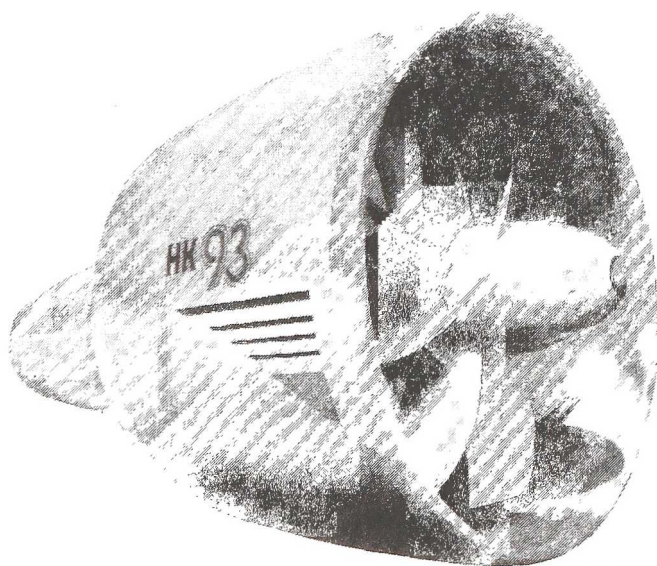


А.Н.БЕЛОУСОВ
Н.Ф.МУСАТКИН
В.М.РАДЬКО

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АВИАЦИОННЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

*Допущено Министерством образования Российской Федерации
в качестве учебника для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению «Авиа- и ракетостроение» и
специальности «Авиационные двигатели и энергетические установки»*



Самара 2003

Самарский Государственный
аэрокосмический университет
№ 661864
Научно-техническая
библиотека

Белоусов А.Н., Мусаткин Н.Ф., Радько В.М.

Б43 Теория и расчет авиационных лопаточных машин. Учебник для вузов. 2-е изд., испр., доп. Самар. гос. аэрокосм. ун-т. Самара, 2003. — 344 с.

ISBN 5-7883-0258-7

Рассмотрены основы теории рабочего процесса в лопаточных машинах (осевых и центробежных компрессорах и осевых турбинах) авиационных двигателей. Изложены современные методы выбора основных параметров лопаточных машин и этапы их газодинамического проектирования. Большое внимание уделено особенностям протекания характеристик компрессоров и турбин на нерасчётных режимах работы.

Учебник предназначен для студентов, обучающихся по специальности «Авиационные двигатели и энергетические установки» высших технических учебных заведений.

Рецензенты:

д.т.н., профессор кафедры теории ВРД МАИ О.Н. Емин,
д.т.н., профессор, декан «Теплоэнергетического факультета»
Сам ГТУ А.И. Щёлоков.

ISBN 5-7883-0258-7

© Белоусов А.Н., Мусаткин Н.Ф.,
Радько В.М., 2003

© Самарский государственный аэро-
космический университет, 2003.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	7
Основные условные обозначения.....	10
1. ПОНЯТИЕ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ. ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ТЕОРИИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЛМ.....	14
1.1. Назначение и место лопаточных машин в системе ГТД.....	14
1.2. Общие принципы работы авиационных лопаточных машин.....	18
1.3. Элементы конструкции и типовая классификация лопаточных машин.....	21
1.4. Требования, предъявляемые к лопаточным машинам.....	23
1.5. Основные допущения при изучении течения газа в лопаточной машине.....	24
1.6. Одномерная модель течения в лопаточной машине.....	27
1.7. Двухмерная модель течения в лопаточной машине.....	28
1.8. Трёхмерная модель течения в лопаточной машине.....	32
1.9. Уравнение неразрывности применительно к одно- и двухмерным моделям лопаточных машин.....	35
1.10. Уравнение энергии в тепловой форме применительно к осевым лопаточным машинам.....	39
1.11. Уравнение энергии в механической форме.....	43
1.12. Уравнение количества движения применительно к двухмерной модели лопаточной машины.....	47
1.13. Уравнение моментов количества движения применительно к двухмерной модели лопаточных машин.....	51
1.14. Изображение термодинамических процессов в лопаточных машинах в p - V -диаграмме.....	55
1.15. Изображение термодинамических процессов в лопаточных машинах в T - s -диаграмме.....	59
2. РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В СТУПЕНИ ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА.....	64
2.1. Схема и принцип действия ступени.....	64
2.2. Изменение статических и полных параметров потока в ступени.....	67
2.3. Работа сжатия и к.п.д. ступени.....	68
2.4. Основные параметры ступени.....	71
2.5. Типы ступеней в зависимости от степеней реактивности.....	76
2.6. Ступени с предварительной закруткой потока в сторону вращения.....	83

2.7.	Условия совместной работы элементарных ступеней, расположенных на различных радиусах.....	85
2.8.	Основные геометрические параметры профилей и решёток профилей.....	96
2.9.	Теорема Жуковского применительно к движению газа в решётке.....	100
2.10.	Связь параметров решётки с аэродинамическими коэффициентами.....	103
2.11.	Характеристики компрессорных решёток при малых скоростях потока.....	105
2.12.	Обобщенные характеристики компрессорных решёток.....	108
2.13.	Влияние чисел M и Re на характеристики компрессорных решеток.....	113
2.14.	Влияние радиальных и осевых зазоров на работу ступени....	116
2.15.	Профилирование лопаток.....	118
3.	МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ ОСЕВЫЕ КОМПРЕССОРЫ. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ, РАСЧЁТ И ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ.....	123
3.1.	Основные параметры многоступенчатого осевого компрессора, их связь с параметрами ступеней.....	123
3.2.	Изменение параметров потока в проточной части компрессора.....	128
3.3.	Физические основы распределения работы сжатия между ступенями.....	130
3.4.	Распределение работ сжатия в двух- и трёхкаскадных осевых компрессорах.....	132
3.5.	Этапы газодинамического расчёта многоступенчатого осевого компрессора.....	134
4.	РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В СТУПЕНИ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ.....	150
4.1.	Схема и принцип действия.....	150
4.2.	Изменение статических и полных параметров потока.....	153
4.3.	Основные параметры ступеней.....	155
4.4.	Рабочий процесс в сопловом аппарате.....	164
4.5.	Процесс расширения газа в рабочем колесе.....	168
4.6.	Направление потока за турбинной решёткой.....	173
4.7.	Классификация потерь энергии.....	178
4.8.	Влияние конструктивных параметров на уровень потерь энергии.....	182
4.9.	Влияние режимных параметров на потери энергии.....	187
4.10.	Влияние различных факторов на к.п.д. ступени.....	189
4.11.	Изменение параметров потока по радиусу.....	194

4.12.	Основные этапы построения профилей лопаток турбинной решётки.....	198
МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ ТУРБИНЫ.....		204
5.1.	Физические основы применения многоступенчатых турбин.....	204
5.2.	Тепловой процесс в многоступенчатой турбине, связь её параметров с параметрами отдельных ступеней.....	206
5.3.	Изменение основных параметров и теплоперепада по ступеням многоступенчатой турбины.....	213
5.4.	Этапы газодинамического проектирования турбин.....	216
5.5.	Предварительный этап расчёта турбины.....	218
ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСЕВЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН.....		222
6.1.	Методы определения характеристик компрессора.....	222
6.2.	Обтекание лопаток на нерасчётных режимах.....	226
6.3.	Основные закономерности протекания характеристик ступени компрессора в целом.....	230
6.4.	Изображение характеристик в параметрах подобия.....	233
6.5.	Влияние атмосферных условий и условий полета на работу компрессора.....	237
6.6.	Характеристики компрессора в условиях неравномерного и нестационарного потока на входе.....	239
6.7.	Срывные и неустойчивые режимы работы компрессора.....	244
6.8.	Помпаж компрессора в системе двигателя.....	249
6.9.	Работа компрессора по дроссельной характеристике.....	251
6.10.	Способы регулирования многоступенчатых компрессоров	253
6.11.	Характеристики регулируемого многоступенчатого компрессора.....	257
6.12.	Основные сведения о характеристике газовой турбины.....	259
6.13.	Безразмерные координаты характеристик турбин.....	260
6.14.	Типовые характеристики газовых турбин.....	262
ОСОБЕННОСТИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ОТДЕЛЬНЫХ ТИПАХ СТУПЕНЕЙ ОСЕВЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН.....		266
7.1.	Особенности течения в вентиляторных ступенях ТРДД.....	266
7.2.	Термодинамический расчет ступени с неравномерным напором по высоте лопатки.....	271
7.3.	Кинематический расчёт ступени с неравномерным напором.....	276
7.4.	Охлаждаемые лопатки газовых турбин.....	282
7.5.	Дополнительные потери энергии в охлаждаемых решётках.....	286

7.6.	Особенности расчёта охлаждаемых ступеней турбины на среднем диаметре.....	292
8.	ОСОБЕННОСТИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЦЕНТРОБЕЖНОГО КОМПРЕССОРА.....	296
8.1.	Схема и принцип действия ступени центробежного компрессора.....	296
8.2.	Течение рабочего тела в колесе.....	300
8.3.	Течение рабочего тела в диффузоре.....	307
8.4.	Особенности протекания напорной характеристики ЦБК.....	311
8.5.	Термогазодинамический расчёт центробежного компрессора.....	314
	Список литературы.....	338

ПРЕДИСЛОВИЕ

Теория и расчет ЛМ (ТРЛМ) как самостоятельная научная дисциплина сложилась в начале пятидесятых годов, когда в авиации стали широко применяться воздушно-реактивные двигатели с турбокомпрессорной схемой реализации термодинамического цикла (ГТД).

Основными узлами современных ГТД являются компрессоры и турбины с общим названием – лопаточные машины. В этих машинах к потоку газа подводится извне механическая работа (или этот поток совершает механическую работу), а основным элементом, который взаимодействует с потоком, является лопатка (или лопасть).

Согласно второму закону термодинамики полное преобразование одного вида энергии (механической) в другой (потенциальную энергию сжатого и нагретого газа) невозможно из-за неизбежной потери части энергии. Из этого следует, что эффективность преобразования различных видов энергии в ЛМ во многом определяет общую эффективность ГТД, в частности его $c_{уд}$ (удельный расход топлива).

В настоящее время технический уровень ЛМ принято характеризовать двумя параметрами: π_k^* и η_k^* в компрессоре; T_g^* и η_T^* – в турбине. Первые осевые компрессоры имели $\pi_k^* = 5...6$ и $\eta_k^* = 0,77...0,80$, а турбины соответственно - $T_g^* = 1100...1200$ К; $\eta_T^* = 0,84...0,88$. Величина $c_{уд}$ первых ГТД, естественно, превышала аналогичные значения поршневых двигателей.

По мере развития теории ЛМ и методов их проектирования происходило непрерывное повышение η_k^* и η_T^* с одновременным ростом π_k^* и T_g^* . Большая заслуга в создании современных ЛМ принадлежит русским и советским ученым: Н.Е. Жуковскому, Б.С. Стечкину, Н.Д. Кузнецову, П.А. Соловьеву, В.А. Лотареву, О.Н. Фаворскому, а также коллективам ученых ЦАГИ и ЦИАМ.

В современной авиации в качестве силовых установок применяются главным образом двухконтурные турбореактивные двигатели (ТРДД). В последнее время в связи с необходимостью разработки мер по снижению расхода топлива двигателями ведутся работы по созданию турбовинто-вентиляторных двигателей (ТВВД) и вводу вновь в эксплуатацию турбовинтовых двигателей (ТВД) с улучшенными характеристиками винтов и повышенными параметрами рабочего процесса.

В известных ТРДД $\pi_k^* = 25...40$ и $T_g^* = 1750...1800$ К. При таких параметрах цикла высота лопаток в проточной части двигателя становится равной $2 \cdot 10^{-2}$ м и, естественно, возрастает влияние концевых поверхностей и радиальных зазоров, приводящее к снижению как η_k^* , так и η_T^* .

Это обуславливает необходимость дальнейшего систематического изучения, развития теории ЛМ, расчета и доводки. При этом возрастает роль ЭВМ в процессе проектирования, так как расчет пространственного потока в ЛМ представляет собой сложную многовариантную задачу. Последнее обстоятельство в качестве самостоятельного раздела теории требует создания для ЭВМ надежных алгоритмов расчета ЛМ на различных этапах их проектирования.

Таким образом, повышение к.п.д. компрессора и турбины и улучшение их характеристик, что связано с развитием теории ЛМ, всегда будут оставаться актуальной задачей авиадвигателестроения.

В процессе подготовки инженера-механика по авиационным двигателям, особенно с конструкторским уклоном, вопросы теории и расчета лопаточных машин занимают основополагающее место.

Основам теории лопаточных машин посвящено большое количество специальных учебников и книг, в которых изложение физических основ рабочего процесса основано на базе курса газовой динамики, теории решеток, диффузорных и конфузорных течений, а также теории пограничного слоя. Но одной из особенностей учебной программы Самарского аэрокосмического университета для специальности “Авиационные двигатели и энергетические установки” является то обстоятельство, что изучение курса теории лопаточных машин начинается параллельно с курсами “Гидрогазодинамика” и “Теория ГТД”. Это требует изложения курса теории лопаточных машин (по крайней мере, в самом начале) с позиций “общефизических представлений процессов течения газа в каналах сложной формы при наличии внешнего подвода (или отвода) механической работы.

В данном учебнике в сжатой форме даны сведения (упрощенные модели) по теории и расчету лопаточных машин, а также освещены основные вопросы, связанные с газодинамическим проектированием компрессора и турбины.

В то же время книга подготавливает студента к самостоятельному изучению более глубоких и подробных методов расчета ЛМ, изложенных в технической литературе.

В восьми главах учебника последовательно рассматриваются “общефизическая теория ЛМ”, теория ступени и многоступенчатых осевых компрессоров и турбин авиационных ГТД, а также основные свойства характеристик осевых ЛМ. Изложены особенности рабочего процесса высоконапорных вентиляторных ступеней ТРДД, охлаждаемых ступеней газовых турбин, а также центробежных компрессоров.

Материал учебника в разумных пределах содержит разделы по газодинамическому проектированию компрессоров и турбин, включая профилирование элементов проточной части.

Приведенные в учебнике основные данные, характеризующие параметры ступеней компрессоров и турбин, предусматривают разнообразие их схем, типов и основных конструктивных и режимных параметров.

Терминология и обозначения приняты в соответствии с ГОСТ 23851-79 (“Двигатели газотурбинные авиационные”) и учебником [3]. Международная система единиц СИ используется в соответствии с рекомендациями СТ СЭВ 1052-78.

ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Параметры лопаточных машин

V_{Π}	– скорость полета, м/с
H_{Π}	– высота полета, м
M	– число Маха
a	– скорость звука, м/с; горло решётки, м
$a_{кр}$	– критическая скорость, м/с
b	– хорда профиля, м
b/t	– густота решётки ступени компрессора
c	– скорость воздуха или газа в абсолютном движении, м/с
D	– диаметр, м
$\bar{d}$	– относительный диаметр втулки
F	– площадь проходного сечения, м ²
m	– масса, кг
G	– массовый расход воздуха или газа, кг/с
$\bar{G}$	– коэффициент производительности
N_{κ}	– мощность привода компрессора, кВт
N_{τ}	– мощность на валу турбины, кВт
L_{κ}	– удельная работа компрессора, Дж/кг
L_{τ}	– удельная работа турбины, Дж/кг
H_{th}	– теоретический напор, создаваемый компрессором, Дж/кг
H_{tu}	– теоретическая работа турбины, Дж/кг
M	– крутящий момент, Н·м
h_{Π}	– высота лопатки, м
h/b	– удлинение лопатки

k	– показатель изоэнтропы
n	– частота вращения, мин ⁻¹ ; показатель политропы
p	– давление, Па
R	– универсальная газовая постоянная, Дж/(кг К)
S	– осевая ширина лопатки, м; линия тока
s	– энтропия
T	– температура, К
u	– окружная скорость колеса, м/с
V	– объём, м ³
w	– скорость в относительном движении, м/с
z	– число ступеней; число лопаток
α	– углы потока и лопаток в абсолютном движении, град.
β	– углы потока и лопаток в относительном движении, град.
γ	– угол установки профиля в решётке, град.
ξ	– коэффициент потерь
φ	– коэффициент скорости в сопловом аппарате
ψ	– коэффициент скорости в рабочем колесе
ρ	– плотность, кг/м ³
σ	– коэффициент полного давления
η	– коэффициент полезного действия
λ	– приведенная скорость
π_k	– степень повышения давления в компрессоре
π_t	– степень понижения давления в турбине
ω	– угловая скорость, рад/с
Π	– параметр

Индексы

*	– заторможенные параметры
в	– вход, воздух
к	– компрессор
т	– турбина, теоретический
г	– газ
ст	– ступень
тр	– трение
пр	– профильный, приведенный
вт	– вторичный
кр	– кромочный, критический
сп	– спинка
кор	– корытце
пред	– предельный
отр	– отрывной
л	– лопатка
<i>a</i>	– по оси машины
<i>c</i>	– абсолютный
<i>m</i>	– меридиональный
<i>n</i>	– по нормали
<i>w</i>	– относительный
<i>r</i>	– радиальный

Условные сокращения

СА – сопловой аппарат

РК – рабочее колесо

НА – направляющий аппарат

Остальные обозначения, индексы и условные сокращения объяснены в тексте.

1. ПОНЯТИЕ ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ. ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ТЕОРИИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЛМ

1.1. Назначение и место лопаточных машин в системе ГТД

Для современной авиации, освоившей большие высоты H_n и скорости полета V_n , требуются силовые установки, в которых реализуется термодинамический цикл с непрерывным характером рабочего процесса. Таким циклом является цикл Брайтона, или, как его чаще называют, цикл с подводом тепла при $p = const$. Схема этого цикла приведена на рис. 1.1. Для реализации цикла необходимо осуществить следующие процессы:

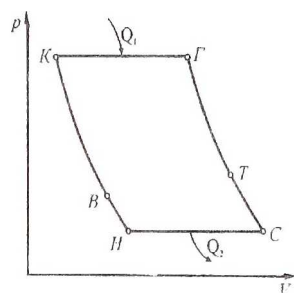
н–к – непрерывное сжатие;

к–г – изобарический подвод тепла;

г–с – непрерывное расширение с целью организации реактивной струи;

с–н – изобарический отвод тепла от реактивной струи во внешнюю среду.

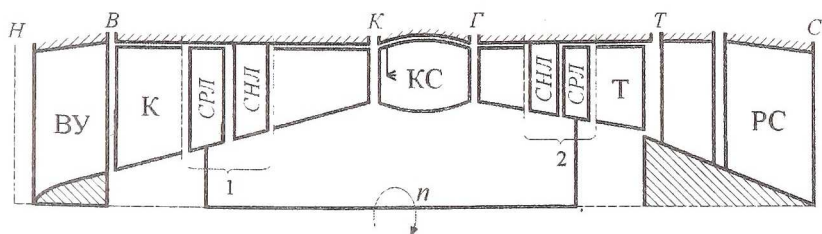
Наиболее простой тип устройства авиационного газотурбинного двигателя, в котором реализуется $p = const$, представлен на рис. 1.2.



Р и с. 1.1. Идеальный
цикл $p = const$
в p - V - координатах

ставлен на рис. 1.2.

Входное устройство (ВУ) ТРД выполняется в виде дозвукового или сверхзвукового диффузора и служит для предварительного поджатия поступающего в двигатель рабочего тела



Р и с. 1.2. Схема проточной части турбореактивного двигателя: ВУ - входное устройство; К - компрессор; КС - камера сгорания; Т - турбина; РС - реактивное сопло

- воздуха (участок Н-В, см. рис. 1.1) за счёт изменения его кинетической энергии, которой оно обладает на входе.

Компрессор (К) представляет собой агрегат, предназначенный для непрерывного сжатия поступающего рабочего тела до расчётного уровня степени повышения давления π_k (участок В-К, см. рис. 1.1). Для осуществления сжатия к компрессору подводится извне механическая работа L_k , в результате чего полное давление и полная температура рабочего тела возрастают, достигая на выходе значений p_k^* и T_k^* .

Камера сгорания (КС) - это устройство, в котором происходит непрерывное сгорание топлива (керосина) при $p = \text{const}$ в потоке сжатого рабочего тела, в результате чего подводится потребное количество тепла Q_1 , а температура возрастает до расчётного значения T_r^* (участок К-Г, см. рис. 1.1).

Турбина (Т) предназначена для выработки мощности, необходимой для привода компрессора. При этом сжатое и нагретое рабочее тело, расширяясь в Т (участок Г-Т, см. рис. 1.1), совершает работу $L_T = L_k + L_{пр}$, где $L_{пр}$ - работа, необходимая для привода бортовых агрегатов самолета и агрегатов самого ГТД.

В результате совершения работы давление и температура рабочего тела в турбине уменьшаются, достигая на выходе значений p_t^* и T_t^* .

Реактивное сопло (РС) представляет собой сужающийся конфузор при дозвуковых перепадах давления; иногда оно имеет форму сопла Лавалья, если срабатывается сверхзвуковой перепад давления.

В РС осуществляется дальнейший процесс расширения сжатого и нагретого рабочего тела (участок т–с, см. рис. 1.1), при этом его потенциальная энергия превращается в кинетическую энергию струи, вытекающей из РС, и используется как движущая сила (тяга) самолета.

И, наконец, в результате тепломассообмена струи с атмосферой происходит изобарический отвод тепла Q_2 (участок с–н, см. рис. 1.1). Это условный процесс, замыкающий цикл $p = const$.

Как следует из сказанного, основными узлами ГТД являются компрессор и турбина, в которых реализуются термодинамические процессы сжатия и расширения рабочего тела. Для обеспечения их непрерывности в современных ГТД К и Т выполняются в виде лопаточных машин.

Лопаточной машиной (ЛМ) называется устройство, в проточной части которого осуществляется подвод (или отвод) механической энергии к потоку рабочего тела, проходящего через машину. Это взаимодействие с потоком рабочего тела осуществляется системой вращающихся и неподвижных лопаток специальной формы.

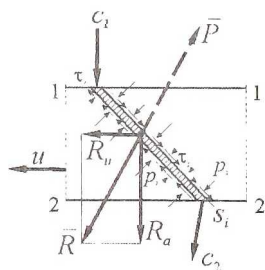
Принцип действия лопаточных машин основан на эффекте взаимодействия лопасти с потоком рабочего тела (рис. 1.3).

Если лопасть закреплена в ободе вращающегося с окружной скоростью u диска и находится в потоке рабочего тела, то действующая на неё аэродинамическая сила $\vec{P}$ может быть определена как равнодействующая всех сил давления p_i и трения τ_i , приложенных в точках её поверхности s_i (см. рис. 1.3). Если известно распределение $p_i = f(s_i)$ и $\tau_i = f(s_i)$, то $\vec{P}$ определится из соотношения

$$\vec{P} = \int_s p ds + \int_s \tau ds. \quad (1.1)$$

Сила $\vec{R}$, с которой лопасть воздействует на поток рабочего тела, будет противоположна силе $\vec{P}$, а величины их одинаковы, т.е. $|\vec{P}| = |\vec{R}|$.

Нетрудно видеть, что осевая составляющая R_a в этом случае будет выполнять функцию проталкивающей силы, а окружная составляющая R_u осуществлять подвод работы к потоку рабочего тела. В результате скорость c_2 потока в сечении 2–2 будет отлична от скорости c_1 в сечении 1–1 как по величине, так и по направлению. Из этого следует, что вращающаяся лопасть позволяет одновременно осуществлять непрерывную подачу рабочего тела (за счёт действия проталкивающей силы R_a) и обмен механической энергией с потоком рабочего тела (за счёт дейст-



Р и с. 1.3. Схема взаимодействия лопасти с потоком рабочего тела

вия силы R_u). Таким образом, ЛМ является именно тем устройством, которое необходимо для реализации термодинамического цикла $p=const$ в современных авиационных ГТД.

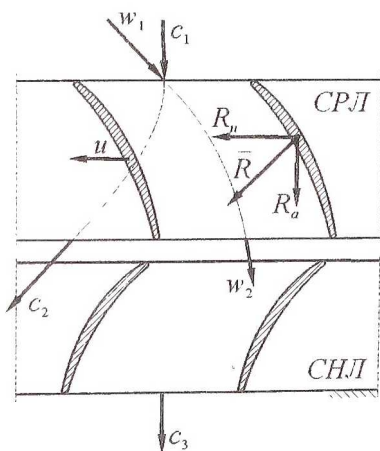
1.2. Общие принципы работы авиационных лопаточных машин

Рассмотрим в общих чертах принципы работы ЛМ - компрессора и турбины. По характеру взаимодействия с потоком рабочего тела ЛМ подразделяются на машины-исполнители и машины-двигатели.

Машины-исполнители подводят механическую энергию к потоку рабочего тела. Такими машинами являются компрессоры и вентиляторы.

Машины-двигатели отводят механическую энергию от потока рабочего тела. К ним можно отнести турбину.

Исходя из характера энергообмена рассмотрим процессы сжатия рабочего тела в К и расширения в Т. Для реализации процесса сжатия каждый рабочий элемент узла К (элемент 1, см. рис. 1.2) должен содержать две системы лопастей: систему вращающихся (рабочих) лопаток (СРЛ) и систему неподвижных лопаток (СНЛ). На рис. 1.4 приве-



Р и с. 1.4. Схема рабочего процесса
в элементе компрессора

дена схема рабочего процесса в элементе компрессора.

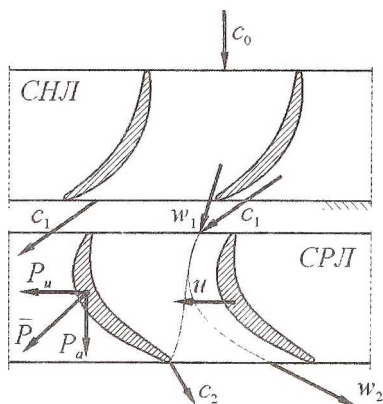
Лопатки выполнены в виде слабоизогнутых лопастей, направленных под углом к потоку рабочего тела, и принудительно вращаются с окружной скоростью u . Друг относительно друга лопатки установлены так, что между ними образуются диффузорные каналы. При такой установке СРЛ сила R_u отклоняет поток рабочего тела в абсолютном движении в сторону вращения и сообщает ему механическую энергию, в результате чего скорость $c_2 > c_1$.

Сила R_a проталкивает рабочее тело в диффузорном межлопаточном канале, поэтому в относительном движении происходит его частичное сжатие, т.е. $w_2 < w_1$, а давление и температура возрастают.

Возросший в СРЛ запас кинетической энергии, определяемый скоростью c_2 , преобразуется в потенциальную энергию в СНЛ, расположенной сразу за СРЛ. Лопатки СНЛ сориентированы таким образом, что скорость c_3 на выходе примерно равна скорости c_1 как по величине, так и по направлению, а давление и температура растут, принимая значения, соответствующие подведенной в элементе К работе L_i .

Схема рабочего процесса в элементе турбины (элемент 2, см. рис. 1.2.) приведена на рис. 1.5.

СРЛ элемента Т выпол-



Р и с. 1.5. Схема рабочего процесса в элементе турбины

нена так, что лопатки своей вогнутой поверхностью воспринимают импульс силы от потока рабочего тела, в результате чего на них действует аэродинамическая сила $\vec{P}$. Её окружная составляющая P_u вызывает появление крутящего момента на СРЛ, и она начинает вращаться с окружной скоростью u . Поскольку рабочее тело совершает при этом работу, скорость потока c_2 на выходе из СРЛ становится меньше, чем на входе. Относительная скорость w_2 в зависимости от характера процесса расширения может быть как больше, так и меньше скорости w_1 , но в большинстве случаев $w_2 > w_1$, что сопровождается снижением давления и температуры.

Очевидно, что нормальное функционирование элемента Т возможно только в том случае, если перед СРЛ расположена СНЛ, в которой осуществляется предварительное преобразование потенциальной энергии сжатого и нагретого рабочего тела в кинетическую энергию. Поэтому лопатки СНЛ выполняются так, чтобы межлопаточные каналы были конфузорными. При этом $c_1 > c_0$, а начальные значения давления и температуры снижаются.

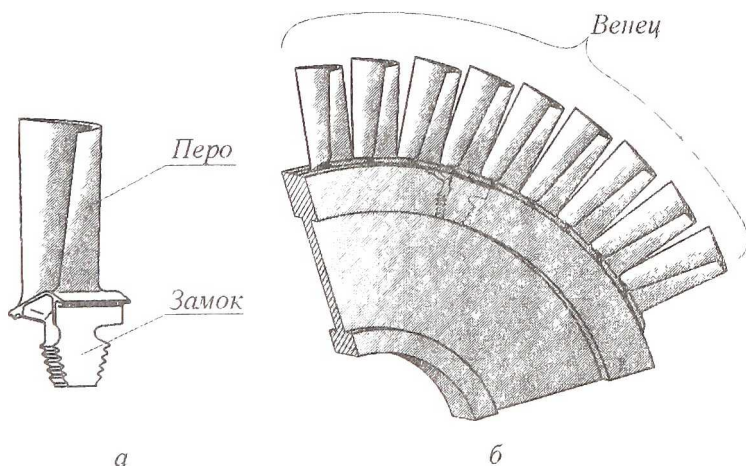
Опыты показывают, что работа L_i , совершаемая рабочим телом в элементе Т, достаточна для привода 4...7 соответствующих элементов К, если массовый расход через К и Т одинаков.

1.3. Элементы конструкции и типовая классификация лопаточных машин

Основным элементом ЛМ является лопатка, позволяющая осуществлять взаимодействие с потоком рабочего тела. Лопатка состоит из пера лопатки и замка (рис. 1.6, *а*) с помощью которого она крепится в ободу или диске.

Совокупность лопаток, установленных в ободу или диске, называется лопаточным венцом (рис. 1.6, *б*).

Вращающиеся лопаточные венцы называются рабочими колесами (РК). Неподвижные лопаточные венцы в компрессоре называются направляющими аппаратами (НА), в турбине - сопловыми аппаратами (СА). Каждый рабочий элемент К и Т состоит из двух венцов - вращающегося и неподвижного (см. разд. 1.3). Их совокупность называется ступенью. Ступень К состоит



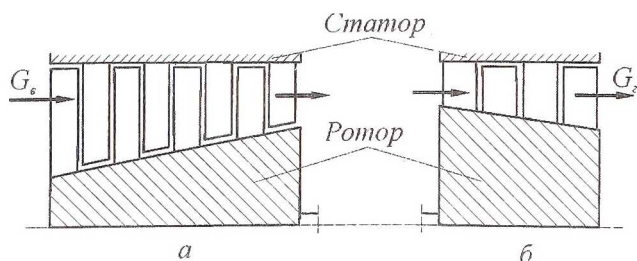
Р и с. 1.6. Основные элементы лопаточных машин:
а - лопатка; *б* - лопаточный венец

из РК и расположенного за ним НА, а ступень Т содержит последовательно расположенные СА и РК.

ЛМ авиационных ГТД чаще всего классифицируют по двум признакам: по направлению движения рабочего тела в проточной части и по числу ступеней. В авиационных ГТД в основном применяются осевые многоступенчатые ЛМ. В частности, число ступеней осевого компрессора (ОК) в современных ГТД достигает значений 5...17, а осевой турбины (ОТ) - 2...7.

В многоступенчатых ЛМ различают ещё дополнительные конструктивные элементы (рис. 1.7). Так, совокупность всех РК в проточной части ЛМ называется ротором, а НА (или СА) - статорм.

В современных ГТД ЛМ часто выполняются двух- трёх- роторными или, как их называют иначе, многокаскадными. При этом каждый каскад К имеет самостоятельный привод от своей Т. Первый по ходу рабочего тела каскад К называется каскадом низкого давления (КНД), а второй - каскадом высокого давления (КВД). Соответственно первый каскад Т - это турбина высокого давления (ТВД), а второй - турбина низкого давления (ТНД). В трёхкаскадной схеме добавляется ещё промежуточный каскад



Р и с. 1.7. Схема проточной части многоступенчатых лопаточных машин:
а - компрессор; б - турбина

среднего давления, и каскады К и Т принимают соответствующие названия.

1.4. Требования, предъявляемые к лопаточным машинам

Основными требованиями к ЛМ авиационных ГТД являются:

- минимальные габаритные размеры и масса;
- высокий к.п.д.;
- благоприятное протекание характеристик;
- надежность и живучесть;
- технологичность, мобильность создания и возможность модернизации.

Прокомментируем вкратце эти требования. Если учесть, что в современных ГТД масса К и Т составляет 60...70% массы всего двигателя, то создание ЛМ с минимальными массой и габаритами становится важнейшей задачей современного авиадвигателестроения. Критерием оптимальности конструкции ЛМ в этом случае становится удельная масса двигателя $\gamma_{\text{дв}}$. В частности, в настоящее время ставится задача создания ГТД с удельной массой $\gamma_{\text{дв}} = 0,01 \text{ кг/Н}$.

Высокий к.п.д. ЛМ и благоприятное протекание их характеристик диктуются соображениями получения высоких показателей эффективности ГТД в целом ($c_{\text{уд}}$ и $R_{\text{уд}}$), а также многорежимным характером его работы. В частности, к.п.д. К должен находиться на уровне 0,85...0,9, а к.п.д. Т - 0,9...0,94.

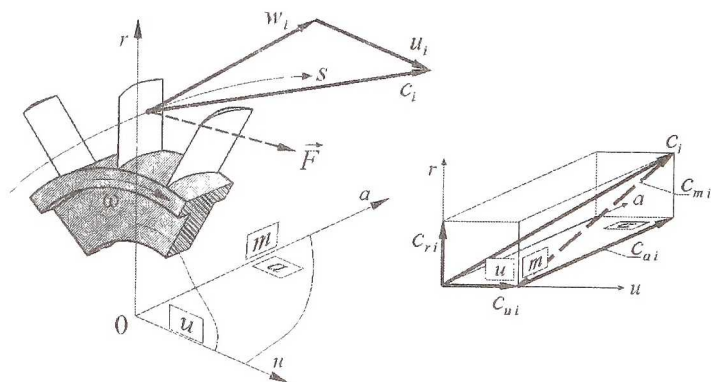
Надёжность и живучесть - специфические требования, характерные для авиационной техники, и включают вопросы прочности, а также износа элементов ЛМ.

Технологичность, мобильность создания и возможность модернизации предполагают использование методов и приемов передовой технологии в процессе изготовления ЛМ. При этом преследуется единая цель - снижение стоимости двигателя в целом.

Даже краткий анализ основных требований, предъявляемых к ЛМ, показывает противоречивый характер некоторых из них (например, прочность и масса, высокий к.п.д. и технологичность). Комплексное удовлетворение всех требований - это сложная инженерная и научная задача.

1.5. Основные допущения при изучении течения газа в лопаточной машине

Рассмотрим в общем случае течение некоторого объёма рабочего тела в межлопаточном канале ЛМ (рис. 1.8).



Р и с. 1.8. Схема течения рабочего тела в межлопаточном канале

Система координат связана с неподвижной осью ЛМ, при этом ось or соответствует оси oz в декартовой системе координат: оси oa и ou - осям ox и oy соответственно.

На выделенный объём рабочего тела со стороны лопатки действует сила $\vec{F}$, а мгновенная абсолютная скорость c_i на линии тока s является векторной суммой переносной и относительной скоростей, т.е. $\vec{c}_i = \vec{w}_i + \vec{u}_i$.

В общем случае скорость c_i является функцией четырёх переменных $c_i = f(r, u, a, t)$; проекции объёмной силы (включающей и силу $\vec{F}$) на оси координат обозначим через R, U и A .

Рабочий процесс в самом общем случае описывается известными уравнениями гидромеханики [9]. В частности, для оценки изменения параметров рабочего тела по всей линии тока используются уравнения движения в форме Эйлера или Лагранжа. Они могут быть получены при рассмотрении равновесия частицы под действием всех объёмных сил (включая и силы инерции).

В принятой системе координат (см. рис. 1.8) уравнения движения для несжимаемого газа имеют вид [13]

$$\left. \begin{aligned} R - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= c_r \frac{\partial c_r}{\partial r} + c_a \frac{\partial c_r}{\partial a} + c_u \frac{\partial c_r}{\partial u} + \frac{\partial c_r}{\partial t}; \\ U - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial u} &= c_r \frac{\partial c_u}{\partial r} + c_a \frac{\partial c_u}{\partial a} + c_u \frac{\partial c_u}{\partial u} + \frac{\partial c_u}{\partial t}; \\ A - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial a} &= c_r \frac{\partial c_a}{\partial r} + c_a \frac{\partial c_a}{\partial a} + c_u \frac{\partial c_a}{\partial u} + \frac{\partial c_a}{\partial t}. \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

Уравнения (1.2) очень сложны, и решение их в общем случае затруднительно. В практике расчётов используются упрощенные

схемы течения рабочего тела в ЛМ, которые называются моделями ЛМ.

Прежде чем приступить к рассмотрению моделей ЛМ, введем некоторые специфические понятия.

Условимся называть плоскость, проходящую через оси or и oa , меридиональной, и будем обозначать её “ m ” (см. рис. 1.8, a). Плоскости, проходящие через оси $or - oi$ и $oa - oi$ называются плоскостями вращения “ u ” и осевой “ a ” (см. рис. 1.8, a) соответственно. Нетрудно увидеть (см. рис. 1.8, b), что в плоскости “ u ” расположены проекции c_{ri} и c_{ui} скорости c_i , в “ a ” - c_{ui} и c_{ai} , а в “ m ” - c_{ri} и c_{ai} . Часто в плоскости “ m ” выделяют меридиональную составляющую скорости

$$c_{mi} = \sqrt{c_{ai}^2 + c_{ri}^2}.$$

Рассмотренное разложение скорости c_i в плоскостях “ m ”, “ u ” и “ a ” позволяет решать проектировочные задачи, в которых параметры потока определяются сокращённым числом пространственных координат. Например, если принять течение в ЛМ установившимся $\frac{\partial c_a}{\partial t} = \frac{\partial c_u}{\partial t} = \frac{\partial c_r}{\partial t} = 0$ и равномерным

$\frac{\partial c_r}{\partial r} = \frac{\partial c_u}{\partial u}$, то течение рабочего тела через ЛМ можно представить как перенос расчётной массы через кольцевое сечение (см. рис. 1.8, a), расположенное в плоскости “ u ”. При этом перенос массы G_i осуществляется со скоростью c_{ai} , а параметры рабочего тела изменяются лишь вдоль оси oa . Для такой схемы течения система уравнений (1.2) значительно упрощается и появляется возможность решения целого ряда практических задач.

1.6. Одномерная модель течения в лопаточной машине

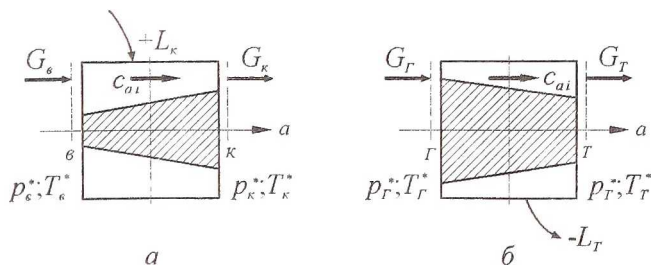
Математической моделью ЛМ называется принятая схема рабочего процесса в ней и система уравнений, описывающих этот процесс.

Простейшей моделью является одномерная модель ЛМ (рис. 1.9), которая по форме представляет собой тело вращения, ограниченное двумя поверхностями вращения: наружной (поверхность статора) и внутренней (поверхность ротора).

Через произвольное сечение i ЛМ, имеющее кольцевую форму, со скоростью c_{ai} переносится масса рабочего тела G_i . При этом в К к рабочему телу осуществляется подвод работы $(+L_K)$, а в Т от рабочего тела отводится работа $(-L_T)$.

Параметры $(p_i^*, T_i^*$ и т.д.) К и Т определяются в контрольных сечениях, которые могут располагаться дискретно по оси ЛМ. На рис. 1.9. эти сечения в-к и г-т выбраны во входных и выходных сечениях К и Т соответственно.

В расчётных сечениях принимаются некоторые средние значения термогазодинамических параметров $(p_i^*, T_i^*, c_{ai}, p_i$ и т.д.), так как поток считается установившимся и равномерным. В этом случае основные уравнения движения и сохранения легко



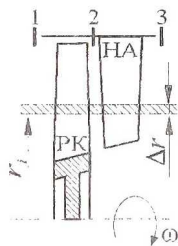
Р и с. 1.9. Схема одномерных моделей компрессора (а) и турбины (б)

решаются и дают возможность получить ряд важных расчётных соотношений.

Однако одномерная модель существенно ограничена. Она не позволяет, в частности, рассмотреть схему взаимодействия собственно лопатки и потока рабочего тела. Поэтому, в зависимости от схемы процесса и необходимой точности расчётов, применяются более сложные модели ЛМ.

1.7. Двухмерная модель течения в лопаточной машине

Основные задачи газодинамического проектирования ЛМ решаются на базе двухмерной модели рабочего процесса, которая основана на понятии элементарной ступени. На рис. 1.10 приведена схема ступени ЛМ осевого компрессора. В этой ступени окружная скорость РК $u = \omega \cdot r$, т.е. $u = f(r)$. Следовательно, делать допущение о равномерности потока в контрольных сечениях 1...3 бессмысленно. Поэтому для



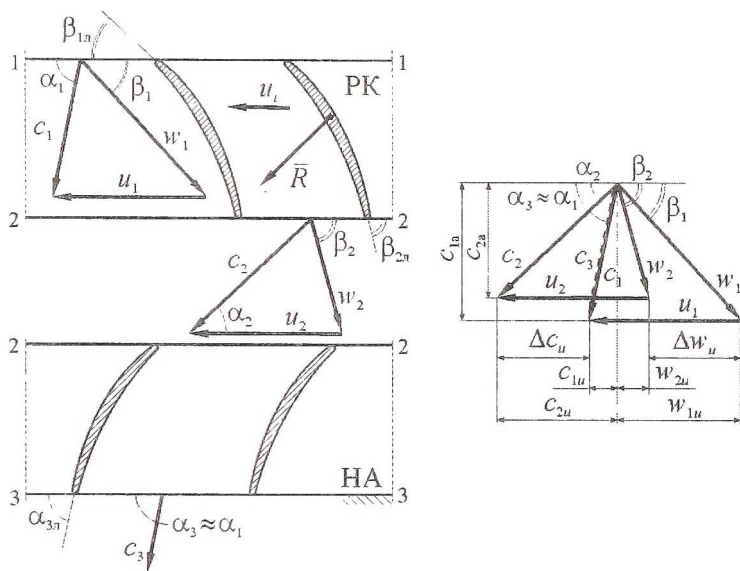
Р и с. 1.10. Схема ступени осевого компрессора

проведения анализа взаимодействия лопатки с потоком рабочего тела выделим элементарную ступень. Она представляет собой ступень с радиальной протяженностью Δr , в пределах которой параметры потока не меняются вдоль оси or . Развернув такой бесконечно тонкий цилиндр на

плоскость, мы получим совокупность крыловидных профилей или решётку профилей, причём решётка профилей РК перемещается относительно решётки НА со скоростью u_i . На рис.

