.2.3. Изображение процесса расширения в турбине в i—s-диаграмме . . 103
3.2.4. Возможность более полного изображения процессов сжатия в компрессоре и расширения в турбине в p—v-диаграмме 104
3.2.5. Применение p—v-, T—s и i—s-диаграмм 105

Стр.

Глава 4. **Коэффициенты полезного действия компрессоров и турбин** 107
4.1. Коэффициенты полезного действия компрессоров 107
4.1.1. Общее понятие о к. п. д. компрессора 107
4.1.2. К. п. д. компрессора в зависимости от вида затраченной работы . . 107
4.1.3. К. п. д. компрессора в зависимости от вида полезного эффекта 109
4.2. Коэффициенты полезного действия турбин 116
4.2.1. Общее понятие о к. п. д. турбины 116
4.2.2. К. п. д. турбины в зависимости от вида полезного эффекта 117
4.2.3. К. п. д. турбины в зависимости от вида располагаемой энергии . . 118
4.3. Связь между к. п. д. многоступенчатой лопаточной машины и отдельных ее ступеней 123
4.3.1. Многоступенчатый компрессор 124
4.3.2. Многоступенчатая турбина 135

Глава 5. **Теория и расчет осевых компрессоров** 143
5.1. Основные параметры решеток и элементарных ступеней 143
5.1.1. Треугольники скоростей и числа M 143
5.1.2. Числа Рейнольдса 147
5.1.3. Степень реактивности 149
5.1.4. Типы дозвуковых элементарных ступеней в зависимости от степени реактивности 151
5.1.5. Типы сверхзвуковых (и околозвуковых) элементарных ступеней . . 152
5.1.6. Ступени с противоположным вращением рабочих колес 154
5.1.7. Степень диффузорности, густота и угол отклонения потока в решетке 155
5.2. Влияние основных параметров на теоретический напор решетки и элементарной ступени 159
5.2.1. Влияние степени реактивности и чисел M. Ступень максимального напора 159
5.2.2. Влияние на теоретический напор углов отклонения потока и углов потока на входе в рабочую решетку и на выходе из нее 163
5.2.3. Обобщенная зависимость напора от чисел $\widetilde{M}_1$ и $\varrho_к$ по данным продувки решеток 166
5.2.4. Влияние основных параметров решеток и элементарных ступеней на их к. п. д. 169
5.3. Основные параметры и типы лопаток осевых компрессоров 176
5.3.1. Общие положения 176
5.3.2. Относительный диаметр втулки и коэффициент производительности 176
5.3.3. Удлинение лопаток и густота решеток 179
5.3.4. Типы лопаток рабочих колес и ступеней 181
5.3.5. Определение поля осевых скоростей в ступенях с лопатками различных типов 194
5.3.6. Порядок расчета параметров потока по радиусу для ступени с постоянной циркуляцией 201
5.3.7. Порядок расчета параметров потока по радиусу для ступеней с постоянной степенью реактивности и ступеней промежуточного типа 204
5.3.8. Проверка расхода воздуха через ступень компрессора 204
5.4. Схемы многоступенчатых осевых компрессоров и параметры отдельных ступеней и лопаток 207
5.4.1. Общие положения 207
5.4.2. Формы проточной части 207
5.4.3. Распределение напора и изменение к. п. д. по ступеням компрессора 208
5.4.4. Изменение осевой скорости вдоль тракта компрессора 209
5.4.5. Изменение степени реактивности по ступеням многоступенчатого компрессора 210
5.5. Расчет многоступенчатого осевого компрессора 210
5.5.1. Основные этапы расчета 210
5.5.2. Обозначения расчетных сечений 211
5.5.3. Выбор расчетного режима 211
5.5.4. Исходные данные, полученные при согласовании параметров компрессора и турбины 211
5.5.5. Расчет компрессора по среднему диаметру 213
5.5.6. Пример расчета многоступенчатого компрессора по среднему диаметру 219
5.6. Профилирование отдельных элементов проточной части осевого компрессора 221
5.6.1. Принципы построения профилей лопаток осевого компрессора . . . 221
5.6.2. Аналитический метод расчета профилей лопаток осевого компрессора 223

Стр.