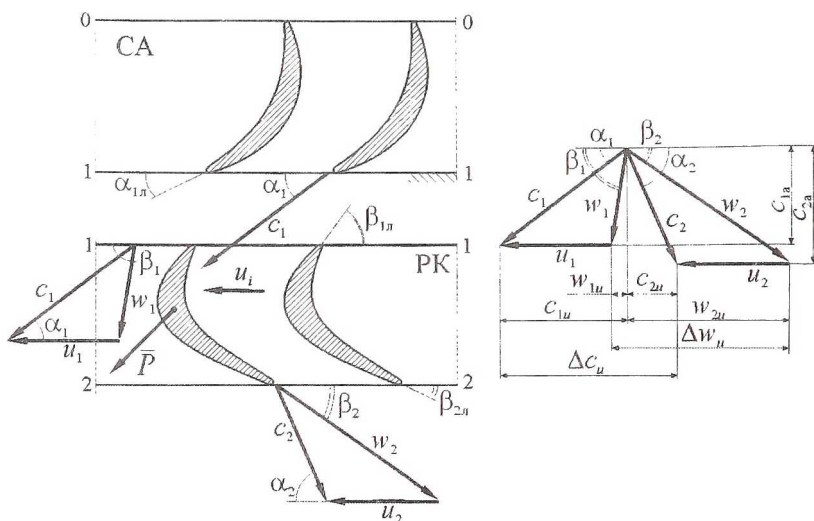
1.11...1.12 приведены двухмерные модели (элементарные ступени) К и Т соответственно. В этих ступенях параметры потока меняются как вдоль оси oa , так и oi . Поэтому элементарную ступень называют двухмерной моделью ЛМ.

Изобразим планы скоростей в решётках элементарных ступеней К и Т. В контрольном сечении 1-1 (на входе в РК как



Р и с. 1.11. Двухмерная модель ступени осевого компрессора

компрессора, так и турбины (см. рис. 1.11...1.12)) абсолютная скорость c_1 равна векторной сумме относительной w_1 и переносной u_1 скоростей, т.е. $\vec{c}_1 = \vec{w}_1 + \vec{u}_1$. В РК компрессора и турбины происходит поворот потока, и в относительном движении скорость на выходе имеет значение w_2 . При этом в РК К поток в относительном движении тормозится ($w_2 < w_1$), так как межлопаточные каналы выполняются диффузорными, а в РК Т поток в относительном движении, продолжая расширяться, разгоняется



Р и с. 1.12. Двухмерная модель ступени осевой турбины

($w_2 > w_1$), так как межлопаточные каналы выполняются конфузорными.

Абсолютная скорость c_2 на выходе из РК К и Т также находится векторным сложением: $\vec{c}_2 = \vec{w}_2 + \vec{u}_2$. Даже простой анализ планов скоростей К и Т показывает, что на выходе из РК К $c_2 > c_1$, а в Т - наоборот, т.е. $c_2 < c_1$.

Преобразование скорости c_2 в ступени К в потенциальную энергию сил давления происходит в неподвижном НА, межлопаточные каналы которого также диффузорны. На выходе из НА (сечение 3-3, см. рис. 1.11) скорость c_3 как по величине, так и по направлению соответствует скорости c_1 .

В ступени Т (см. рис. 1.12) перед решёткой РК расположен неподвижный СА, в котором рабочее тело предварительно разгоняется и покидает его со скоростью c_1 . На выходе из РК Т

абсолютная скорость $c_2 < c_1$, так как рабочее тело совершает на лопатках работу, действуя на них с силой $\vec{P}$.

Расположение векторов скоростей w и c относительно переносной скорости u определяется углами: α - угол потока в абсолютном движении; β - угол потока в относительном движении.

Рассматривая углы потока α и β в различных сечениях, мы будем приписывать им соответствующие нижние индексы.

Простой анализ плана скоростей двумерной модели течения в К показывает:

в РК в относительном движении поток тормозится и, следовательно, увеличиваются давление p_i и температура T_i ;

в НА поток тоже тормозится, что также сопровождается повышением p_i и T_i ;

повышение p_i и T_i происходит как в РК, так и в НА, хотя энергия подводится к потоку рабочего тела только в РК.

Из двумерной модели течения в Т следует:

в СА происходит увеличение скорости c_i , а p_i и T_i снижаются;

в РК в относительном движении поток продолжает разгоняться, а p_i и T_i и дальше уменьшаются;

снижение p_i и T_i происходит как в СА, так и в РК Т, хотя энергия отводится от потока рабочего тела только в РК.

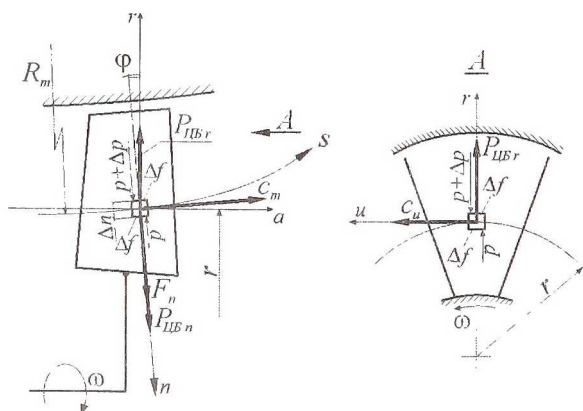
Из изложенного следует, что К и Т являются обращёнными машинами. Это значит, что рабочий процесс в них аналогичен, но обращён, а, следовательно, система уравнений, описывающих двумерную модель ЛМ, является универсальной.

Несмотря на то, что двухмерная модель ЛМ существенно расширяет наши представления о рабочем процессе в лопаточных венцах, существенным её недостатком является невозможность установления взаимодействия параметров отдельных элементарных ступеней, из которых состоит действительная ступень. Нужные зависимости устанавливаются в моделях более высокого уровня. Рассмотрим одну из них.

1.8. Трёхмерная модель течения в лопаточной машине

Трёхмерная модель течения рабочего тела в ЛМ используется в тех случаях, когда определяется меридиональная форма её проточной части, например, контуры обводов на втулке и на периферии лопаточного венца ступени ЛМ. На рис. 1.13 приведена схема трёхмерной модели ЛМ.

В трёхмерной модели проекция лопаточного венца ЛМ обычно рассматривается в меридиональной плоскости “ m ”. Пусть частица рабочего тела движется по линии тока s , при этом



Р и с. 1.13. Схема трёхмерной модели лопаточной машины

мгновенная скорость частицы определяется меридиональной составляющей скорости c_m , а мгновенный радиус кривизны линии тока равен R_m .

Для составления условия равновесия частицы на линии тока (это необходимо для определения формы линии тока и, следовательно, контуров обвода проточной части) введем координаты s и n : s - линия тока, n - мгновенная нормаль к линии тока в месте нахождения частицы рабочего тела. Декартову систему координат переместим в центр массы частицы рабочего тела (см. рис. 1.13) и предположим, что угол между нормалью n и радиусом r равен ψ .

Пусть протяжённость частицы рабочего тела вдоль нормали n равна Δn , а площадь её верхнего и нижнего оснований одинакова и равна Δf . От оси ЛМ рассматриваемая частица отстоит на величину r (см. вид А на рис. 1.13), а окружная составляющая её скорости на этом радиусе равна c_u . На нижнее основание частицы действует гидродинамическое давление p , а на верхнее - $p + \Delta p$. Кроме того, со стороны лопатки на частицу действует сила $\vec{F}$.

Поскольку частица движется по пространственной “винтовой линии”, вдоль нормали n действует центробежная сила $\Delta m \frac{c_m^2}{R_m}$, а вдоль радиуса r - $\Delta m \frac{c_u^2}{r}$.

Запишем условие равновесия частицы, находящейся на радиусе r :

$$\Delta m \frac{c_m^2}{R_m} - \Delta m \frac{c_u^2}{r} \cos \psi + \Delta p \Delta f + F_n = 0. \quad (1.3)$$

Учитывая, что $\Delta m = \rho \Delta n \Delta f$, получаем

$$\frac{c_m^2}{R_m} - \frac{c_u^2}{r} \cos \psi + \frac{\Delta p}{\rho \Delta n} + \frac{F_n}{\Delta m} = 0. \quad (1.4)$$

Уравнение (1.4) является уравнением движения рабочего тела в трёхмерной модели ЛМ.

Анализируя (1.4), можно решать несколько задач, связанных с определением линии тока или нахождением законов изменения параметров рабочего тела вдоль радиуса лопаточного венца.

Рассмотрим частный случай. Пусть линии тока s_i - прямые линии, параллельные оси ЛМ. Тогда

$$\frac{c_m^2}{R_m} = 0; \quad \cos \psi = 1; \quad \Delta n = \Delta r.$$

Кроме того, будем считать, что частица находится в межвенцовом зазоре (это не меняет физики модели, так как течение слоистое). Тогда $F_n / \Delta m = 0$.

С учётом этого выражение (1.4) примет вид

$$\frac{\Delta p}{\rho \Delta r} = \frac{c_u^2}{r}, \quad (1.5)$$

или в дифференциальной форме

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{c_u^2}{r}. \quad (1.6)$$

Мы получили уравнение (1.6), которое показывает изменение p вдоль r (следовательно, и других параметров) при условии слоистого течения и наличия закрутки c_u в ЛМ.

Рассмотренная модель течения называется квазитрёхмерной, так как составляющая $c_r = 0$ (течение слоистое), однако из-

менение других параметров – p , T и т.д. в данной схеме учитывается, поэтому она широко применяется в практике проектирования ЛМ.

Для анализа и расчёта рабочего процесса ЛМ, кроме моделей, требуются ещё и системы уравнений, которые описывают принятые схемы течения рабочего тела в проточной части.

Рассмотрим наиболее употребительные уравнения, применяющиеся в расчётной практике авиационных ЛМ.

1.9. Уравнение неразрывности применительно к одно- и двумерным моделям лопаточных машин

Рассмотрим более подробно систему уравнений, описывающих модели ЛМ. Как отмечалось, в процессе проектирования ЛМ, часто приходится решать задачу по определению площади проходных сечений их проточной части. Задачи подобного типа формулируются следующим образом:

Известно, что по направлению оси “ a ” течёт расход рабочего тела G_j . Известны параметры рабочего тела на входе в ЛМ и на выходе из неё (p_i^* и T_i^*). Между сечениями на входе и выходе подводится (или отводится) некоторая мощность $\pm N_j$.

Требуется определить потребные площади проточной части ЛМ в контрольных сечениях.

В таких задачах учитывается изменение параметров рабочего тела только вдоль оси “ a ”, следовательно, для их решения достаточно рассмотрения движения рабочего тела со скоростью c_a .

При решении подобных задач используется закон сохранения массы для элементарной струйки жидкости [9], который записывается в виде

$$\int_{s_2} \rho_2 c_{2n} ds = \int_{s_1} \rho_1 c_{1n} ds \pm \Delta G_B \quad (1.7)$$

и формулируется следующим образом: для равномерного и стационарного потока массовый расход жидкости через выходное сечение элементарной струйки равен массовому расходу через входное сечение с учётом стационарного вдува ($+G_B$) или отбора ($-G_B$).

Для одномерной модели ЛМ $\pm \Delta G_B = 0$, и выражение (1.7) примет вид

$$G_i = \rho_1 c_{1a} F_{1a} = \rho_2 c_{2a} F_{2a}, \quad (1.8)$$

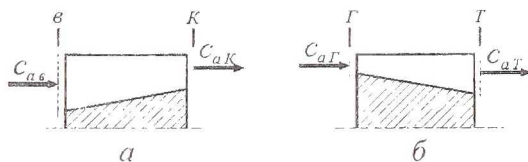
т.е. в любом сечении ЛМ в любой произвольно выбранный момент времени массовый расход воздуха не изменяется. А выражение (1.8) носит название уравнения неразрывности.

Простой анализ (1.8) показывает, что это уравнение позволяет:

связать термодинамические параметры (p_i^* , T_i^*) в любом сечении с величиной потребной площади;

установить изменение площади F_{ai} в зависимости от плотности тока $\rho_i c_{ai}$ (от характера процесса).

Последнее следствие показывает, например, что в К площадь должна уменьшаться от входа к выходу, т.е. $F_{aK} < F_{aB}$ (рис. 1.14, а). Это вытекает из того факта, что в К $\rho_K > \rho_B$. Но тогда (при $c_{aB} = c_{aK}$) из (1.8) следует: $F_{aK} < F_{aB}$. В Т наблюдается обратная картина: $\rho_T < \rho_K$, и при $c_T = c_K$ величина F_{aT} должна быть меньше F_{aK} .



Р и с. 1.14. Формы изменения F_{a1} : а - в компрессоре; б - в турбине

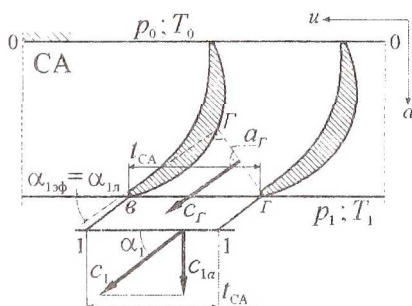
Уравнение неразрывности часто используется и для двухмерных моделей ЛМ, например, при установлении связи между кинематическими параметрами потока и геометрическими параметрами элементарной ступени.

Такие задачи наиболее часто встречаются при проектировании решёток турбинных ступеней и формулируются следующим образом:

Известны параметры и кинематика потока рабочего тела в характерных сечениях решётки.

Требуется определить геометрические параметры решётки в тех же контрольных сечениях, которые обеспечивали бы заданное изменение кинематики и параметров потока.

На рис. 1.15 приведена схема течения потока на выходе из решётки СА турбинной ступени. Если известны параметры на входе в решётку СА (p_0 , T_0) и на выходе из неё (p_1 , T_1), то легко, с достаточной степенью точности, определить параметры потока и его кинематику в горле Г-Г межлопаточного канала. В этом сечении скорость потока c_r направлена к нему по нормали, следовательно,



Р и с. 1.15. Схема течения на выходе из решётки СА турбинной ступени

расход $G_{\Gamma} = \rho_{\Gamma} c_{\Gamma} F_{\Gamma}$, где $F_{\Gamma} = a_{\Gamma} h_{\Gamma}$. По отношению к выходному фронту решётки в-г скорость c_{Γ} направлена под углом $\alpha_{1 \text{ эф}}$, который определяется величиной a_{Γ}/t_{CA} (см. рис. 1.15). Этот угол называется эффективным и зависит только от геометрических параметров решётки СА на выходе.

В результате воздействия на поток стенки косого среза (участок г-в) в сечении 1-1 на входе в РК он имеет угол α_1 , который отличается от $\alpha_{1 \text{ эф}}$. Установим связь между ними, применив уравнение неразрывности и полагая, что окружная протяженность контрольного сечения 1-1 также равна t_{CA} .

Для контрольных сечений г-г и 1-1 уравнение неразрывности примет вид

$$\rho_{\Gamma} c_{\Gamma} a_{\Gamma} h_{\Gamma} = \rho_1 c_1 t_{CA} h_{\Gamma} \sin \alpha_1,$$

откуда

$$\sin \alpha_1 = \frac{a_{\Gamma} \rho_{\Gamma} c_{\Gamma}}{t_{CA} \rho_1 c_1}. \quad (1.9)$$

Учитывая, что $(a_{\Gamma}/t_{CA}) = \sin \alpha_{1 \text{ эф}}$, получаем

$$\alpha_1 = \arcsin \left[(\sin \alpha_{1 \text{ эф}}) \frac{\rho_{\Gamma} c_{\Gamma}}{\rho_1 c_1} \right]. \quad (1.10)$$

Выражение (1.10) определяет искомую связь величин α_1 и $\alpha_{1 \text{ эф}}$, которая, как видно, зависит не только от геометрических параметров решётки СА, но и от режима течения рабочего тела на участке косого среза.

Мы рассмотрели применение закона сохранения массы для ЛМ в виде уравнения неразрывности и установили его возможности для практики их газодинамического проектирования.

Однако уравнение неразрывности не позволяет установить связь параметров потока с величиной подводимой (или отводимой) работы, в этом его ограниченность.

1.10. Уравнение энергии в тепловой форме применительно к осевым лопаточным машинам

В термодинамике доказывается [20], что при переходе термодинамической системы из состояния i в состояние $i + 1$ изменение её полной энергии будет определяться выражением

$$\Delta E_{(i \div i+1)} = \pm \Delta Q_{\text{вн}} \pm \Delta L_{\text{техн}}, \quad (1.11)$$

где $\Delta Q_{\text{вн}}$ - количество тепла, подведенного (или отведенного) к системе; $\Delta L_{\text{техн}}$ - работа, выполненная системой во время цикла.

Применительно к осевым лопаточным машинам величину ΔE удобно подразделять на три составляющие:

изменение внутренней энергии – $c_V \Delta T$, где ΔT температурный интервал в процессе сжатия или расширения;

изменение потенциальной энергии сил давления - $\Delta p / \rho$;

изменение кинетической энергии - $\Delta c^2 / 2$.

Для случая осевых ЛМ, когда К и Т выполняются неохлаждаемыми, выражение (1.11) принимает вид:

$$\pm L_{\text{техн}} = c_V (T_{i+1} - T_i) + \left(\frac{p_{i+1}}{\rho} - \frac{p_i}{\rho} \right) + \frac{c_{i+1}^2 - c_i^2}{2}.$$

В термодинамике сумму внутренней и потенциальной энергий сил давления называют энтальпией, т.е. $c_V T_i + p_i / \rho_i = i_i$. Тогда

$$\pm L_{\text{техн } (i+1 \div i)} = i_{i+1} - i_i + \frac{c_{i+1}^2 - c_i^2}{2}. \quad (1.12)$$

Очень часто, полагая $i_i + c_i^2/2 = i_i^*$, выражение (1.12) записывают в виде

$$\pm L_{\text{техн}}(i+1+i) = i_{i+1}^* - i_i^*. \quad (1.13)$$

Выражения (1.12) и (1.13) применительно к осевым ЛМ носят название уравнения энергии в тепловой форме.

Нетрудно видеть, что уравнение энергии в форме (1.12) и (1.13) универсально: оно пригодно для описания как одномерных, так и двухмерных моделей рабочего процесса ЛМ. При этом под величинами p_i , T_i , c_i , ρ_i понимаются их некоторые средние значения, соответствующие рассматриваемой модели ЛМ.

Рассмотрим более подробно уравнение энергии применительно к К. Пусть в К к рабочему телу с расходом G_b подводится мощность N_k . Если поделить N_k на G_b , то получим удельную работу, сообщаемую в К 1 кг газа. В книгах эта величина обозначается H_k и носит название:

работа сжатия в К;

полная работа сжатия в К;

работа, затрачиваемая на сжатие;

внутренняя работа сжатия.

Определим размерность H_k :

$$H_k = \frac{\text{Вт}}{\text{кг/с}} = \frac{\text{Дж/с}}{\text{кг/с}} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{кг}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{м}}{\text{кг} \cdot \text{с}^2} = \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}.$$

Следовательно, величина H_k имеет размерность квадрата скорости.

Для одномерной модели ОК (1.12) примет вид:

$$H_K = i_K - i_B + \frac{c_K^2 - c_B^2}{2},$$

т.е. удельная работа, подводимая в К, тратится на изменение теплосодержания и кинетической энергии.

В полных параметрах выражение (1.13) для К примет следующий вид:

$$H_K = i_K^* - i_B^*.$$

Если учесть, что $i^* = c_p T^*$, то из последнего выражения следует: при $H_K \gg 0$

$$T_K^* \gg T_B^*.$$

Запишем выражение (1.12) применительно к двухмерной модели ОК (см. рис. 1.11):

$$H_{th} = i_3 - i_1 + \frac{c_3^2 - c_1^2}{2},$$

откуда следует, что удельная теоретическая работа H_{th} , сообщаемая 1 кг газа в ступени, расходуется на изменение теплосодержания и кинетической энергии. В полных параметрах выражение (1.13) можно записать:

$$H_{th} = i_3^* - i_1^*,$$

здесь при $H_{th} \gg 0 - T_3^* \gg T_1^*$, т.е. температура торможения в ступени возрастает.

В силу универсальности уравнения (1.12) и (1.13) могут быть применены также и к отдельно взятым лопаточным венцам, при этом процесс можно рассматривать как в абсолютном, так и в относительном движении.

Рассмотрим, например, уравнение (1.13) применительно к решётке РК в относительном движении (см. рис. 1.11):

$$H_{PK(w)} = i_{w2}^* - i_{w1}^*.$$

Так как $H_{PK(w)} = 0$, то $i_{w1}^* = i_{w2}^*$ и, следовательно, $T_{w1}^* = T_{w2}^*$, т.е. температура поверхности лопаток РК вдоль оси не изменяется.

Применительно к одномерной модели ОТ выражение (1.12) можно записать:

$$-H_T = i_T - i_\Gamma + \frac{c_\Gamma^2 - c_T^2}{2},$$

здесь H_T взята со знаком $(-)$, так как с точки зрения термодинамики [20] от газа отводится работа. В расчётной практике выгоднее иметь дело с положительными величинами, поэтому последнее выражение перепишем:

$$H_T = i_\Gamma - i_T + \frac{c_\Gamma^2 - c_T^2}{2},$$

откуда следует, что работа, совершаемая 1 кг газа в Т, осуществляется за счёт изменения теплосодержания и кинетической энергии. Используя выражение (1.13), получаем

$$H_T = i_\Gamma^* - i_T^*,$$

откуда следует, что при совершении газом работы температура его в Т уменьшается, т.е. $T_T^* \ll T_\Gamma^*$.

Аналогичные результаты можно получить, применив (1.12) и (1.13) к элементам ступени Т. Например, для СА можно записать (см. рис. 1.12):

$$H_{CA} = i_0^* - i_1^*,$$

откуда следует, что $T_0^* = T_1^*$, так как $H_{CA} = 0$.

Итак, уравнение энергии в тепловой форме позволяет связать величины H_i , T_i , i_i^* и c_i (или w_i). Однако, как в К, так и в

Т происходит ещё и изменение p , поэтому возникает необходимость в такой записи уравнения энергии, где фигурировало бы давление p .

1.11. Уравнение энергии в механической форме

Для получения обобщенного уравнения энергии запишем в дифференциальной форме уравнение первого закона термодинамики и уравнение энергии в тепловой форме:

$$dQ = di - \frac{dp}{\rho}; \quad (1)$$

$$+ dH = di + d\left(\frac{c^2}{2}\right). \quad (2)$$

Сопоставляя (1) и (2), а также с учётом основных соотношений ЛМ $dQ = dQ_{тр}$ и $dQ_{тр} = dL_r(L_r)$, получим

$$\pm dH_i = \frac{dp}{\rho} + dL_r + d\left(\frac{c^2}{2}\right) \quad (1.14)$$

или в интегральной форме:

$$\pm H_i = \int \frac{dp}{\rho} + L_r (i+1 \div i) + \frac{c_{i+1}^2 - c_i^2}{2} \quad (1.15)$$

Рассмотрим вначале применение обобщённого уравнения энергии (уравнения Бернулли) в форме (1.15) для К. Начнём с двухмерной модели, позволяющей получить более полное представление о характере процесса в ступени ОК. Запишем это уравнение (см. рис. 1.11) в виде

$$H_{th} = \int_1^3 \frac{dp}{\rho} + L_r (1 \div 3) + \frac{c_3^2 - c_1^2}{2},$$

откуда следует, что удельная работа, подводимая в ступени к 1 кг газа, тратится на повышение давления, на преодоление трения в ступени и на изменение кинетической энергии.

Последнее уравнение, в отличие от уравнения энергии в тепловой форме, содержит в качестве одного из членов величину $L_{r(1 \div 3)}$. Объясняется это тем, что в тепловой форме потери энергии фигурируют в виде тепла трения, которое остается в потоке (в виде энтальпии $i = c_p T + p/\rho$). В механической же форме потери присутствуют в виде работы по преодолению трения $L_{r(i+1 \div i)}$, поэтому выражение (1.15) является более универсальным.

Для того, чтобы определить величину $\int_1^3 dp/\rho$, необходимо

сделать предположение о характере процесса сжатия. Обычно в ступенях К принимают $p/\rho^n = \text{const}$, тогда

$$\int_1^3 \frac{dp}{\rho} = \frac{n}{n-1} RT_1 (\pi_{\text{ст}}^{(n-1)/n} - 1),$$

где $\pi_{\text{ст}} = p_3/p_1$. Этот интеграл носит название политропической работы сжатия $H_{\text{пс}}$, поэтому уравнение (1.15) для К часто записывают в виде

$$H_{\text{ш}} = H_{\text{пс}} + L_{r(1 \div 3)} + \frac{c_3^2 - c_1^2}{2}.$$

Из последнего соотношения следует, что в случае, если $c_3 = c_1$ работа, подводимая к 1 кг газа в ступени, расходуется на политропическое сжатие и преодоление сил трения, что обуславливает целесообразность проектирования ступеней ОК, в которых $c_3 = c_1$. Обобщённое уравнение энергии в форме (1.15) можно запи-

сать и для отдельных лопаточных венцов, а также и в относительном движении. При этом, согласно принципу Даламбера, рабочий процесс во вращающемся РК ЛМ может быть заменен рабочим процессом в неподвижном венце, если характер обтекания решётки останется таким же, как и в относительном движении.

Соответственно можно записать:

$$H_{\text{РК}(w)} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + L_{r(1+2)} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}.$$

Учитывая, что $H_{\text{РК}(w)} = 0$, получаем

$$\frac{w_1^2 - w_2^2}{2} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + L_{r(1+2)},$$

т.е. изменение кинетической энергии в РК в относительном движении составляет сумму величин политропического сжатия и преодоления потерь энергии на трение.

На основании аналогичных рассуждений предлагаем студентам самостоятельно составить обобщенное уравнение энергии для РК и НА К, а затем проанализировать полученные выражения.

Запишем выражение (1.15) применительно к ступени ОТ:

$$-H_{\text{Ту}} = \int_0^2 \frac{dp}{\rho} + L_{r(0+2)} + \frac{c_2^2 - c_0^2}{2}.$$

Поменяв знак удельной теоретической работы, получим:

$$H_{\text{Ту}} = \int_2^0 \frac{dp}{\rho} - L_{r(0+2)} + \frac{c_0^2 - c_2^2}{2}.$$

Полагая процесс расширения политропическим $p/\rho^n = const$, для величины $\int_2^0 dp/\rho$ получим:

$$\int_2^0 \frac{dp}{\rho} = \frac{n}{n-1} RT_0 \left(1 - \frac{1}{\pi_{ст}^{(n-1)/n}} \right),$$

где $\pi_{ст} = p_0/p_2$. Это выражение носит название политропической работы расширения $H_{п р}$.

Тогда (1.15) для Т можно записать:

$$H_{п р} = H_{т и} + L_{r(0 \div 2)} + \frac{c_2^2 - c_0^2}{2}.$$

Из этого соотношения следует, что политропическая работа расширения газа в ступени расходуется на совершение механической работы на валу, на преодоление сил трения вдоль оси ступени и на разгон потока, так как $c_2 > c_0$.

Запишем уравнение энергии в механической форме для СА ОТ:

$$H_{СА} = H_{п р} - L_{r(0 \div 1)} + \frac{c_0^2 - c_1^2}{2}.$$

Поскольку $H_{СА} = 0$, уравнение примет вид

$$H_{п р} = \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} + L_{r(0 \div 1)},$$

что означает: работа расширения в СА ОТ идёт на разгон потока и преодоление сил трения.

Аналогичные выражения можно записать и для РК как в абсолютном, так и относительном движении. При этом будет получена дополнительная информация о рабочем процессе в ступени ОТ.

Закон сохранения энергии применительно к ЛМ помогает существенно расширить представление об их рабочем процессе. Однако выражения (1.12) и (1.15) не позволяют раскрыть механизм взаимодействия потока рабочего тела и лопаток, а также величин H_{th} (H_{tu}) с кинематикой потока в межлопаточных каналах. Для решения этих задач используются другие типы уравнений.

1.12. Уравнение количества движения применительно к двухмерной модели лопаточной машины

В процессе проектирования ЛМ часто возникает необходимость определения усилий, действующих со стороны потока на лопатки (или наоборот). Подобные задачи формулируются следующим образом.

Известны массовый расход через решётку элементарной ступени ЛМ, а также кинематика потока на входе в решётку и на выходе из неё.

Требуется определить усилие $\vec{P}_\Sigma$, с которым поток действует на лопатку решётки элементарной ступени.

Для решения таких задач используется закон сохранения количества движения, который в теоретической механике записывается в виде

$$\sum R_i = \sum \Delta m \frac{dc_i}{d\tau} \quad (1.16)$$

и формулируется следующим образом: равнодействующая всех внешних и внутренних сил, действующих на тело массой Δm в

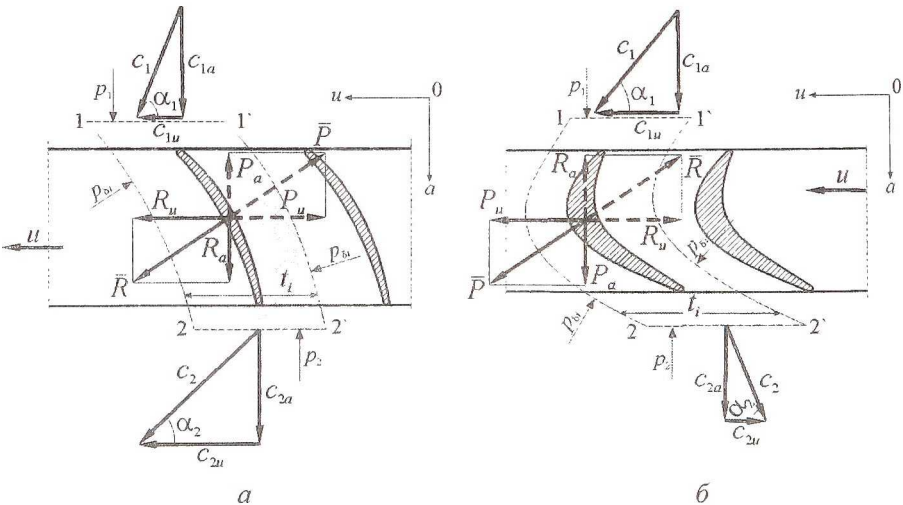
произвольно выбранном направлении, равна секунднему изменению количества движения этой массы в том же направлении.

Применим уравнение количества движения в форме (1.16) для решёток РК ОК и ОТ (рис. 1.16).

С этой целью в решётках ОК (рис. 1.16, а) и ОТ (рис. 1.16, б) выделим контрольные объёмы газа, ограниченные торцевыми сечениями 1-1' и 2-2', которые расположены соответственно перед решёткой и за ней. В этих сечениях поток считается равномерным и установившимся, кроме того, известна кинематика потока ($c_{a\dot{b}}$, c_{ui} , α_i и т.д.).

На расстоянии шага решётки t_i друг от друга расположены боковые поверхности 1-2 и 1'-2'. Они представляют собой конгруэнтные линии, в результате осевые и окружные проекции усилий от боковых давлений p_i равны нулю.

Внешними по отношению к выделенному объёму газа яв-



Р и с. 1.16. К определению усилий, действующих на лопатки ЛМ:
а- компрессор; б - турбина

ляются силы, создаваемые давлениями p_1 и p_2 по торцевым поверхностям 1-1' и 2-2'. Силы R_a и R_u , действующие на газ со стороны лопаток, являются внутренними. Искомые силы (силы, действующие со стороны газа на лопатки) P_a и P_u по величине будут равны силам R_a и R_u соответственно, но противоположно направлены.

Найдем эти силы для компрессорной решётки. Учитывая положительные направления системы координат (см. рис.1.16, а), для силы R_u получим:

$$R_u = m_c(c_{2u} - c_{1u}), \quad (1.17)$$

где m_c - секундный массовый расход, который можно определить из выражения $m_c = \rho_i \cdot c_{ai} \cdot t_i \cdot h_{\pi i}$ (здесь t_i и $h_{\pi i}$ - соответственно шаг и высота решётки элементарной ступени ОК).

Тогда

$$P_u = -R_u = m_c(c_{1u} - c_{2u}). \quad (1.18)$$

Сила P_u оказывает тормозящее воздействие на лопатки К в процессе сжатия, поэтому для его реализации к решётке РК следует подводить работу H_{th} .

Для осевой составляющей R_a силы $\vec{R}_\Sigma$ можно получить следующее выражение:

$$R_a + (p_1 - p_2) th = m_c (c_{2a} - c_{1a})$$

или, выделив R_a :

$$R_a = m_c (c_{2a} - c_{1a}) + (p_2 - p_1) th. \quad (1.19)$$

Сила R_a выполняет роль поршня, проталкивает газ в диффузорном межлопаточном канале вдоль оси "а", когда к РК подводится работа H_{th} .

Осевая составляющая силы $\vec{P}_\Sigma$

$$P_a = -R_a = m_c (c_{1a} - c_{2a}) + (p_1 - p_2)th. \quad (1.20)$$

Как видно из рис. 1.16, a , сила P_a направлена в сторону полета ЛА и, следовательно, представляет собой одну из составляющих реактивной тяги двигателя.

Найдем силы P_u и P_a для решётки РК элементарной ступени ОТ. Используя выражение (1.16), в соответствии с обозначениями на рис. 1.16, б получаем

$$R_u = m_c (-c_{2u} - c_{1u}). \quad (1.21)$$

Соответственно для силы R_a :

$$R_a = m_c (c_{2a} - c_{1a}) + (p_2 - p_1)th. \quad (1.22)$$

В результате значения усилий P_u и P_a могут быть найдены из выражений:

$$P_u = -R_u = m_c (c_{2u} + c_{1u}). \quad (1.23)$$

$$P_a = -R_a = m_c (c_{1a} - c_{2a}) + (p_1 - p_2)th. \quad (1.24)$$

Направление силы P_u совпадает с направлением вращения решётки РК, поэтому она создает крутящий момент на валу ступени (совершает работу на лопатках). Сила P_a направлена в сторону, противоположную полету ЛА, поэтому считается, что Т, в отличие от К, создает отрицательную составляющую силы тяги.

Уравнения (1.19)...(1.20), а также (1.23)...(1.24), позволяют вычислить силы P_u и P_a в элементарных ступенях ОК и ОТ. Для расчёта усилий P_u и P_a в целом лопаточном венце его последовательно разбивают на 6...8 элементарных ступеней. При этом для каждой элементарной ступени вычисляются P_{ui} и P_{ai} . Общие же для лопаточного венца усилия P_u и P_a определяются

простым алгебраическим суммированием усилий P_{ui} и P_{ai} в элементарных ступенях.

1.13. Уравнение моментов количества движения примени- тельно к двумерной модели лопаточных машин

Для установления связи величины подводимой (или отводимой) в ЛМ работы с элементами кинематики потока в теоретической механике используется закон сохранения моментов количества движения, который записывается в виде

$$\frac{d}{d\tau} \sum \Delta m (c_u r) = dM \quad (1.25)$$

и означает, что момент равнодействующей всех внешних и внутренних сил, действующих на некоторый объём относительно произвольно выбранной оси, равен секундному изменению момента количества движения выделенного объёма относительно той же оси.

Рассмотрим планы скоростей элементарных ступеней ОК и ОТ (рис. 1.17) и применим к ним выражение (1.25). Рассматривая выражение (1.25) для элементарной ступени ОК и полагая,

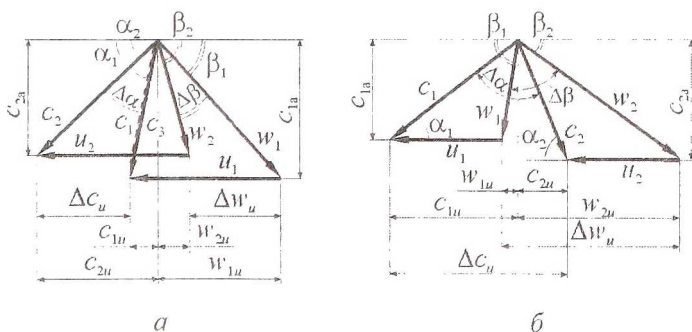


Рис. 1.17. Планы ступеней: а - компрессора. б - турбины

что массовый расход рабочего тела $m_c = \rho_i \cdot c_{ai} \cdot h_{pi} \cdot t_i$, получим

$$\Delta m_c (c_{2u} \cdot r_2 - c_{1u} \cdot r_1) = \Delta M_k. \quad (1.26)$$

Поскольку в осевой ЛМ $r_2 = r_1$, то, умножая обе части уравнения (1.26) на ω (частоту вращения ротора), имеем

$$\Delta m_c (c_{2u} \cdot u - c_{1u} \cdot u) = \Delta N_k. \quad (1.27)$$

Если разделить ΔN_k на Δm_c , то получим H_{th} - удельную теоретическую работу. Тогда (1.27) примет вид:

$$H_{th} = u (c_{2u} - c_{1u}) = u \Delta c_u \quad (1.28)$$

или

$$H_{th} = u (w_{2u} - w_{1u}) = u \Delta w_u, \quad (1.29)$$

если $u = const$. Это означает, что удельная теоретическая работа, подводимая к рабочему телу в элементарной ступени ОК, численно равна произведению окружной скорости на разность проекций абсолютной (относительной) скорости на направление вращения.

Если внимательно посмотреть на план скоростей элементарной ступени ОК, то можно записать:

$$\left. \begin{aligned} w_1^2 &= c_1^2 + u^2 - 2u c_1 \cos \alpha_1; (1) \\ w_2^2 &= c_2^2 + u^2 - 2u c_2 \cos \alpha_2. (2) \end{aligned} \right\}$$

Вычитая почленно из (2) уравнение (1), с учётом (1.28) имеем:

$$H_{th} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}, \quad (1.30)$$

т.е. работа, подводимая в элементарной ступени ОК, тратится на изменение кинетической энергии в РК и НА.

Уравнение моментов количества движения для элементарной ступени ОТ запишется в виде

$$\Delta M_{\tau} = \Delta m_c (c_{2u} \cdot r_2 - c_{1u} \cdot r_1).$$

В случае ОТ при принятой номенклатуре углов (см. рис. 1.17, б) и условии $r_1 = r_2$ получим

$$\Delta M_{\tau} = \Delta m_c (c_{2u} \cdot r + c_{1u} \cdot r). \quad (1.31)$$

Умножив обе части выражения (1.31) на ω , а также учитывая, что $H_{\tau u} = \Delta N_{\tau u} / \Delta m_c$, имеем

$$H_{\tau u} = u (c_{2u} + c_{1u}) = u \Delta c_u \quad (1.32)$$

или при условии $u = \text{const}$

$$H_{\tau u} = u (w_{2u} + w_{1u}) = u \Delta w_u. \quad (1.33)$$

Записывая, по аналогии с элементарной ступенью ОК, вытекающие из плана скоростей ОТ соотношения, получаем:

$$\left. \begin{aligned} w_1^2 &= c_1^2 + u^2 - 2u c_1 \cos \alpha_1; (1) \\ w_2^2 &= c_2^2 + u^2 + 2u c_2 \cos \alpha_2. (2) \end{aligned} \right\}$$

Складывая почленно (2) и (1), можно записать:

$$H_{\tau u} = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2}, \quad (1.34)$$

т.е. удельная теоретическая работа, совершаемая газом на лопатках РК ступени ОТ, получается за счёт изменения кинетической энергии в СА и РК.

Уравнения (1.16) и (1.25) применительно к осевым ЛМ позволяют сделать следующие выводы:

К и Т действительно являются обращёнными ЛМ. Это означает, что рабочий процесс в них аналогичен, но обращён, а описывающие его уравнения имеют одинаковую форму (см., например, (1.30) и (1.34)).

Существенно принципиальным различием является то, что в ступени ОК $dp > 0$ (идет процесс торможения потока), т.е.

процесс диффузорный, а в элементарной ступени ОТ $dp < 0$ (идет процесс разгона потока), т.е. процесс конфузорный. Поскольку диффузорный процесс сопровождается большими потерями, чем конфузорный, угол раскрытия диффузора, характеризующий $\Delta\beta$, ограничивают, в результате $\Delta\beta_k \ll \Delta\beta_t$. При этом обычно в ступенях ОК $\Delta\beta_k = 20...30^\circ$, а в ступенях ОТ $\Delta\beta_t = 100...120^\circ$.

Из изложенного вывода следует, в частности, что $H_{tu} \gg H_{th}$ и, следовательно, число ступеней z_t существенно меньше z_k .

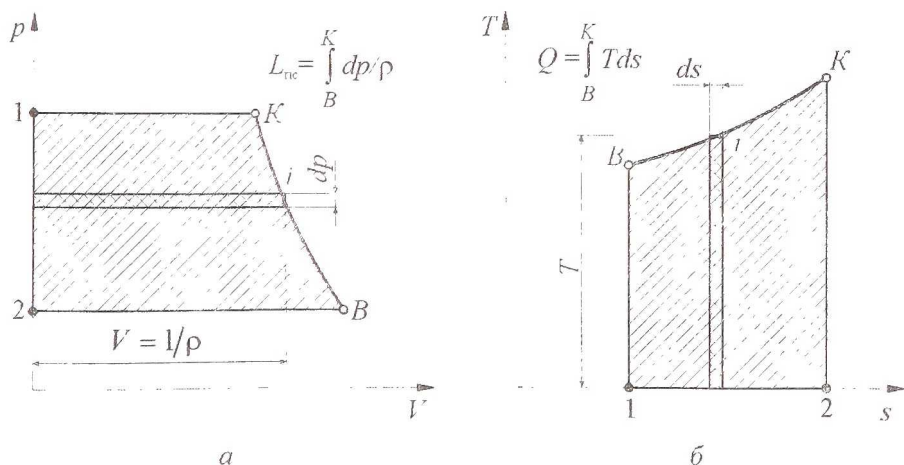
Рассмотренные в разделах 1.9...1.13 уравнения, описывающие рабочий процесс моделей осевых ЛМ, позволили существенно расширить представление о характере течения газа в элементах ЛМ и преобразованиях энергии в них. Однако представления о рабочем процессе в ЛМ не будут законченными, если не ввести в рассмотрение оценки эффективности процессов в К и Т.

1.14. Изображение термодинамических процессов в лопаточных машинах в p - V -диаграмме

ЛМ является не только механическим устройством, в котором к потоку рабочего тела подводится (либо отводится) работа. Процесс отвода (или подвода) работы сопровождается, как это следует из разделов 1.9...1.13, одновременным изменением p_i и T_i , что однозначно определяет ЛМ и как тепловую машину.

В этой связи возникает необходимость введения в рассмотрение некоторых оценок эффективности ЛМ как тепловых машин. Как известно из термодинамики [20], для определения важнейших энергетических параметров процессов в ЛМ - работ сжатия и расширения, гидравлических потерь и т.д. - используются термодинамические диаграммы.

Вспомним основные свойства термодинамических диаграмм в p - V и T - s - координатах. На рис. 1.18 приведены термо-



Р и с. 1.18. Термодинамические диаграммы процесса сжатия в компрессоре
а - p - V - координаты; б - T - s - координаты

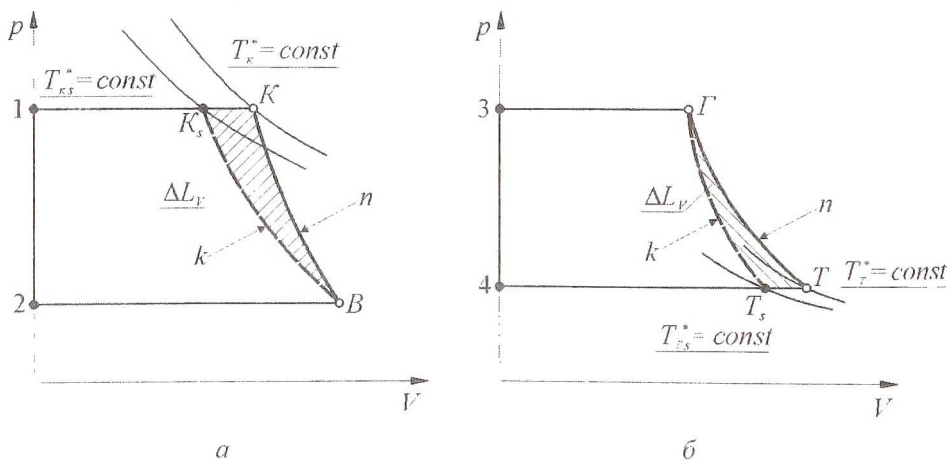
динамические диаграммы процесса сжатия в К.

В p - V - координатах работа политропического сжатия ($L_{пс} = \int_B^K dp/\rho$) в компрессоре определяется площадью - 1-2-к-в, ограниченной изобарами $p_K = const$ и $p_B = const$, а также политропой в-к, показатель которой $n > k$, где k показатель изоэнтропы.

В T - s -координатах учитывается тепло Q , подводимое к потоку рабочего тела в термодинамическом процессе. В К к рабочему телу подводится только тепло от трения, поэтому площадь 1-в-к-2 соответствует теплу $Q_{тр}$, а, следовательно, и работе $L_r (в \div к)$.

Отсюда появляется возможность сравнения величин $L_{пс}$ и $L_{r(в \div к)}$ и, как следствие, получения оценок эффективности того или иного процесса в ЛМ.

Рассмотрим процессы сжатия и расширения в лопаточных машинах в p - V -координатах (рис. 1.19).



Р и с 1.19. Процессы сжатия и расширения в лопаточных машинах:
а - компрессор; б - турбина

Пусть кривая в-к_s соответствует изоэнтропическому сжатию в К. Величина работы определяется выражением [20]

$$L_{K\ S} = \frac{k}{k-1} RT_B (\pi_K^{(k-1)/k} - 1), \quad (1.35)$$

где $\pi_K = p_K/p_B$.

В реальном процессе выделяется тепло трения, которое вновь возвращается в поток, в результате чего $T_{K\ S} < T_K$, а следовательно, $L_{П\ с} > L_{K\ S}$. Разность $L_{П\ с} - L_{K\ S}$ называется дополнительной объемной работой сжатия ΔL_V ; она вызвана тем, что более нагретый газ сжать труднее. Таким образом, в p - V -координатах есть возможность сравнить $L_{K\ S}$ и $L_{П\ с}$. Но в соответствии с (1.15) для введения оценок эффективности процесса надо знать L_K и $L_{r\ (B \div K)}$:

$$L_K = \int_B^K \frac{dp}{\rho} + L_{r\ (B \div K)} \quad (1.36)$$

(здесь принято, что $c_B = c_K$).

Выражение (1.36) запишем в виде составляющих:

$$L_K = L_{K\ S} + \Delta L_V + L_{r\ (B \div K)}, \quad (1.37)$$

откуда видно, что трение в проточной части К имеет двойное отрицательное воздействие. Действительно, для преодоления трения необходимо:

затратить работу $L_{r\ (B \div K)}$, в результате чего к потоку подводится $Q_{тр}$, пропорциональное $L_{r\ (B \div K)}$, и он подогревается;

совершить дополнительную работу ΔL_V , необходимость которой обусловлена сжатием более нагретого (по сравнению с изоэнтропическим процессом) потока.

Однако p - V - диаграмма процесса сжатия в К не позволяет оценить все составляющие в выражении (1.37), в этом заключается её ограниченность.

Рассмотрим теперь процесс расширения рабочего тела в Т в p - V - диаграмме (см. рис. 1.19, б). Пусть кривая $г$ - T_s соответствует процессу изоэнтропического расширения. Величина L_{Ts} определится из выражения [20]

$$L_{Ts} = \frac{k}{k-1} RT_g \left(1 - \frac{1}{\pi_T^{(k-1)/k}} \right), \quad (1.38)$$

где $\pi_T = p_g/p_T$.

В реальном процессе расширения $г$ - $т$ из-за выделившегося тепла трения действительная температура T_T в конце процесса выше аналогичной температуры T_s и, следовательно, политропа $г$ - $т$ расположена правее изоэнтропы $г$ - T_s . В результате L_{Tp} больше L_{Ts} на величину дополнительной работы объемного расширения ΔL_V , т.е. $L_{Tp} = L_{Ts} + \Delta L_V$.

Из этих рассуждений вытекает парадоксальный вывод: в Т выгоднее реализовать несовершенный процесс расширения!!! Но это не так!

Из уравнения энергии, применительно к Т, следует:

$$L_T = \int_g^T \frac{dp}{\rho} + L_{r(g \rightarrow T)} \quad (1.39)$$

(здесь принято $c_T = c_T$).

Выражение (1.39) можно переписать в виде

$$L_T = L_{Ts} + \Delta L_V - L_{r(g \rightarrow T)}. \quad (1.40)$$

К сожалению, p - V -диаграмма не даёт представления о соотношениях величин ΔL_V и $L_{r(g \rightarrow T)}$, поэтому и возникает иллю-

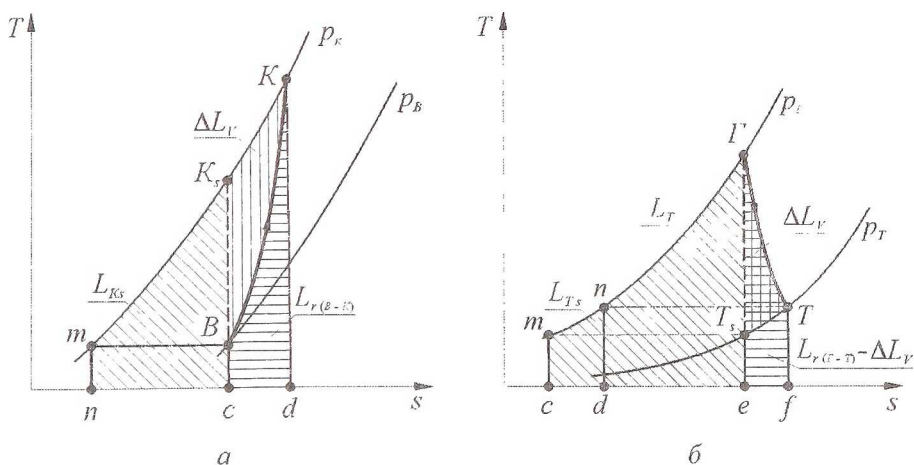
зорный эффект относительно того, что в Т политропический процесс выгоднее изоэнтропического.

Из вышеизложенного следует, что для введения оценок эффективности процессов, происходящих в К и Т, следует рассмотреть их в других координатах, в которых все составляющие уравнений (1.37) и (1.40) можно было бы оценить количественно. К таким координатам относятся тепловые $T-s$ - координаты.

1.15. Изображение термодинамических процессов в лопаточных машинах в $T-s$ - диаграмме

На рис. 1.20 приведена диаграмма процессов сжатия и расширения для случая, когда $c_B = c_K$ и $c_T = c_{T'}$.

Пусть политропа сжатия в К изображается кривой в-к (см. рис. 1.20, а), расположенной между изобарами p_B и p_K соответственно между изотермами T_B и T_K . В случае изоэнтропического



Р и с. 1.20. $T-s$ - диаграмма процессов: а - сжатия воздуха в компрессоре;
б - расширения газа в турбине

сжатия в том же интервале давлений кривая процесса изображается вертикальной прямой в-к_s, а конечной температурой газа в этом эталонном процессе будет величина $T_{кs}$, которая имеет меньшее значение, чем T_k .

Используя основное свойство $T-s$ - диаграммы [20], можно непосредственно указать площади, соответствующие членам обобщенного уравнения энергии (Бернулли):

$$L_k = L_{кs} + \Delta L_V + L_{r(v \div k)}.$$

Как отмечалось, площадь под политропой в-к в диаграмме $T-s$ это подведенное к газу тепло. Поскольку для компрессора $\pm Q_{нар} = 0$, то площадь с-в-к- d равна $Q_{тр}$, выделяющемуся в результате преодоления сил трения на участке в-к. Откуда следует, что пл. с-в-к- $d \sim L_{r(v \div k)}$.

Работа L_k имеет вид вертикальной площади под конечной изобарой p_k в интервале температур $\Delta T_k = T_k - T_b$, т.е. пл. $n-m-k-d \sim L_k$.

Аналогично $L_{кs}$ (работа, затраченная только на сжатие) будет характеризоваться площадью под конечной изобарой p_k , но в интервале температур $\Delta T_{кs} = T_{кs} - T_b$, т.е. пл. $n-m-кs-c \sim L_{кs}$.

Сопоставляя соответствующие члены обобщенного уравнения энергии с установленными значениями площадей в $T-s$ - диаграмме, нетрудно увидеть, что пл. в-к_s-к $\sim \Delta L_V$, и тогда $L_{пс}$ - пл. $n-m-k-v-c$.

Рассматривая процесс сжатия в К в $T-s$ - диаграмме, можно ввести наиболее употребительные оценки его эффективности:

изоэнтропический к.п.д. (η_{sk} или просто η_k) и политропический к.п.д. ($\eta_{пк}$).

Величина η_{sk} (η_k) характеризует полную степень совершенства процесса сжатия в К как в тепловой машине:

$$\eta_{кс} = \frac{L_{\text{полезн}}}{L_{\text{затр}}} = \frac{L_{кс}}{L_k} = \frac{\text{нл. } n - m - k_s - c}{\text{нл. } n - m - k - d}. \quad (1.41)$$

При этом в выражении (1.41) в качестве полезного эффекта принимается $L_{кс}$, т.е. работа сжатия, необходимая даже в эталонном процессе для повышения давления от p_v до p_k .

Часто в К требуется оценить уровень потерь энергии на трение — $L_{r(v \div k)}$. В этом случае в качестве полезного эффекта следует принять величину $L_{пк} = L_{кс} + \Delta L_v$, а $\eta_{пк}$ примет вид:

$$\eta_{пк} = \frac{L_{пк}}{L_k} = \frac{\text{нл. } n - m - k - v - c}{\text{нл. } n - m - k - d}. \quad (1.42)$$

Политропический к.п.д. используется в тех случаях, когда требуется оценить степень совершенства проточной части К. Сравнивая выражения (1.41) и (1.42), нетрудно увидеть, что $\eta_{пк} > \eta_{кс}$.

Рассмотрим теперь процесс расширения в Т (см. рис. 1.20, б). Рассуждая аналогично, получим

$$L_{r(\Gamma \div T)} \sim \text{нл. } e - \Gamma - T - f;$$

$$L_T \sim \text{нл. } d - n - \Gamma - e;$$

$$L_{Ts} \sim \text{нл. } c - m - \Gamma - e.$$

Из обобщенного уравнения энергии для турбины при $c_r = c_T$ имеем

$$L_T = L_{пТ} - L_{r(\Gamma \div T)},$$

тогда

$$L_{пТ} = L_T + L_{r(\Gamma \div T)}.$$

Следовательно, $L_{п\tau} \sim \text{пл. } d-n-f-\Gamma-\tau$. В силу эквидистантности изобар p_Γ и p_τ в одном и том же интервале температур $\Delta T_s = T_\tau - T_s$ можно считать, что, $\text{пл. } e-T_s-T-f = \text{пл. } c-m-n-d$. Тогда $L_{п\tau} = \text{пл. } c-m-\Gamma-T-T_s-e$, но $\text{пл. } c-m-\Gamma-T-T_s-e = \text{пл. } m-c-\Gamma-e + \text{пл. } \Gamma-T-T_s$.

Учитывая, что $\text{пл. } m-c-\Gamma-e \sim L_{\tau s}$, а $L_{п\tau} = L_{\tau s} + \Delta L_V$, получаем $\Delta L_V \sim \text{пл. } \Gamma-T-T_s$.

$T-s$ - диаграмма полностью исключает эффект иллюзорности $p-V$ - диаграммы относительно того факта, что $L_{п\tau} > L_{\tau s}$. Действительно (см. рис. 1.20, б) $L_{п\tau} < L_{\tau s}$ на величину ΔL_V , но $L_{r(\Gamma \div \tau)} \gg \Delta L_V$, поэтому $L_\tau < L_{\tau s}$, откуда и следует, что и в T следует стремиться к реализации изоэнтропического (эталонного) процесса расширения.

Для T по виду полезного эффекта также вводятся два типа к.п.д.: изоэнтропический ($\eta_{\tau s}$ или просто η_τ) и политропический ($\eta_{п\tau}$).

Величина $\eta_{\tau s}$ определяется из выражения

$$\eta_{\tau s} = \frac{L_{\text{полезн}}}{L_{\text{распол}}} = \frac{L_\tau}{L_{\tau s}} = \frac{\text{пл. } d-n-\Gamma-e}{\text{пл. } c-m-\Gamma-e} \quad (1.43)$$

и характеризует общую степень совершенства T как тепловой машины.

Политропический к.п.д. в T так же, как в K , характеризует степень совершенства проточной части. При этом в качестве $L_{\text{полезн}}$ понимается величина L_τ , равная $L_{п\tau} - L_{r(\Gamma \div \tau)}$, а в качестве $L_{\text{распол}}$ принимается значение $L_{п\tau}$ (см. рис. 1.20, б):

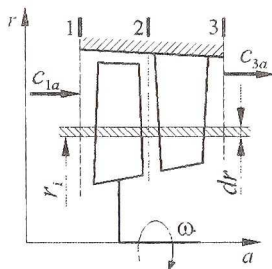
$$\eta_{п\tau} = \frac{L_{\tau}}{L_{п\tau}} = \frac{\text{пл. } d - n - \Gamma - e}{\text{пл. } c - m - z - \Gamma - T_s - e}. \quad (1.44)$$

Величина $\eta_{п\tau}$, особенно при высоких значениях степени понижения давления π_{τ} , несколько меньше $\eta_{ст}$, что объясняется возрастанием ΔL_f и соответствующим уменьшением чистых потерь, определяемых площадью *пл. е-т_с-т-f* (см. рис. 1.20, б).

Рассмотрев особенности рабочего процесса в ЛМ как в тепловых машинах, мы ввели понятия оценок эффективности сжатия в К и расширения в Т. Это позволяет перейти к вопросам теории и газодинамического проектирования различных типов осевых ЛМ.

2. РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В СТУПЕНИ ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

2.1. Схема и принцип действия ступени

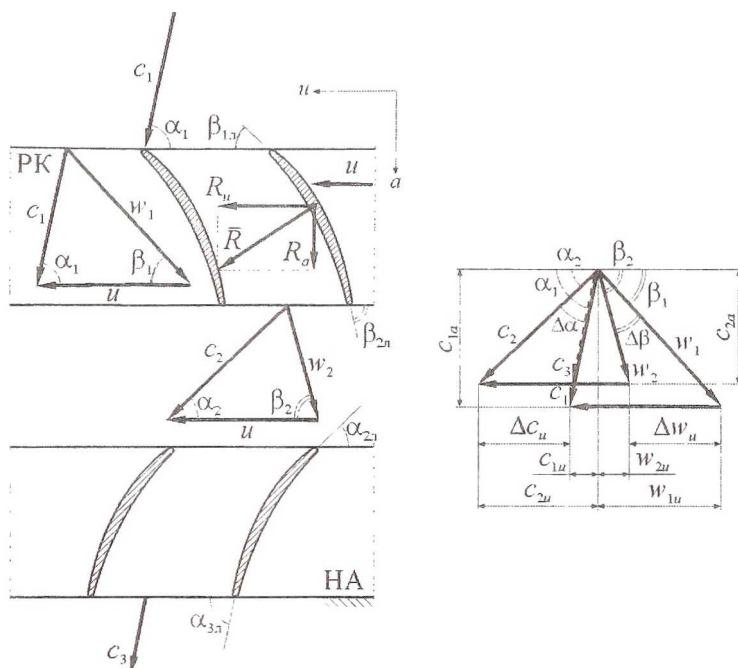


Р и с. 2.1. Меридиональное сечение ступени ОК

На рис. 2.1 приведено меридиональное сечение ступени осевого компрессора (ОК), которая состоит, как правило, из РК и расположенного за ним НА. В соответствии с ГОСТ 23851-79 “Двигатели авиационные газотурбинные” сечение на входе в РК обозначается индексом 1, на выходе - 2 и, наконец,

на выходе из НА - 3.

Рассмотрим двухмерную модель рабочего процесса ступени ОК, расположенную на некотором радиусе (рис. 2.2). Рабочее тело (воздух) набегаёт на РК в самом общем случае с некоторой скоростью c_1 под углом α_1 к фронту решётки. На входных кромках РК воздух начинает участвовать в двух движениях: с переносной скоростью u , с которой вращается РК на радиусе r_i , и с относительной скоростью w_1 в межлопаточных каналах, а $\vec{c}_1 = \vec{w}_1 + \vec{u}$. При этом угол потока в относительном движении составляет с фронтом решётки величину β_1 . Лопатки РК выполняют так, чтобы конструктивный угол входной кромки $\beta_{1л}$ был примерно равен углу β_1 .



Р и с. 2.2. Двухмерная модель рабочего процесса в ступени ОК:
а - элементарная ступень ОК; б - план скоростей элементарной ступени

Конструктивный угол выходной кромки $\beta_{2л}$ всегда больше угла $\beta_{1л}$. При этом межлопаточный канал получается расширяющимся (диффузорным). Поскольку РК вращается принудительно, то со стороны лопаток на поток воздуха действует сила $\vec{R}$. Её окружная составляющая R_u осуществляет подвод работы H_{th} , поэтому $c_2 > c_1$, а угол потока в абсолютном движении на выходе из РК составляет α_2 . Осевая составляющая R_a выполняет роль поршня и в относительном движении проталкивает воздух в диффузорном межлопаточном канале, поэтому $w_2 < w_1$, а угол выхода потока β_2 примерно равен углу $\beta_{2л}$, при этом $\vec{c}_2 = \vec{w}_2 + \vec{u}$. В результате торможения потока в относительном движении статические p_i и T_i в РК возрастают.

С целью обеспечения безударного входа конструктивный угол входных кромок НА $\alpha_{2\text{ л}}$ выполняется так, чтобы был он примерно равен углу α_2 .

Конструктивный угол выходных кромок в НА $\alpha_{3\text{ л}}$ как и в РК, больше $\alpha_{2\text{ л}}$, следовательно, межлопаточные каналы его также диффузорны. В диффузорном межлопаточном канале НА происходит торможение потока, поэтому $c_2 > c_3$ (см. рис. 2.2, а), а статические p_i и T_i продолжают возрастать. Угол выхода потока из НА α_3 примерно равен углу $\alpha_{3\text{ л}}$, который, в свою очередь, выбирается таким образом, чтобы $\alpha_{3\text{ л}}$ был примерно равен α_1 .

Совместив входной треугольник скоростей в одном полюсе с выходным, мы получим план скоростей в ступени ОК (см. рис. 2.2, б). На плане скоростей приведены как система отсчета углов (α_i и β_i), так и углы поворота потока в решётках:

в РК в относительном движении - $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$;

в НА в абсолютном движении - $\Delta\alpha = \alpha_3 - \alpha_2$.

В решётках компрессора происходит процесс торможения: $w_2 < w_1$ и $c_2 > c_{3(1)}$. Но диффузорный процесс, как известно [3], сопровождается повышенными потерями, поэтому $\Delta\beta$ ($\Delta\alpha$) обычно ограничивают значениями в 20...30°.

Для создания более подробной физической картины течения воздуха в ступени ОК следует рассмотреть изменение статических и полных параметров потока.

2.2. Изменение статических и полных параметров потока в ступени

Картина качественного изменения параметров потока в ступени ОК устанавливается на основе анализа уравнения энергии, записанного отдельно для решётки РК и для решётки НА. Общая

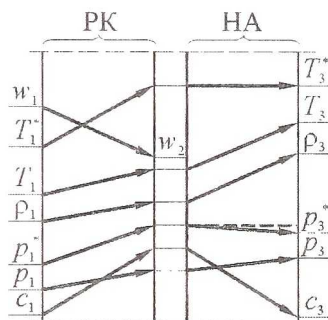


диаграмма изменения параметров потока в ступени ОК приведена на рис. 2.3.

Р и с. 2.3. Изменение параметров потока в ступени ОК

Запишем, используя соотношения (1.12) и (1.15), уравнение энергии в тепловой форме для решётки РК:

$$\left. \begin{aligned} L_{\text{РК}} &= (i_2 - i_1) + (c_2^2 - c_1^2)/2(a) \\ L_{\text{РК}} &= i_2^* - i_1^* \quad (б) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Учитывая, что в ступени ОК $L_{\text{ст}} \gg 0$, а $c_2 > c_1$, то, в соответствии с (2.1, а), $i_2 > i_1$, откуда $T_2 > T_1$ (см. рис. 2.3). Из (2.1, б) следует, что при $L_{\text{ст}} \gg 0$ температура T_2^* выше T_1^* .

Уравнение энергии в механической форме для РК имеет вид:

$$L_{\text{РК}} = \int_0^2 \frac{dp}{\rho} + L_{r(1+2)} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}. \quad (2.2.)$$

Если принять, что в пределах решётки РК величина ρ не меняется, т.е. $\rho = \text{const}$, то уравнение (2.2) можно переписать:

$$L_{PK} = \frac{p_2^* - p_1^*}{\rho^*} + L_{r(1+2)}. \quad (2.3)$$

Тогда (если учесть, что $L_{ст} \gg L_{r(1+2)}$) из (2.2) следует, что $p_2 > p_1$, а из (2.3) - $p_2^* > p_1^*$.

Рассуждая аналогично, с учётом равенства $L_{НА}$, запишем уравнение энергии в тепловой и механической формах для решётки НА, но только в параметрах торможения:

$$0 = i_3^* - i_2^*; \quad (2.4)$$

$$0 = \frac{p_3^* - p_2^*}{\rho^*} + L_{r(2+3)}. \quad (2.5)$$

Тогда из (2.4) следует, что в решётке НА $T_3^* = T_2^*$, а из (2.5) - $p_3^* < p_2^*$ на величину $L_{r(2+3)}$. Если бы процесс торможения в НА проходил без потерь энергии ($L_{r(2+3)} = 0$), то в этом случае наблюдалось бы равенство давлений $p_3^* = p_2^*$ (см. пунктирную линию на рис. 2.3).

В заключение следует отметить, что соотношения (2.1)....(2.5) можно использовать не только для качественной оценки изменения параметров потока в ступени ОК, но и для количественного анализа в тех случаях, когда есть возможность предварительного определения величины $L_{r(i)}$.

2.3. Работа сжатия и к.п.д. ступени

Ранее в разд. 1.12, нами было получено выражение для теоретической работы элементарной ступени компрессора $H_{th} = u \Delta c_u$. Фактически это выражение определяет работу, которая

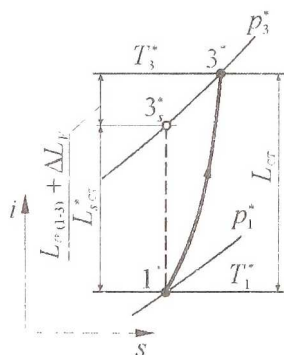
подводится к единице массы воздуха в межлопаточных каналах (иногда её называют окружной работой).

Однако работа, которая требуется для сжатия $L_{ст}$, больше значения H_{th} на величину потерь, связанных с трением диска РК о воздух в осевом зазоре ΔL_d и утечками рабочего тела в радиальном зазоре $\Delta L_{заз}$.

Для ступеней современных ОК сумма $\Delta L_d + \Delta L_{заз}$ не превышает 1,5...2% от величины H_{th} [14], поэтому на этапе предварительных расчетов часто принимают $L_{ст} = H_{th}$. Это позволяет значительно упростить определение к.п.д. ступени ОК.

Понятие к.п.д. ЛМ было введено в разд. 1.15 при рассмотрении процессов сжатия и расширения в $T-s$ -диаграмме. Несмотря на наглядность и информативность, её существенным недостатком является то, что все энергетические величины изображаются на ней в виде площадей криволинейных фигур сложной формы. Этого недостатка лишена $i-s$ -диаграмма, в которой в соответствии с уравнением энергии в тепловой форме все энергетические величины изображаются в виде вертикальных отрезков (рис. 2.4), что весьма удобно для расчёта.

Рассмотрим основные закономерности изменения $i-s$ -диаграммы. Пусть 1^*-3^* - кривая действительного процесса сжатия воздуха в ступени ОК. Пунктирная линия $1^*-3_s^*$, соответствует процессу изэнтропического сжатия. Тогда, с учётом (2.1, б), отре-



Р и с. 2.4. $i-s$ -диаграмма процесса сжатия в ступени ОК

зок $i_3^* - i_1^*$ представляет собой величину $L_{\text{ст}}$, а отрезок $i_{3s}^* - i_1^*$ есть $L_{s \text{ ст}}$ (при этом полагалось, что $c_3 \approx c_1$).

Выясним, что представляет собой отрезок $i_3^* - i_{3s}^*$.

Из раздела 1.15 следует, что

$$L_{\text{ст}} = L_{s \text{ ст}} + L_{\text{тр}(1+3)} + \Delta L_V. \quad (2.6)$$

Преобразуем (2.6) к виду

$$L_{\text{ст}} - L_{s \text{ ст}} = L_{\text{тр}(1+3)} + \Delta L_V \quad (2.7)$$

и учитывая вышеизложенные соображения, получим

$$i_3^* - i_1^* - i_{3s}^* + i_1^* = L_{\text{тр}(1+3)} + \Delta L_V$$

Откуда следует

$$L_{\text{тр}(1+3)} + \Delta L_V = i_3^* - i_{3s}^*, \quad (2.8)$$

т.е. отрезок $i_3^* - i_{3s}^*$ учитывает суммарную потерю энергии в ступени ОК при наличии трения. Из (2.8) видно, что определенным недостатком i - s -диаграммы является невозможность показать раздельно величины $L_{r(1+3)}$ и ΔL_V , что не позволяет вычислить $\eta_{\text{п}}$. В то же время по i - s -диаграмме легко определить $\eta_{s \text{ ст}}^*$:

$$\eta_{s \text{ ст}}^* = \frac{L_{s \text{ ст}}}{L_{\text{ст}}} = \frac{i_{3s}^* - i_1^*}{i_3^* - i_1^*}. \quad (2.9)$$

Выражение (2.9) часто приводят к виду

$$\begin{aligned} \eta_{s \text{ ст}}^* &= \frac{(i_{3s}^*/i_1^*) - 1}{(i_3^*/i_1^*) - 1} = \frac{(T_{3s}^*/T_1^*) - 1}{(T_3^*/T_1^*) - 1} = \\ &= \frac{(p_3^*/p_1^*)^{(k-1)/k} - 1}{(T_3^*/T_1^*) - 1} = \frac{\pi_{\text{ст}}^{*(k-1)/k} - 1}{(T_3^*/T_1^*) - 1}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Из уравнения (2.10) можно вычислить $\eta_{s \text{ ст}}^*$ по измеренным параметрам p_i^* и T_i^* на входе в ступень и на выходе из нее,

что обусловило широкое применение его в экспериментальной практике.

2.4. Основные параметры ступени

Основные параметры ступени ОК принято условно разделять на три группы: геометрические, кинематические (или газодинамические) и энергетические (или термодинамические).

Геометрические параметры приведены на рис. 2.5.

Характерными размерами ступени ОК в любом контрольном сечении являются:

- наружный (периферийный) диаметр

$D_{ки}$;

- втулочный диаметр $D_{вти}$;

- средний диаметр

$D_{срi} = (D_{ки} + D_{вти})/2$;

высота лопатки $h_{ли} = (D_{ки} - D_{вти})/2$;

текущий радиус r_i , по которо-

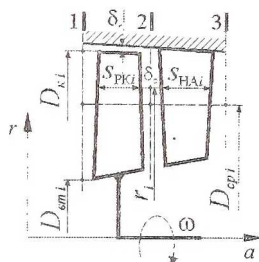
му можно найти ширину венца РК $S_{ПК}$ и НА $S_{НА}$, а также величину осевого зазора δ_o .

Между наружным диаметром РК и диаметром статора существует радиальный зазор δ_r , определяемый из уравнения

$$\delta_r = (D_{кист} - D_{ки})/2,$$

где $D_{кист}$ - диаметр корпуса статора в рассматриваемом сечении.

Более важны в расчётной практике относительные геометрические параметры. В частности, относительная высота лопаток характеризуется величиной относительного диаметра

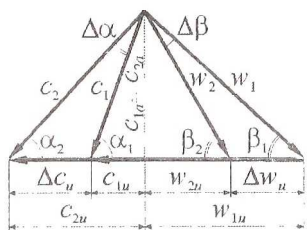


Р и с. 2.5. Геометрические параметры ступени ОК

штулки $\bar{d}_{\text{вт } i} = D_{\text{вт } i} / D_{\text{к } i}$; $\bar{d}_{\text{вт } i}$ для первых ступеней находится в пределах 0,3...0,4, а для последних - 0,8...0,95.

К числу важнейших геометрических параметров относится также величина удлинения лопаток - $\bar{h}_{\text{л } i} = h_{\text{л } i} / S_{\text{ср } i}$. Для первых ступеней $\bar{h}_{\text{л } i}$ соответствует диапазону значений 3,5... 4,5; для последних ступеней лопатки выполняются более широкими, так как они передают работу более нагретому (чем на первых ступенях) воздуху, и их удлинение составляет 1...2.

Кинематические параметры легко интерпретируются упрощённым планом скоростей (рис. 2.6). В качестве наиболее характерного параметра принимается окружная скорость на периферийном диаметре РК во входном сечении $u_{\text{к1}}$. Она во многом определяет величину $L_{\text{ст}}$ и другие важнейшие параметры. В современных ступенях ОК $u_{\text{к1}}$ может принимать $L_{\text{ст}}$ значения 300...600 м/с.



Р и с. 2.6. Упрощённый план скоростей ступени ОК

Осевая составляющая абсолютной скорости $\bar{h}_{\text{л } i}$ определяет как массовый, так и объемный расход воздуха через ступень. Для первых ступеней ОК c_{1a} принимает значения 200...230 м/с, для последних - 120...140 м/с [7].

Наряду с размерными параметрами часто употребляются и безразмерные, в частности коэффициент расхода $\bar{c}_a = c_a / u_{\text{к1}}$. Величина его непосредственно связана с элементами плана скоростей (см. рис. 2.6).

Считается, что профиль лопатки РК будет технологичным, если $\bar{c}_a$ изменяется в пределах 0,4...0,8.

Различают ступени дозвуковые, трансзвуковые и сверхзвуковые. Как следует из разд. 2.1, наибольшие скорости возникают в ступени ОК в двух сечениях: на входе в РК w_1 и на входе в НА c_2 . Поэтому в качестве характерных параметров принимают:

приведенную скорость λ_{w1} ,

$$\lambda_{w1} = w_1 / 18,32 \sqrt{T_{w1}^*}, \quad (2.11)$$

где

$$T_{w1}^* = T_1 + w_1^2 / 2c_p,$$

и приведенную скорость λ_{c2} ,

$$\lambda_{c2} = c_2 / 18,32 \sqrt{T_{c2}^*}, \quad (2.12)$$

где

$$T_{c2}^* = T_2 + c_2^2 / 2c_p.$$

Ступени считаются дозвуковыми, если $\lambda_{w1} < 0,9$ и $\lambda_{c2} < 0,9$; трансзвуковыми, если $\lambda_{w1} = 1,1$ или $\lambda_{c2} = 0,95...1,1$; и сверхзвуковыми, если $\lambda_{w1} = 1,1...1,35$ или $\lambda_{c2} = 1,1...1,25$.

Однако наиболее важным параметром, определяющим степень нагруженности ступени ОК, является коэффициент нагрузки (коэффициент напора). Наиболее употребительны следующие коэффициенты:

$$\bar{H}_z(\mu_{ст}) = L_{ст} / u_{к1}^2, \quad (2.13)$$

который называется коэффициентом нагрузки (затраченного напора);

$$\bar{H}_{sz}(\mu_{sст}) = L_{sст} / u_{к1}^2, \quad (2.14)$$

который называется коэффициентом изоэнтропического напора.

Между величинами $\bar{H}_z$ и $\bar{H}_{sz}$ существует очевидная связь: $\bar{H}_{sz} = \eta_{ст}^* \bar{H}_z$. $\bar{H}_z$ используется при распределении теплотперепада по ступеням в многоступенчатом компрессоре, а численные её значения зависят от типа ступени и находятся в пределах 0,15...0,35.

Термодинамические (энергетические) параметры включают в себя:

работу сжатия ступени $L_{ст}$, которая определяется как разность $i_3^* - i_1^*$ (см. рис. 2.4);

степень повышения давления в ступени $\pi_{ст}^*$, равную отношению давлений p_3^*/p_1^* ;

изоэнтропический к.п.д. (или просто к.п.д) ступени $\eta_{ст}^*$ ($\eta_{ст}^*$), определение которого дано в разд. 2.3, а численное значение находится по формуле (2.10).

Величина $L_{ст}$ зависит от типа ступени и в современных ОК может изменяться в пределах 15...45 кДж/кг.

Степень повышения давления $\pi_{ст}^*$ также зависит от типа ступени, а её величина принимает значения в интервале 1.15...1.75. При этом большие значения $\pi_{ст}^*$ соответствуют более высоким значениям λ_{w1} или λ_{c2} .

Для коэффициента полезного действия $\eta_{ст}^*$ характерна обратная зависимость: меньшим значениям λ_{w1} и λ_{c2} соответствуют большие величины $\eta_{ст}^*$. Для ступеней современных ОК достигнуты уровни $\eta_{ст}^*$, соответствующие интервалу 0,91... 0,88.

Однако наиболее важным параметром, определяющим распределение работы сжатия между РК и НА, и, следовательно,

непосредственно влияющим на рабочий процесс, является степень реактивности $\rho_{\text{ст}}$.

Величина $\rho_{\text{ст}}$ определяется из отношения (рис. 2.7)

$$\rho_{\text{ст}} = \frac{L_{\text{с РК}}}{L_{\text{с ст}}} = \frac{i_{2\text{с}} - i_1}{i_{3\text{с}} - i_1}. \quad (2.15)$$

Очень часто выражение (2.15) без большой погрешности заменяют отношением

$$\rho_{\text{ст}} = \frac{i_2 - i_1}{i_3 - i_1}. \quad (2.16)$$

Учитывая, что

$$L_{\text{ст}} = i_2 - i_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$$

и, с другой стороны,

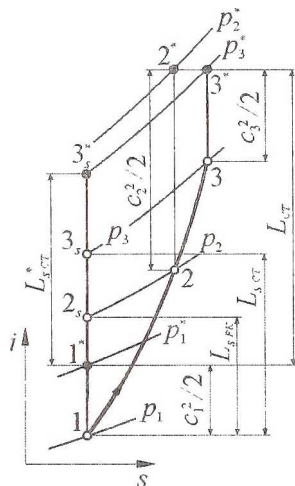
$$L_{\text{ст}} = i_3 - i_1 + \frac{c_3^2 - c_1^2}{2},$$

получим

$$\rho_{\text{ст}} = \frac{L_{\text{ст}} - 0,5(c_2^2 - c_1^2)}{L_{\text{ст}} - 0,5(c_3^2 - c_1^2)}. \quad (2.17)$$

Полагая, что $c_3 = c_1$ и, кроме того, $c_{1a} = c_{2a}$, приведем (2.17) к виду:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{ст}} &= \frac{L_{\text{ст}} - 0,5(c_{2u}^2 - c_{1u}^2)}{L_{\text{ст}}} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{(c_{2u} - c_{1u})(c_{2u} + c_{1u})}{u(c_{2u} - c_{1u})} = \\ &= 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{(c_{2u} + c_{1u})}{u}. \end{aligned} \quad (2.18)$$



Р и с. 2.7. К определению величины $\rho_{\text{ст}}$ ОК

Если учесть, что $c_{2u} = c_{1u} + \Delta c_u$ (см. рис. 2.6), получим другое выражение для степени реактивности:

$$\rho_{ст} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{c_{1u} + \Delta c_u + c_{1u}}{u} = 1 - \frac{c_{1u}}{u} - \frac{\Delta c_u}{2u}. \quad (2.19)$$

Выражения (2.18) и (2.19) в равной мере пригодны для анализа рабочего процесса в ступени ОК при различных значениях $\rho_{ст}$.

2.5. Типы ступеней в зависимости от степени реактивности

Как показано в разделе 1.13, удельная работа H_{th} , которая подводится только в РК, расходуется на работу сжатия как в РК, так и в НА. При этом имеет место равенство

$$H_{th} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2},$$

где $(w_1^2 - w_2^2)/2$ - изменение кинетической энергии, соответствующее работе сжатия в РК $(\int_1^2 dp/\rho)$;

$(c_2^2 - c_1^2)/2$ - изменение кинетической энергии, соответствующее работе сжатия в НА $(\int_1^3 dp/\rho)$, при этом учитывается, что $c_3 \approx c_1$.

Распределение работы сжатия между венцами РК и НА характеризуется величиной $\rho_{ст}$, которая определяется соотношениями (2.18) и (2.19). Анализируя их, можно заключить:

$\rho_{ст}$ может принимать значения от 0 до 1;

если $\rho_{ст} = 0$, то это означает, что $(\int_1^2 dp/\rho) = 0$; следова-

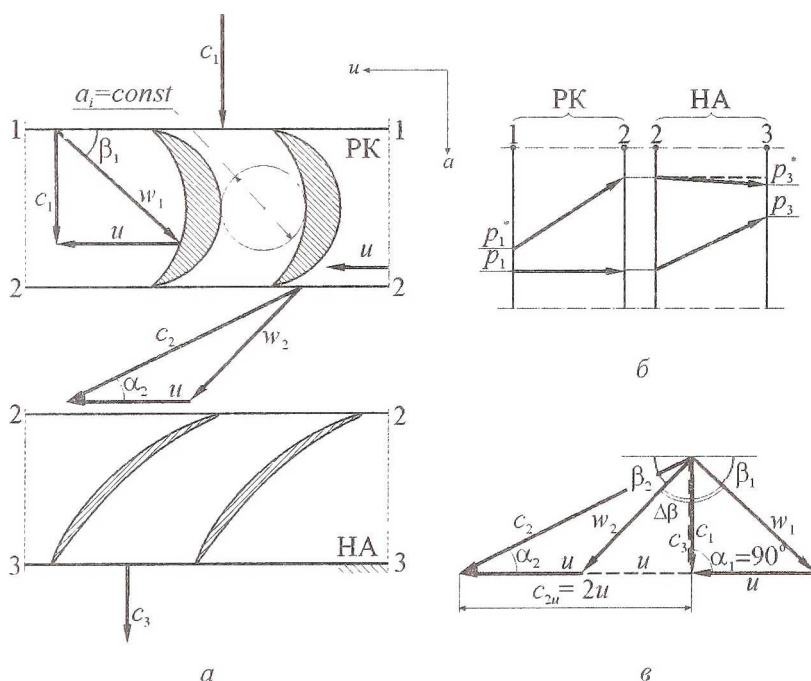
тельно, при $\rho_{ст} = 0$ величины p_1 и p_2 одинаковы, равно как одинаковы w_1 и w_2 ;

если $\rho_{ст} = 1$, то это означает, что $(\int_2^3 dp/\rho) = 0$; из этого

следует равенство давлений p_2 и p_3 , а также скоростей c_2 и c_3 (или c_1).

Ступени ОК, у которых $\rho_{ст} = 0$, называют активными; ступени с $\rho_{ст} = 1$ называют чисто реактивными, а ступени, у которых $0 < \rho_{ст} < 1$, просто реактивными.

Рассмотрим особенности работы активной ступени ОК, в



Р и с. 2.8. Схема ступени осевого компрессора для случая $\rho_{ст} = 0$:
а - схема ступени; б - изменение p , и p_1^* в ступени; в - план скоростей ступени

которой $\rho_{\text{ст}} = 0$.