5.6.3. Некоторые особенности построения профиля лопатки околозвуковой и сверхзвуковой ступени 230

Глава 6. **Теория и расчет центробежных компрессоров** 231

6.1. Введение 231
6.2. Входной патрубок 233
6.3. Рабочее колесо 237
6.3.1. Входная часть колеса 237
6.3.2. Типы колес 241
6.3.3. Влияние конечного числа лопаток 244
6.3.4. Потери в колесе и их влияние на затраченную работу и параметры воздуха за колесом 249
6.3.5. Выбор окружной скорости и отношения D_1/D_2 255
6.3.6. Профилирование канала колеса 259
6.4. Диффузор центробежного компрессора 263
6.4.1. Назначение и роль диффузора 263
6.4.2. Потери в диффузоре. К. п. д. диффузора 265
6.4.3. *Безлопаточный диффузор* 269
6.4.4. Лопаточный диффузор 278
6.4.5. Выходное устройство центробежного компрессора 286
6.4.6. *Многоступенчатые центробежные компрессоры* 290
6.4.7. Газодинамический расчет центробежного компрессора 292

Глава 7. **Теория и расчет осевых газовых турбин** 302

7.1. Основные параметры решеток и элементарных ступеней 302
7.1.1. Треугольники скоростей и числа M 302
7.1.2. Степень реактивности 309
7.1.3. Типы элементарных ступеней в зависимости от степени реактивности 313
7.2. Потери в турбинных решетках и в проточной части турбины 318
7.2.1. Влияние параметров решетки на профильные потери 318
7.2.2. Влияние режима течения на профильные потери. Влияние угла атаки 322
7.2.3. Вторичные потери 328
7.2.4. Методы экспериментального исследования плоских турбинных решеток 330
7.3. Влияние основных параметров на теоретическую работу и к. п. д. элементарной ступени турбины 335
7.3.1. Влияние степени реактивности на $H_{т\,и}$ 335
7.3.2. Связь термодинамических и газодинамических параметров, определяющих работу турбины 339
7.3.3. Влияние основных параметров на к. п. д. элементарной ступени 340
7.4. Типы и параметры лопаток осевых газовых турбин 347
7.4.1. Общие положения. Геометрические параметры 347
7.4.2. Относительная высота лопаток и коэффициент производительности ступени 348
7.4.3. Удлинение лопаток 349
7.4.4. Общий закон изменения циркуляции по высоте лопатки и его связь с изменением реактивности 350
7.4.5. Влияние показателя m на изменение осевых скоростей по радиусу 353
7.4.6. Лопатки с постоянной циркуляцией по радиусу 355
7.4.7. Лопатки с постоянным по радиусу углом выхода потока из соплового аппарата 357
7.4.8. Другие типы лопаток 360
7.4.9. Порядок и пример расчета параметров потока газа по высоте лопатки 360
7.4.10. Влияние концевых потерь в лопатках на к. п. д. ступени турбины 362
7.5. Схемы и параметры ступеней и многоступенчатых турбин 364
7.5.1. Организация процесса в многоступенчатых турбинах 364
7.5.2. Схемы ступени и многоступенчатых турбин 365
7.5.3. Выбор числа ступеней 367
7.5.4. Распределение внутренней работы (или теплоперепада) между ступенями турбины 369
7.5.5. Изменение отдельных параметров по ступеням многоступенчатой турбины 371
7.6. Выбор параметров и расчет турбины 372
7.6.1. Общие положения 372
7.6.2. Исходные данные для расчета 373
7.6.3. Расчет турбины по среднему диаметру 374
7.6.4. Пример расчета многоступенчатой турбины 380
7.7. Построение элементов проточной части турбины 386
7.7.1. *Принципы построения профилей лопаток турбины* 386

Стр.