Пусть для простоты величина предварительной закрутки c_{1u} отсутствует, тогда из (2.18) следует, что $c_{2u} = 2u$. Кроме того, учитывая, что $w_1 = w_2$ и $p_1 = p_2$, получим схему ступени ОК и план скоростей для случая $\rho_{\text{ст}} = 0$ (рис. 2.8).

Для того, чтобы реализовать условие $w_1 = w_2$, межлопаточные каналы РК имеют одинаковое сечение (см. рис. 2.8, а), поэтому вся удельная работа H_{th} тратится на повышение $\Delta c^2/2$.

Работа сжатия в этом случае происходит только в НА, т.е.

$$\int_2^3 \frac{dp}{\rho} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2},$$

поэтому межлопаточные каналы НА выполнены с высокой степенью диффузности, а лопатки характеризуются относительно протяжённой и тонкой входной кромкой.

На рис. 2.8, б приведена схема изменения статического и полного давлений (p_i и p_i^*) в ступени с $\rho_{\text{ст}} = 0$. В этой связи следует еще раз подчеркнуть, что p_i^* возрастает лишь в том лопаточном венце, в котором подводится H_{th} (см. разд. 1.11). Поэтому, несмотря на то, что в РК ступени с $\rho_{\text{ст}} = 0$ величины p_1 и p_2 одинаковы, полное давление p_2^* выше давления p_1^* . В решётке же НА имеет место соотношение $p_3^* < p_2^*$, так как часть энергии расходуется на преодоление сил трения ($L_{r \text{ НА}} > 0$).

Определим коэффициент нагрузки ступени, используя выражение (2.13):

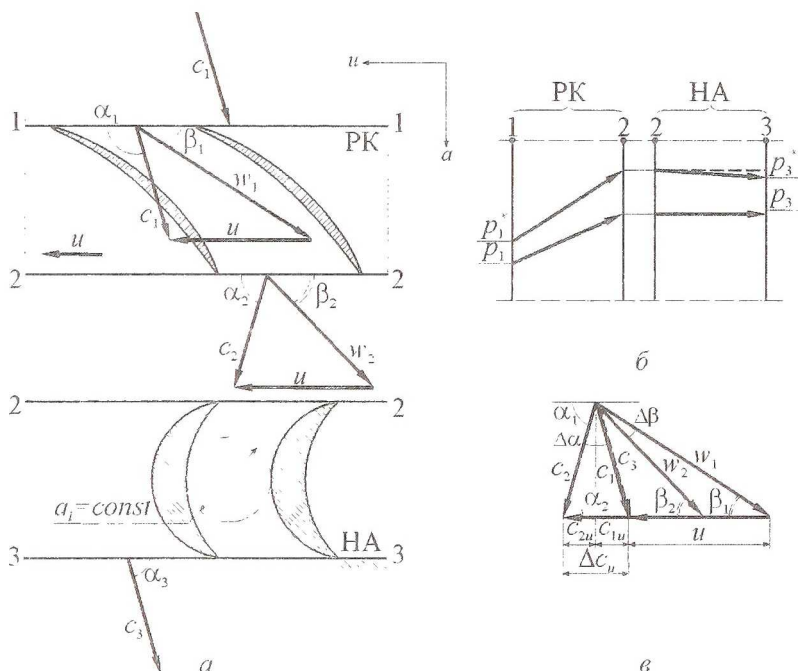
$$\overline{H}_z = \frac{L_{\text{ст}}}{u_{\text{кл}}^2} = \frac{u \Delta c_u}{u_{\text{кл}}^2} = \frac{2u^2}{u_{\text{кл}}^2} \approx 2.$$

Судя по величине $\bar{H}_z$, можно сделать вывод о возможности подвода в ступени ОК с $\rho_{ст} = 0$ больших значений H_{th} .

Однако большие значения H_{th} сопровождаются высокими скоростями c_2 на входе в НА (см. рис. 2.8, в). Часто приведенная скорость λ_{c2} принимает значения выше единицы, т.е. течение на входе в НА является сверхзвуковым.

Данное обстоятельство исключает возможность использования ступеней с $\rho_{ст} = 0$ в составе ОК авиационного ГТД. Объясняется это тем, что для ОК ГТД характерны переменные режимы работы, в результате чего невозможно обеспечить низкий уровень потерь энергии $L_{r НА}$ при $\lambda_{c2} > 1$.

Рассмотрим теперь работу ступени ОК, в которой $\rho_{ст} = 1$



Р и с. 2.9. Схема ступени осевого компрессора для случая $\rho_{ст} = 1$:
 a - схема ступени; b - изменение p , и p^* в ступени; v - план скоростей ступени

(рис. 2.9).

Работа сжатия в этой ступени происходит только в РК, т.е.

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2},$$

откуда $w_1 \gg w_2$.

В то же время

$$\int_2^3 \frac{dp}{\rho} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \approx 0$$

и, следовательно, $c_2 = c_1$ (c_3). Для реализации этих условий межлопаточные каналы РК выполняются с большой степенью диффузорности; межлопаточные каналы НА выполняют лишь поворотную функцию, поэтому площадь их остается неизменной (a_i , см. рис. 2.9, а). Естественно, что статическое и полное давления в РК возрастают ($H_{th} \gg 0$); в НА статическое давление не меняется ($p_2 = p_3$, см. рис. 2.9, б), а полное даже несколько падает ($p_3^* < p_2^*$), так как в реальном процессе $L_{r\text{ НА}} > 0$.

Для построения плана скоростей ступени ОК при $\rho_{ст} = 1$ проанализируем выражения (2.18) и (2.19). Из (2.18) следует, что для $\rho_{ст} = 1$ должно выполняться условие: $c_{2u} = -c_{1u}$. Из (2.19) вытекает, что при $\rho_{ст} = 1$ закрутка $\Delta c_u = -2 \cdot c_{1u}$. Значит, в ступени с $\rho_{ст} = 1$ должна быть предварительная закрутка потока c_{1u} , направленная против вращения РК. Этому условию соответствует план скоростей, приведённый на рис. 2.9, в.

Вычислим коэффициент напора $\bar{H}_z$, который определяется из выражения (2.13):

$$\bar{H}_- = \frac{L_{\text{ст}}}{u_{\text{к1}}^2} = \frac{u\Delta c_u}{u_{\text{к1}}^2} = \frac{\Delta c_u}{u_{\text{к1}}}.$$

Если $\Delta c_u > u$, то $\bar{H}_z > 1$, в противном случае $\bar{H}_z < 1$. Поскольку Δc_u в ступени ОК с $\rho_{\text{ст}} = 1$ не может быть больше $2u$ (иначе происходит вырождение плана скоростей, характерного для процесса сжатия), можно сделать заключение:

$$\bar{H}_z (\rho_{\text{ст}}=1) < \bar{H}_z (\rho_{\text{ст}}=0).$$

Однако ступени с $\rho_{\text{ст}} = 1$ также непригодны для использования их в составе ОК ГТД по причине высоких значений w_1 ($\lambda_{w1} > 1$) и, следовательно, высокого уровня потерь энергии в решётке РК.

Рассмотрим теперь реактивную ступень ОК, у которой $\rho_{\text{ст}} = 0,5$.

Как следует из определения самой степени реактивности, в этом случае

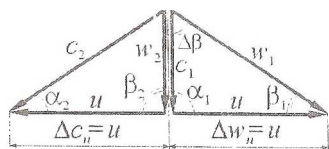
$$\int_1^2 dp/\rho = \int_2^3 dp/\rho$$

или, с учетом (1.30),

$$\frac{w_1^2 - w_2^2}{2} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}.$$

Тогда получим, что для ступени ОК с $\rho_{\text{ст}} = 0,5$ имеют место соотношения $|w_1| = |c_2|$ и $|c_1| = |w_2|$. Если предположить, что предварительная закрутка потока отсутствует ($c_{1u} = 0$), то план скоростей ступени примет вид, изображенный на рис. 2.10. Нетрудно видеть, что в этом случае

$$\bar{H}_z = \frac{u\Delta c_u}{u_{\text{к1}}^2} = \frac{u^2}{u_{\text{к1}}^2} = 1.$$



Р и с. 2.10. План скоростей ступени ОК при $\rho_{ст} = 0,5$

Анализ плана скоростей показывает, что при $\rho_{ст} = 0,5$ величины λ_{w1} и λ_{c2} более умеренные, чем в предыдущих случаях. Следовательно, в лопаточных венцах ступени с $\rho_{ст} = 0,5$ более умеренные уровни потерь энергии ($\bar{H}_{sz}$ и L_r НА) и более высокий $\eta_{ст}^*$ в целом.

Рассматриваемая ступень имеет преимущества и с конструктивной точки зрения: в силу равенства величин Δc_u и Δw_u , на лопаточных венцах РК и НА возникают одинаковые усилия со стороны газа, что очень важно для обеспечения вибрационной прочности. Кроме того, равенство углов α_2 и β_1 , а также α_1 и β_2 способствует проектированию однотипных (а значит и технологичных) лопаточных венцов как для РК, так и НА.

Однако реализация плана скоростей, изображённого на рис. 2.10, сопряжена с трудностями. Дело в том, что угол поворота потока $\Delta\beta$ (или $\Delta\alpha$) при $\bar{H}_z = 1$ может превышать $\Delta\beta_{max}$, значение которого лежит в пределах $20...30^\circ$ (см. разд. 1.13). Поэтому для снижения величины $\Delta\beta$ приходится уменьшать окружную скорость u , но тогда падает значение H_{th} , а следовательно и $\pi_{ст}^*$. Поэтому представляет интерес изучение возможности проектирования ступеней ОК, у которых $\Delta\beta < \Delta\beta_{max}$, $\rho_{ст} = 0,5$, а H_{th} и $\pi_{ст}^*$ сохраняют достаточно высокие значения.

2.6. Ступени с предварительной закруткой потока в сторону вращения

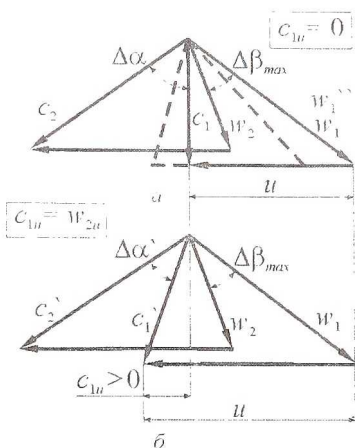
Величину H_{th} , как это следует из (1.28) или (1.29), можно вычислить как произведение:

$$H_{th} = u \Delta c_u = u \Delta w_u$$

Из полученного выражения следует, что увеличения H_{th} можно достичь не только увеличением Δc_u или Δw_u ($\Delta \alpha$ или $\Delta \beta$), но еще и увеличением u при сохранении неизменными $\Delta \beta$ или $\Delta \alpha$. Поясним это следующим образом. Пусть ступень ОК выполнена без предварительной закрутки (рис. 2.11, а), т.е. $c_{1u} = 0$. Кроме того, полагаем, что $\bar{H}_z$ этой ступени имеет оптимальное значение (0,3...0,35), т.е. $\Delta \beta_{max} < \Delta \beta_{пред}$. В этом случае $\rho_{ст} = 1 - (\Delta c_u / 2u) = 1 - (\bar{H}_z / 2)$, т.е. $\rho_{ст} = 0,8...0,85$. Таким образом, мы пришли к выводу о слабой нагруженности НА в случаях, когда $c_{1u} = 0$ и $\Delta \beta = \Delta \beta_{max}$.

Рассмотрим теперь возможность снижения $\rho_{ст}$ с целью повышения нагруженности НА. Для этого построим новый план скоростей (см. рис. 2.11, б). При этом оставим неизменной кинематику потока РК в относительном движении, так как его загрузка оптимальна ($\bar{H}_z = 0,3... 0,35$). Введём предварительную закрутку потока c_{1u} на входе в РК в сторону вращения ($c_{1u} > 0$). В этом случае для сохранения неизменными w_1 и w_2 следует увеличить окружную скорость так, чтобы $u' > u$. При этом естественно, получим: $c_2' > c_2$ и $c_1' > c_1$.

Как видно из рис. 2.11, б, наличие $c_{1u} > 0$ при неизменных w_1 и w_2 позволяет увеличить H_{th} и, в конечном счете, $H_{с ст}$, которая определяет величину $\pi_{ст}$.



Р и с. 2.11. Планы скоростей ступени ОК при $c_{1u} = 0$ (а) и $c_{1u} > 0$ (б)

Увеличение $H_{s\text{ ст}}$ при неизменной $H_{\text{РК}}$ (значение $\Delta w_u = \text{const}$) означает повышение нагрузки в НА, а, следовательно, и снижение $\rho_{\text{ст}}$.

При достаточно большой величине c_{1u} (когда $c_{1u} = w_{2u}$) можно обеспечить одинаковую форму треугольников скоростей для РК и НА, но тогда будут одинаковы и работы сжатия в венцах, т.е. степень реактивности такой ступени равна 0,5 со всеми вытекающими из этого

последствиями.

Следовательно, для достижения высоких значений $\eta_{\text{ст}}$, конструктивных и технологических преимуществ в авиационных ОК целесообразно применять ступени с предварительной закруткой потока в сторону вращения при степени реактивности $\rho_{\text{ст}}$, близкой к значению 0,5.

В заключение отметим еще один положительный эффект, который может быть получен при $c_{1u} > 0$. Пусть, например (см. рис. 2.11, а), $u = u_{\text{opt}}$ и в то же время $\lambda_{w1} > \lambda_{w1 \text{ пред}}$. Тогда для снижения λ_{w1} (и выполнения условия $\lambda_{w1} < \lambda_{w1 \text{ пред}}$) также следует ввести предварительную закрутку $c_{1u} > 0$ (см. пунктирный треугольник скоростей).

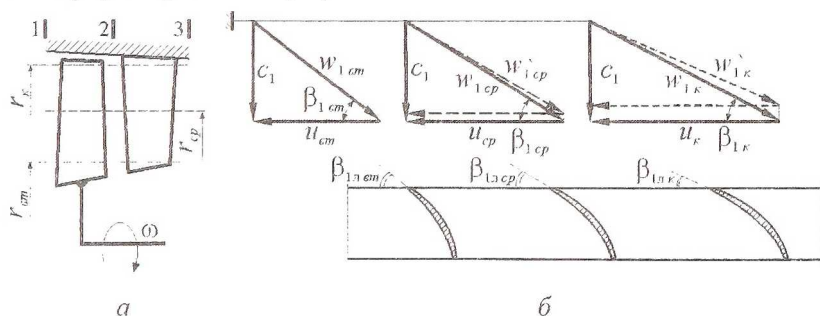
В этом случае, при $u = \text{const}$, скорость $w''_1 < w_1$ и, следовательно, $\lambda''_{w1} < \lambda_{w1 \text{ пред}}$, чего и требовалось достичь.

2.7. Условия совместной работы элементарных ступеней, расположенных на различных радиусах

Все наши прежние рассуждения о рабочем процессе ступени ОК касались в основном двухмерной модели - элементарной ступени. Однако действительная ступень представляет собой совокупность бесконечно большого числа элементарных ступеней. Рассмотрим принципиальные отличия в рабочем процессе элементарных ступеней на различных радиусах.

Для этого в ступени ОК (рис. 2.12) выделим три радиуса ($r_{вт}$, $r_{ср}$ и r_k) и построим для них треугольники скоростей на входе в РК.

Как следует из рис. 2.12, б, с увеличением радиуса r_i , на котором расположена элементарная ступень, возрастает окружная скорость $u_i = r_i \cdot \omega$. Если предположить в первом приближении, что скорость c_1 на входе в РК по радиусу не изменяется, то увеличение u_i вызывает уменьшение угла β_{1i} в относительном движении. Следовательно, конструктивные углы $\beta_{1лi}$ входной кромки РК должны уменьшаться от втулочного сечения к периферийному (см. рис. 2.12, б).



Р и с. 2.12. К определению условий совместной работы элементарных ступеней на различных радиусах:

а - схема ступени; б - планы скоростей элементарных ступеней

В действительности скорость c_1 не может оставаться постоянной по радиусу, поскольку в результате действия центробежных сил давление вдоль радиуса возрастает от втулки к периферии. Из обобщённого уравнения энергии

$$H_{th} = \int_i^{i+1} \frac{dp}{\rho} + \frac{c_{i+1}^2 - c_i^2}{2} + L_{r(i+i+1)}$$

следует, что при $H_{th} = const$ с возрастанием давления p_i скорость c_1 должна уменьшаться.

Следовательно, скорости w_1 (см. пунктирные треугольники на рис. 2.12, б) меняются значительно по сравнению с тем случаем, когда учитывалось влияние только u_i . Таким образом, для проектирования безударного обтекания входных кромок РК ступени в целом необходимо учитывать, что элементарные ступени работают в условиях трёхмерного потока.

Естественно, что при проектировании ступеней ОК стремятся свести к минимуму отрицательные моменты, связанные с трёхмерностью потока, в частности так спроектировать ступень ОК, чтобы течение в ней происходило по цилиндрическим коаксиальным поверхностям (в этом случае $c_r = 0$).

В условиях трёхмерного потока (трёхмерной модели) такое течение может быть реализовано при условии (см. разд. 1.8, формула 1.6):

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{c_u^2}{r},$$

которое означает, что слоистое течение существует при наличии радиального градиента давления p_i , который прямо пропорционален произведению плотности на квадрат закрутки потока и

обратно пропорционален радиусу, на котором расположена элементарная ступень.

Однако из одного уравнения, в котором фигурирует даже и не сама скорость c_i , а лишь её составляющая c_{ui} , не может следовать закон совместной работы элементарных ступеней, расположенных на разных радиусах. Для получения этой связи воспользуемся уравнением энергии:

$$H_{th} = \int \frac{dp}{\rho} + \frac{c_i^2 - c_l^2}{2} + L_{r(1+i)},$$

где сечение i соответствует сечению в зазоре между РК и НА.

Если предположить, что величины H_{th} и $L_{r(1+i)}$ не меняются вдоль радиуса, то, дифференцируя уравнение энергии по радиусу, получим:

$$\frac{d H_{th}}{dr} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{1}{2} \frac{dc^2}{dr} + \frac{dL_r}{dr}. \quad (2.20)$$

Или, с учётом принятых допущений:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{1}{2} \left(\frac{dc_u^2}{dr} + \frac{dc_a^2}{dr} \right) = 0. \quad (2.21)$$

Подставляя из выражения (1.6) вместо величины $\frac{1}{\rho} \left(\frac{dp}{dr} \right)$ её значение c_u^2/r , получим

$$\frac{c_u^2}{r} + \frac{1}{2} \frac{dc_u^2}{dr} + \frac{1}{2} \frac{dc_a^2}{dr} = 0. \quad (2.22)$$

Так как первые два члена выражения (2.22) представляют собой полный дифференциал от произведения $(c_u r)$, получим:

$$\frac{1}{2r^2} \frac{d(c_u r)^2}{dr} + \frac{1}{2} \frac{dc_a^2}{dr} = 0. \quad (2.23)$$

Выражение (2.23) устанавливает связь между изменением скорости потока в элементарной ступени и радиусом, на котором она расположена. Но в уравнении (2.23) два неизвестных: составляющие c_u и c_a . Естественно, что для решения (2.23) одним из неизвестных следует задаваться.

В ЛМ обычно задаются изменением c_u вдоль радиуса, т.е. зависимостью $c_u = f(r)$. Такие зависимости называют законами закрутки. В зависимости от принятого закона $c_u = f(r)$ получается то или иное распределение параметров вдоль радиуса лопатки. Именно *желаемое распределение параметров по высоте лопатки и является критерием для проектировщика при выборе закона закрутки.*

В настоящее время наиболее употребительными являются:

закон постоянной циркуляции - $c_u r = const$;

закон постоянной реактивности $\rho = const$;

закон твердого тела - $c_u / r = const$.

Рассмотрим некоторые из них.

Ступень с постоянной циркуляцией

Рассмотрим условие безвихревого обтекания элементарных ступеней, расположенных на различных радиусах (рис. 2.13). Как известно из теоретической гидромеханики, условие безвихревого течения вдоль оси “ a ” на различных радиусах r_i записывается в виде [11]:

$$\frac{dc_u}{dr} + \frac{c_u}{r} - \frac{1}{r} \frac{dc_u}{d\theta} = 0.$$

Поскольку рассматривается слоистое течение, то $c_r = 0$, и тогда

$$\frac{dc_u}{dr} + \frac{c_u}{r} = 0. \quad (2.24)$$

Интегрируя (2.24), получим:

$$\ln c_u + \ln r = \text{const}. \quad (2.25)$$

И, наконец, из (2.25):

$$c_u r = \text{const} \quad (2.26)$$

Легко показать, что при условии

(2.26) и другие компоненты вихревого движения ω_r и ω_θ обращаются в нуль. Из анализа уравнений движений вязкого газа следует, что при $\omega_a = \omega_r = \omega_\theta = 0$ внутреннее трение $d\tau_i$ (см. рис. 2.13) между отдельными слоями газа отсутствует. Поэтому, выдерживая условия $c_{1u}r = \text{const}$ и $c_{2u}r = \text{const}$, можно спроектировать ступень с более высоким $\eta_{\text{ст}}^*$, чем ступени, в которых c_u изменяется по радиусу по другому закону.

Рассмотрим теперь, как изменяются основные параметры потока и его кинематика вдоль радиуса лопатки при законе закрутки с постоянной циркуляцией $c_u r = \text{const}$.

Оценим изменение удельной работы по радиусу, учитывая, что

$$H_{th} = u \Delta c_u = \omega \cdot (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1), \quad (1')$$

откуда видно, что H_{th} по радиусу не меняется, а при $H_{th} = \text{const}$ с увеличением радиуса r_i , возрастает u_i и, следовательно, уменьшается закрутка $\Delta c_{u i}$.

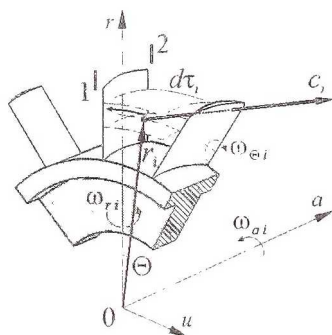


Рис. 2.13. К условию безвихревого обтекания элементарных ступеней

Из выражения (2.23) однозначно вытекает условие $c_a = const$, если $c_u r = const$.

Рассмотрим изменение основных кинематических и других параметров потока по радиусу ступени с постоянной циркуляцией.

Относительная скорость на входе в РК определяется выражением

$$w_{1i} = \sqrt{c_{1a}^2 + (u_{1i} - c_{1u})^2}, \quad (2')$$

откуда следует, что с увеличением r_i скорость w_{1i} увеличивается.

Угол потока в относительном движении на входе в РК

$$\beta_{1i} = \arctg \frac{c_{1a}}{u_{1i} - c_{1u}}, \quad (3')$$

это означает, что с ростом r_i величина угла β_{1i} уменьшается.

Изменение температуры торможения вдоль радиуса можно оценить из условия

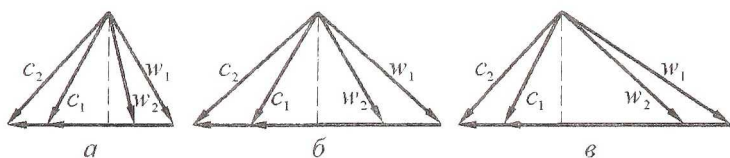
$$\frac{dH_{th}}{dr} = \frac{di^*}{dr} = \frac{d(c_p T^*)}{dr} = 0. \quad (4')$$

Из (4') следует, что $T_i^* = const$ и вдоль радиуса не изменяется.

Статическая температура может быть найдена из выражения

$$\frac{p_{1к}}{p_{1вт}} = \left(\frac{T_{1к}}{T_{1вт}} \right)^{k/(k-1)}. \quad (5')$$

Учитывая, что $p_{1к} > p_{1вт}$ (должно выполняться условие (1.6)), из (5') получаем $T_{1к} > T_{1вт}$, т.е. статическая температура по радиусу возрастает.



Р и с. 2.14. Планы скоростей ступени ОК при законе закрутки $C_u r = \text{const}$:
 a - втулка; $б$ - средний радиус; $в$ - периферия

Оценим изменение приведенной скорости λ_{w1} по радиусу ступени

$$\lambda_{w1\ i} = \frac{w_{1\ i}}{18,32 \sqrt{T_{w1}^*}}. \quad (6')$$

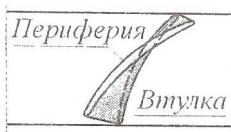
Из (6') следует, что $\lambda_{w1\ i}$ увеличивается вдоль радиуса, так как $T_w^* = \text{const}$, а $w_{1\ i}$ увеличивается от втулки к периферии.

Наконец, проанализируем изменение $\rho_{ст\ i}$ при законе закрутки $c_u r = \text{const}$:

$$\rho_{ст\ i} = 1 - \frac{c_{1u}}{u} - \frac{\Delta c_u}{2u}. \quad (7')$$

Из соотношения (7') видно, что с увеличением r_i степень реактивности возрастает. Приведенные соотношения (1')...(7') позволяют оценить параметры потока как на входе в РК, так и на выходе из него на различных радиусах. На рис. 2.14 приведены планы скоростей ступени ОК на различных радиусах при законе закрутки $c_u r = \text{const}$.

В соответствии с планами скоростей можно примерно изобразить изменение формы профилей пера лопатки ступени ОК. На рис. 2.15 приведена форма пера лопатки РК при законе закрутки $c_u r = \text{const}$.



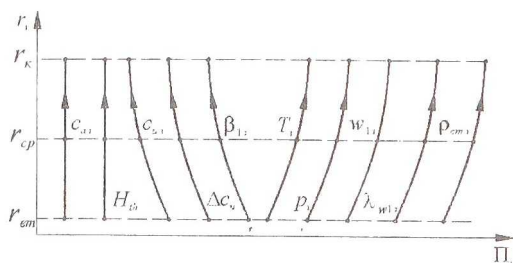
Р и с 2.15. Форма пера лопатки РК при законе закрутки $C_u r = \text{const}$
 $C_u r = \text{const}$:
 a - втулка; b - средний радиус; $в$ - периферия

Несмотря на очевидные преимущества (высокий $\eta_{\text{ст}}^*$, постоянство удельной работы и осевой составляющей C_a по радиусу), в ступенях ОК с постоянной циркуляцией имеется и ряд недостатков. К их числу, в первую очередь, следует отнести трудности технологического порядка: перо лопатки получается

сильно закрученным (см. рис. 2.15).

На рис. 2.16 приведена схема изменения основных параметров потока по радиусу при $C_u r = \text{const}$.

Как следует из рис. 2.16, при законе закрутки $C_u r = \text{const}$ имеют место резкое возрастание λ_{w1i} и $\rho_{\text{ст}i}$. При этом максимальные их значения наблюдаются в области периферии лопаток, что приводит к повышенным утечкам в радиальном зазоре и сверхзвуковым скоростям на входе в РК, так как окружная скорость на периферии максимальна ($\bar{w}_{1i} = \bar{u}_{1i} - \bar{c}_{1i}$). Особенно резко эти эффекты проявляются на относительно длинных лопатках ($\bar{d}_{\text{вт}} < 0,5$), поэтому, например, для лопаток первых ступеней ОК приемлемы другие законы закрутки.



Р и с 2.16. Схема изменения основных параметров потока по радиусу при $C_u r = \text{const}$

Ступень с постоянной реактивностью

При использовании закона $c_u r = const$ возрастание p_i вдоль радиуса обеспечивалось за счёт уменьшения c_{ui} , а H_{th} и c_{ai} оставались постоянными. Если задаться целью обеспечить постоянство степени реактивности и при этом сообщить воздуху в каждой элементарной ступени одну и ту же работу ($H_{th} = const$), то в соответствии с уравнением Бернулли вдоль радиуса необходимо предварительную закрутку c_{ui} увеличивать, а осевую составляющую скорости c_{ai} уменьшать. При таком изменении кинематических параметров достигается более благоприятное распределение чисел λ_{w1i} вдоль радиуса относительно длинных ступеней.

Действительно, для снижения величины скорости w_{1i} (см. рис. 2.11, а) требуется введение предварительной закрутки c_{1u} потока в сторону вращения. При этом c_{1u} должна быть тем больше, чем выше u_i . Именно такое сочетание и встречается в ступенях ОК. Окружная скорость u_i имеет наибольшее значение на периферии РК, поэтому для сохранения λ_{w1} на допустимом уровне необходимо увеличение c_{1u} от втулки к периферии.

Рассмотрим основные закономерности изменения параметров по радиусу ступени для случая $\rho = const$. При условии слоистого течения $H_{th} = const$ имеет вид

$$H_{th} = u \Delta c_u = const,$$

а условие $\rho = const$ запишется в виде

$$\rho_{ст} = 1 - \frac{c_{1u}}{u} - \frac{\Delta c_u}{2u} = const.$$

Решая эти два уравнения относительно величины c_{1u} и учитывая, что $c_{2u} = c_{1u} + \Delta c_u$, получим

$$\left. \begin{aligned} c_{1u} &= u(1-\rho) - \frac{H_{th}}{2u}; \\ c_{2u} &= u(1-\rho) + \frac{H_{th}}{2u}. \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

Для получения зависимости изменения c_a вдоль радиуса воспользуемся выражением (2.23), которое представляет собой условие радиального равновесия для ступени ОК:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(c_u r)^2}{dr} + \frac{d(c_a)^2}{dr} = 0.$$

Продифференцируем выражение (2.27) для c_u и подставим его в (2.23), помня, что $u = \omega r$:

$$\begin{aligned} \frac{dc_u}{dr} &= \omega(1-\rho) \pm \frac{H_{th}}{2\omega r^2}; \\ -\frac{dc_a^2}{dr} &= 2 \cdot \left[\omega r(1-\rho) \pm \frac{H_{th}}{2\omega r} \right] \times \left[\omega(1-\rho) \pm \frac{H_{th}}{2\omega r^2} \right] + \\ &\quad + \frac{2}{r} \cdot \left[\omega r(1-\rho) \pm \frac{H_{th}}{2\omega r} \right], \end{aligned} \quad (2.28)$$

откуда

$$-\frac{dc_a^2}{dr} = 4\omega^2 r(1-\rho)^2 \pm \frac{2}{r} (1-\rho) H_{th}$$

или, сменив знаки, получим

$$\frac{dc_a^2}{dr} = \pm 2(1-\rho) \frac{H_{th}}{r} - 4\omega^2 r(1-\rho)^2. \quad (2.29)$$

Проинтегрируем выражение (2.29) и получим

$$c_a^2 = \pm 2(1-\rho) H_{th} \ln r - 2\omega^2 r^2 (1-\rho)^2 + c. \quad (2.30)$$

Величину константы c можно определить, например, исходя из параметров потока на среднем радиусе.

Окончательно запишем:

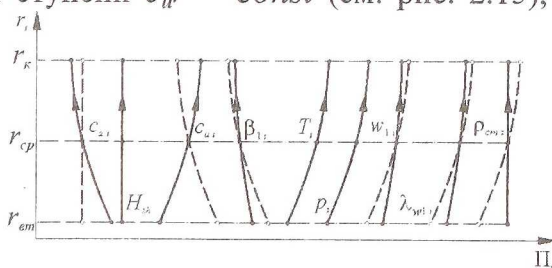
$$c_{a(1,2)} = \sqrt{c_{a(1,2)cp}^2 - 2(1-\rho)^2(u^2 - u_{cp}^2) \pm 2H_{th}(1-\rho)\ln(r/r_{cp})}. \quad (2.31)$$

Часто, учитывая, что $(r/r_{cp}) = 1$, пользуются упрощённой формулой для анализа изменения параметров потока вдоль радиуса:

$$c_{a(1,2)} = \sqrt{c_{a(1,2)cp}^2 - 2(1-\rho)^2(u^2 - u_{cp}^2)}. \quad (2.32)$$

С помощью соотношений (1')...(7') из разд. 2.8, получим картину распределения параметров по радиусу при законе $\rho = const$ (рис. 2.17).

Для сравнения на рис. 2.17 пунктирной линией показано изменение соответствующего параметра при законе закрутки $c_u r = const$. Из приведённой схемы видно, что при $\rho = const$ наблюдается более благоприятное протекание величины λ_{w1i} вдоль радиуса, а также менее интенсивное изменение угла β_{1i} от втулки к периферии. В результате изменение формы пера лопатки РК ступени ОК, выполненной по закону $\rho = const$, примерно такое же, как и для ступени $c_u r = const$ (см. рис. 2.15), однако само



Р и с. 2.17. Схема изменения параметров потока в ступени с постоянной реактивностью:

----- $c_u r = const$; - · - · - $\rho = const$

перо лопатки менее закручено, а, следовательно, и более технологично.

Главным же недостатком ступени ОК с $\rho = const$ является то обстоятельство, что на входе в РК в обязательном порядке следует размещать входной НА (ВНА), который обеспечивает заданное изменение предварительной закрутки c_{1u} . При законе закрутки $c_u r = const$ ВНА как элемент конструкции ступени ОК совсем не обязателен.

Ступени с постоянной реактивностью и близкие к ним по характеру изменения c_{1u} по радиусу ступени, выполненные по закону твердого тела ($c_u/r = const$), находят широкое применение в качестве первых ступеней осевых многоступенчатых компрессоров авиационных ГТД.

2.8. Основные геометрические параметры профилей и решёток профилей

В процессе газодинамического проектирования ЛМ вообще, и ступеней ОК в частности, решаются две задачи:

1 - нахождения картины распределения давлений и скоростей по профилю при заданной кинематике потока вдалеке перед профилем;

2 - нахождение геометрии профиля, обеспечивающего заданное по его поверхности распределение давления и скорости.

Первая задача называется прямой и предполагает определение аэродинамических сил и потерь полного давления на профиле.

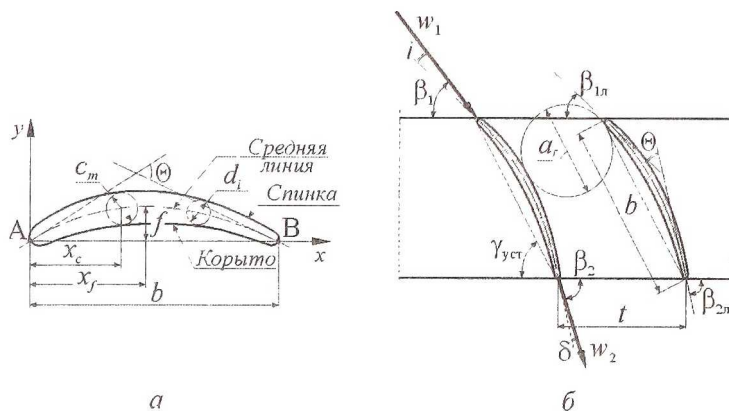
Вторая задача называется обратной, при её решении находится конфигурация решётки профилей, которая поворачивает на угол $\Delta\beta$ заданный поток, образующий с фронтом решётки угол β_1 .

Однако прежде чем приступить к рассмотрению этих задач, познакомимся с основными геометрическими параметрами компрессорных профилей и их решеток.

На рис. 2.18 приведена схема изолированного профиля и решётки профилей элементарной ступени ОК.

Основной геометрической характеристикой профиля является средняя линия, которая представляет геометрическое место точек центров окружностей d_i , вписанных в профиль (см. рис. 2.18, а).

Линия, соединяющая точки пересечения средней линии профиля с его контуром (точки А и В, см. рис. 2.18, а), называется



Р и с. 2.18. Основные геометрические параметры:
а - изолированный профиль; б - решётка профилей

ся хордой профиля и обозначается буквой b . Выпуклая часть контура профиля называется спинкой, вогнутая - корытцем.

Форма профиля имеет много индивидуальных особенностей, но наиболее важными из них являются:

- Θ - угол изгиба (угол между касательными к средней линии, проведенными в точках пересечения ее с контуром профиля);
- f - стрела максимального прогиба средней линии профиля (расстояние от хорды до максимально удаленной от неё точки средней линии);
- c_{max} - максимальная толщина (диаметр максимальной окружности, вписанной в профиль);
- x_f - координата максимального прогиба (расстояние вдоль хорды от носика профиля до точки максимального прогиба);
- x_c - координата положения максимальной толщины (расстояние вдоль хорды от носика профиля до точки положения максимальной толщины).

На практике чаще используются относительные величины:

$$\bar{c} = c_{max}/b; \quad \bar{x}_c = x_c/b; \quad \bar{x}_f = x_f/b$$

На рис. 2.18, б приведены основные параметры решётки профилей. К ним следует отнести:

t - шаг решётки (расстояние между одноименными точками двух соседних профилей);

фронт решётки - линия, соединяющая крайние точки профилей на входе в решётку или на выходе из неё;

$\gamma_{\text{уст}}$ - угол установки профиля в решётке (угол между хордой профиля и фронтом решётки);

$\beta_{1л}$ и $\beta_{2л}$ - конструктивные углы на входе и выходе соответственно (углы между касательными и средней линии и фронтом в точках их пересечения у входной и выходной кромок);

a_r - горло решётки (минимальный диаметр окружности, вписанной в канал между соседними профилями).

С аэродинамической точки зрения важными являются относительные параметры:

b/t - густота решётки (или $\bar{t} = t/b$ - относительный шаг решётки);

a_r/t - относительная величина горла.

В теории ЛМ часто используются также характерные углы:

i - угол атаки (разность между конструктивным и действительным углом набегания потока на входной кромке), который равен $i = \beta_{1л} - \beta_1$;

δ - угол отставания потока (разность между конструктивным и действительным углом выхода потока), очевидно, что

$$\delta = \beta_{2л} - \beta_2,$$

$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ - угол поворота потока в решётке.

Из рис. 2.18, б вытекают очевидные соотношения:

$$\Theta = \beta_{2л} - \beta_1 \text{ и } \Delta\beta = \Theta + i - \delta.$$

Легко видеть, что рассмотренные параметры изолированного профиля и решётки профилей вводятся для связи характер-

ных геометрических размеров с соответствующими кинематическими параметрами потока. Рассмотрим более подробно эти связи.

2.9. Теорема Жуковского применительно к движению газа в решётке

Пусть некоторый изолированный компрессорный профиль заключен в произвольном контуре F . Окружающая среда давит на контур с силой p (рис. 2.19). Внутри контура на профиль со стороны потока действуют давления p_i и напряжения трения τ_i .

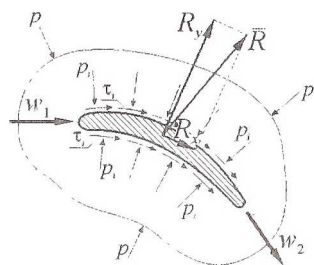
Результирующая всех сил давления образует подъемную силу R_y , а результирующая сил трения - силу R_x , называемую силой сопротивления профиля в потоке.

Полная аэродинамическая сила $\vec{R}$ может быть найдена из выражения

$$\vec{R} = \int_f p_i df + \int_f \tau_i df$$

где

$$R_y = \int_f p_i df, \text{ а } R_x = \int_f \tau_i df$$



Нетрудно видеть, что в решётке профилей R_y определяет величину поворота потока $\Delta\beta$, а R_x - работу L_r по преодолению сил трения. Установим эти связи.

Р и с. 2.19. Схема усилий на профиле от потока

Рассмотрим решётку профилей и план скоростей для неё.

В разд. 1.9...1.12 мы получили зависимость для определения силы $\bar{R}$ через её составляющие R_a и R_u . Преобразуем несколько эти формулы. Для этого запишем уравнение Бернулли в относительном движении:

$$L_{PK(w)} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + L_{r(1+2)}.$$

Полагая, что $c_{ai} = w_{ai} = const$, а решётка профилей обтекается идеальным несжимаемым газом, будем иметь

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2}. \quad (2.33)$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} w_1^2 - w_2^2 &= (w_{1a}^2 + w_{1u}^2) - (w_{2a}^2 + w_{2u}^2) = \\ &= (w_{1u} + w_{2u}) \cdot (w_{1u} - w_{2u}) \end{aligned} \quad (2.34)$$

получим (см. рис. 2.20)

$$w_{1u} + w_{2u} = 2 w_{mu} \text{ и } w_{1u} - w_{2u} = \Delta w_u$$

(здесь w_{mu} — окружная составляющая вектора среднегеометрической скорости).

Тогда из (2.33) следует

$$p_2 - p_1 = \rho w_{mu} \Delta w_u \quad (2.35)$$

Полагая радиальную протяжённость решётки равной единице, для массового расхода получим выражение

$$\Delta m = \rho c_a t. \quad (2.36)$$

С учетом (2.35) и (2.36) при условии $c_{ai} = w_{ai} = const$ выражения для усилий R_a и R_u примут вид:

$$\begin{aligned} R_u &= \rho t c_a \Delta w_u; \\ R_a &= \rho t w_{mu} \Delta w_u. \end{aligned} \quad (2.37)$$

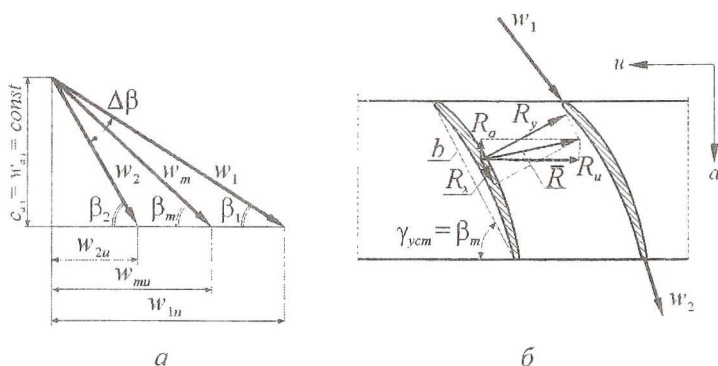
Полная аэродинамическая сила $\vec{R}$ может быть найдена по формуле

$$\begin{aligned} R &= R_a^2 + R_u^2 = \sqrt{\rho^2 t^2 c_a^2 \Delta w_u^2 + \rho^2 t^2 w_{mu}^2 \Delta w_u^2} = \\ &= \rho t \Delta w_u \sqrt{c_a^2 + w_{mu}^2} = \rho t \Delta w_u w_m = \rho w_m \Gamma \end{aligned} \quad (2.38)$$

где произведение $t \Delta w_u = \Gamma$ - есть циркуляция скорости вокруг профиля в решётке. Выражение (2.38) показывает, что аэродинамическая сила, действующая на профиль в компрессорной решётке, обтекаемой идеальной несжимаемой жидкостью, равна произведению плотности жидкости, модуля вектора среднегеометрической скорости и циркуляции скорости вокруг профиля. Это положение носит название теоремы Н.Е. Жуковского о подъёмной силе профиля в решётке.

Поскольку сила $\vec{R}$ направлена перпендикулярно к вектору w_m , то из (2.38) вытекает чрезвычайно важное следствие:

для получения максимальной величины подъёмной силы



Р и с. 2.20. К определению полной аэродинамической силы $\vec{R}$:

a - план скоростей; b - схема усилий в решётке профилей

R_y хорда профиля должна быть расположена в решётке под углом $\gamma_{уст}$, равным углу β_m , т.е. хорда профиля должна быть установлена параллельно вектору $\vec{w}_m$.

В реальном потоке появляется сила сопротивления R_x . Теоретическое определение составляющих R_y и R_x в самом общем виде к настоящему времени не получено. В экспериментальной аэродинамике эти составляющие обычно выражаются формулами:

$$\begin{aligned} R_y &= c_y \rho_m (w_m^2/2) b; \\ R_x &= c_x \rho_m (w_m^2/2) b. \end{aligned} \quad (2.39)$$

где b — хорда профиля, а коэффициенты c_x и c_y — коэффициенты сопротивления профиля в решётке и подъёмной силы соответственно.

Выражение (2.39) хоть и дает уравнения для определения R_x и R_y , но они практически не связаны с параметрами решётки профилей. Попробуем найти более полную связь коэффициентов c_x и c_y с параметрами решётки компрессорных профилей.

2.10. Связь параметров решётки с аэродинамическими коэффициентами

Из плана скоростей для решётки компрессорных профилей (см. рис. 2.20) следует

$$\frac{w_{1u}}{c_a} - \frac{w_{2u}}{c_a} = \operatorname{ctg} \beta_1 - \operatorname{ctg} \beta_2,$$

или

$$\frac{\Delta w_u}{c_a} = \operatorname{ctg} \beta_1 - \operatorname{ctg} \beta_2. \quad (2.40)$$

Полагая $\Delta\beta \approx \operatorname{ctg} \beta_1 - \operatorname{ctg} \beta_2$, из (2.40) получим: закрутка потока Δw_u пропорциональна осевой составляющей скорости и углу поворота потока $\Delta\beta$ в решётке.

Полагая R_y и R равными, получим связь между силами R_u и R_y . Запишем для R_u и R_y их выражения и разделим R_y на R_u :

$$\frac{R_y}{R_u} = \frac{c_y \rho_m (w_m^2 / 2) b}{\rho c_a t \Delta w_u},$$

откуда (см. рис. 2.20)

$$\frac{1}{\sin \beta_1} = c_y \frac{b}{t} \frac{w_m}{c_a} \frac{w_m}{2 \Delta w_u}.$$

Учитывая, что $w_m / c_a = 1 / \sin \beta_m$, а также $w_m = c_a / \sin \beta_m$, получим

$$\frac{\Delta w_u}{c_a} = c_y \frac{b}{t} \frac{1}{2 \sin \beta_m}. \quad (2.41)$$

С учетом соотношения (2.40) выражение (2.41) можно записать в виде

$$\Delta\beta = c_y \frac{b}{t} \frac{1}{2 \sin \beta_m}. \quad (2.42)$$

Выражение (2.42) даёт прямую связь величин $\Delta\beta$ и c_y .

Аналогично

$$L_{r(1+2)} = c_x \frac{b}{t} \frac{w_m^2}{2 \sin \beta_m}. \quad (2.43)$$

При проектировании компрессорных решёток обычно пользуются не величиной L_r , а её относительным значением $\xi = 2L_r / w_1^2$. Связь величин c_x и ξ определится из выражения

$$\xi = \frac{2c_x(b/t)(w_m^2/2)\sin\beta_m}{w_2^2} =$$

$$= \frac{c_x(b/t)(c_a^2/\sin^3\beta_m)}{c_a^2/\sin^2\beta_1} = c_x \frac{b\sin^2\beta_1}{t\sin^3\beta_m}. \quad (2.44)$$

С другой стороны, ξ легко определить экспериментально, если учесть, что $L_{r(1+2)} = (p_1^* - p_2^*)/\rho_1$. Тогда

$$\xi = \frac{L_{r(1+2)}}{w_1^2} = \frac{2(p_1^* - p_2^*)}{\rho_1 w_1^2}. \quad (2.45)$$

Полученные для c_x и c_y выражения (2.44) и (2.42) используются для аэродинамического расчёта ступеней ОК, однако при этом необходимо знать зависимости $\Delta\beta$ и ξ от параметров, характеризующих режим работы решётки. Их получают экспериментально на специальных стендах.

2.11. Характеристики компрессорных решёток при малых скоростях потока

Для правильного выбора режима работы лопаточных венцов и понимания сути физических процессов, происходящих в различных условиях эксплуатации, необходимо знать, как изменяются $\Delta\beta$ и ξ при изменении угла атаки i . Зависимости $\Delta\beta = f(i)$ и $\xi = f(i)$ и называются характеристиками компрессорных решёток профилей. В авиационной практике такие характеристики получают в основном экспериментально.

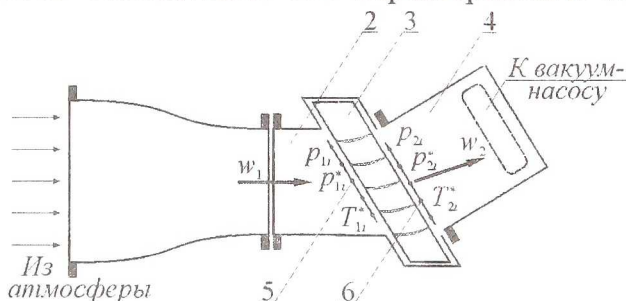
Рассмотрим типовой стенд для испытания дозвуковых компрессорных решёток, работающий на перепаде давлений, создаваемом вакуум-насосом (рис. 2.21).

Воздух из атмосферы поступает в диффузор 1, в котором поток выравнивается, а затем подается в рабочую часть 2. В рабочей части установлен блок 3 испытываемой плоской решётки. Из решётки воздух подается в выхлопной корпус 4, откуда осуществляется его откачка вакуум-насосом. Перед решёткой и за ней расположены плоскости 5 и 6 для измерения параметров потока.

На входе в решётку обычно измеряют статическое p_1 и полное p_1^* давления, а также полную температуру T_1^* . Угол β_1 (или угол атаки i) устанавливается при соответствующем расположении блока 3 по отношению к вектору скорости w_1 .

На выходе из решётки, в плоскости 6, измеряются: p_2, p_2^* , а также β_2 . Эти измерения позволяют построить экспериментальные зависимости $\Delta\beta = f(i)$ и $\xi = f(i)$. Действительно, по отношению p_i/p_i^* определяется приведенная скорость λ_i , а по величине T_i^* - критическая скорость $a_{кр\ i}$. В результате легко определяется физическая скорость $w_i = \lambda_i a_{кр\ i}$, а следовательно и ее составляющие — w_{ui} и w_{ai} . Используя выражения (2.40) и (2.45), можно построить зависимости $\Delta\beta = f(i)$ и $\xi = f(i)$.

Наиболее наглядными эти характеристики получаются

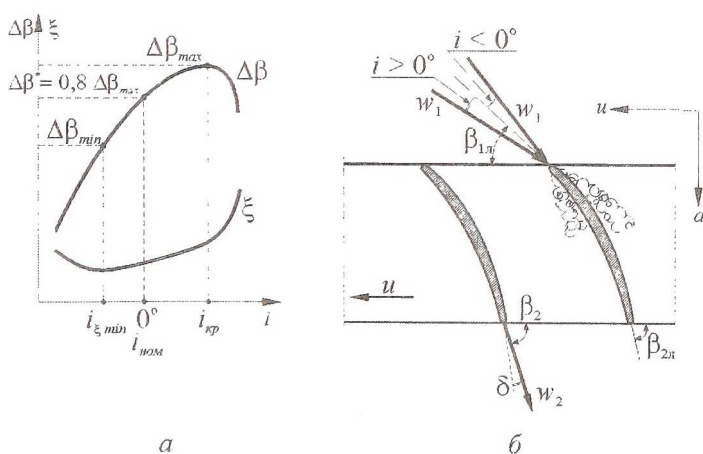


Р и с. 2 21 Схема стенда для испытания дозвуковых компрессорных решёток

при малых скоростях потока ($\lambda_{w1} = 0,3...0,4$), когда влияние сжимаемости и вязкости сказывается слабо. Анализ типовой характеристики плоской компрессорной решётки при малых скоростях потока показывает, что коэффициент потерь энергии ξ имеет минимальное значение при некотором угле атаки $i_{\xi min}$ (рис. 2.22, а), а угол поворота потока $\Delta\beta$ имеет максимальное значение при некотором угле атаки $i_{кр}$.

Согласно результатам [19], изменение i на входе в решётку практически не сказывается на характере течения на выходе из нее, и β_2 не изменяется. Тогда величина угла поворота потока в решётке, определяемая выражением $\Delta\beta = \Theta + i - \delta$ будет зависеть только от угла атаки i . Естественным, что при увеличении i , т.е. при переходе из области отрицательных значений в положительную (см. рис. 2.22, б), $\Delta\beta$ возрастает. Следовательно, увеличивается закрутка Δw_u и сообщаемая воздуху работа H_{th} .

С этой точки зрения режим работы решётки при угле ата-



Р и с. 2.22. Характеристика компрессорной решётки: а - зависимость $\Delta\beta = f(i)$ и $\xi = f(i)$; б - схема обтекания решётки при различных i

ки $i_{\xi min}$ не является выгодным по причине малости $\Delta\beta_{min}$ (см. рис. 2.22, а). При $i > i_{\xi min}$ величина $\Delta\beta$ возрастает более интенсивно, нежели увеличивается сопротивление решётки ξ , и это продолжается до тех пор, пока i не достигает значения $i_{кр}$, при котором возникает срыв потока со спинки профиля. Этот срыв более опасен, чем отрыв потока на корытце профиля [19], поэтому при достижении $i = i_{кр}$ наблюдается резкое снижение $\Delta\beta$ и соответствующее возрастание ξ .

При выборе режима работы решётки компрессора, не смотря на достижение $\Delta\beta_{max}$ (см. рис. 2.22, а) при $i = i_{кр}$, назначают номинальный угол атаки $i_{ном}$, при котором $\Delta\beta^* = 0,8 \Delta\beta_{max}$. Это позволяет обеспечить некоторый запас устойчивой работы решеток на случай возможных отклонений от расчетных условий. Величина $i_{ном}$ лежит обычно в пределах $\pm 5^\circ$.

2.12. Обобщённые характеристики компрессорных решёток

Компрессорные решётки имеют разные значения b/t , Θ , γ , $\bar{x}_f$, $\bar{x}_c$, $\bar{c}$ и т.д., поэтому для каждой решётки имеет место своя конкретная характеристика $(\Delta\beta^*, \xi) = f(i)$.

Однако обработка и анализ данных многочисленных испытаний плоских решёток позволили установить ряд общих закономерностей, относящихся как к номинальным режимам работы, так и к особенностям протекания их характеристик. Такие обобщения, в основном, были выполнены А.Р. Хоуэллом и К.В. Холщевниковым.

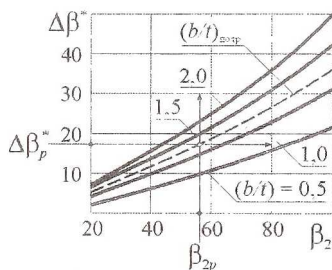
Для типовых решёток, составленных из профилей, средняя линия которых имеет вид параболы $y_{\text{ср}} = \bar{x} \cdot (1 - \bar{x}) \cdot \text{tg} \Theta / 2$ с $\bar{x}_f = 0,4 \dots 0,5$, $\bar{x}_c = 0,3 \dots 0,4$ и $\bar{c} = 0,06 \dots 0,15$, были найдены следующие закономерности.

1. Номинальное значение угла поворота потока $\Delta\beta^*$ зависит, главным образом, от угла выхода потока β_2 и густоты решётки b/t (рис. 2.23).

Как видно из результатов обобщения, $\Delta\beta^*$ увеличивается с ростом b/t и β_2 . Возрастание $\Delta\beta^*$ (или Δw_u) с увеличением b/t объясняется усилением взаимного влияния профилей, что усиливает отклоняющие свойства решётки. Однако рост $\Delta\beta^*$ замедляется при больших b/t , при которых начинается заметное влияние повышенного уровня потерь энергии на трение.

Влияние β_2 на $\Delta\beta^*$ связано с уменьшением степени диффузорности $\bar{D}_w$ решётки, если величина b/t остается неизменной, а β_2 увеличивается. Поскольку известно [12], что с уменьшением $\bar{D}_w$ форма линий тока газа более полно соответствует форме канала, становится понятным возрастание $\Delta\beta^*$ при увеличении β_2 .

Тщательный анализ многочисленных экспериментальных данных позволил установить зависимость $\Delta\beta$ (или $\Delta w_u/c_a$) от β_2 и b/t . В частности, в диапазоне $\beta_2 = 45 \dots 90^\circ$ имеет место соотношение



Р и с. 2.23. Номинальное значение углов поворота потока в компрессорных решётках

$$\Delta\beta^* = \left(\frac{\Delta w_u}{c_a} \right) = \frac{1,55}{1 + 1,5t/b} \quad (2.46)$$

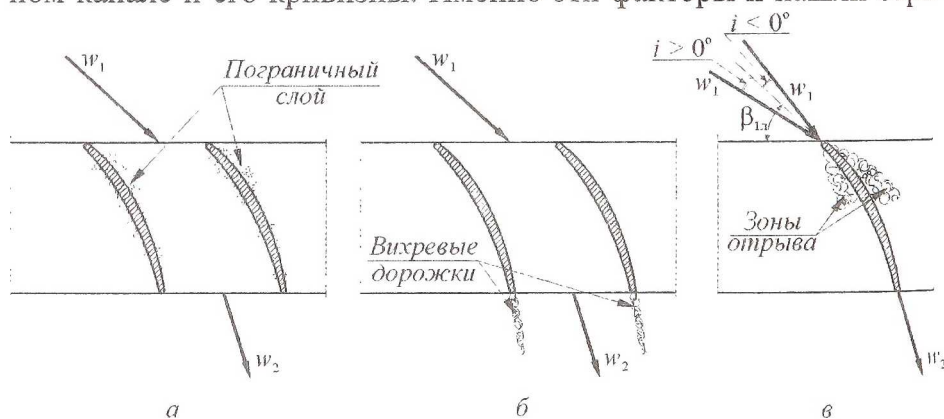
Более универсальной, безусловно, является зависимость, приведенная на рис. 2.23, которая позволяет по величине кинематических параметров $\Delta\beta_p^*$ и β_{2p} определить требуемую плотность решётки $(b/t)_{\text{потр}}$.

2. Направление потока за решёткой при безотрывном её обтекании определяется в основном конструктивным углом $\beta_{2л}$. Угол отставания δ потока на номинальном режиме может быть определен по полуэмпирической формуле

$$\delta = m\Theta\sqrt{t/b}, \quad (2.47)$$

где $m = 0,18 + 0,92 \bar{x}_f - 0,002\beta_2$ (здесь β_2 выражен в градусах).

Наличие угла отставания δ можно рассматривать как проявление сил инерции воздушного потока, находящегося в межлопаточном канале. Очевидно, что этот угол должен увеличиваться с ростом $\bar{t}$ и Θ из-за роста массы воздуха в межлопаточном канале и его кривизны. Именно эти факторы и нашли отра-



Р и с. 2.24. Схема образования профильных потерь: а - схема пограничного слоя на поверхности профиля; б - схема вихревых дорожек за выходными кромками; в - схема образования отрывных зон

жение в (2.47).

3. Гидравлические потери, возникающие при течении воздуха через межлопаточные каналы решётки, при отсутствии радиального зазора могут быть условно разделены на три части:

Профильные потери, связанные с образованием пограничного слоя на поверхности профиля в решётке, закрочных вихревых дорожек, а также отрывных зон при нерасчётных углах атаки (рис. 2.24).

В современных методах расчёта потерь энергии в компрессорных решётках величину профильных потерь энергии принято оценивать по эмпирической формуле

$$\xi_{\text{пр}} = \left(0,022 \frac{b}{t} - 0,006 \right) \frac{\sin^2 \beta_1}{\sin^3 \beta_m}. \quad (2.48)$$

Из (2.48) видно, что $\xi_{\text{пр}}$ зависит от густоты решётки и угла атаки. Причем $\xi_{\text{пр}}$ тем выше, чем больше b/t и i , что вполне согласуется с приведенной на рис. 2.24 схемой образования профильных потерь.

Потери, связанные с образованием пограничного слоя на стенках, ограничивающих канал решётки по высоте (чаще эти потери называют торцевыми) (рис. 2.25, а), зависят, главным образом, от отношения высоты канала



Р и с. 2.25. Схема образования концевых потерь: а - торцевые потери; б - образование парного вихря

h к его шагу t и оцениваются по формуле

$$\xi_{\text{торц}} = 0,018 \frac{b}{h} \frac{\sin^2 \beta_1}{\sin^3 \beta_m}. \quad (2.49)$$

Вторичные потери в основном обусловлены возникновением вихревых течений в местах сопряжения поверхности профиля с ограничивающими канал торцевыми поверхностями. Появление их связано с воздействием разности давлений между корытцем и спинкой соседних профилей на пограничный слой у стенок канала. В результате воздух в пределах пограничного слоя начинает течь от корытца к спинке (см. рис. 2.25, б). Это течение, взаимодействуя с основным потоком, образует два вихревых шнура, расположенных у спинки лопатки и получивших название “парного вихря”. На поддержание вихревого движения расходуется часть располагаемой энергии, а сами потери энергии оцениваются по формуле

$$\xi_{\text{пс}} = 0,29 c_y \frac{b}{t} \frac{\delta_{\text{пс}}}{h} \frac{\sin^2 \beta_1}{\sin^3 \beta_m}, \quad (2.50)$$

где $\delta_{\text{пс}}$ - толщина пристеночного пограничного слоя.

Суммируя все три коэффициента потерь энергии, можно получить общую формулу для оценки потерь энергии в компрессорной решётке:

$$\xi = \left(0,022 \frac{b}{t} + 0,018 \frac{b}{h} + 0,29 c_y \frac{b}{t} \frac{\delta_{\text{пс}}}{h} - 0,006 \right) \frac{\sin^2 \beta_1}{\sin^3 \beta_m}.$$

Рассмотренные результаты обобщения экспериментальных характеристик плоских компрессорных решеток получены в области чисел $M_{w1}(\lambda_{w1})$, не превышающих значений 0,3...0,4. Однако в процессе эксплуатации лопаточные венцы ОК работа-

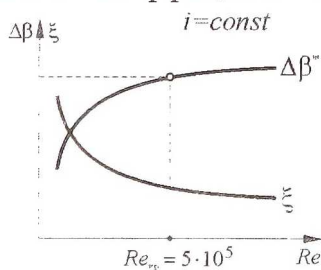
ют в широком диапазоне чисел M и Re , поэтому возникает необходимость рассмотреть их влияние на характеристики решёток.

2.13. Влияние чисел M и Re на характеристики компрессорных решёток

Многочисленные экспериментальные [12,19] и теоретические [13,14] исследования позволили установить следующие особенности влияния чисел Re и M на характеристики компрессорных решёток.

На рис. 2.26 показаны типовые зависимости $\Delta\beta^* = f(Re)$ и $\Delta\beta^* = 0,8 \cdot \Delta\beta_{max}$. Из рисунка видно, что число Re практически не оказывает влияния на характеристики компрессорных решёток до тех пор, пока оно остается выше некоторого критического значения. Для современных ОК авиационных ГТД величина $Re_{кр}$ обычно находится в пределах $(2,5 \dots 5) \cdot 10^5$.

При $Re_i < Re_{кр}$ характеристики решёток заметно меняются (см. рис. 2.26). Прежде всего, возрастает коэффициент сопротивления ξ , что значительно снижает аэродинамическое качество решётки. Кроме того, происходит снижение угла поворота потока $\Delta\beta^*$, что при неизменном угле атаки i соответствует увеличению угла отставания потока δ .



Р и с 2.26. Влияние числа Re на $\Delta\beta^*$ и ξ в компрессорной решетке

Для $\Delta\beta^* = f(Re)$ и $\xi = f(Re)$

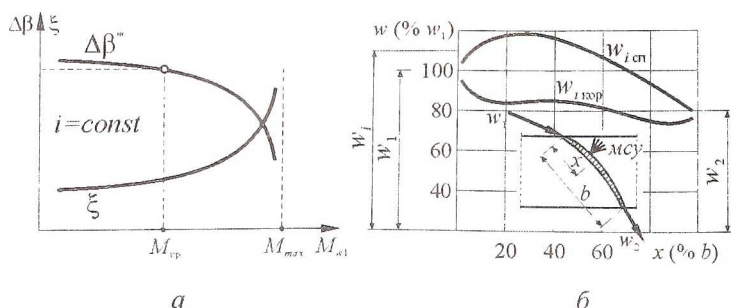
это можно объяснить тем, что при уменьшении числа Re возрас-

тает роль вязкого трения на поверхности межлопаточного канала. При этом увеличение $\delta_{пс}$ обуславливает рост ξ и ослабляет взаимное влияние соседних профилей, что приводит к снижению $\Delta\beta^*$.

Увеличение M_{w1} набегающего потока слабо сказывается на изменении $\Delta\beta^*$ и ξ до некоторого значения $M_{w1} = M_{w1\text{ кр}}$ (рис. 2.27, а), что объясняется слабым влиянием сжимаемости в диапазоне $M_{w1} = 0,4...0,7$ на распределение давлений p_i и скоростей w_i по контуру профиля [9] (см. рис. 2.27, б).

При значениях $M_{w1} > M_{w\text{ кр}}$ на поверхности профиля со стороны спинки (обычно на расстоянии $x = 0,2 b$ от входа (см. рис. 2.27, б)) возникает зона сверхзвуковых скоростей. Последующее торможение потока сопровождается образованием местных скачков уплотнения (МСУ) и далее появлением волновых потерь и возможными отрывами пограничного слоя от поверхности профиля. Естественно, при этом наблюдается резкое возрастание ξ и снижение $\Delta\beta^*$.

Существенное влияние на величину критического значения M_{w1} ($M_{w\text{ кр}}$) оказывает относительная толщина профиля $\bar{c}$.



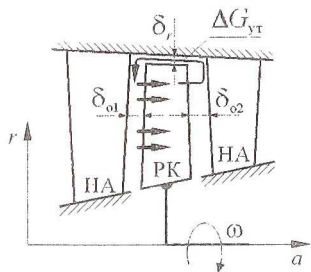
Р и с. 2.27. Влияние числа M_{w1} на характеристики компрессорных решёток (а) и распределение скоростей w_i на поверхности профиля (б)

жением угла β_1 , т.е. увеличением угла атаки i , если $\beta_{1л}$ неизменный. Для случаев $\lambda_{1max} > 1$ при неизменном $\beta_{1л}$ следует подбирать соответствующее значение a_r/t . Однако нужно помнить, что при больших значениях M_{w1} ($M_{w1} > 1$) резко возрастают волновые потери на входном участке (снижается σ_r), что затрудняет нормальную работу компрессорной решётки [2, 3].

2.14. Влияние радиальных и осевых зазоров на работу ступени

В натуральных ступенях ОК между лопатками РК и корпусом статора всегда имеется конструктивный зазор δ_r (рис. 2.29). Необходимость этого зазора определяется явлениями радиальной деформации деталей ротора и статора под действием центробежных и газовых сил, а также возможностью их теплового расширения. На работу ступени оказывают влияние также осевые зазоры между ее неподвижными и вращающимися венцами δ_{o1} и δ_{o2} (см. рис. 2.29).

Наличие δ_r оказывает существенное влияние на работу периферийных участков лопаток РК. Под влиянием разности давлений на входе в РК и на выходе из него, а также между вогнутой и выпуклой (корытцем и спинкой) поверхностями лопатки происходит перетекание части воздуха ΔG_{yt} через радиальный зазор (см. рис. 2.29). Обесцеленные затраты энергии на перетекание



Р и с. 2.29. Схема радиального и осевых зазоров в ступени ОК

ΔG_{yt} обуславливают снижение $\eta_{ст}^*$.

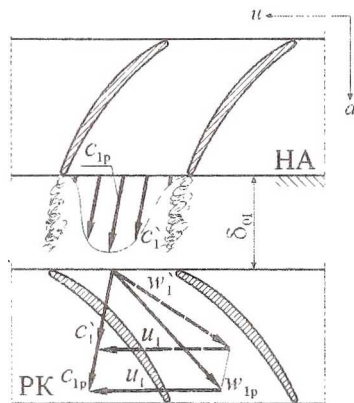
Степень влияния радиального зазора на работу ступени зависит, прежде всего, от его относительной величины $\bar{\delta}_r = \delta_r/h_{л}$. Естественно, что на эту зависимость оказывают влияние $\rho_{ст}$, $\bar{h}_{л}$, b/t и т.д. В среднем, как показывают исследования [3, 11], при $\rho_{ст} = 0,5...0,7$ увеличение $\bar{\delta}_r$ на 1% приводит к снижению $\eta_{ст}^*$ на 2%.

Поэтому при проектировании ступеней ОК большое внимание уделяется вопросам обеспечения минимальных значений $\bar{\delta}_r$ [18].

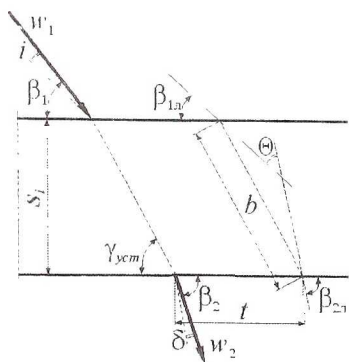
Влияние осевых зазоров δ_{o1} и δ_{o2} связано с образованием спутных следов за выходными кромками лопаток предыдущего лопаточного венца (рис. 2.30).

Наличие спутного следа приводит к значительной шаговой неравномерности потока за решёткой. В результате при относительном перемещении лопаточных венцов величина и направление вектора скорости w'_i в потоке, набегающем на лопатки последующей решётки, будут периодически меняться. При этом наблюдаются снижение $\eta_{ст}^*$ и увеличение вибрационных напряжений в лопатках.

Увеличение осевых зазоров δ_{o1} и δ_{o2} до уровня $(1... 1,5) t_i$ приводит к ослаблению отмеченных последствий, но влечет за собой увеличение осевых габаритов и массы всего ОК. На практике δ_{o1} и δ_{o2} обычно задаются в пределах $(0,15... 0,2) s_i$ где s_i -



Р и с. 2.30. Схема влияния осевого зазора в ступени ОК



Р и с. 2.31. Схема определения геометрических параметров компрессорной решётки

ширина соответствующей решётки. Однако есть и другие рекомендации [11, 13] по выбору величины осевых зазоров.

2.15. Профилирование лопаток

Основной задачей профилирования является выбор, расчет параметров и построение контура профиля решётки K , которая обеспечивает заданный поворот потока, при этом контур профиля должен ограничивать сечение лопатки, которое удовлетворяет требованию прочности в течение всего ресурса τ компрессора.

Современные методы построения профилей компрессорной решётки [17, 19] предполагают два этапа:

1 - выбор и расчёт параметров решётки профилей ($\bar{t}$, t , b , γ и т.д.);

2 - выбор параметров и построение контура изолированного профиля в решётке на расчётном диаметре.

Выбор и расчёт параметров решётки профилей осуществляется на основе обобщенных характеристик плоских компрессорных решёток при известных кинематических параметрах потока.

В частности, потребная густота решётки на расчётном диаметре может быть найдена из выражения (2.46), или по рис. 2.23 для заданных значений $\Delta\beta_p$ и $\Delta\beta_{2p}$. На рис. 2.31 приведена

схема расчёта основных геометрических параметров компрес-
сорной решётки. В соответствии со схемой конструктивные углы
 $\beta_{1\text{ л}}, \Theta, \beta_{2\text{ л}}$ могут быть найдены из соотношений (2.46...2.50):

$$\beta_{1\text{ л}} = \beta_1 \pm i_{\text{ном}},$$

где $i_{\text{ном}}$ принимается равным $\pm 2^\circ$ [19];

$$\Theta = \frac{\Delta\beta - i}{1 - (0,18 + 0,92\bar{x}_f^2 - 0,002\beta_2)\sqrt{t/b}},$$

где $\bar{x}_f = 0,4...0,45$ для дозвуковых профилей и $\bar{x}_f = 0,5...0,6$ для
сверхзвуковых профилей;

$$\beta_{2\text{ л}} = \beta_2 - (0,18 + 0,92\bar{x}_f^2 - 0,002\beta_2)\Theta\sqrt{t/b}.$$

Угол установки профиля в решётке определяется из оче-
видного соотношения (см. рис. 2.31) $\gamma_{\text{уст}} = \beta_1 \pm i + \Theta/2$.

При известных ширине решётки s_i и угле установки $\gamma_{\text{уст}}$
хорда профиля b_i может быть определена из выражения

$$b'_i = s_i / \sin \gamma_{\text{уст}},$$

а соответствующее значение шага решётки t_i - из соотношения

$$t'_i = (t/b)_{\text{потр}} b'_i$$

По величине t_i находится число лопаток $z'_\text{л} = \pi D_i / t_i$, ко-
торое округляется до ближайшего приемлемого целого значения
[7], после чего в обратном порядке уточняются t_i и b_i .

Выбор параметров и построение контура изолированного
профиля осуществляется на основе координат симметричных
профилей, имеющих высокое значение аэродинамического каче-
ства для рабочих диапазонов скоростей потока, а также извест-
ных значений $\beta_{1\text{ л}}, \beta_{2\text{ л}}, \Theta$ и формы средней линии профиля.

В качестве исходных симметричных профилей использу-
ются, например, при дозвуковых скоростях потока ($\lambda_{w1} < 0,9$)

профили С-4, NASA - 0010 или А-40 [13]. Схема построения профиля компрессорной решётки приведена на рис. 2.32.

Для построения дозвуковых профилей ($\lambda_{w1} < 0,9$) среднюю линию рекомендуется определять из соотношения

$$\bar{y}_{\text{ср.л}} = \bar{x}(1 - \bar{x}) \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2},$$

где $\bar{x}$ - относительная абсцисса, равная x/b ;

$\bar{y}_{\text{ср.л}}$ - относительная ордината средней линии, равная $y_{\text{ср.л}}/b$.

При построении профилей, обтекаемых трансзвуковым или сверхзвуковым потоком, следует определять среднюю линию на основании других соотношений [19]:

$$\bar{y}_{\text{ср.л}} = (\bar{x}^4 - 2\bar{x}^3 + \bar{x}) \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2},$$

если $0,9 < \lambda_{w1} < 1,1$,

или

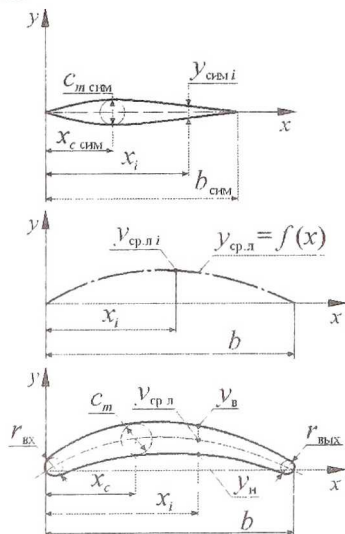


Рис. 2.32. Схема построения профиля компрессорной решётки

$$\bar{y}_{\text{ср.л}} = \frac{\left(\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} \right)}{\pi} \sin \pi \bar{x},$$

если $1,1 < \lambda_{w1} < 1,35$.

По этим формулам получается меньшая кривизна средней линии в передней части профиля, что повышает его стойкость к критическим явлениям, возникающим при $\lambda_{w1} > 0,9$.

Абсолютная величина ординаты средней линии профиля

будет определяться из соотношения

$$y_{\text{ср л}} = \bar{y}_{\text{ср л}} \cdot b = b \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} f(\bar{x}),$$

где $f(\bar{x})$ - характерная функция для выбранного типа профиля.

В практике современных проектных организаций величины безразмерной координаты $\bar{x}$ и характерной функции $f(\bar{x})$ нормализованы, что облегчает расчёт ординаты $y_{\text{ср л}}$.

Значения $\bar{c}_m$ для рабочих лопаток К выбираются в диапазоне 0,3...0,13. При этом меньшие значения соответствуют периферийным сечениям, а большие - втулочным. Величина $\bar{c}_m$ для лопаток НА выбирается из другого диапазона: $\bar{c}_m \text{ НА} = 0,05...0,12$.

Радиусы округления $r_{\text{вх}}$ и $r_{\text{вых}}$ зависят от типа профиля. В частности, при $\lambda_{w1} < 0,9$ $r_{\text{вх}} = (0,03...0,12) \bar{c}_m$, а $r_{\text{вых}} = (0,03...0,09) \bar{c}_m$. Для построения контура профиля с высоким аэродинамическим качеством (т.е. с минимальными потерями располагаемой энергии) используются ординаты симметричного профиля (см. рис. 2.32). Однако симметричный профиль имеет, как правило, $\bar{c}_{m \text{ исх}}$ отличную от $\bar{c}_m$ проектируемого профиля, поэтому исходный симметричный профиль требуется изменить в соответствующем масштабе.

Абсолютное значение ординаты скорректированного симметричного профиля вычисляется при этом по уравнению

$$y_{\text{сим}} = b \frac{\bar{c}_m}{\bar{c}_{m \text{ исх}}} \bar{y}_{\text{сим исх}}.$$

Ординаты спинки профиля $y_{\text{в}}$ и корытца $y_{\text{н}}$ определяются из соотношения:

$$\left. \begin{aligned} y_{\text{в}} &= y_{\text{ср л}} + y_{\text{сим}}; \\ y_{\text{н}} &= y_{\text{ср л}} - y_{\text{сим}}; \end{aligned} \right\}$$

при этом значения $y_{\text{ср л}}$ и $y_{\text{сим}}$ берутся при одинаковых значениях относительных абсцисс $\bar{x}$. На этом построение формы профиля решётки К заканчивается.

3. МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ ОСЕВЫЕ КОМПРЕССОРЫ. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ, РАСЧЁТ И ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ

3.1. Основные параметры многоступенчатого осевого компрессора, их связь с параметрами ступени

Для современных ГТД характерны степени повышения давления $\pi_k^* = 20...30$, которые значительно превосходят значения $\pi_{ст}^*$. Поэтому компрессоры ГТД выполняются многоступенчатыми. Рассмотрим простейшую схему осевого компрессора с указанием обозначений характерных сечений проточной части (рис. 3.1). Здесь "в" - сечение на входе в К; "к" - сечение на выходе из К; I, II, ..., z - сечения на входе в первую, вторую и т.д. ступени.

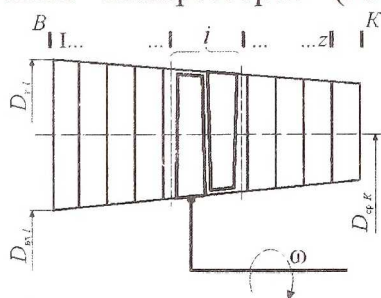
Все параметры, относящиеся к произвольно взятой ступени, принято обозначать индексом "i", число ступеней - символом z. В современных ГТД применяются ОК с числом ступеней от 5 до 17.

Для многоступенчатых осевых компрессоров (МОК) обычно используются следующие характерные параметры:

Удельная производительность

$$G_F = G_B / F_{габ},$$

где G_B - расход воздуха при максимальной частоте вращения и



Р и с. 3.1. Схема многоступенчатого осевого компрессора

стандартных условиях на входе.

Габаритная площадь проточной части компрессора $F_{\text{габ}}$ равная $\pi D_{\text{к1}}^2/4$ (см. рис. 3.1).

Степень повышения давления

$$\pi_{\text{к}}^* = p_{\text{к}}^*/p_{\text{в}}^*.$$

Работа вращения вала компрессора $L_{\text{к}}^*$ и изоэнтропическая работа

$$L_{\text{ск}}^* = \frac{k}{k-1} RT_{\text{в}}^* (\pi_{\text{к}}^{*(k-1)/k} - 1).$$

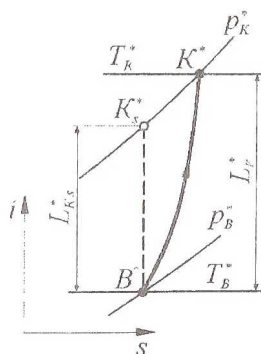
Величины $L_{\text{к}}^*$ и $L_{\text{ск}}^*$ можно выразить и через разность энтальпий (рис. 3.2):

$$\begin{aligned} L_{\text{к}}^* &= i_{\text{к}}^* - i_{\text{в}}^*; \\ L_{\text{ск}}^* &= i_{\text{кс}}^* - i_{\text{в}}^*, \end{aligned}$$

где $i_{\text{в}}^*$ — полное теплосодержание на входе в МОК; $i_{\text{к}}^*$ — полное теплосодержание на выходе из него; $i_{\text{кс}}^*$ — полное теплосодержание за компрессором при изоэнтропическом сжатии.

Изоэнтропический к.п.д. (по аналогии с к.п.д. ступени)

$$\eta_{\text{к}}^* = \frac{i_{\text{кс}}^* - i_{\text{в}}^*}{i_{\text{к}}^* - i_{\text{в}}^*}.$$



Р и с. 3.2. i - s - диаграмма процесса сжатия в МОК

После несложных преобразований (см. разд. 2.3) получим

$$\eta_{\text{к}}^* = \frac{\pi_{\text{к}}^{*(k-1)/k} - 1}{(T_{\text{к}}^*/T_{\text{в}}^*) - 1} = \frac{e_{\text{к}}^* - 1}{\tau_{\text{к}}^* - 1},$$

где $e_{\text{к}}^* = \pi_{\text{к}}^{*(k-1)/k}$, а $\tau_{\text{к}}^* = T_{\text{к}}^*/T_{\text{в}}^*$.

Расход воздуха через компрессор

$$G_{\text{в}i} = m F_{\text{а}i} \frac{P_i^*}{\sqrt{T_i^*}} q(\lambda_i) \sin \alpha_i,$$

где m - константа, зависящая от физических свойств рабочего тела (для воздуха $m = 0,0404$ (кг·К/Дж)^{-0,5}; $q(\lambda_i)$ - ГДФ плотности тока.

Частота вращения ротора (n) и мощность, затрачиваемая на вращение,

$$N_{\text{к}} = L_{\text{к}}^* G_{\text{в}}.$$

Рассмотрим связь некоторых одноименных параметров МОК и ступени ОК.

Очевидно, что $L_{\text{к}}^*$ равна сумме работ вращения всех ступеней. Действительно,

$$L_{\text{к}}^* = i_{\text{к}}^* - i_{\text{в}}^* = i_{\text{к}}^* - i_{\text{к}-1}^* + i_{\text{к}-1}^* - \dots - i_{\text{II}}^* + i_{\text{II}}^* - i_{\text{в}}^*.$$

Если учесть, что $i_{\text{к}}^* - i_{\text{к}-1}^* = H_z^*$, $i_{\text{к}-1}^* - i_{\text{к}-2}^* = H_{z-1}^*$ и т.д., то получим

$$L_{\text{к}}^* = \sum_{i=1}^z H_{\text{ст}i}^* \quad (3.1)$$

Также очевидно, что $\pi_{\text{к}}^*$ равна произведению $\pi_{\text{ст}i}^*$ отдельных ступеней МОК:

$$\pi_{\text{к}}^* = \frac{P_{\text{II}}^*}{P_{\text{в}}^*} \frac{P_{\text{III}}^*}{P_{\text{II}}^*} \dots \frac{P_{\text{к}}^*}{P_{\text{к}-1}^*} = \prod_{i=1}^z \pi_{\text{ст}i}^* \quad (3.2)$$

Удельная производительность МОК оценивается по параметрам его первой ступени, тогда, согласно определению,

$$G_F = \frac{m_{\text{в}} p_{\text{в}}^* \pi D_{\text{к1}}^2 (1 - \bar{d}_{\text{вт1}}^2) q(\lambda_{\text{в}})}{\pi D_{\text{к1}}^2 \sqrt{T_{\text{в}}^*}}.$$

Для стандартных условий на входе ($p_b^* = 101,3$ кПа и $T_b^* = 288$ К) получим

$$G_F = 241,5 \, q(\lambda_b) (1 - \bar{d}_{\text{вТ1}}^2). \quad (3.3)$$

Из (3.3) следует, что максимальная удельная производительность МОК достигается в том случае, если $\bar{d}_{\text{вТ1}} = 0$ и $q(\lambda_b) = 1$. При этом $G_{F \max} = 240 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$. Для типовых значений параметров первых ступеней $q(\lambda_b) = 0,7 \dots 0,8$ и $\bar{d}_{\text{вТ1}} = 0,35 \dots 0,45$ величина G_F составляет $150 \dots 190 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$.

Наиболее сложной является связь между η_k^* и $\eta_{\text{ст}}^*$. Рассмотрим в качестве примера процесс сжатия воздуха в трёхступенчатом ОК в p - V - диаграмме (рис. 3.3). Точки I, II и III соответствуют состоянию воздуха на входе в первую, вторую и третью ступени. Линия 1- K_s изображает процесс изоэнтропического сжатия воздуха во всем компрессоре (как в едином элементе). В то же время процессы изоэнтропического сжатия для второй и третьей ступеней при тех же значениях давления и плотности воздуха, которые в действительности имеют место на входе в эти ступени, изображены в виде линий II-III' и III-K'. Они свиде-

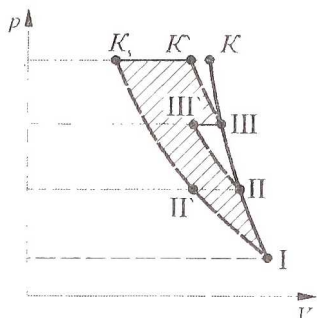


Рис. 3.3. p - V - диаграмма процесса сжатия воздуха в МОК

тельствуют о том, что (см. рис. 3.3) сумма изоэнтропических работ сжатия воздуха во всех трех ступенях больше изоэнтропической работы компрессора (как единого элемента) на величину, пропорциональную заштрихованной площади, т.е.

$$L_{\text{КС}}^* < \sum_{i=1}^{\infty} H_{\text{ст } i}^*.$$

(3.4)

Этот результат - проявление эффекта теплового сопротивления ($\Delta L_{\nu i}$) в МОК, он связан с тем, что температура воздуха на входе в каждую последующую ступень оказывается выше, чем она была бы при $L_{r i} = 0$. А это требует увеличения работы сжатия в каждой последующей ступени.