7.7.2. Порядок построения осевых линий профилей, образующих решетки турбины . . . 386
7.7.3. Построение профилей лопаток турбины . . . 388

Глава 8. **Характеристики лопаточных машин** . . . 392

8.1. Основные принципы построения характеристик лопаточных машин . . 392
8.1.1. Общие положения . . . 392
8.1.2. Условия подобия и отвлеченные параметры, определяющие характеристики лопаточных машин . . . 393
8.2. Моделирование лопаточных машин . . . 402
8.3. Типы характеристик компрессоров . . . 409
8.3.1. Характеристики в общем виде . . . 409
8.3.2. Определение параметров нового компрессора по характеристике известного компрессора . . . 411
8.3.3. Упрощенные характеристики . . . 413
8.3.4. Методы экспериментального определения характеристик компрессоров . . . 415
8.4. Характеристика сети . . . 421
8.4.1. Характеристика сети с дросселем на выходе . . . 421
8.4.2. Характеристика сети в газотурбинном двигателе . . . 426
8.5. Закономерности протекания характеристик одноступенчатых осевых компрессоров в устойчивой области . . . 428
8.5.1. Изменение режимов при $n_{пр}$=const . . . 428
8.5.2. Изменение режимов при $n_{пр}$=var . . . 431
8.6. Закономерности протекания характеристик многоступенчатых осевых компрессоров в устойчивой области . . . 432
8.6.1. Исходные положения . . . 432
8.6.2. Изменение режимов работы компрессора в целом и его отдельных ступеней при $n_{пр}$=const . . . 433
8.6.3. Изменение режимов работы компрессора в целом и его отдельных ступеней при $n_{пр}$=var . . . 436
8.6.4. Изменение работы, затраченной в многоступенчатом компрессоре и в его отдельных ступенях, при $n_{пр}$=var и $n_{пр}$=const . . . 441
8.6.5. Выбор расчетного режима компрессора . . . 446
8.6.6. Запас устойчивой работы компрессора . . . 449
8.6.7. Особенности характеристик двухкаскадных компрессоров . . . 452
8.7. Характеристики одноступенчатого центробежного компрессора . . . 456
8.7.1. Исходные уравнения . . . 456
8.7.2. Анализ потерь и характеристик . . . 458
8.8. Особенности протекания характеристик компрессоров в области неустойчивых режимов . . . 465
8.8.1. Проявление неустойчивых режимов . . . 465
8.8.2. Закономерности протекания характеристик в области неустойчивых режимов. Вращающийся срыв . . . 465
8.8.3. Условие получения статически устойчивого и статически неустойчивого режимов . . . 467
8.8.4. Условия развития или затухания колебательного процесса в компрессорах . . . 471
8.9. Основы расчета характеристик многоступенчатых осевых компрессоров . . . 479
8.9.1. Возможные методы расчета характеристик . . . 479
8.9.2. Основы расчета с использованием характеристик ступеней . . . 480
8.9.3. Метод расчета на основе обобщения известных характеристик . . . 486
8.10. Типы характеристик турбины . . . 491
8.10.1. Общие положения . . . 491
8.10.2. Методы экспериментального определения характеристик турбин . . . 494
8.11. Закономерности протекания характеристик ступени турбины . . . 496
8.11.1. Характеристики ступени турбины при постоянном значении λ_{1c} (или расхода) . . . 496
8.11.2. Поле возможных режимов работы ступени турбины . . . 503
8.11.3. Изменение основных параметров турбины при изменении режима работы . . . 505
8.11.4. К. п. д. турбины на нерасчетных режимах . . . 513
8.11.5. Изменение показателей работы турбины при изменении условий на входе . . . 514
8.12. Закономерности протекания характеристик многоступенчатых газовых турбин . . . 515
8.13. Основы расчета характеристик газовых турбин . . . 518

Стр.