Согласно определению η_k^* и $\eta_{ст i}^*$, выражение (3.1) можно записать в виде

$$\frac{L_{КС}^*}{\eta_k^*} = \sum_{i=1}^z \frac{H_{ст i}^*}{\eta_{ст i}^*},$$

где $\eta_{ст i}^*$ - к.п.д. i -той ступени.

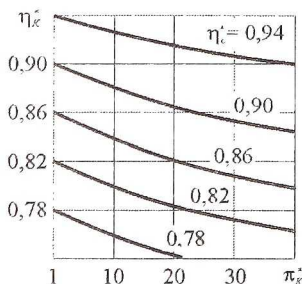
Принимая $\eta_{ст i}^* = \eta_0^* = const$, получим

$$\eta_k^* = \eta_0^* \frac{L_{КС}^*}{\sum_{i=1}^z H_{ст i}^*}. \quad (3.5)$$

Из соотношения (3.5) с учётом (3.4) следует, что $\eta_k^* < \eta_{ст i}^*$. Причём это различие возрастает с ростом π_k^* , так как более высоким π_k^* соответствуют и более высокие уровни ΔL_{ν} . Можно показать, что с достаточной степенью точности η_k^* и η_0^* связаны соотношением

$$\eta_k^* = \frac{e_k^* - 1}{(e_k^*)^{1/\eta_0^*} - 1}. \quad (3.6)$$

Зависимость η_k^* от π_k^* и η_0^* , определяемая формулой (3.6), приведена на рис. 3.4. Как видно из рисунка, величина η_k^* оказывается, как правило, тем ниже, чем больше степень повышения давле-



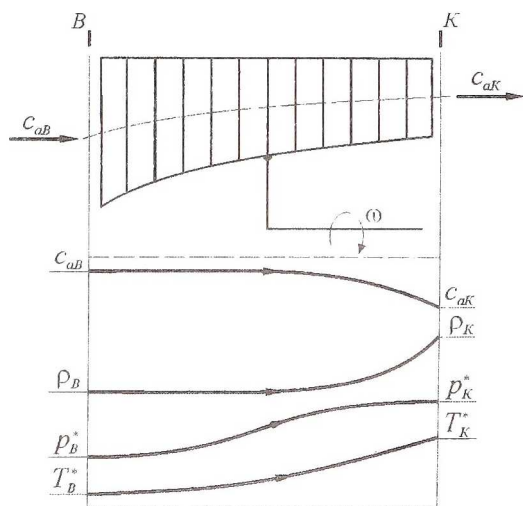
Р и с. 3.4. Зависимость η_k^* от η_0^* и π_k^*

ния в компрессоре. Например, пусть на расчётном режиме среднее значение к.п.д. ступени равно $\eta_0^* = 0,86$. При $\pi_K^* = 10$ $\eta_K^* = 0,84$ (см. рис. 3.4), а при $\pi_K^* = 20$ это же значение составляет всего 0,82.

3.2. Изменение параметров потока в проточной части компрессора

Изменение параметров потока в проточной части МОК подчиняется, с одной стороны, основным законам движения газа в ЛМ, с другой стороны, диктуется соображениями технологичности и прочности конструкции. На рис. 3.5 показано схематическое изменение основных параметров потока в одновальном ОК.

В соответствии с уравнением энергии, записанным для МОК,



$$L_K^* = i_K^* - i_B^* ;$$

$$L_K^* = \int_B^K \frac{dp}{\rho} + \frac{c_K^2 - c_B^2}{2} + L_{r(B+K)}$$

получим:

при $L_K^* \gg 0$ величина $i_K^* \gg i_B^*$, следовательно, $T_K^* \gg T_B^*$;

при $L_K^* \gg 0$ величина $(p_K^* - p_B^*)/\rho \gg L_r$, откуда $p_K^* \gg p_B^*$.

Р и с. 3.5. Характерное изменение параметров потока в МОК

Из уравнения нераз-

рывности, записанного для сечений "В" и "К":

$$\rho_{\text{в}} c_{\text{ав}} F_{\text{ав}} = \rho_{\text{к}} c_{\text{ак}} F_{\text{ак}}$$

следует, что увеличение плотности ($\rho_{\text{к}} \gg \rho_{\text{в}}$) воздуха по мере сжатия его в МОК должно сопровождаться либо снижением осевой скорости $c_{\text{аi}}$, либо уменьшением площади проточной части $F_{\text{аi}}$ (за счет увеличения $\bar{d}_{\text{вти}}$).

При условии сохранения оптимальной густоты b/t решётки снижение $c_{\text{аi}}$ требует одновременного снижения $\Delta w_{\text{и}}$ (оптимальная густота определяется отношением $\Delta w_{\text{и}}/c_{\text{а}}$, см. разд. 2.14), но это ведёт к уменьшению $H_{\text{сти}}^*$, что нежелательно.

С другой стороны, компенсируя возрастание плотности уменьшением только $F_{\text{аi}}$, можно получить слишком малые высоты лопаток $h_{\text{ли}}$ ($\bar{d}_{\text{вти}} > 0,9$), в результате произойдет снижение $\eta_{\text{сти}}^*$. С этой точки зрения целесообразно снижение $c_{\text{аi}}$ на последних ступенях для поддержания высот $h_{\text{ли}}$ на приемлемом уровне. Уменьшение $c_{\text{аi}}$ в последних ступенях диктуется также тем, что за компрессором расположена КС, нормальная работа которой возможна в диапазоне $c_{\text{аi}}$, равном 120...180 м/с.

Поэтому при проектировании МОК принимается компромиссное решение: при переходе от первых к последним ступеням (см. рис. 3.5) одновременно уменьшают и $F_{\text{аi}}$, и $c_{\text{аi}}$. При этом надо учитывать, что снижение $\Delta c_{\text{а}}$ в пределах одной ступени не должно превышать 10...15 м/с во избежание снижения $\eta_{\text{сти}}^*$ [8].

К числу важнейших параметров в МОК относится $\rho_{\text{сти}}$. Как показано в разд. 2.5, наиболее приемлемыми являются ступени ОК, у которых $\rho_{\text{ст}} = 0,5$. Поэтому в первых ступенях МОК

стремятся выдержать $\rho_{ct i} = 0,5 = const$. По мере возрастания T_i^* сжимать воздух становится труднее [7]. Следовательно, для достижения примерно одинаковых значений $\pi_{ct i}^*$ со стороны лопаток РК последних ступеней на воздух должны действовать большие, нежели в первых ступенях, усилия. А это означает, что на последних ступенях степень реактивности следует увеличивать (см. рис. 3.5).

Изложенные соображения относятся, прежде всего, к классической одновальной схеме МОК. Однако они применимы и к двух-, трёхвальным МОК, если их отнести к отдельному каскаду компрессора.

3.3. Физические основы распределения работы сжатия между ступенями

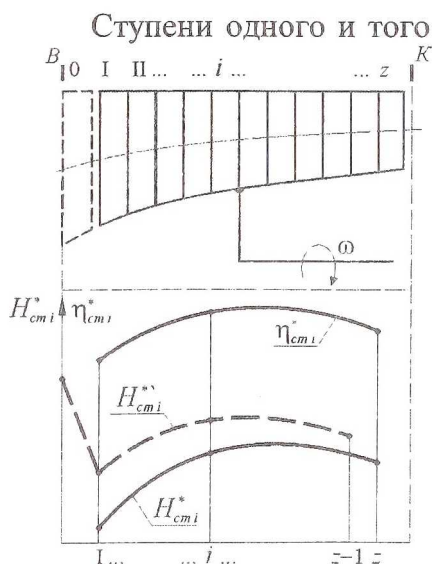


Рис. 3.6. Типичное изменение $H^*_{ct i}$ и $\eta^*_{ct i}$ в МОК

на входе в первые ступени практически всегда имеет место окружная и радиальная неравномерность потока, обусловленная атмосферными процессами и условиями полета, следовательно, элементы даже одной ступени в этом случае обтекаются потоком с нерасчётными числами $\lambda_{w1 i}$, поэтому

$\eta_{ст i}^*$ первых ступеней объективно не может быть высоким;

в последних ступенях, где имеют место малые высоты лопаток $h_{л i}$, сказывается влияние повышенных относительных величин радиального зазора $\bar{\delta}_{r i}$, в результате и последние ступени имеют объективно пониженные значения $\eta_{ст i}^*$.

Даже эти простейшие физические соображения определяют различие работ сжатия между ступенями в МОК. На рис. 3.6 приведены возможные схемы распределения $H_{ст i}^*$ в ступенях МОК.

В первых ступенях и в меньшей мере в последних ступенях работа сжатия $H_{ст i}^*$ заметно снижена по сравнению с работой, приходящейся на каждую из средних ступеней.

Такой характер изменения $H_{ст i}^*$ в МОК определяется не только объективно пониженными значениями $\eta_{ст i}^*$ в первых и последних ступенях, но продиктован и другими соображениями: первая ступень работает при самой низкой температуре воздуха, поэтому подвод большой работы H_1^* обуславливает высокое значение λ_{w1} на периферии лопаток, которое может превысить предельное значение ($\lambda_{w1} \leq 1,3$), что ограничивает величину работы $H_{ст}^*$ на первых ступенях; работу сжатия, приходящуюся на каждую из последних ступеней, также приходится уменьшать из-за невозможности поддержания высоких Δw_{ui} при снижающихся значениях c_{ai} (см. разд. 3.2).

Если принять среднее значение работы сжатия в ступени, определяемое величиной L_k^*/z , за 100% то обычно $L_{ст1}^* = 55...75\%$, $L_{ст11}^* = 75...90\%$, а $L_{стz}^* = 80...90\%$.

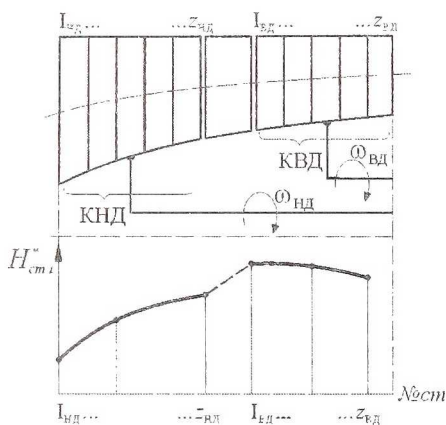
Соответственно $\eta_{ст1}^*$ снижают на 3...4%, а $\eta_{стz}^*$ - на 1,5...2%. Такое распределение $H_{сти}^*$ и $\eta_{сти}^*$ характерно для МОК с числом ступеней $z > 6$. В некоторых случаях, при модернизации уже спроектированного МОК или с целью повышения $\pi_{к\Sigma}^*$, к нему добавляется спереди “нулевая” трансзвуковая ступень (см. рис. 3.6). В этом случае распределение $H_{сти}^{*'}$ носит иной характер: трансзвуковая ступень выполняется сильно нагруженной, а в дозвуковой части компрессора характер распределения $H_{сти}^{*'}$ остается прежним (см. пунктирную линию на рис. 3.6). Но вследствие повышения температуры воздуха за трансзвуковой ступенью и при сохранении прежнего значения λ_{w1} абсолютные значения работ сжатия в ступенях I, II, ..., z могут быть несколько увеличены. Если же при этом поставить условие неизменности $\pi_{к}^*$, то новое распределение $H_{сти}^{*'}$ позволяет снизить потребное число ступеней z МОК.

3.4. Распределение работ сжатия в двух- и трёхкаскадных осевых компрессорах

Рассмотрим некоторые особенности распределения работ сжатия между ступенями многокаскадного ОК. В настоящее время наиболее часто встречаются двухкаскадные ОК, причем первый по ходу воздушного потока каскад (рис. 3.7) называется

каскадом (или компрессором) низкого давления (КНД), а второй компрессором высокого давления (КВД).

Оба каскада (или все три каскада, если ОК трёхкаскадный) в целом образуют осевой компрессор, в котором изменение h_{ai} , F_{ai} и c_{ai} определяется теми же условиями, которые были изложены в разд. 3.2.



Р и с. 3.7. Распределение $H^*_{ct i}$ в двухкаскадном МОК

Распределение работы сжатия между КВД и КНД выбирается с учетом возможностей турбин, приводящих во вращение соответствующие каскады [4], но обычно $\pi^*_{\text{КВД}}$ несколько выше $\pi^*_{\text{КНД}}$ (особенно велика эта разность в ТРДД).

Одна из причин, обуславливающих разделение МОК на каскады, каждый из которых имеет свою частоту вращения n_i , состоит в том, что вследствие подогрева воздуха в группе передних ступеней при одинаковых уровнях λ_{wi} группы средних и тем более последних ступеней могут иметь более высокие окружные скорости u_i .

Качественно распределение $H^*_{ct i}$ в многокаскадном ОК имеет такой же характер, как и в К обычной формы (см. рис. 3.6). Однако более высокие окружные скорости КВД позволяют скачкообразно поднять абсолютные значения работ $H^*_{ct i}$ в последнем (см. рис. 3.7).

В результате в многокаскадном ОК при одинаковой π_k^* число ступеней z_k меньше, чем в К обычной формы. Кроме того, многокаскадная схема ОК позволяет облегчить запуск ГТД и его эксплуатацию [4].

3.5. Этапы газодинамического расчёта многоступенчатого осевого компрессора

Газодинамическое проектирование МОК современных ГТД принято условно разделять на следующие этапы:

предварительный этап расчёта - определяются основные геометрические размеры проточной части МОК, выбираются тип и число ступеней в компрессоре, форма проточной части, законы изменения c_{ai} , ρ_{sti} , η_{sti}^* и H_{sti}^* , а также выполняется термодинамический расчёт МОК с целью определения p_i^* и T_i^* между ступенями;

кинематический расчёт ступеней МОК на среднем диаметре - определяются кинематические параметры (c_i , w_i , α_i , β_i) всех ступеней, соответствующие выбранному закону изменения η_{sti}^* и H_{sti}^* в проточной части МОК, проводится оценка соответствия расчётных параметров лопаточных венцов на среднем диаметре диапазону их рекомендуемых оптимальных значений [7], а также уточняются предварительно выбранные геометрические размеры проточной части МОК;

расчёт кинематических параметров ступеней МОК на различных радиусах - выбирается закон распределения закрутки потока по высоте лопатки, определяются скорости и

направления потока, обеспечивающие получение заданных для рассчитываемой ступени $H_{ст i}^*$ и $\pi_{ст i}^*$, при выбранном законе распределения закрутки потока по высоте лопатки;

расчёт геометрических параметров профилей лопаточных венцов ступеней для выбранного закона закрутки лопатки - в контрольных сечениях лопаточных венцов каждой ступени определяются геометрические размеры профилей лопаток ($c_{m i}$, b_i , t_i , $\bar{x}_f$, $\beta_{1л}$, $\beta_{2л}$, Θ и т.д.).

Конечно, на этапе профилирования лопаточных венцов следовало бы включить и расчёты на прочность (в ОКБ и СКБ именно так и делается), однако в данном курсе мы рассматриваем в основном вопросы газодинамического проектирования, прочность лопаточных венцов - предмет изучения другого курса.

Рассмотрим более подробно методологию проведения расчётов на отдельных этапах проектирования.

Предварительный этап расчёта

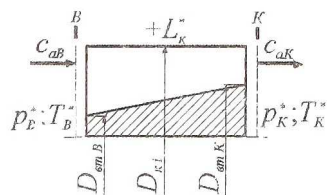
На предварительном этапе расчёта используется одномерная модель процесса в ЛМ, которая для случая МОК представлена на рис. 3.8.

К началу расчёта обычно известны:

параметры потока на входе в МОК и на выходе из него p_i^* и T_i^* ;

степень повышения давления π_k^* и η_k^* ;

расход воздуха через компрессор G_B .



Р и с. 3.8. Одномерная модель МОК

Эти исходные данные используются для определения основных геометрических размеров проточной части МОК.

Из уравнения неразрывности, записанного в форме газодинамических функций (ГДФ), можно определить требуемую осевую площадь на входе в К и на выходе из него.

$$F_{ai} = \frac{G_B \sqrt{T_i^*}}{m p_i^* q(\lambda_{cai})}, \quad (3.7)$$

где λ_{cai} — приведенная осевая скорость на входе в К или на выходе из него.

Значения λ_{cai} выбираются в зависимости от типа двигателя и находятся в пределах $\lambda_{caB} = 0,75 \dots 0,6$; $\lambda_{caK} = 0,35 \dots 0,25$.

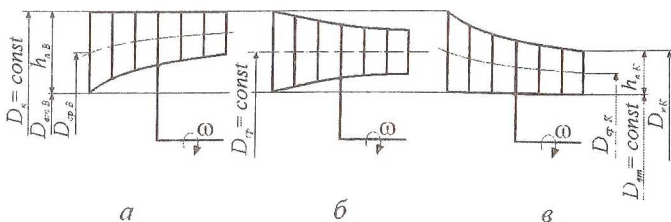
Далее оцениваются габаритные размеры первой ступени МОК. Так, если задаться значением $\bar{d}_{BVB}$, то можно найти все остальные размеры:

$$F_{aB} = \frac{\pi D_{KB}^2}{4} (1 - \bar{d}_{BVB}^2), \quad (3.8)$$

откуда

$$D_{KB} = \sqrt{\frac{4 F_{aB}}{\pi (1 - \bar{d}_{BVB}^2)}}. \quad (3.9)$$

По найденному значению D_{KB} легко определяются все остальные геометрические параметры первой ступени:



Р и с. 3.9. Схемы проточной части МОК: а - $D_K = \text{const}$; б - $D_{cp} = \text{const}$; в - $D_{BT} = \text{const}$

$$D_{\text{вт в}} = D_{\text{к в}} \bar{d}_{\text{вт в}}; \quad (3.10)$$

$$D_{\text{ср в}} = \frac{D_{\text{к в}} - D_{\text{вт в}}}{2}; \quad (3.11)$$

$$h_{\text{л в}} = \frac{D_{\text{к в}} - D_{\text{вт в}}}{2} = \frac{F_{a в}}{\pi D_{\text{ср в}}}. \quad (3.12)$$

Прежде чем приступить к определению основных геометрических параметров последней ступени, **следует выбрать форму проточной части (ПЧ) МОК**, которая во многом определяет газодинамическую эффективность, конструктивную надежность и технологичность. На рис. 3.9 приведены наиболее употребительные схемы проточной части МОК.

Несомненными преимуществами схемы с $D_{\text{к}} = \text{const}$ (см. рис. 3.9, а) являются:

возможность уменьшения $z_{\text{к}}$ в сравнении со схемами (б) и (в) по причине более высоких скоростей $u_{\text{ср в}}$;

при одинаковом числе ступеней в схеме (а) имеют место более низкие углы поворота потока $\Delta\beta_i$, следовательно, лопатки ступеней более технологичны;

независимость величины δr_i при осевых перемещениях ротора, следовательно, имеет место возможность назначения меньшей его величины, чем в других схемах.

Однако нужно признать, что в схеме с $D_{\text{к}} = \text{const}$ величина $h_{\text{л к}}$ - наименьшая из всех приведенных схем, если у них одинаковые $\pi_{\text{к}}^*$, $G_{\text{в}}$ и $\lambda_{\text{сак}}$. Естественно, при этом возникают трудности с обеспечением высокого $\eta_{\text{ст в}}^*$ из-за роста потерь на перетекание в радиальном зазоре и вторичных потерь. Кроме того, масса ОК этой схемы ощутимо не снижается даже при меньшем

числе ступеней, так как размеры дисков последних ступеней увеличиваются (см. рис. 3.9, а).

Схема с $D_{\text{вт}} = \text{const}$ (см. рис. 3.9, в) имеет наибольшую $h_{\text{л к}}$. Однако в этой схеме возникают трудности обеспечения высоких значений $\eta_{\text{ст } i}^*$ по причине повышенных $\Delta\beta_i$ по сравнению со схемами (а) и (б). Поэтому широкое распространение получила схема с $D_{\text{ср}} = \text{const}$, сочетающая часть преимуществ схем с $D_{\text{к}} = \text{const}$ и $D_{\text{вт}} = \text{const}$ и обеспечивающая более высокий $\eta_{\text{к}}^*$.

После выбора формы ПЧ осуществляется оценка геометрических параметров последней ступени. Пусть, например, выбрана форма ПЧ с $D_{\text{вт}} = \text{const}$, тогда

$$D_{\text{к к}} = \sqrt{D_{\text{вт к}}^2 + \frac{4F_{\text{а к}}}{\pi}}. \quad (3.13)$$

Пользуясь выражениями (3.11) и (3.12), можно найти $D_{\text{ср к}}$ и $h_{\text{л к}}$. Считается, что форма ПЧ выбрана удовлетворительно, если $\bar{d}_{\text{вт к}} \leq 0,92$ [8].

Затем определяется число ступеней z в К. С этой целью выбирается тип компрессора (назначается величина приведенной окружной скорости на периферии $u_{\text{к}}$) и в соответствии с ним величина среднего коэффициента затраченного напора $\bar{H}_{\text{з ср ст}}$.

Тогда можно записать:

$$L_{\text{к}}^* = \bar{H}_{\text{з ср ст}} z u_{\text{к ср}}^2, \quad (3.14)$$

где $L_{\text{к}}^*$ удельная работа, подводимая к 1 кг воздуха в компрессоре,

$$L_{\text{к}}^* = \frac{k}{k-1} RT_{\text{в}}^* (\pi_{\text{к}}^{*(k-1)/k} - 1), \quad (3.15)$$

$u_{\text{кр}}$ средняя окружная скорость на периферии МОК,

$$u_{\text{кр}} = \frac{u_{\text{кр в}} + u_{\text{кр к}}}{2}. \quad (3.16)$$

Сопоставляя выражения (3.14)

и (3.15), получим

$$z = \frac{k}{k-1} R \frac{T_{\text{в}}^*}{u_{\text{кр}}^2 \bar{H}_{\text{ст к}}^* \eta_{\text{к}}} (\pi_{\text{к}}^{*(k-1)/k} - 1). \quad (3.17)$$

По заданным $\pi_{\text{к}}^*$ и $\eta_{\text{к}}^*$, а также по найденному значению z оценивается $\eta_{\text{ст к}}^*$ и строятся кривые распределения $H_{\text{ст } i}^* = f(N_{\text{о ст}})$, $c_{a i} = f(N_{\text{о ст}})$, $\eta_{\text{ст } i}^* = f(N_{\text{о ст}})$, $\rho_{\text{ст } i} = f(N_{\text{о ст}})$ (см. разд. 3.1...3.4).

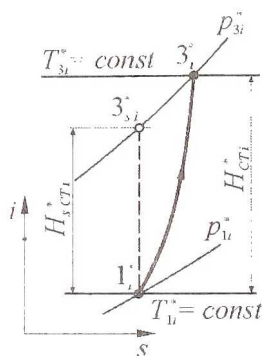
После этого выполняется **термодинамический расчёт ступеней МОК**. Этот расчёт ведется последовательно - от первой ступени к последней. Суть его заключается в том, что по известным параметрам на входе в ступень p_{1i}^* и T_{1i}^* и назначенным величинам $H_{\text{ст } i}^*$ и $\eta_{\text{ст } i}^*$ вычисляются параметры на выходе из ступени p_{3i}^* и T_{3i}^* . Последовательность выполнения расчётов наглядно иллюстрируется i - s -диаграммой процесса сжатия в ступени ОК (рис. 3.10). При этом определяются:

энтальпия в конце реального процесса сжатия

$$i_{3i}^* = i_{1i}^* + H_{\text{ст } i}^*;$$

энтальпия в конце изоэнтропического процесса сжатия

$$i_{3si}^* = i_{1i}^* + H_{\text{ст } i}^* \eta_{\text{ст } i}^*;$$



Р и с. 3.10. i - s - диаграмма процесса сжатия воздуха в ступени ОК

температура T_{3i}^* и T_{3si}^* (по найденным значениям i_{3i}^* и i_{3si}^*);

степень повышения давления по отношению температур в изоэнтальпическом процессе сжатия:

$$\pi_{ст\ i}^* = \left(\frac{T_{3si}^*}{T_{1i}^*} \right)^{k/(k-1)} ;$$

давление за ступенью

$$p_{3i}^* = p_1^* \pi_{ст\ i}^* ;$$

давление за рабочим колесом

$$p_{2i}^* = p_{3i}^* / \sigma_{на\ i} ;$$

где $\sigma_{на\ i}$ - коэффициент сохранения полного давления в решётке НА.

По найденным значениям p_i^* и T_i^* между ступенями МОК определяются площади проходных сечений на входе в каждую ступень:

$$F_{ai} = \frac{G_{Bi} \sqrt{T_{1i}^*}}{m p_{1i}^* q(\lambda_{ca\ i})} ,$$

где $\lambda_{ca\ i}$ определяется из выражения ($k_r = 1,4$; $R_r = 288$ Дж/(кг К)):

$$\lambda_{ca\ i} = \frac{c_{ai}}{18,32 \sqrt{T_{1i}^*}} .$$

При выбранной форме ПЧ и по найденным значениям F_{ai} определяются все геометрические параметры каждой из ступеней: D_{ki} , $D_{cp\ i}$, $D_{вт\ i}$, $h_{л\ i}$.

Полученные данные используются для **построения проточной части МОК**. С этой целью вначале задаются удлинениями лопаточных венцов РК на первой и последних ступенях и строят линейную (можно нелинейную монотонную) зависимость $\bar{h}_{лi} = f(\text{№ ст})$ (см. рис. 3.11, а).

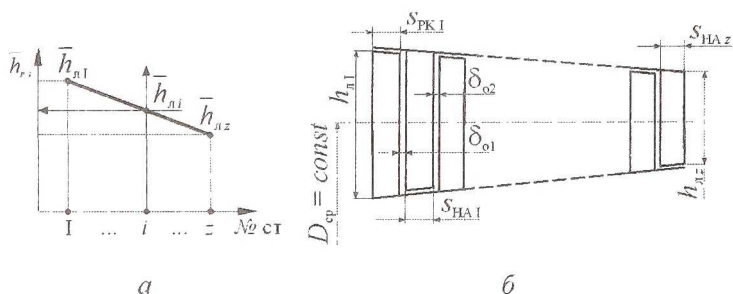
По номеру ступени определяют $\bar{h}_{лi}$ (рис. 3.11, а), а по известной высоте лопатки $h_{лi}$ на входе в рассматриваемую ступень - ширину лопаточных венцов ступени s_i :

$$s_{РКi} = h_{лi} / \bar{h}_{лi}; \quad (3.18)$$

$$s_{НАi} = (0,8 \dots 0,85) s_{РКi}. \quad (3.19)$$

Величина осевых зазоров δ_{o1} (за венцом РК) и δ_{o2} (за венцом НА) обычно принимается равной $(0,15 \dots 0,2) s_i$.

Откладывая последовательно вдоль характерного диаметра (например, $D_{cp} = const$, см. рис. 3.11, б) осевые размеры лопаточных венцов ступеней ($s_{РКi}$, $s_{НАi}$, δ_{o1i} , δ_{o2i}), а также высоты лопаток $h_{лi}$ на входе в ступени, можно получить искомую форму проточной части МОК. Следует отметить, что ширина НА последней ступени $s_{НАz}$ выполняется примерно вдвое большей, чем следует из выражения (3.19). Это вызвано необходимостью гарантированной раскрутки потока за компрессором для обеспе-



Р и с. 3.11. К построению формы проточной части МОК:

а - зависимость $\bar{h}_{ли} = f(\text{№ ст})$; б - последовательность построения проточной части

чения нормальной работы КС.

На этом предварительный этап расчёта МОК заканчивается.

Кинематический расчёт

Целью этого расчёта является определение величины и направления скоростей потока в ступенях, соответствующих заданным величинам $H_{ст i}^*$ и $\eta_{ст i}^*$. В процессе расчёта уточняются проходные сечения ступени ОК, а также проверяется попадание основных кинематических параметров потока ($\Delta\beta^*$, $\lambda_{w1 i}$, $\lambda_{c2 i}$ и т.д.) в интервалы рекомендуемых значений.

Исходными данными для расчёта по среднему диаметру являются результаты термодинамического расчёта ступеней и распределения величин $c_{a i}$, $H_{ст i}^*$, $\eta_{ст i}^*$ и $\rho_{ст i}$ между ними.

Расчёт начинается с определения основных элементов плана скоростей ступени ОК (рис. 3.12). С этой целью вычисляются:

- окружная скорость на среднем диаметре

$$u_{1cp i} = \frac{\pi D_{1cp i} n}{60};$$

- закрутка потока в ступени, соответствующая величине

$$H_{ст i}^*$$

$$\Delta c_{u i} = \frac{H_{ст i}^*}{u_{cp i}};$$

- закрутка потока на входе в РК

$$c_{1u i} = u_{cp i} \left(1 - \rho_{ст i} - \frac{\Delta c_{u i}}{2u_{cp i}} \right);$$

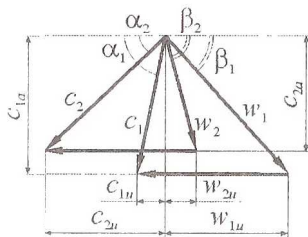


Рис. 3.12. План скоростей ступени МОК

- окружная составляющая относительной скорости на входе в РК

$$w_{1u\ i} = u_{cp\ i} - c_{1u\ i};$$

- угол входа потока в РК в относительном движении

$$\operatorname{tg} \beta_{1\ i} = \frac{c_{1a\ i}}{w_{1u\ i}},$$

угол $\beta_{1\ i}$ должен превышать 30° для первых ступеней и 27° - для последних;

- полная температура в относительном движении

$$T_{w1\ i}^* = T_{1\ i}^* + \frac{u_{cp\ i}(w_{1u\ i} - c_{1u\ i})}{2010};$$

- критическая скорость в относительном движении

$$a_{кр\ w1\ i} = 18,32 \sqrt{T_{w1\ i}^*};$$

- приведенная скорость на входе в РК в относительном движении

$$\lambda_{w1\ i} = \frac{c_{1a\ i}}{a_{кр\ w1\ i} \sin \beta_{1\ i}},$$

для дозвуковых ступеней $\lambda_{w1\ i} < 0,85$, для трансзвуковых - $\lambda_{w1\ i} < 1,1$, для сверхзвуковых - $1,1 < \lambda_{w1\ i} < 1,35$.

Затем определяются параметры на выходе из РК:

- окружная скорость

$$u_{2cp\ i} = \frac{\pi D_{2cp\ i} n}{60};$$

- закрутка на выходе из РК

$$c_{2u\ i} = \frac{H_{ст\ i}^* + c_{1u\ i} u_{1cp\ i}}{u_{2cp\ i}};$$

- окружная составляющая скорости в относительном движении

$$w_{2u i} = u_{2u i} - c_{2u i};$$

- угол выхода потока из РК в относительном движении

$$\operatorname{tg} \beta_{2 i} = \frac{c_{2a i}}{w_{2u i}};$$

- угол входа потока в НА

$$\operatorname{tg} \alpha_{2 i} = \frac{c_{2a i}}{c_{2u i}};$$

$\alpha_{2 i}$ должен быть больше 30° по причинам технологического и конструктивного порядка [3];

- критическая скорость на входе в НА

$$a_{2 \text{ кр } i} = 18,32 \sqrt{T_{2 i}^{*}};$$

- приведенная скорость на входе в НА

$$\lambda_{c 2 i} = \frac{c_{2a i}}{a_{2 \text{ кр } i} \sin \alpha_{2 i}},$$

аэродинамическое ограничение величины $\lambda_{c 2 i}$ для всех типов ступеней: $\lambda_{c 2 i} \leq 0,85$;

- угол поворота потока в РК

$$\Delta \beta_i = \beta_{2 i} - \beta_{1 i};$$

это значение $\Delta \beta_i$ должно быть меньше величины $\Delta \beta$, определяемой по типовой зависимости, подобной приведённой на рис. 2.23, для густоты решётки $(b/t) = 1,5$, поскольку более густые решётки $(b/t) > 1,5$ на среднем диаметре обычно не применяются.

После кинематического расчёта на среднем диаметре, если их параметры не выходят за допустимые пределы, уточняют форму проточной части ступени ОК:

$$F_{ai} = \frac{G_B \sqrt{T_i^*}}{40,4 p_i q(\lambda_i) k_{Gi} \sin \alpha_i},$$

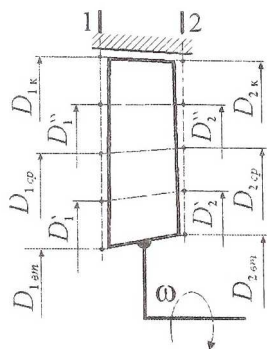
где k_{Gi} - коэффициент радиальной неравномерности поля осевых скоростей; обычно $k_G = 0,97 \dots 0,99$.

Если же часть параметров ступени выходит за рекомендуемые пределы, то следует изменить ранее назначенные (выбранные) параметры: степень реактивности, распределение осевой скорости или работ сжатия по ступеням, форму ПЧ или окружную скорость. При этом вначале следует проанализировать по формулам приведённого алгоритма расчёта, в какую сторону необходимо изменять эти параметры. Естественно, что изменение исходных параметров ступени ОК требует повторного проведения расчёта кинематических параметров на среднем диаметре.

Расчёт кинематических параметров ступеней на различных радиусах

Основная цель данного этапа газодинамического проектирования заключается в установлении взаимосвязи между кинематическими параметрами потока на различных радиусах.

Исходными данными для этого этапа проектирования являются результаты расчёта ступеней по среднему диаметру. Вначале по известной форме ПЧ ступени ОК назначают контрольные сечения на входе в РК и на выходе из него (рис. 3.13).



Р и с. 3.13. Схема расположения контрольных сечений

В процессе расчёта весь поток, проходящий через ступень ОК, обычно разбивают на две-четыре кольцевых струйки, при этом считается, что граничные поверхности струек тока делят на одинаковые части высоту лопатки РК на входе и выходе. Параметры потока необходимо определять на трех-пяти диаметрах, соответствующих в каждом сечении этим граничным поверхностям тока:

$$D_k; \quad D'' = 0,5 (D_k + D_{cp})$$

$$D_{cp}; \quad D' = 0,5 (D_{cp} + D_{вн})$$

$$D_{вн}.$$

На средней поверхности параметры принимаются равными полученным в расчёте ступени по D_{cp} . При этом считается [7], что в контрольных сечениях поток движется по цилиндрическим поверхностям, соосным со ступенью ОК. Центробежный эффект при течении струйки в РК обычно не учитывается, в результате для каждой поверхности тока имеет место соотношение $T_{w1i}^* = T_{w2i}^*$.

Кинематические параметры ступени в различных сечениях по радиусу рассчитываются по известным значениям одноименных параметров на D_{cp} и согласно принятому закону закрутки.

В частности, если закрутка $c_{1u i}$ задана в виде степенной зависимости $c_{1u} r^m = const$, то ее значение на любом радиусе может быть найдено из соотношения

$$c_{1u \text{ ср}} r_{\text{ср}}^m = c_{1u i} r_i^m \quad (3.20)$$

или

$$c_{1u i} = c_{1u \text{ ср}} (r_{\text{ср}}/r_i)^m. \quad (3.21)$$

Для других законов закрутки $c_u = f(r)$ имеют место другие соотношения (см. разд. 2.7...2.10 или [3]).

Закрутка потока на D_{ki} и $D_{вг i}$ определяет возможные значения чисел $\lambda_{w1 i}$ и $\lambda_{c2 i}$, а также углов поворота потока $\Delta\beta_i^*$ в решётках РК и НА, т.е. те параметры, на которые накладываются аэродинамические ограничения в целях получения высокого $\eta_{\text{ст}}^*$ и высоких технологических качеств лопаток.

С этой точки зрения, на первых ступенях МОК целесообразно применение законов закрутки “твёрдого тела” ($c_u/r = const$) или “постоянной реактивности” ($\rho = const$), на последних - закона “постоянной циркуляции” ($c_u r = const$).

Другие значения кинематических параметров потока ($c_{a i}$, β_i , α_i , $\Delta\beta_i$ и т.д.) на различных радиусах вычисляются по алгоритму расчёта, приведенному в разд. 3.7, в предположении, что законы изменения $c_{1u i}$ и $c_{2u i}$ вдоль радиуса выбраны оптимальными, т.е. с учетом вышеизложенных соображений.

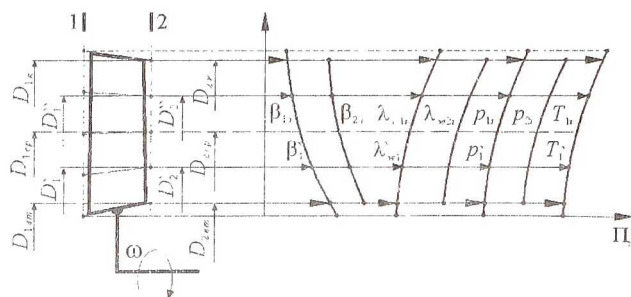
По результатам расчёта строятся графические зависимости $\beta_1 = f(r)$, $\beta_2 = f(r)$, $\lambda_{w1} = f(r)$ и $\lambda_{c2} = f(r)$, которые применяются в дальнейшем при определении геометрических параметров профилей лопаток в контрольных сечениях.

Расчёт геометрических параметров профилей лопаточных венцов

Завершающим этапом газодинамического проектирования каждой ступени компрессора является построение лопаточных венцов РК и НА, поверхности которых направляют движение воздуха. При выбранном числе лопаток $z_{\text{л}}$ (см. рис. 2.15) основу задачи построения венца составляет проектирование профиля сечения лопатки как профиля плоской решётки с шагом t_i , соответствующим радиальному расположению сечения. При этом решётка, расположенная на контрольном радиусе r_i , должна обеспечить заданный поворот потока $\Delta\beta_i$ с возможно малыми потерями энергии.

Вначале выполняется оценка геометрических параметров профиля по результатам детального расчёта ступени на различных радиусах проточной части. Исходная информация: зависимости $\lambda_{w1} = f(r)$, $\lambda_{c2} = f(r)$, $\beta_1 = f(r)$ и $\beta_2 = f(r)$ (рис. 3.14).

Для построения профилей назначаются контрольные сечения. Из условия удобства построения профилей и контроля их в процессе производства лопаток за контрольные сечения принимают развертки на плоскость сечений лопаточного венца ци-



Р и с. 3.14. К определению исходной информации
для оценки геометрических параметров профилей

цилиндрическими поверхностями, соосными с осью РК. Положение этих сечений определяется расчётными диаметрами D_{2i} на выходе из РК (см. рис. 3.14).

Величины β_{1i} и λ_{w1i} , необходимые для расчётов геометрических параметров профилей, находятся по графикам соответствующих зависимостей $\beta_1 = f(r)$ и $\lambda_{w1} = f(r)$ (см. рис. 3.14). После этого в контрольных сечениях определяются Θ_i , γ_i , t_i , $(b/t)_{\text{потр}}$ и т.д. (по основным соотношениям обобщённых характеристик плоских компрессорных решёток).

Построение контуров профилей компрессорных решёток осуществляется в последовательности, которая приведена в разд. 2.17.

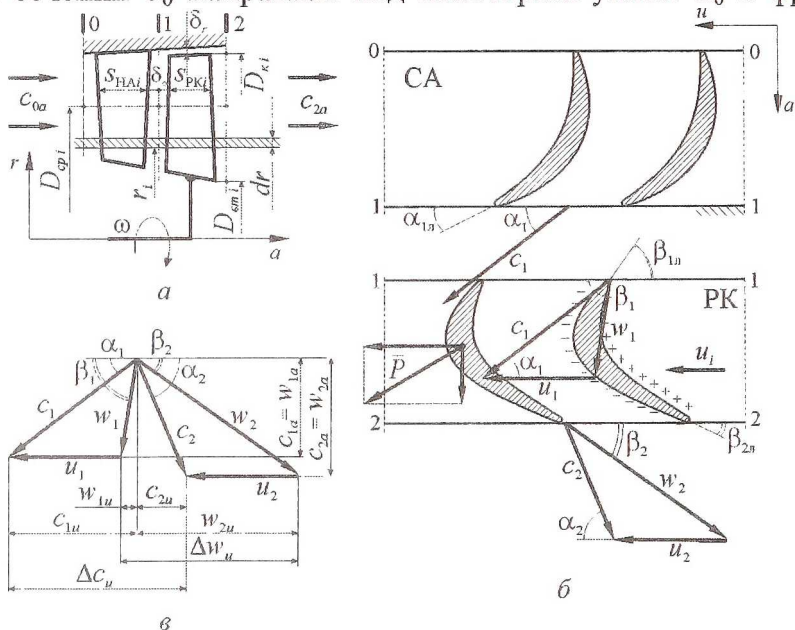
В практике современных КБ после построения формы профилей плоских решёток проверяют распределение скоростей и давлений потока вдоль контуров спинки и корытца [9]. В результате определяются $\Delta\beta$ и ξ , которые сравниваются с их расчётными значениями. При удовлетворительном их совпадении проектирование лопаточных венцов считается законченным.

4. РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В СТУПЕНИ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

4.1. Схема и принцип действия

Совокупность неподвижного лопаточного венца СА и расположенного за ним вращающегося лопаточного венца РК называется ступенью ОТ. На рис. 4.1, а приведена схема ПЧ ступени ОТ, её двухмерная модель и план скоростей ступени. Сечение на входе в СА обозначается индексом “0”, на входе в РК - “1”, а на выходе из РК - “2”.

Рассмотрим течение газа через ступень ОТ. На входе в СА газ имеет начальные параметры p_0^* и T_0^* . Вектор скорости в этом сечении c_0 направлен под некоторым углом α_0 к фронту



Р и с. 4.1. Схема и принцип действия ступени ОТ:

а - схема проточной части; б - двухмерная модель ступени; в - упрощённый план скоростей

решётки СА. Угол $\alpha_{1л}$ на выходе из СА намного меньше угла $\alpha_{0л}$. При таком соотношении углов площадь межлопаточного канала на выходе из СА существенно меньше, чем на входе (см. рис. 4.1, б), т.е. канал конфузорный. Это приводит к возрастанию скорости газа на выходе из СА и соответственно к снижению давления и температуры. Газ покидает СА со скоростью c_1 под углом α_1 , который примерно равен углу $\alpha_{1л}$.

На входных кромках РК газ начинает участвовать в двух движениях: относительном со скоростью w_1 и переносном со скоростью u . При этом абсолютная скорость c_1 определяется векторной суммой $\vec{c}_1 = \vec{w}_1 + \vec{u}$. Угол потока в относительном движении с фронтом решётки РК составляет величину β_1 . Конструктивный угол входных кромок рабочих лопаток $\beta_{1л}$ примерно равен углу β_1 , а угол $\beta_{2л}$ выполняется, как правило, меньше угла $\beta_{1л}$. В этом случае межлопаточный канал РК получается суживающимся (конфузорным). В результате относительная скорость возрастает $w_2 > w_1$, а статическое давление падает $p_2 < p_1$ (см. рис. 4.1, в).

Абсолютная скорость газового потока c_2 на выходе из РК определяется как векторная сумма $\vec{c}_2 = \vec{w}_2 + \vec{u}$. Обычно ступени ОТ проектируют так, чтобы скорость c_2 была близка к осевому направлению, т.е. угол α_2 был близок к 90° . Это способствует обеспечению высоких к.п.д. турбинных ступеней.

В результате поворота и ускорения потока в относительном движении в межлопаточном канале РК на поверхности каждой лопатки возникает разность давлений (см. рис. 4.1, б) [1]. При этом на корытце лопатки наблюдается повышенное давле-

ние, а на спинке - разрежение. Равнодействующая $\vec{P}$ сил давления, а также сил трения, возникающих на каждой лопатке, в самом общем случае направлена так, как показано на рис. 4.1, б.

Окружная составляющая P_u создает на лопатках РК крутящий момент, а величина удельной теоретической работы H_{Tu} , совершаемой газом на лопатках, определяется выражением $H_{Tu} = u\Delta c_u = u\Delta w_u$ (см. разд. 1.13). Осевая составляющая P_a воспринимается упорным подшипником ротора ОТ. Поскольку $H_{Tu} \geq 0$ (газ совершает работу), абсолютная скорость c_2 оказывается меньше скорости c_1 (см. рис. 4.1, в), при этом статическая температура газа также снижается, т.е. $T_2 < T_1$.

Совместив входной треугольник скоростей в одном полюсе с выходным, получим план скоростей в ступени ОТ (см. рис. 4.1, в). На плане скоростей приведены и система отсчёта углов (α_i и β_i), и углы поворота потока ($\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$) в ступени ОТ. В решётках турбины происходит процесс ускорения потока; $c_1 > c_2$ и $w_2 > w_1$. Конфузорный процесс, как известно [13], не сопровождается повышенными потерями энергии, поэтому $\Delta\beta$ ($\Delta\alpha$) могут достигать значений 100...120° (для сравнения, в компрессоре $\Delta\beta_{max} = 20...30^\circ$). Поэтому $H_{Tu} > H_{th}$, а потребное число ступеней турбины всегда меньше числа ступеней компрессора.

4.2. Изменение статических и полных параметров потока

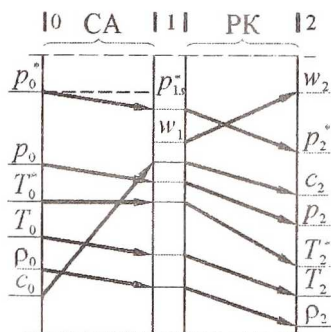
Как и в ступени ОК, картина качественного изменения параметров потока в ступени ОТ устанавливается на основе анализа уравнения энергии, записанного для отдельных лопаточных венцов как СА, так и РК. Схема изменения параметров потока в ступени ОТ приведена на рис. 4.2.

Используя соотношения (1.12)...(1.15), это уравнение можно записать:

$$\left. \begin{aligned} L_{CA} &= (i_0 - i_1) + \frac{c_0^2 - c_1^2}{2}; & (a) \\ L_{CA} &= i_0^* - i_1^*; & (б) \\ L_{PK} &= (i_1 - i_2) + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2}; & (в) \\ L_{PK} &= i_1^* - i_2^*. & (г) \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

Учитывая, что $L_{CA} = 0$, а $c_1 \gg c_0$ из (4.1, а), получим $i_1 < i_0$. Следовательно, $T_1 < T_0$. В то же время из (4.1, б) имеем равенство температур T_0^* и T_1^* . Соответственно из выражений (4.1, в) и (4.1, г), учитывая, что $L_{PK} \gg 0$, следует: $T_2 < T_1$ и $T_2^* < T_1^*$.

Для анализа изменения в ступени давлений p_i и p_i^* , запишем уравнение энергии в механической форме (см. разд. 1.11):



Р и с. 4.2. Схема изменения параметров потока в ступени ОТ

$$\left. \begin{aligned} \int_1^0 \frac{dp}{\rho} &= L_{CA} + L_{r(0 \div 1)} + \frac{c_1^2 - c_0^2}{2}, & (a) \\ \frac{p_0^* - p_1^*}{\rho^*} &= L_{CA} + L_{r(0 \div 1)}; & (б) \\ \int_2^1 \frac{dp}{\rho} &= L_{PK} + L_{r(1 \div 2)} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}, & (в) \\ \frac{p_1^* - p_2^*}{\rho^*} &= L_{PK} + L_{r(1 \div 2)}. & (г) \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Выражения (4.2, б) и (4.2, г) записаны в предположении, что в пределах отдельной решётки величина ρ_i не меняется. Это, конечно, не соответствует действительной физике процесса, но позволяет качественно оценить характер изменения давления в ступени ОТ.

Если учесть, что $L_{CA} = 0$, $L_{PK} \gg 0$ и $L_{PK} \gg L_{r(1 \div 2)}$, то из (4.2, а) и (4.2, б) следует: $p_1 < p_0$ и $p_1^* < p_0^*$. Из (4.2, в) и (4.2, г) вытекает $p_2 < p_1$ и $p_2^* < p_1^*$. Если бы процесс ускорения потока в СА происходил без потерь, т.е. $L_{r(0 \div 1)} = 0$, то в этом случае наблюдалось бы равенство давлений p_0^* и p_1^* (см. пунктирную линию на рис. 4.2).

Изменение плотности ρ_i в ступени определяется изменением величин p_i и T_i . Общий характер её поведения показан на рис. 4.2. Изменение величин c_i и w_i определяется физикой процесса течения газа в решётках ступени ОТ и также представлено на рис. 4.2.

4.3. Основные параметры ступеней

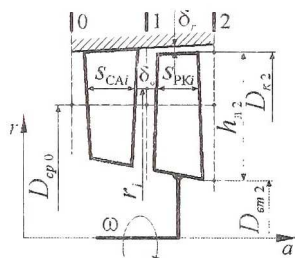
Основные параметры ступени ОТ, как и ОК, принято условно разделять на три группы: геометрические, кинематические (или газодинамические) и энергетические (или термодинамические).

Геометрические параметры (рис. 4.3). Геометрические параметры ступени ОТ ($D_{кi}$, $D_{втi}$, $D_{спi}$, s_i , $h_{лi}$, δ_{ri} и δ_{oi}) определяются как и в ступени ОК, поэтому останавливаться на них особо не следует.

В расчётной практике более важны относительные геометрические параметры. В частности, одним из важнейших параметров является относительный диаметр втулки $\bar{d}_{ti} = D_{втi} / D_{ки}$, по которому определяют потери энергии в решётке и одновременно прочность турбинных лопаток. В ступенях современных ГТД $\bar{d}_{ti}$ может изменяться от 0,5 до 0,95. В газодинамических расчётах ступени ОТ широко применяется другой параметр, характеризующий относительную длину лопаток (обычно по выходному сечению) и связанный с величиной $\bar{d}_{t2}$:

$$\frac{D_{сп2}}{h_{л2}} = \frac{1 + \bar{d}_{t2}}{1 - \bar{d}_{t2}}. \quad (4.3)$$

В первых ступенях $D_{сп1} / h_{л1}$ обычно принимает значения 8...20, а в последних - 4...8. По величине $D_{сп} / h_{л}$ легко оценивать



Р и с. 4.3. Основные геометрические параметры ступени ОТ

уровень механических напряжений, возникающих в пере лопаток ОТ.

Удлинение турбинных лопаток

$$\bar{h}_{\text{л}i} = h_{\text{л}i} / s_{\text{ср}i}$$

(высота лопатки $h_{\text{л}i}$ и в этом случае определяется в выходном сечении, см. рис. 4.3) также во многом определяет уровень потерь энергии в решётке и вибрационные характеристики лопаток. В первых ступенях турбин значение $\bar{h}_{\text{л}i}$ находится в пределах 1,5...2,5, а в последних оно составляет интервал 5...6. Применение широких лопаток на первых ступенях ($\bar{h}_{\text{л}i} < 2,5$) обусловлено необходимостью их охлаждения [1], а относительно узкие лопатки на последних ступенях ($\bar{h}_{\text{л}i} < 5$) обеспечивают снижение массы турбины.

Кинематические параметры обычно рассматриваются на среднем диаметре. Важнейшими из них являются:

Окружная скорость $u_{\text{ср}}$, которая в современных ступенях составляет 180...350 м/с и достигает значений 450...500 м/с. Величина $u_{\text{ср}}$ во многом характеризует значение работы $H_{\text{т}u} = u_{\text{ср}} \Delta c_u$, совершаемой газом на лопатках РК.

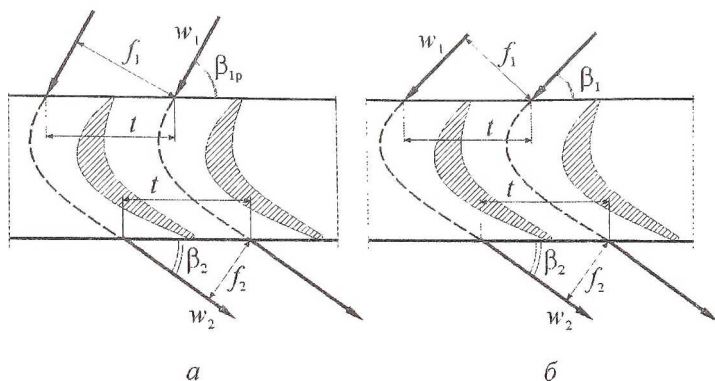
Углы α_1 , α_2 и скорость c_2 (см. рис. 4.1, в) характеризуют уровень к.п.д. ступени ОТ. Угол α_1 на выходе из СА обычно равен 15...35°. Его величина определяет осевую площадь на выходе из СА $F_{1a} = G_r / \rho_1 c_1 \sin \alpha_1$, а, следовательно, и высоту лопаток $h_{\text{л}i}$, от которой зависит общий уровень потерь энергии. С точки зрения получения возможно большего значения $H_{\text{т}u}$ величину α_1 следует выбирать из нижних пределов, но этому часто препятствует ухудшение технологичности изготовления решеток СА [3].

Скорость c_2 характеризует выходные потери и может меняться в широких пределах в зависимости от расположения ступени в турбине и температуры газов, достигая уровня 300...400 м/с. Но более характерной величиной является приведенная скорость λ_{c2} на выходе из РК. Её значение в различных ГТД изменяется в пределах 0,45...0,55, а в турбинах ТВД и ТВаД достигает иногда значений 0,65...0,75.

С величиной λ_{c2} , характеризующей уровень потерь энергии с выходной скоростью, непосредственно связан угол α_2 . Очевидно, потери с выходной скоростью в ступени будут минимальны, если α_2 близок к 90° (см. рис. 4.1, в). На практике, в зависимости от типа ГТД, α_2 последних ступеней может находиться в пределах 80...100°. Для первой и промежуточных ступеней угол α_2 может принимать значения 60...70°, так как повышенная выходная скорость c_2 из предыдущей ступени может быть полезно использована в последующей ступени.

Важным кинематическим параметром является параметр нагрузки ступени $y_{ст} = u_{ср}/c_{с\ ст}$. С одной стороны, $y_{ст}$ характеризует (совместно с α_1 и α_2) кинематику потока в ступени, а следовательно и уровень к.п.д. ступени. В ступенях турбин современных ГТД оптимальное значение к.п.д. достигается при величинах $y_{ст} = 0,5...0,6$.

С другой стороны, параметр нагрузки $y_{ст} = u_{ср}/c_{с\ ст}$ однозначно определяет целый комплекс размерных параметров (p_0^* , p_2 , T_0^* и n), характеризующих режим работы ступени. Поэтому он успешно применяется в качестве универсального параметра при изображении характеристик турбин (или ступеней турбин).



Р и с. 4.4. К понятию степени конфузорности: а - β_{1p} - расчётный угол; б - $\beta_1 < \beta_{1p}$

В кинематических расчётах часто используется коэффициент нагрузки ступени $\mu_{ст} = L_{ст}/u^2$. В ступенях турбин величина $\mu_{ст}$ составляет обычно 1,2...1,8, при этом большим её значениям соответствуют меньшие значения к.п.д. ступени [2].

В решётках СА и РК обычно происходит значительное увеличение скорости потока. В дозвуковой области это сопровождается уменьшением поперечного сечения потока, т.е. возникает конфузорность потока (рис. 4.4).

Конфузорность течения обычно характеризуют соотношением площадей струек на входе и на выходе f_1/f_2 , т.е. для РК, например,

$$K_{РК} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{h_{лt} \sin \beta_1}{h_{лt} \sin \beta_2} = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2}. \quad (4.4)$$

Из (4.4) видно, что при одинаковых значениях β_2 величина $K_{РК}$ тем выше, чем больше угол β_1 (см. рис. 4.4). Степень конфузорности течения имеет большое значение при оценке потерь энергии в венцах турбины.

водятся по параметрам заторможенного потока. При этом полагают, что процесс расширения в ступени начинается не от давления p_0 , а от p_0^* , и заканчивается расширением не при давлении p_2 , а при p_2^* (см. рис. 4.5). Такое представление процесса расширения позволяет упростить анализ влияния различных факторов на рабочий процесс ступени. В количественном отношении введение параметров торможения также практически не сказывается на результатах анализа, так как p_0 отличается от p_0^* не более чем на 5...7%, а энергия выходной скорости $c_2^2/2$ полезно используется в реактивном сопле ГТД [1].

Точка 0^* лежит на продолжении вверх изоэнтропы $0-2_s$, причем в $i-s$ -диаграмме её расстояние от точки 0 , согласно уравнению энергии, равно $c_0^2/2$. То же самое относится к точкам 2^* и 2 (см. рис. 4.5).

Рассмотрим основные термодинамические параметры ступени:

степень понижения давления - $\pi_{ст} = p_0^*/p_2$, или в параметрах торможения - $\pi_{ст}^* = p_0^*/p_2^*$;

полезная работа расширения газа в ступени - $L_{ст} = i_0^* - i_2^*$; в параметрах торможения - $L_{ст}^* = i_0^* - i_2^*$ (эту работу иногда называют “работой на валу ступени”);

изоэнтропический (располагаемый) теплоперепад в ступени - $H_{с ст} = i_0^* - i_{2s}^*$; в параметрах торможения - $H_{с ст}^* = i_0^* - i_{2s}^*$.

С величинами работ и теплоперепадов непосредственно связаны понятия к.п.д. ступени:

изоэнтропический к.п.д. ступени

$$\eta_{s\text{ ст}} = \frac{L_{\text{ст}}}{H_{s\text{ ст}}} = \frac{i_0^* - i_2^*}{i_0^* - i_{2s}^*}; \quad (4.5)$$

в параметрах торможения вводят понятие просто к.п.д. ступени

$$\eta_{\text{ст}}^* = \frac{L_{\text{ст}}^*}{H_{s\text{ ст}}^*} = \frac{i_0^* - i_2^*}{i_0^* - i_{2s}^*}. \quad (4.6)$$

Часто в расчётной практике для оценки степени совершенства ступеней используется понятие окружного к.п.д.

$$\eta_u = \frac{H_{\text{ту}}}{H_{s\text{ ст}}} = \frac{u(c_{1u} + c_{2u})}{H_{s\text{ ст}}}, \quad (4.7)$$

где $H_{\text{ту}}$ - теоретическая работа газа на лопатках ступени турбины; иногда величину η_u выражают в параметрах торможения:

$$\eta_u^* = \frac{H_{\text{ту}}}{H_{s\text{ ст}}^*} = \frac{u(c_{1u} + c_{2u})}{H_{s\text{ ст}}^*}.$$

Нетрудно видеть (см. разд. 1), что $H_{\text{ту}}$ отличается от полезной работы расширения газа в ступени на величину кинетической энергии выходной скорости газа $c_2^2/2$. Сравнивая выражения (4.5) и (4.7), можно заключить, что η_u меньше $\eta_{s\text{ ст}}$. Обычно η_u ступеней современных турбин достигает значений 0,7...0,8. Следует отметить, что в многоступенчатых турбинах $\eta_{s\text{ ст}}$ не характеризует их эффективность, так как выходная скорость предыдущих ступеней полезно используется в последующих.

Если из величины $H_{\text{ту}}$ вычесть потери энергии в зазорах и на трение диска колеса о газ, то получим работу на валу ступени $L_{\text{ст}}^*$. Тогда для оценки эффективности ступени турбины мож-

но ввести понятие мощностного к.п.д. ступени (внутреннего к.п.д.)

$$\eta_{т ст} = \frac{L_{ст}^*}{H_{с ст}} = \frac{i_0^* - i_2^*}{i_0^* - i_{2s}^*}. \quad (4.8)$$

Этот $\eta_{т ст}$ еще меньше, чем η_u и составляет 0,65...0,75.

Рабочий процесс в ступени ОТ характеризуется тем, что одна часть общего понижения давления происходит в СА, а оставшаяся - в РК (см. рис. 4.5). Для оценки распределения работы расширения газа между лопаточными венцами, по аналогии со ступенью ОК, вводят понятие степени реактивности. При этом в турбинах различают изоэнтروпическую и действительную степени реактивности.

Изоэнтропической степенью реактивности называют отношение

$$\rho_{ст s} = \frac{H_{с РК}}{H_{с ст}} = \frac{i_1 - i'_{2s}}{i_0^* - i_{2s}}. \quad (4.9)$$

Часто, пренебрегая разностью величин $(i_1 - i'_{2s})$ и $(i_{1s} - i_{2s})$, для $\rho_{ст s}$ записывают другое выражение:

$$\rho_{ст s} = \frac{H_{с РК}}{H_{с ст}} = \frac{H_{с ст} - H_{с СА}}{H_{с ст}} = 1 - \frac{H_{с СА}}{H_{с ст}} = \frac{i_{1s} - i_{2s}}{i_0^* - i_{2s}}. \quad (4.10)$$

Целесообразность использования выражения (4.10) вытекает из необходимости определения давления p_1 в зазоре между РК и СА, если известна общая степень понижения давления в ступени $\pi_{ст} \doteq p_0^*/p_2$. Действительно, теплоперепады $H_{с ст}$ и $H_{с СА}$ можно выразить через абсолютные термодинамические параметры:

$$\left. \begin{aligned} H_{s\text{ ст}} &= \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0^*} \right)^{(k-1)/k} \right]; \\ H_{s\text{ СА}} &= \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{(k-1)/k} \right], \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

Сравнивая (4.11) и (4.10), получим

$$\rho_{\text{ст } s} = \frac{(p_1/p_0^*)^{(k-1)/k} - (p_2/p_0^*)^{(k-1)/k}}{1 - (p_2/p_0^*)^{(k-1)/k}}, \quad (4.12)$$

т.е. $\rho_{\text{ст } s}$ однозначно определяет давление p_1 в зазоре между СА и РК.

Действительной степенью реактивности называют отношение

$$\rho_{\text{ст}} = \frac{L_{\text{РК}}}{L_{\text{ст}}} = 1 - \frac{L_{\text{СА}}}{L_{\text{ст}}} = \frac{i_1 - i_2}{i_0 - i_2}. \quad (4.13)$$

Величина $\rho_{\text{ст}}$ связана с действительными значениями скоростей, определяющими треугольник скоростей. Кроме того, $\rho_{\text{ст}}$ более наглядно характеризует сущность рабочего процесса в ступени, а разница в величинах $\rho_{\text{ст } s}$ и $\rho_{\text{ст}}$ не превышает 1,5...2% [1, 3].

Учитывая основные допущения, которые были введены в разд. 2.4 при изучении параметров ступени ОК, из (4.13) можно получить выражение для $\rho_{\text{ст}}$ через элементы треугольника скоростей (*предлагаем читателям выполнить эти преобразования самостоятельно*):

$$\rho_{\text{ст}} = 1 - \frac{c_{1u} - c_{2u}}{2u}. \quad (4.14)$$

С помощью (4.14) можно проанализировать работу ступеней ОТ в зависимости от степени реактивности $\rho_{\text{ст}}$. Этот анализ предлагаем читателям выполнить также самостоятельно.

В современных авиационных ГТД находят применение, в основном, реактивные ступени, в которых $\rho_{\text{ст}}$ изменяется в пределах 0,25...0,5.

После того как рассмотрены основные параметры ступени ОТ, целесообразно приступить к установлению основных количественных соотношений между этими параметрами.

4.4. Рабочий процесс в сопловом аппарате

Процесс течения газа в СА ступени осевой турбины можно рассматривать как расширение рабочего тела в осесимметричном сопле, теория которого достаточно хорошо изложена [9, 13, 14]. В то же время при расчёте параметров потока нельзя не учитывать ряд особенностей соплового венца ступени ОТ, к которым относят:

криволинейность межлопаточных каналов, обусловленную необходимостью поворота потока;

наличие конечной толщины выходных кромок и вызванные этим обстоятельством вихревые следы за сопловым венцом;

геометрию выходной части межлопаточного канала в виде “косого среза” сопла;

широкий диапазон изменения относительных параметров решётки ($\bar{t}$, $\bar{c}$, $\bar{x}_f$, $\bar{x}_c$) и венца в целом ($\bar{h}$, D/h и т.д.).

Указанные особенности учитываются в виде поправок к значениям скоростей, углов потока, а также температур и давлений, которые могут быть рассчитаны по основным соотношениям процесса изоэнтропического расширения в осесимметричных соплах.

Для более подробного рассмотрения процесса течения рабочего тела в СА ступени ОТ изобразим его схему в $i-s$ -диаграмме (рис. 4.6).

Согласно уравнению энергии, потенциальная энергия сжатого и нагретого газа превращается в СА в кинетическую энергию, т.е. $i_0^* - i_{1s} = c_{1s}^2/2$, откуда следует $c_{1s} = \sqrt{2H_{sCA}}$.

Величина H_{sCA} может быть найдена по известным термодинамическим параметрам ступени:

$$H_{sCT} = \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0^*} \right)^{(k-1)/k} \right], \tag{4.16}$$

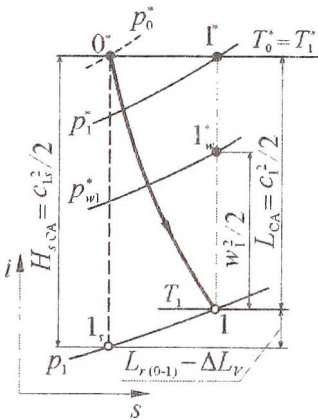
тогда, если известна ρ_{CT} ,

$$H_{sCA} = H_{sCT} (1 - \rho_{CT}). \tag{4.17}$$

Действительная скорость c_1 меньше изоэнтропической из-за наличия потерь энергии L_r (0÷1). В расчётной практике скорость c_1 определяют из соотношения

$$c_1 = \varphi_{CA} c_{1s}, \tag{4.18}$$

где φ_{CA} - коэффициент скорости



Р и с. 4.6. $i-s$ - диаграмма процесса течения рабочего тела в СА ступени ОТ

СА.

В современных турбинах φ_{CA} выбирается обычно в интервале 0,96...0,98.

Как видно из (4.18), коэффициент скорости φ_{CA} косвенно характеризует уровень потерь энергии в СА ступени ОТ. Скорость c_1 может быть найдена также с помощью коэффициента потерь энергии ξ_{CA} , который принято определять отношением

$$\xi_{CA} = \frac{L_{r(0+1)}}{c_{1s}^2/2} = \frac{L_{rCA}}{H_{sCA}}. \quad (4.19)$$

Из уравнения энергии (см. рис. 4.6) следует:

$$L_{rCA} = \frac{c_{1s}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = H_{sCA} (1 - \varphi_{CA}^2). \quad (4.20)$$

откуда вытекает связь между φ_{CA} и ξ_{CA} :

$$\varphi_{CA} = \sqrt{1 - \xi_{CA}}. \quad (4.21)$$

Из-за потерь энергии L_{rCA} в СА происходит снижение полного давления, т.е. $p_1^* < p_0^*$. Для оценки его снижения в теории газовых турбин вводят понятие коэффициента сохранения полного давления

$$\sigma_{CA} = p_1^*/p_0^*. \quad (4.22)$$

При значениях $\lambda_{1s} \leq 1,2$ и $\varphi_{CA} > 0,9$ величина σ_{CA} находится в пределах 0,96... 0,995 [3].

Найденные значения c_1, p_1^* , а также оцененные величины φ_{CA} и σ_{CA} , позволяют легко определить все остальные параметры потока на выходе из СА через газодинамические функции. Действительно:

приведенная скорость

$$\lambda_1 = c_1 / 18,15 \sqrt{T_0^*}; \quad (4.23)$$

газодинамические функции приведенной скорости [9, 13]:

$$\pi(\lambda_1) = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2\right)^{k/(k-1)}; \quad (4.24)$$

$$\tau(\lambda_1) = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2; \quad (4.25)$$

$$q(\lambda_1) = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{1/(k-1)} \lambda_1 \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2\right)^{1/(k-1)}; \quad (4.26)$$

статические параметры газа на выходе из СА

$$p_1 = p_1^* \pi(\lambda_1); T_1 = T_1^* \tau(\lambda_1),$$

здесь $T_1^* = T_0^*$, так как процесс расширения энергоизолированный.

Наконец, при известной геометрии проточной части может быть найден расход газа через СА:

$$G_r = m_r F_{CA} \frac{p_1^*}{\sqrt{T_1^*}} q(\lambda_1) \sin \alpha_1, \quad (4.27)$$

где m_r - константа, зависящая только от физических свойств газа; для продуктов сгорания керосина $m_r = 39,7 \text{ (кг} \cdot \text{град./кДж)}^{-0,5}$; F_{CA} - осевая площадь на выходе из СА, равная $\pi \cdot D_{cp} \cdot h_{CA}$; α_1 - угол выхода потока из СА.

Уравнение (4.27) определяет расход газа при докритических перепадах давления на СА и условии, что известна геометрия его проточной части. На практике же чаще встречаются задачи, когда по заданному расходу газа G_r требуется определить основные геометрические размеры проточной части СА. В этом случае выражение (4.27) для продуктов сгорания керосина примет вид:

$$F_{CA} = \frac{G_{\Gamma} \sqrt{T_0^*}}{39,7 p_0^* \sigma_{CA} \sin \alpha_1 q(\lambda_1)}, \quad (4.28)$$

где p_0^* имеет размерность в кПа, G_{Γ} - в кг/с, а T_0^* - в К.

При сверхкритических перепадах давления расход газа определяется по площади горловин СА, так как при этом в горловинах устанавливается критический режим [13], что соответствует $q(\lambda_{\Gamma}) = 1$. В этом случае выражение (4.27) приводится к виду

$$G_{\Gamma} = m_{\Gamma} F_{CA} \frac{p_0^* \sigma_{\Gamma}}{\sqrt{T_0^*}}, \quad (4.29)$$

где F_{CA} - суммарная площадь горловин СА; σ_{Γ} - коэффициент сохранения полного давления на участке от входа в канал до горловины; обычно в ступенях турбин авиационных ГТД величину σ_{Γ} принимают равной $0,5(1 + \sigma_{CA})$.

4.5. Процесс расширения газа в рабочем колесе

Расширение газа в РК можно рассматривать как в абсолютном, так и в относительном движениях. Если учесть, что абсолютная скорость c_i течения в РК определяется как векторная сумма $\vec{c}_i = \vec{w}_i + \vec{u}_i$, то следует ожидать значительного усложнения расчётных соотношений между параметрами потока в абсолютном движении. В расчётной практике чаще рассматривают связь между параметрами потока рабочего венца в относительном движении, а переход к параметрам абсолютного движения выполняют лишь для сечений на входе в РК и на выходе из него

на основе планов скоростей ступени, возможные варианты которых приведены на рис. 4.7.

Из планов скоростей следует, например, что при известных параметрах на выходе из СА скорость w_1 определяется из выражения

$$w_1 = \sqrt{c_{1a}^2 + (c_{1u} - u_{1cp})^2}, \tag{4.30}$$

если $\alpha_2 < 90^\circ$ и $\beta_1 < 90^\circ$ (рис. 4.7, а),

или

$$w_1 = \sqrt{c_{1a}^2 + (u_{1cp} - c_{1u})^2}, \tag{4.31}$$

если $\alpha_2 > 90^\circ$ и $\beta_1 > 90^\circ$ (рис. 4.7, б).

При этом $c_{1a} = c_1 \sin \alpha_1$, а $c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1$.

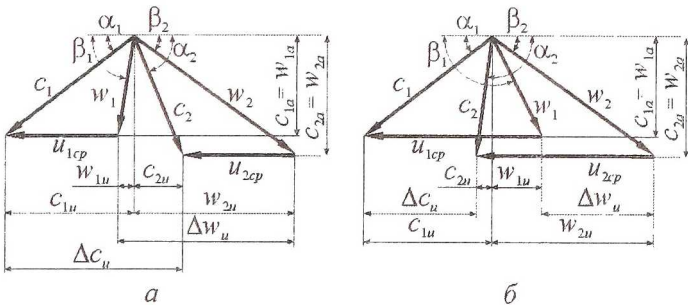
Температура торможения T_{w1}^* может быть найдена из очевидного соотношения (см. рис. 4.6):

$$i_{w1}^* = i_1 + w_1^2/2, \tag{4.32}$$

откуда

$$T_{w1}^* = T_1 + \frac{w_1^2}{2c_p} = T_1 + \frac{k-1}{kR} \frac{w_1^2}{2}. \tag{4.33}$$

Давление торможения p_{w1}^* можно определить по уравнению изоэнтропы (1_{w-1}^*) (см. рис. 4.6):



Р и с. 4.7. Возможные варианты планов скоростей ступени ОТ:
а - $\alpha_2 < 90^\circ$ и $\beta_1 < 90^\circ$; б - $\alpha_2 > 90^\circ$ и $\beta_1 > 90^\circ$

$$p_{w1}^* = p_1 \left(\frac{T_{w1}^*}{T_1} \right)^{k/(k-1)} \quad (4.34)$$

Как видно, соотношения (4.30)...(4.34) позволяют осуществить переход от параметров абсолютного движения к относительному в сечении на входе в РК.

Дальнейшее рассмотрение процесса расширения газа в каналах РК целесообразно, как и в случае СА, проводить на основе i - s - диаграммы (рис. 4.8).

В относительном движении процесс расширения газа в РК является энергоизолированным, поэтому имеет место соотношение (см. разд. 1.11):

$$i_{w1}^* = i_{w2}^*,$$

откуда следует

$$i_1 + w_1^2/2 = i'_{2s} + w_{2s}^2/2. \quad (4.35)$$

Преобразуем (4.35) к виду

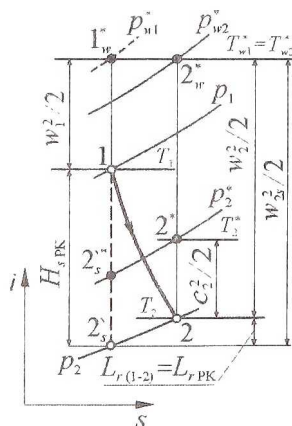
$$w_{2s}^2 = 2 (i_1 - i'_{2s}) + w_1^2. \quad (4.36)$$

Нетрудно видеть, что $(i_1 - i'_{2s}) = H_{s \text{ РК}}$.

Величина $H_{s \text{ РК}}$ при известных $H_{s \text{ ст}}$ и $H_{s \text{ СА}}$ определится как разность $H_{s \text{ РК}} = H_{s \text{ ст}} - H_{s \text{ СА}}$.

(4.37)

Тогда изоэнтропическая скорость истечения газа w_{2s} с учетом (4.36) и (4.37) может быть найдена из соотношения



Р и с. 4.8. i - s - диаграмма процесса расширения в каналах РК

$$w_{2s} = \sqrt{w_1^2 + 2H_{sPK}}. \quad (4.38)$$

Действительная скорость w_2 из-за наличия L_{rPK} (см. рис. 4.8) меньше w_{2s} и определяется по аналогии с венцом СА с помощью коэффициента скорости ψ_{PK} :

$$w_2 = \psi_{PK} w_{2s}. \quad (4.39)$$

Диапазон возможных значений ψ_{PK} ступеней современных турбин составляет 0,94... 0,96. Используя соотношения (4.19)... (4.21), можно получить связь между ψ_{PK} и ξ_{PK} в виде

$$\psi = \sqrt{1 - \xi_{PK}}. \quad (4.40)$$

Снижение давления торможения p_{w1}^* в венце РК, аналогично венцу СА, оценивается с помощью коэффициента $\sigma_{PK} = p_{w2}^*/p_{w1}^*$, который также зависит от ψ_{PK} и λ_{w2s} . При $\lambda_{w2s} < 1$ и $\psi_{PK} > 0,9$ величина σ_{PK} выбирается в интервале 0,96... 0,98.

Статические параметры газа на выходе из РК определяются через соответствующие газодинамические функции потока:

$$\lambda_{w2} = w_2 / 18,5 \sqrt{T_{w2}^*}, \quad \pi(\lambda_{w2}), \quad \tau(\lambda_{w2}), \quad q(\lambda_{w2}).$$

При известной геометрии проточной части РК и заданном расходе G_r по уравнению неразрывности может быть найден угол выхода потока из рабочего венца. Для продуктов сгорания керосина это выражение имеет вид:

$$\sin \beta_2 = \frac{G_r \sqrt{T_{w2}^*}}{39,7 p_{w1}^* \sigma_{PK} F_{PK} q(\lambda_{w2})}. \quad (4.41)$$

При известном β_2 легко определяются все элементы выходного треугольника скоростей (см. рис. 4.7):

в относительном движении -

$$\left. \begin{aligned} w_{2a} &= w_2 \sin \beta_2; \\ w_{2u} &= w_2 \cos \beta_2; \end{aligned} \right\} \quad (4.42)$$

в абсолютном движении -

$$\left. \begin{aligned} c_{2a} &= w_{2a}; \\ c_{2u} &= w_{2u} - u_{2 \text{ ср}}; \\ c_2 &= \sqrt{c_{2a}^2 + c_{2u}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.43)$$

Угол выхода потока в абсолютном движении α_2 определяется по следующим соотношениям:

$$\alpha_2 = \arcsin \frac{w_{2a}}{c_2}, \quad (4.44)$$

если $w_{2u} > u_{2 \text{ ср}}$ (рис. 4.7, а),

$$\alpha_2 = 180^\circ - \arcsin \frac{w_{2a}}{c_2}, \quad (4.45)$$

если $w_{2u} < u_{2 \text{ ср}}$ (рис. 4.7, б).

Переход к параметрам потока в абсолютном движении осуществляется следующим образом:

вычисляется температура торможения T_2^* :

$$T_2^* = T_2 + \frac{c_2^2}{2c_p} = T_2 + \frac{k-1}{k R} \frac{c_2^2}{2}, \quad (4.46)$$

по уравнению изоэнтропы (2-2^{*}) (см. рис. 4.8) определяется давление торможения p_2^* :

$$p_2^* = p_2 \left(\frac{T_2^*}{T_2} \right)^{k/(k-1)}. \quad (4.47)$$

Найденные значения T_2^* и p_2^* позволяют определить мощность ступени $N_{\text{ст}}$ и $\eta_{\text{ст}}^*$:

$$N_{\text{ст}} = G_{\Gamma} L_{\text{ст}}^*, \quad (4.48)$$

где $L_{\text{ст}}^* = i_0^* - i_2^*$ (здесь i_0^* и i_2^* определяются по температурам T_0^* и T_2^*),

$$\eta_{\text{ст}}^* = \frac{i_0^* - i_2^*}{i_0^* - i_{2s}^*} \quad (4.49)$$

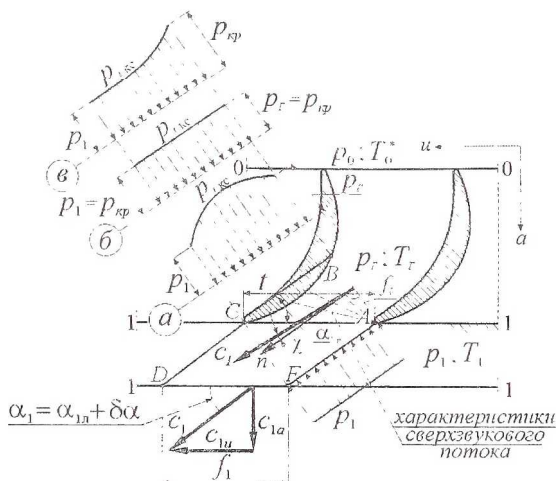
(здесь i_{2s}^* - определяется по температуре T_{2s}^*).

Полученные значения $N_{\text{ст}}$ и $\eta_{\text{ст}}^*$ сравниваются с потребными, которые закладываются на этапе предварительного расчёта турбины. Если рассчитанная ступень не соответствует заданным пределам, то, изменяя в допустимых интервалах $\rho_{\text{ст}}$, $\Phi_{\text{СА}}$, $\Psi_{\text{РК}}$, а также $\pi_{\text{ст}}^*$, можно добиться (провести оптимизацию параметров) потребных значений $N_{\text{ст}}$ и $\eta_{\text{ст}}^*$.

4.6. Направление потока за турбинной решёткой

В турбинных решётках так же, как и в компрессорных, угол выхода потока α_1 (или β_2) определяется в основном соответствующими конструктивными углами $\alpha_{1\text{л}}$ (или $\beta_{2\text{л}}$).

Угол наклона кромок лопаток СА и РК на выходе значительно меньше 90° , т.е. турбинные решётки имеют косой срез ABC , наличие которого может оказать существенное влияние на характер течения газа в плоскости среза решётки $I-I$ (см. рис. 4.9). В этой связи возникает необходимость более точного (по сравнению с компрессорными решётками) определения угла выхода потока α_1 , так как от точности его определения зависит точность вычисления следующих параметров ступени: $G_{\text{т}}$, $L_{\text{ст}}^*$, $\eta_{\text{ст}}^*$.



Р и с. 4.9. К определению угла отклонения потока в косом срезе сужающейся сопловой решётки: *a* - изменение $p_{1к}$ при докритических перепадах давлений; *б* - изменение $p_{1к}$ при критическом перепаде давлений; *в* - изменение $p_{1к}$ при сверхкритических перепадах давлений

Для определения α_1 рассмотрим течение газа на участке ABC , а также $ACDF$. Участок $ACDF$ образован двумя линиями тока CD и AF , отстоящими друг от друга на расстоянии шага решётки t . Пусть в самом узком сечении канала (горла) поток имеет параметры p_Γ , T_Γ , а площадь его - f_Γ . С нормалью n скорость c_Γ составляет некоторый угол χ (см. рис. 4.9), который близок к нулю [10].

В сечении DF , которое выбирается обычно на входе в последующую решетку, поток имеет скорость c_1 , составляющую с фронтом решётки искомый угол α_1 . Найдём этот угол, воспользовавшись уравнением неразрывности для случая двухмерной модели (см. разд. 1.9). Тогда получим:

$$a_\Gamma \rho_\Gamma c_\Gamma \cos \chi = t \rho_1 c_1 \sin \alpha_1, \quad (4.50)$$

откуда легко выделить α_1 :

$$\alpha_1 = \arcsin \left[\frac{a_r(\rho c)_r}{t(\rho c)_1} \cos x \right]. \quad (4.51)$$

В работах [1, 2, 10] показано, что в современных турбинных решётках x близок к нулю. Тогда из (4.51) следует:

$$\alpha_1 = \arcsin \left[\frac{a_r(\rho c)_r}{t(\rho c)_1} \right]. \quad (4.52)$$

Из (4.52) видно, что направление потока газа за решёткой зависит от основного геометрического соотношения косого среза a_r/t и величины $(\rho c)_r/(\rho c)_1$, характеризующей режим течения. Величину $\arcsin(a_r/t)$ часто называют эффективным $\alpha_{1\text{эф}}$ или лопаточным $\alpha_{1\text{л}}$ углом турбинной решётки [10]. Очевидно (см. 4.52), что с ростом $\alpha_{1\text{эф}}$ ($\alpha_{1\text{л}}$) значение α_1 также увеличивается.

Рассмотрим несколько случаев влияния режима течения на связь углов α_1 и $\alpha_{1\text{эф}}$ ($\alpha_{1\text{л}}$) (см. рис. 4.9, а, б, в). Пусть перепад давлений p_1/p_0^* на решётке СА - дозвуковой, т.е. $\lambda_r < 1$. Тогда в горле решётки (в сечении А-В) скорость имеет максимальное значение, но при этом $c_r < c_{\text{кр}}$. Вдоль линии тока AF за решёткой действует постоянное давление p_1 , но вдоль стенки BC косого среза давление не остается постоянным. Так, в частности, при $\lambda_r < 1$ (см. рис. 4.9, а) течение вдоль стенки BC носит диффузорный характер, так как выходная кромка профиля выполняется с некоторым углом отгиба $\delta_n = 5...15^\circ$ [10], который составляет линия BC с нормалью n . Такое выполнение выходной кромки обуславливает расширяющуюся форму канала на участке

косого среза и, естественно, диффузорный характер течения при $\lambda_r < 1$.