Глава 9. **Регулирование лопаточных машин** 522
9.1. Задачи и способы регулирования лопаточных машин 522
9.2. Способы регулирования осевых компрессоров 523
9.2.1. Изменение числа оборотов 523
9.2.2. Поворот лопаток направляющего аппарата в ступени компрессора 524
9.2.3. Поворот лопаток направляющих аппаратов в многоступенчатом осевом компрессоре 535
9.2.4. Влияние поворота рабочих лопаток на характеристики осевых компрессоров 537
9.2.5. Перепуск воздуха 541
9.3. Способы регулирования центробежного компрессора 545
9.3.1. Изменение числа оборотов 545
9.3.2. Дросселирование 545
9.3.3. Поворот лопаток входного направляющего аппарата 548
9.3.4. Поворот лопаток диффузора 550
9.4. Способы регулирования турбин 551
9.4.1. Изменение числа оборотов 552
9.4.2. Поворот лопаток соплового аппарата 554
9.4.3. Прикрытие части сопел в сопловом аппарате 558
9.4.4. Изменение гидравлического сопротивления газового тракта . . . 561

Глава 10. **Согласование параметров компрессора и турбины в авиационных газотурбинных двигателях** 562
10.1. Исходные уравнения и принципы согласования в ТРД 562
10.1.1. Уравнение комплексного параметра 562
10.1.2. Закономерности изменения комплексного параметра 568
10.1.3. Принципы использования комплексного параметра для согласования параметров компрессора и турбины 572
10.1.4. Выбор режима для согласования параметров компрессора и турбины 580
10.1.5. Метод расчета по согласованию параметров компрессора и турбины 583
10.2. Некоторые особенности согласования в двигателях других схем . . . 588
10.2.1. ТРД с двухкаскадным осевым компрессором 588
10.2.2. ТРД с центробежным компрессором 592
10.2.3. Турбовинтовой двигатель 593
10.2.4. Турбореактивный двухконтурный двигатель (ТРДД) 595

Приложения 600
I. Таблицы длительной прочности жаропрочных сплавов ЭИ-437Б, Нимоник-115 600
II. Таблица некоторых единиц физических величин, встречающихся в авиационном двигателестроении 601

Литература 604

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
4	5 снизу	В. Ш. Микиртичан	В. М. Микиртичан
10	15 снизу	столь	при этом
12	Подпись под рис. 12.	*4* — элементарная ступень	*4*—полная и элементарная ступень
26	14 сверху	0,05—0,06	0,5—0,6 *кг/н*
112	6 сверху	напору	к. п. д.
116	Формула (4.27)	$\eta^*_к \frac{i^*_{к.ад}-i^*_в}{i^*_к-i^*_в} = \frac{\eta^*_т}{\eta^*_т l} = \frac{H^*_{т.ад}}{z} =$	$\eta^*_к = \frac{i^*_{к.ад}-i^*_в}{i^*_к-i^*_в} = \frac{\eta^*_т H^*_{т.ад}}{\eta^*_т i^z} =$
141	8 снизу	$\frac{w_{max}}{w_1} = 1 + 2\varkappa \frac{\Delta w_u}{(b/t)\, w_1} = \alpha_D$	$\frac{w_{max}-w_2}{w_1} = 1 + 2\varkappa \frac{\Delta w_u}{(b/t)\, w_1} - \frac{w_2}{w_1} = \alpha_D$
158	2 сверху	$\alpha_D = 1 + \frac{\Delta c_u}{(b/t)\, c_2}$	$\alpha_D = 1 + \frac{\Delta c_u}{2\,(b/t)\, c_2} - \frac{c_3}{c_2}$
158	9 сверху	$\frac{w'_{max}}{w_2} = \alpha_D \frac{w_1}{w_2} = \alpha_{De}$	$\frac{w_{max}}{w_2} = \alpha_D \frac{w'_1}{w_2} + 1 = \alpha_{De}$
158	3 снизу	выходе	входе
248	4 снизу	$\sqrt{1-\frac{4G_в}{\pi D_1^2 w_{mi\,к}}}$	$\sqrt{1-\frac{4G_в}{\pi D_1^2 w_{mi\,к}\gamma}}$
260	Формула (6.63)	положительным	отрицательным
279	1 снизу	$c_m \neq 0$	$c_{2u} \neq 0$
350	5 снизу		

Константин Васильевич Холщевников

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АВИАЦИОННЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Редактор *Л. И. Федорова* Художник *Н. Т. Дворников*
Техн. редактор *Т. С. Старых* Корректор *В. Е. Блохина*

Т-12346 Сдано в набор 13/III-1970 г. Подписано в печать 28/VIII 1970 г.
Формат 70×108 1/16 Печ. л. 38,25 (Усл. печ. л. 53,55) Уч.-изд. л. 43,5
Бум. л. 19,125 Бумага № 1 Тираж 7000 экз. Изд. зак. 1726
Цена 1 р. 70 к. Тем. план 1969 г. № 345

Издательство «Машиностроение», Москва, Б-66, 1-й Басманный пер., 3

Московская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР,
Хохловский пер., 7. Тип. зак. 546.

Стр.
Глава 522
9.1. 522
9.2 523

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
357	Подпись под рис. 7.49	элементарной ступени	ступени
358	11 сверху	$c_{1u}r\cdot\varphi^2\cos^2\alpha_1/(2\varphi^2-1)$	$c_{1u}r^{\varphi^2\cos^2\alpha_1/(2\varphi^2-1)}$
358	12 сверху	$c_{1a}r\cdot\varphi^2\cos^2\alpha_1/(2\varphi^2-1)$	$c_{1a}r^{\varphi^2\cos^2\alpha_1/(2\varphi^2-1)}$
412	18 сверху	$\psi_l=D_к'/D_к'$	$\psi_l=D_к'/D_к$
413	2 сверху	Целесообразно также	И, следовательно, $A=\text{const}$ при $F_{др}=\text{const}$. Целесообразно также . . . . .
424	11—15 сверху	и, следовательно, $A=\text{const}$ при $F_{др}=\text{const}$. Разделив . . . $=\dfrac{p_к^* q(\lambda_{с.а})F_{с.а}\delta_{с.а}}{\nu\sqrt{T_г^*}}$	Разделив . . . $=\dfrac{p_к^* q(\lambda_{с.а})F_{с.а}\delta_г s_г}{\nu\sqrt{T_г^*}}$
426	14 сверх	характеристику (8.155) не следует	характеристику не следует
493	19 снизу	величина чая, когда $\Delta c_u=0$,	величина $\Delta c_u=c_{1u}+c_{2u}$ имеет
498	19—23 сверху	треуголь- $\Delta c_u=c_{1u}+c_{2u}$ имеет максимальное значение Для слу- ник скоростей показан на	максимальное значение. Для случая, когда $\Delta c_u=0$, треуголь- ник скоростей показан на
502	15 снизу	значение λ_{2w} или λ_u достигается при тех числах оборотов, когда $\pi_{т0}^*$	значение λ_{2w} достигается при тех числах оборотов или λ_u, когда $\pi_{к0}^*$
558	24 снизу	$\dfrac{G_в\sqrt{T_т^*/p_в^*}}{\approx 1{,}36\cdot10^{-3}\ вт/н/м^2\approx 1{,}36\ квт\approx 9{,}81\ кг}$	$\dfrac{G_в\sqrt{T_н^*/p_в^*}}{\approx 1{,}36\cdot10^{-3}\ кг/вт\approx 1{,}36\ кг/квт\approx 9{,}81\ кг/м^3}$
571	13 снизу		
602	1 снизу		
603	1 сверху		
603	7 сверху		

Заказ 546/1726