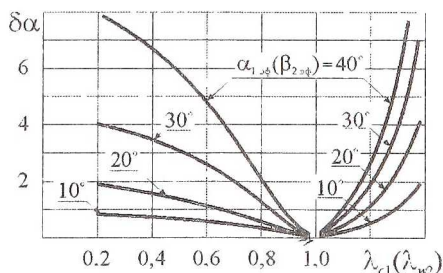
Как известно из газовой динамики [9, 13], при $\lambda_r < 0,7$ изменение плотности, как правило, не компенсирует изменения скорости газа при диффузорном характере течения. В результате отношение $(\rho c)_r / (\rho c)_1$ возрастает, а, следовательно, значение $\alpha_1 > \alpha_{1\text{эф}}$. Этот же результат вытекает и из простейших физических представлений (см. рис. 4.9, а). Действительно, при диффузорном характере течения давление $p_{i\text{кс}}$ вдоль стенки BC косого среза на большей части её длины возрастает [10, 11]. В результате на участок струи, заключённый в контуре $ABCF$, действует неуравновешенный импульс давления, который отклоняет вектор скорости c_r в сторону меньшего давления, т.е. в сторону линии тока AF .

Из приведенных рассуждений следует, что при $\lambda_r < 1$ величину угла α_1 можно представить в виде выражения

$$\alpha_1 = \alpha_{1\text{эф}} + \delta\alpha, \quad (4.53)$$

где $\delta\alpha$ - угол отставания (отклонения) потока в косом срезе.

Типичная зависимость $\delta\alpha = f(\alpha_{1\text{эф}}, \lambda_1)$ приведена на рис. 4.10, из которого видно, что с уменьшением λ_1 и с увеличением



Р и с. 4.10. Типичная зависимость $\delta\alpha = f(\alpha_{1\text{эф}}, \lambda_1)$

$\alpha_{1\text{эф}}$ величина $\delta\alpha$ возрастает. Последнее вытекает и из соотношения (4.52).

Рассмотрим случай $\lambda_r = 1$ (см. рис. 4.9, б). Как известно [9, 13],

в этих случаях плотность тока $(\rho c)_1$ слабо зависит от скорости, т.е. ГДФ $q(\lambda_1)$ слабо изменяется в области значений $\lambda_r \approx 1$. Из этого следует, что заметного изменения скорости c_1 (по сравнению со скоростью c_r) можно добиться лишь резким изменением площади канала в области косо́го среза. Поскольку же углы δ_λ , определяющие изменение этой площади, невелики ($\delta_\lambda = 5...15^\circ$), то при $\lambda_r \approx 1$ изменения c_1 не происходит. Следовательно, при критическом перепаде давлений p_1/p_0^* на боковых границах BC и AF контура $ABCF$ действует одинаковое давление, т.е. $p_{i\text{ кс}} = p_{\text{кр}} = p_1$ и $p_1 = p_{\text{кр}}$ (см. рис. 4.9, б).

Тогда из выражения (4.52)

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{a_r}{t} = \alpha_{1\text{ эф}}, \quad (4.54)$$

т.е. угол отставания потока $\delta\alpha$ близок к нулю (см. рис. 4.10).

Наконец, при давлении p_1 , меньшем $p_{\text{кр}}$, в пространстве между критическим сечением AB и выходным сечением CA происходит расширение газа (см. рис. 4.9, в). Давление вдоль спинки BC падает постепенно, а в точке A происходит почти скачкообразное падение давления от $p_{\text{кр}}$ до p_1 . Следовательно, в области точки A возникает течение Прандтля-Майера [9, 13], приводящее к увеличению скорости газа от критической $\lambda_r = \lambda_{\text{кр}} = 1$ до сверхзвуковой ($\lambda_r > 1$), и повороту потока, т.е. $\alpha_1 > \alpha_{1\text{ эф}}$. Увеличение α_1 при $p_1 < p_{\text{кр}}$ легко объясняется также и тем физическим фактом, что на границах BC и AF контура $ABCF$ действуют неуравновешенные давления, т.е. $p_{i\text{ кс}} > p_1$ (см. рис. 4.9, в).

В плоском косом срезе (именно такой срез и имеет место в турбинных решётках) постоянное давление устанавливается

вдоль характеристики [13], т.е. вдоль луча, выходящего из точки А (см. рис. 4.9). При этом давление, соответствующее выходному давлению p_i , может установиться как в пределах косого среза, так и на его границе АС. В первом случае говорят о неполном использовании косого среза, а во втором - о его предельной расширительной способности. При $p_1 < p_{кр}$ формула (4.52) принимает вид

$$\sin \alpha_1 = \frac{a_r}{t} \frac{(\rho c)_{кр}}{(\rho c)_1} = \frac{a_r}{t} \frac{1}{q(\lambda_1)}. \quad (4.55)$$

Из выражения (4.55) легко получить зависимость $\delta\alpha = f(\alpha_{1\text{эф}}, \lambda_1)$, которая приведена на рис. 4.10 для значений $\lambda_1 > 1$.

Итак, одна из геометрических особенностей турбинной решётки наличие косого среза - обуславливает две режимных особенности течения газа на её выходе:

возможность достижения сверхзвуковых скоростей $\lambda_1 > 1$ в косом срезе при $p_1 < p_{кр}$;

наличие и возрастание угла отставания $\delta\alpha$ потока на режимах, заметно отличающихся от критического режима.

Следует отметить, что все сказанное относится как к сопловым, так и к рабочим решёткам.

4.7. Классификация потерь энергии

Рассмотрим потери энергии, которые возникают в процессе эксплуатации ступени. Часто их разделяют на потери в проточной части ступени (канальные потери) и потери, связанные с работой ступени в целом. К последним относятся потери в

результате утечки рабочего тела из проточной части, дисковые потери (потери на трение о газ диска, а также бандажа, если он имеется), и механические, обусловленные трением в опорах вала.

Дисковые и механические потери по последним данным [1, 3, 10] не превышают (1...1,5)% от величины $L^*_{ст}$, поэтому в практике газодинамического проектирования ступеней турбины чаще принимают другую классификацию потерь энергии.

В соответствии с [1] все потери энергии в элементах проточной части ступени (каналах) можно разделить на две группы: профильные и концевые.

Профильные потери обусловлены реальными свойствами поверхностей профилей лопаток элементарной турбинной решётки:

- трением в пограничном слое, образующемся на профиле лопаток;

- вихреобразованием в зоне за выходными кромками;

- отрывом потока от поверхностей профиля;

- скачками уплотнения, возникающими в межлопаточном канале при переходе сверхзвуковой скорости в дозвуковую (или наоборот).

Физическое толкование этих видов потерь энергии было дано в разд. 2.14, поэтому нет смысла останавливаться на них подробно. Следует лишь отметить, что последние два вида потерь энергии необязательны и возникают только в определенных случаях на нерасчётных режимах обтекания. *Неизбежными*

профильными потерями являются потери от трения и вихреобразования за выходными кромками.

Концевые потери вызваны наличием концевых поверхностей (поверхность втулки и поверхность статора), ограничивающих решетку по высоте. Они складываются из следующих видов потерь:

на трение в пограничном слое, образующемся на концевых поверхностях;

в радиальном зазоре, что вызвано перетеканием газа с корытца лопатки на спинку, а также между торцевыми поверхностями лопаток и корпусом ступени из зоны повышенного давления в зону пониженного;

вторичных (или индуцированных) потерь в канале между лопатками, обусловленных неравномерным полем давлений по сечению канала.

Физическое представление этой группы потерь энергии представлено также в разд. 2.14 и 2.16.

Независимо от этих потерь, свойственных как неподвижным, так и вращающимся решёткам, в последних возникают дополнительные потери энергии:

от радиальных течений газа в канале, вызванных действием центробежных сил при вращении решётки;

от нестационарности обтекания каждой последующей решётки, расположенной за вращающейся; при этом нестационарность вызвана наличием вихревых дорожек за выходными кромками (см. разд. 2.16).

Каждый из видов потерь в решётке характеризуется соответствующим коэффициентом, который представляет собой отношение $\xi = L_{r\,i} / H_{s\,i}$, где $L_{r\,i}$ - абсолютное значение потери энергии, а $H_{s\,i}$ - теоретическая работоспособность газа при заданном перепаде давлений p_i / p_{i+1} на решётку. Следовательно, величину ξ_i можно определить следующим образом:

$$\xi_i = 2L_{r\,i} / c_{s\,i}^2 \quad (4.56)$$

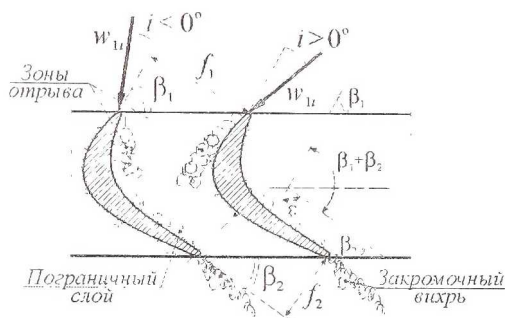
где $c_{s\,i}$ - изэнтропическая скорость на выходе из решётки, соответствующая перепаду давлений (p_i / p_{i+1}). Формула (4.56) позволяет вычислить коэффициент потерь энергии на основе экспериментальных продувок турбинных решёток методом траверсирования потока. При этом стенды для продувок турбинных решёток аналогичны описанным в разд. 2.13; более подробное их описание приведено в работе [1].

Значительно реже уровень потерь энергии оценивается с помощью к.п.д. решёток, который представляет собой отношение:

$$\eta_{\text{CA}} = \frac{c_1^2/2}{c_{1s}^2/2} \text{ и } \eta_{\text{PK}} = \frac{w_2^2/2}{w_{2s}^2/2}. \quad (4.57)$$

Рассмотрим теперь зависимости коэффициентов потерь энергии от основных конструктивных и режимных параметров турбинных решёток.

4.8. Влияние конструктивных параметров на уровень потерь энергии



Р и с. 4.11. К определению зависимостей профильных потерь энергии от основных параметров турбинной решётки

Рассмотрим вначале потери энергии в области автомодельности по числу Re и при умеренных числах M потока ($M = 0,5 \dots 0,6$).

Потери энергии от трения на поверхности профиля в турбинных решётках зависят, главным

образом, от угла изгиба ε профиля, степени конфузорности K и относительного шага $\bar{t}$ (рис. 4.11) [1, 2, 3, 10].

Угол поворота потока ε часто характеризуют суммой углов $(\beta_1 + \beta_2)$, так как $\varepsilon = 180^\circ - (\beta_{1л} + \beta_{2л})$. Степень конфузорности K (см. разд. 4.3) определяется отношением площадей f_1/f_2 или $\sin \beta_1/\sin \beta_2$. Зависимость $\xi_{тр} = f(K; \varepsilon)$ при нулевой толщине выходной кромки и оптимальном значении $\bar{t}$ приведена на рис. 4.12.

Как известно [9, 13], сопротивление трения зависит, прежде всего, от характера пограничного слоя на поверхности профиля - ламинарный он или турбулентный. При ламинарном слое потери на трение меньше, поэтому профили лопаток турбинных решеток стремятся спроектировать таким образом, чтобы он сохранялся на большей части поверхности профиля. Известно

также, что ламинарный слой тем более устойчив, чем выше степень конфузорности канала. Следовательно, с ростом K (или суммы углов β_1 и β_2 при $\beta_2 = const$) протяженность ламинарного слоя на поверхности профиля увеличивается, а коэффициент потерь $\xi_{тр}$ уменьшается (см. рис. 4.12).

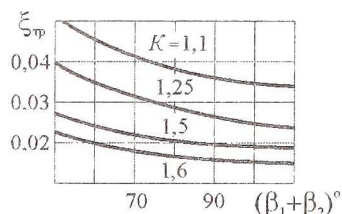
Влияние угла изгиба ε профиля (или суммы углов β_1 и β_2) на величину потерь энергии $\Delta L_{тр}$ сказывается через разность давлений ($p_{кор i} - p_{сп i}$) (см. рис. 4.1, б). Очевидно, что с возрастанием ε (с уменьшением суммы углов β_1 и β_2) в результате возрастания действия центробежных сил при повороте потока разность давлений между корытцем и спинкой ($p_{кор i} - p_{сп i}$) увеличивается. При этом возрастает неравномерность потока в межлопаточном канале решёток, что обуславливает увеличение $\xi_{тр}$ [1, 3]. Последнее обстоятельство также наглядно отражается на рис. 4.12.

Кромочные потери возникают в результате взаимодействия пограничных слоев, стекающих со спинки и корытца профиля (см. рис. 4.11). Образующиеся за кромками вихревые дорожки снижают общий запас кинетической энергии потока на выходе, в этом смысле и понимается величина кромочных потерь, которая, как правило, определяется по формуле

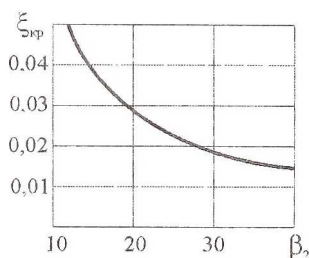
$$\xi_{кр} = 0,2 d_2 / a_{\Gamma}, \quad (4.58)$$

где d_2 - диаметр или толщина выходной кромки;

a_{Γ} - размер горла решётки.



Р и с. 4.12. Зависимость $\xi_{тр}$ от суммы $(\beta_1 + \beta_2)$ и типа решётки (её конфузорности)



Р и с. 4.13. Зависимость
кромочных потерь от
угла выхода β_2

В расчётной практике удобнее пользоваться другим вариантом формулы (4.58):

$$\xi_{кр} = 0,2 \frac{d_2}{a_r} = 0,2 \frac{d_2}{t \sin \beta_2}. \quad (4.59)$$

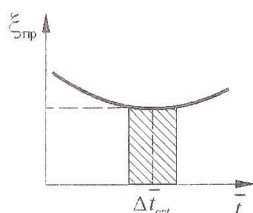
С учётом типичных для турбин ГТД соотношений d_2/t (4.59) примет вид:

$$\xi_{кр} = \frac{0,01}{\sin \beta_2}. \quad (4.60)$$

Формула (4.60) отражает то обстоятельство, что с уменьшением β_2 увеличивается длина выходных кромок, а, следовательно, и толщина пограничного слоя. Последний, в свою очередь, и обуславливает увеличение кромочных потерь (возрастание $\xi_{кр}$) при уменьшении β_2 (рис. 4.13).

В практике газодинамического проектирования ступеней осевых турбин часто используются обобщенные зависимости $\varphi(\psi)_{пр} = f(K; \varepsilon)$, которые приведены, например, в работе [7]. Нетрудно убедиться в том, что зависимости $\varphi(\psi)_{пр} = f(K; \varepsilon)$ получаются суммированием кривых $\xi_{пр} = \xi_{тр} + \xi_{кр}$ с последую-

щим преобразованием их в соответствии с выражением (4.21), т.е.

$$\varphi(\psi)_{пр} = \sqrt{1 - \xi_{пр}}.$$


Р и с. 4.14. Влияние
относительного шага решётки
на профильные потери

На величину $\xi_{пр}$ в целом существенное влияние оказывает относительный шаг решётки $\bar{t} = t/b$. Существует значение $\bar{t}_{opt}$, при кото-

ром величина $\xi_{\text{пр}}$ имеет минимальное значение. Типичная зависимость $\xi_{\text{пр}} = f(\bar{t})$ приведена на рис. 4.14. Она носит пологий характер, поэтому на практике чаще пользуются диапазоном относительных шагов $\Delta \bar{t}_{\text{opt}}$. В частности, у современных турбин ГТД $\bar{t}_{\text{CA opt}} = 0,7...1,0$; для решёток РК $\bar{t}_{\text{РК opt}} = 0,6...0,8$.

Существование $\Delta \bar{t}_{\text{opt}}$ объясняется тем, что при увеличении шага (при $b = \text{const}$) уменьшается количество профилей и уменьшается суммарная поверхность трения газа о поверхности профилей. Потери на трение $\xi_{\text{тр}}$ при этом уменьшаются.

В то же время в связи с ростом нагрузки на каждый профиль появляются значительные пики в эпюре распределения давления по профилю. Это приводит к появлению “ранних” (при незначительных углах атаки i) отрывов от профиля (см. рис. 4.11), а, следовательно, и к увеличению $\xi_{\text{тр}}$. Как показали эксперименты [1, 3, 10], величина $\bar{t}_{\text{opt}}$ зависит от угла поворота потока $\Delta\beta$ в решётке, от степени конфузорности K и относительной толщины профиля $\bar{c}_m$.

Наиболее часто величину $\bar{t}_{\text{opt}}$ определяют по формуле Дышлевского

$$\bar{t}_{\text{opt}} = 0,55 \left(\frac{180^\circ \sin \beta_1}{\Delta\beta \sin \beta_2} \right)^{0,33} (1 - \bar{c}_m). \quad (4.61)$$

Известны и другие формулы [7], которые позволяют более точно определить $\bar{t}_{\text{opt}}$ в широком диапазоне λ_{c1} (λ_{w2}). Одна часть концевых потерь, которые складываются из потерь на трение и вторичных потерь ($\xi_{\text{тр}} + \xi_{\text{вт}}$), в основном зависит от отношения $a_r/h_{\text{л}}$ [1]. Действительно, увеличение $a_r/h_{\text{л}}$ означает относительное уменьшение высоты лопатки и, следовательно,



Р и с. 4.15. Схема образования дополнительного вихря

интенсифицируется взаимодействие парных вихрей (см. разд. 2.14), что обуславливает рост потерь энергии. При уменьшении a_r/h_l наблюдается обратная картина.

С учётом типичных для турбин ГТД соотношений величину ($\xi_{тр} + \xi_{вт}$) определяют по формуле [3]

$$\xi_{тр} + \xi_{вт} = 0,3\xi_{пр}. \quad (4.62)$$

Другая часть концевых потерь, которая является потерями в радиальном зазоре $\xi_{ззз}$, связана с тем, что часть газа уходит через зазор, не совершая работы в колесе. Кроме того, в безбандажных венцах перетекание газа с корытца на спинку приводит к снижению перепада давлений ($p_{кор i} - p_{сп i}$) на периферийной части лопатки и дополнительному вихреобразованию (рис. 4.15).

Известно соотношение [2] для вычисления $\xi_{ззз}$:

$$\xi_{ззз} = (b/t_{cp}) (\delta_r/h_l). \quad (4.63)$$

Для типичных значений (b/t_{cp}) современных турбин ГТД выражение (4.63) можно привести к виду

$$\xi_{ззз} = 1,45 (\delta_r/h_l). \quad (4.64)$$

Таким образом, суммарная величина концевых потерь может быть определена по формуле

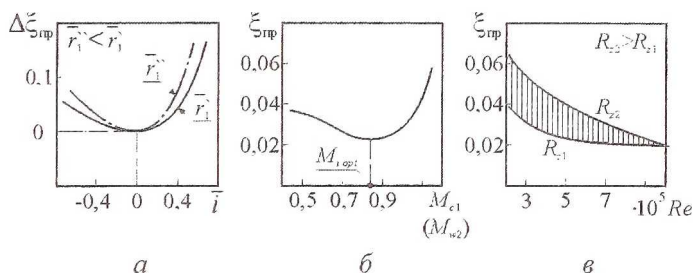
$$\xi_k = \xi_{тр} + \xi_{вт} + \xi_{ззз} = 0,3\xi_{пр} + 1,45 (\delta_r/h_l) \quad (4.65)$$

4.9. Влияние режимных параметров на потери энергии

К числу определяющих режимных параметров в турбинных решётках относятся: угол атаки i на входе в решётку; числа M и Re , которые определяются по параметрам потока на выходе из решётки. Рассмотрим влияние каждого из этих параметров на уровень потерь энергии.

На рис. 4.16, *a...в* представлено типичное изменение зависимостей $\xi_{\text{пр}} = f(\bar{i}; M; Re)$ для решёток турбин современных ГТД.

Влияние относительного угла атаки $\bar{i} = i/\beta_1$ показано на рис. 4.16, *a*. Видно, что при значениях $\bar{i}$, отличных от нулевого, наблюдается возрастание профильных потерь - $\Delta\xi_{\text{пр}} = \xi_{\text{пр}} i - \xi_{\text{пр}} i=0^\circ$. Однако при отрицательных углах атаки $\bar{i} < 0$ величина $\Delta\xi_{\text{пр}}$ растёт медленнее. Объясняется это тем, что при уменьшении i возрастает угол β_1 (см. рис. 4.11). Следовательно, угол поворота потока $\Delta\beta$ уменьшается, а степень конфузорности K возрастает, что и проявляется в пологом протекании кривой $\Delta\xi_{\text{пр}} = f(i)$ при $\bar{i} < 0$.



Р и с. 4.16. Типичное изменение зависимостей $\xi_{\text{пр}} = f(\bar{i}, M, Re)$:
a - при изменении угла атаки $\bar{i}$; *б* - при изменении числа M_{c1} (или M_{w2}); *в* - при изменении числа Re

Величина $\Delta \xi_{\text{пр}}$ зависит также от относительной толщины входной кромки $\bar{r}_1 = r_1/c_m$. Установлено, что более толстые входные кромки более атакоустойчивы [10].

Влияние числа M (или λ) на потери энергии в турбинной решётке носит немонотонный характер (см. рис. 4.16, б). Как видно, при некотором значении $M_{i \text{ opt}}$ потери в решётке минимальны. Но при других M_i величина $\xi_{\text{пр}}$ возрастает. Возрастание потерь при $M_i > M_{i \text{ opt}}$ объясняется возникновением на поверхности профиля волновых потерь; при $M_i < M_{i \text{ opt}}$ увеличивается толщина пограничного слоя, поскольку остается неизменной геометрическая степень конфузорности, что также обуславливает возрастание $\xi_{\text{пр}}$.

Влияние числа Re на потери в турбинных решётках аналогично описанному в разд. 2.15. Так же, как и в компрессорных решётках, число Re вычисляется по параметрам потока на выходе: $Re = w_2 \cdot b / \nu_2$ (или $Re = c_1 \cdot b / \nu_1$).

Критические значения чисел Re в решётках турбин выше, чем в компрессорных, так как в первых характер течения конфузорный, они составляют $(0,6 \dots 1,0) \cdot 10^6$. При числах $Re_i < Re_{\text{кр}}$ величина $\xi_{\text{пр}}$ в значительной степени зависит от относительной величины шероховатостей $\bar{R}_z = R_z/b$ поверхности профиля, при увеличении которых коэффициент сопротивления $\xi_{\text{пр}}$ возрастает (рис. 4.16, в).

Рассмотрим влияние потерь энергии в венцах в целом на к.п.д. ступени.

4.10. Влияние различных факторов на к.п.д. ступени

Наиболее важными факторами, характеризующими режим работы ступени, являются [1, 18]:

параметр нагрузки – $y_{ст}^* = u_{ср}/c_{с\ ст}$;

степень реактивности – $\rho_{ст}$.

Физическая картина влияния этих параметров на к.п.д. ступени турбины становится понятной, если рассмотреть изменение основных составляющих потерь энергии при изменении $y_{ст}^*$ и $\rho_{ст}$.

Потери в ступени складываются, как это следует из предыдущих разделов, главным образом из потерь в лопаточных венцах СА и РК и потерь с выходной скоростью [1, 3]. В этом случае уравнение энергии для ступени ОТ можно записать в виде

$$L_{с\ ст} = L_{ст}^* + L_{r\ СА} + L_{r\ РК} + (c_2^2/2). \quad (4.66)$$

В относительных величинах (по отношению к располагаемому теплоперепаду)

$$1 = \frac{L_{ст}^*}{L_{с\ ст}} + \xi_{СА} + \xi_{РК} + \xi_{вых}, \quad (4.67)$$

где $\xi_{СА} = L_{r\ СА}/L_{с\ ст}$ и $\xi_{РК} = L_{r\ РК}/L_{с\ ст}$ – относительные доли потерь в СА и РК, а $\xi_{вых} = c_2^2/2L_{с\ ст}$ – относительная доля потерь с выходной скоростью.

Тогда в соответствии с (4.67) связь между $\eta_{ст}$ и этими коэффициентами можно записать:

$$\eta_{ст} = 1 - \xi_{СА} - \xi_{РК} - \xi_{вых}. \quad (4.68)$$

Выражение (4.68) позволяет легко проанализировать влияние $y_{\text{ст}}^*$ и $\rho_{\text{ст}}$ на $\eta_{\text{ст}}$. Действительно, величину потерь энергии $L_{r \text{ CA}}$ можно представить в виде

$$L_{r \text{ CA}} = \frac{c_{1s}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = L_{s \text{ CA}} (1 - \varphi^2). \quad (4.69)$$

Если учесть, что $L_{s \text{ CA}} = L_{s \text{ ст}} - L_{s \text{ РК}}$ и $\rho_{\text{ст}} = L_{s \text{ РК}}/L_{s \text{ ст}}$, то выражение (4.69) можно привести к виду:

$$\xi_{\text{CA}} = (1 - \varphi^2) \cdot (1 - \rho_{\text{ст}}). \quad (4.70)$$

Аналогично определяется величина

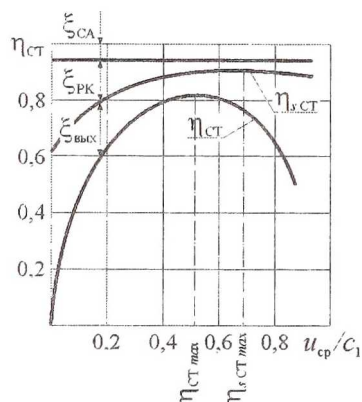
$$L_{r \text{ РК}} = \frac{w_{2s}^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} = \left(\frac{1}{\psi^2} - 1 \right) \varphi^2 \left(\frac{w_2}{c_1} \right)^2 \frac{c_{1s}^2}{2}, \quad (4.71)$$

откуда

$$\xi_{\text{РК}} = \varphi^2 \left(\frac{1}{\psi^2} - 1 \right) (1 - \rho_{\text{ст}}) \left(\frac{w_2}{c_1} \right)^2. \quad (4.72)$$

И, наконец,

$$\xi_{\text{вых}} = \frac{c_2^2}{2 L_{s \text{ ст}}} = \varphi^2 (1 - \rho_{\text{ст}}) \left(\frac{c_2}{c_1} \right)^2. \quad (4.73)$$



Р и с. 4.17. К анализу влияния $u_{\text{ср}}/c_1$ на к.п.д. ступени

Используя соотношения (4.70)...(4.73), легко проанализировать изменение коэффициентов потерь энергии, а следовательно, и $\eta_{\text{ст}}$ при изменении $y_{\text{ст}}^*$ и $\rho_{\text{ст}}$. Анализ целесообразно проводить не по параметру $y_{\text{ст}}^*$, а по величине $u_{\text{ср}}/c_1$. Они связаны между собой простейшим соотноше-

НИЕМ

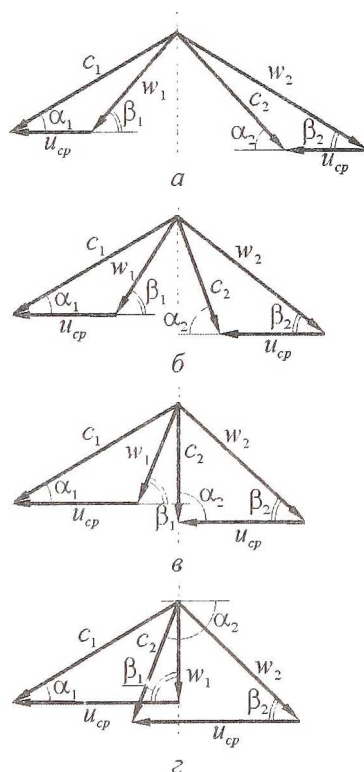
$$y_{\text{ст}}^* = \frac{u_{\text{ср}}}{c_{\text{с ст}}} = \frac{u_{\text{ср}}}{c_1} \varphi \sqrt{1 - \rho_{\text{ст}}}. \quad (4.74)$$

На рис. 4.17 приведена диаграмма изменения составляющих потерь энергии при изменении $u_{\text{ср}}/c_1$ и $\rho_{\text{ст}} = \text{const}$.

Горизонтальная линия с ординатой 1,0 соответствует (в относительных единицах) располагаемому теплоперепаду. Величина $\xi_{\text{СА}}$, как следует из (4.70), не зависит от $u_{\text{ср}}/c_1$, и эти потери изображены в виде отрезка, отложенного вниз от линии с ординатой 1,0.

Зависимость $\xi_{\text{РК}}$ от $u_{\text{ср}}/c_1$ при $\rho_{\text{ст}} = \text{const}$, как следует из (4.72), определяется изменением w_2/c_1 . Для установления связи $u_{\text{ср}}/c_1$ с величинами (w_2/c_1) и (c_2/c_1) рассмотрим серию планов скоростей ступеней, имеющих одинаковые значения c_1 и α_1 при различных $u_{\text{ср}}$ (рис. 4.18).

На рис. 4.18, изображен план скоростей, который соответствует малому значению $u_{\text{ср}}/c_1$. Величина w_1 в этом случае близка к c_1 . Поскольку значение w_2 определяется по уравнению



Р и с. 4.18. Планы скоростей ступеней с различными $u_{\text{ср}}/c_1$

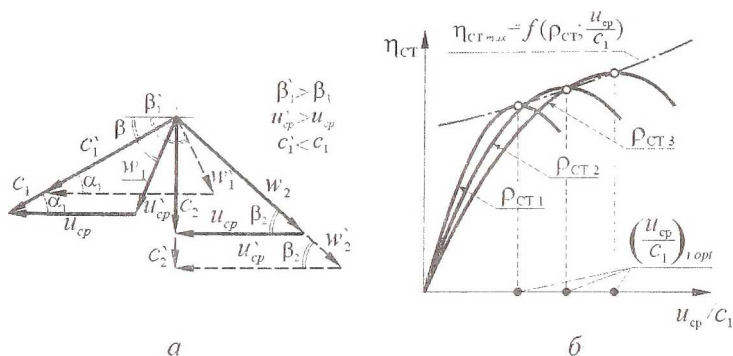
$$w_2 = \sqrt{w_1^2 + 2 L_{с\text{ РК}}}, \quad (4.75)$$

то значение w_2 велико. В этих случаях $\xi_{\text{РК}}$ имеет максимальное значение (см. рис. 4.17). По мере роста $u_{\text{ср}}$ (см. рис. 4.18, б...г) w_1 уменьшается. Соответственно снижается и w_2 . Наименьшее значение w_2 (а следовательно, и наименьшее значение $\xi_{\text{РК}}$) будет достигнуто в том случае, если вектор w_1 будет направлен по оси ступени (см. рис. 4.18, з), т.е. при $u_{\text{ср}} = c_1 \cos \alpha_1$.

Отложив вниз от ординаты 1,0 (см. рис. 4.17) отрезки, равные $\xi_{\text{СА}} + \xi_{\text{РК}}$, получим кривую зависимости $\eta_{\text{с ст}} = f(u_{\text{ср}}/c_1)$. Анализ её показывает, что $\eta_{\text{с ст min}}$ имеет место при $u_{\text{ср}}/c_1 = 0$, а значение $\eta_{\text{с ст max}}$ соответствует $u_{\text{ср}}/c_1 = \cos \alpha_1$.

Зависимость $\xi_{\text{вых}} = f(u_{\text{ср}}/c_1)$, как следует из (4.73), определяется отношением (c_2/c_1) . Из рисунка 4.18, а...г видно, что по мере роста $u_{\text{ср}}/c_1$ скорость c_2 вначале уменьшается, но потом, при больших $u_{\text{ср}}/c_1$, снова начинает расти. Величина $\xi_{\text{вых min}}$ достигается при такой форме треугольника скоростей, которая изображена на рис. 4.18, в, т.е. при осевом выходе из ступени. При $u_{\text{ср}} = 0$ работа на валу турбины тоже равна нулю, т.е. $1 = \xi_{\text{СА}} + \xi_{\text{РК}} + \xi_{\text{вых}}$. Таким образом, кривая $\eta_{\text{с ст}} = f(u_{\text{ср}}/c_1)$ выходит из точки $\eta_{\text{с ст}} = 0$ при $u_{\text{ср}}/c_1 = 0$ и достигает максимума при $u_{\text{ср}}/c_1$, соответствующей примерно осевому выходу газового потока из ступени.

Для выяснения влияния $\rho_{\text{с т}}$ на $\eta_{\text{с т}}$ рассмотрим план скоростей ступени ОТ при небольшом значении $\rho_{\text{с т1}}$ ($\rho_{\text{с т1}} < 0,2$). В этом случае (см. разд. 4.3) скорости w_1 и w_2 мало отличаются друг от друга. Пусть план скоростей (см. рис. 4.1, а) построен



Р и с. 4.19. К влиянию $\rho_{ст}$ на $\eta_{ст}$ и оптимальное значение u_{cp}/c_1 :
 а – схема деформации плана скоростей ступени ОТ при увеличении $\rho_{ст}$;
 б – зависимость $\eta_{ст max} = f(\rho_{ст}, u_{cp}/c_1)$

для случая $\eta_{ст max}$, т.е. суммарные потери $\xi_{CA} + \xi_{РК} + \xi_{вых}$ минимальны и $\alpha_2 \approx 90^\circ$. Величина $(u_{cp}/c_1)_{opt}$ при малых значениях $\rho_{ст}$ составляет обычно 0,45...0,5 [1]. В случае повышения степени реактивности $\rho_{ст2} > \rho_{ст1}$ при неизменном теплоперепаде в ступени w_2 становится больше w_2 , а $c'_2 > c_2$ (см. рис. 4.19, а). Поэтому для обеспечения $(u_{cp}/c_1)_{opt}$, соответствующей наименьшей c'_2 (как и в предыдущем случае $\alpha_2 \approx 90^\circ$), значение u'_{cp} должно быть значительно выше. Следовательно, $(u_{cp}/c_1)_{opt}$ увеличивается с ростом $\rho_{ст}$. Реализация этого факта на практике требует увеличения окружной скорости и, следовательно, вырастает уровень напряжений, действующих в дисках и лопатках РК.

Применение ступеней с более высокими значениями $\rho_{ст}$ обусловлено, прежде всего, их более высоким $\eta_{ст}$ (см. рис. 4.19, б). Это объясняется тем, что при росте $\rho_{ст}$ увеличивается степень конфузорности течения газа в решётке ($\sin \beta'_1/\sin \beta_2$) (см. рис. 4.19, а). Последнее обстоятельство и приводит к снижению потерь в каналах РК и росту $\eta_{ст}$. На рис. 4.19, б показан примерный

характер зависимости $\eta_{ст max} = f(u_{ср}/c_1; \rho_{ст})$ (прерывистая линия). Однако в практике газодинамического проектирования всегда следует помнить, что с ростом $\rho_{ст}$ возрастают потери в радиальных зазорах, поэтому существенного увеличения $\eta_{ст}$ обычно не наблюдается.

4.11. Изменение параметров потока по радиусу

Необходимость закрутки пера лопаток турбинных венцов вызвана теми же соображениями, что и в компрессорных венцах (см. разд. 2.7).

Расчёт радиального распределения параметров потока производится на основе уравнений трехмерной модели (см. разд. 1.8). При этом течение рассматривается только в зазоре между лопатками СА и РК. Предполагается, что оно осесимметрично и стационарно, а вязкость газа не учитывается. Принимается также, что линии тока прямолинейны и энергия (полная энтальпия i^*) постоянная.

В этом случае уравнение, связывающее окружную и осевую составляющие скорости, принимает вид:

$$\frac{dc_a^2}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d(c_u r)^2}{dr} = 0. \quad (4.76)$$

Поскольку одно уравнение (4.76) не может определить законы изменения двух входящих в него переменных c_u и c_a , один из них выбирается произвольно. Как известно, в качестве закона закрутки обычно выбирают зависимость $c_u = f(r)$. В практике проектирования наиболее часто применяются законы, ко-

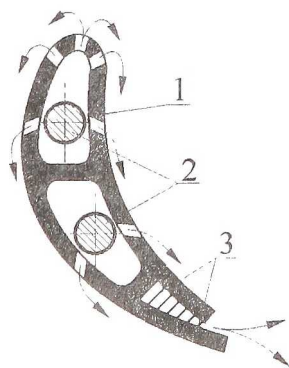
которые могут быть выражены соотношением $c_{u\ m} r^m = const$, где $c_{u\ m} = (c_{1u} - c_{2u})/2$.

При $m = 1$ получаем $c_u r = const$ - закон постоянства циркуляции; при $m = \cos^2 \alpha_1$ получаем $\alpha_1 = const$ - закон постоянства угла выхода из СА; при $m = -1$ получаем $c_u/r = const$ - закон твердого тела.

Выбор закона закрутки основывается на различных критериях, к которому относятся: характер изменения параметров по высоте лопатки в соответствии с конструктивными требованиями; обеспечение пропускной способности ступени; к.п.д. ступени; технологические качества лопаток и т.д. Для турбин современных ГТД определяющими критериями являются $\eta_{ст}$ и технологические качества лопаток.

Технологические качества в значительной мере определяются степенью изменения формы профилей по высоте. На рисунке 4.20 показано сечение пера охлаждаемой сопловой лопатки. Как видно из рисунка, в охлаждаемых лопатках СА, если они сильно закручены, невозможно размещение силовых стержней, а также стержней - интенсификаторов теплообмена в области выходной кромки. Причем это справедливо и для охлаждаемых лопаток РК.

С этой точки зрения наиболее целесообразен закон закрутки $d\alpha/dr = 0$, т.е. $\alpha_1 = const$ и $\alpha_2 = const$. Дей-



Р и с. 4.20. Сечение пера охлаждаемой лопатки СА:
1 - корпус профиля; 2 - силовые стержни; 3 - стержни-интенсификаторы теплообмена

ствительно, применение закона $\alpha_1 = const$ позволяет выполнить сопловые венцы с $\alpha_{1л} = const$. Закон $\alpha_2 = const$ позволяет улучшить технологичность лопаток соплового венца последующей ступени.

Рассмотрим изменение других параметров потока по высоте лопатки при законе закрутки $\alpha = const$ с учетом того, что $c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1$ и $c_1 = \sqrt{c_{1a}^2 + c_{1u}^2}$. Выражение (4.76) примет вид

$$\frac{dc_a^2}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d(c_1 r \cos \alpha_1)^2}{dr} = 0.$$

После несложных преобразований получим

$$\cos^2 \alpha_1 \frac{c_1^2}{r} + \frac{1}{2} \frac{dc_1^2}{dr} = 0. \quad (4.77)$$

Решение этого уравнения относительно скорости c_1 имеет вид

$$c_1 r^{\cos^2 \alpha_1} = const, \quad (4.78)$$

его можно представить следующим образом:

$$c_{1u} = \frac{const_1}{r^{\cos^2 \alpha_1}}; \quad c_{1a} = \frac{const_2}{r^{\cos^2 \alpha_1}}. \quad (4.79)$$

Для определения степени изменения по радиусу составляющих скорости c_2 за колесом требуется дополнительное условие. Если принять $dL_u/dr = 0$, т.е. $L_u = const$, то c_{2u} может быть найдена из выражения

$$c_{2u_i} = \frac{L_u}{u_i} - c_{1u_i}. \quad (4.80)$$

Величина c_{2a_i} может быть определена в этом случае из уравнения (4.76) после подстановки в него выражения (4.80) в

предположении, что $L_u = const$. В результате получим искомую зависимость $c_{2a} = f(r)$. Однако условие $L_u = const$ на практике реализовать затруднительно.

Чаще ставят условие обеспечения $\alpha_2 = const$, например, осевого выхода потока из ступени ($\alpha_2 = 90^\circ$). В этом случае $c_{2u} = 0$, тогда

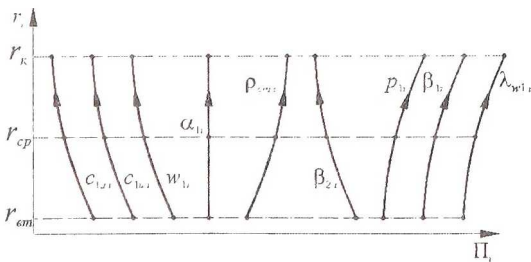
$$L_u = u \Delta c_u = const \cdot r^{1-\cos^2 \alpha_1}. \quad (4.81)$$

Подставляя (4.81) при условии $c_{2u} = 0$ в уравнение (4.76) и проводя преобразования, аналогичные преобразованиям в разд. 2.9, получим

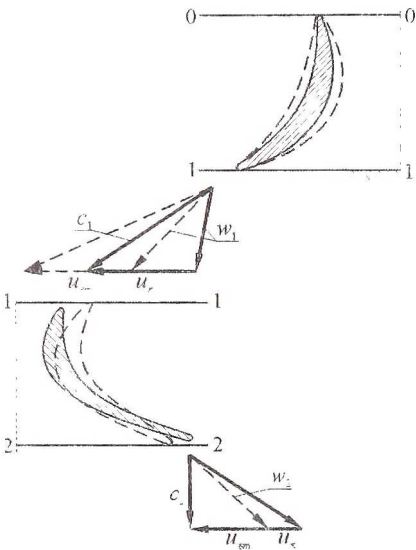
$$c_{2a\,i} = \sqrt{c_{2a\,cp}^2 + 2(L_{u\,i} - L_{u\,cp})}, \quad (4.82)$$

где $c_{2a\,cp}$ и $L_{u\,cp}$ - значения этих параметров на среднем диаметре.

Рассмотрим изменение параметров потока по радиусу ступени при законе $\alpha_1 = const$ и $\alpha_2 = 90^\circ$ с использованием соотношения (4.79)...(4.82), а также расчётных связей между пара-



Р и с 4.21. Изменение параметров потока по радиусу ступени турбины



Р и с. 4.22. Изменение планов скоростей и формы профилей по радиусу при законе $\alpha_1 = const$ и $\alpha_2 = 90^\circ$

метрами потока в ступени турбины (см. разд. 4.4...4.5). Типичное изменение параметров потока показано на рис. 4.21, а планов скоростей и формы профилей - на рис. 4.22. При законе $\alpha_1 = \text{const}$ имеет место неблагоприятное протекание кривой $\rho_{\text{ст}} = f(r)$ (см. рис. 4.21). В частности, при относительно длинных лопатках ($D_{\text{ср}}/h_{\text{л}} < 5 \dots 6$) возникает опасность появления отрицательных значений ($\rho_{\text{ст}i} < 0$) на втулке и повышенных ($\rho_{\text{ст}i} > 0,5$) на периферии, что приводит к повышенным потерям в радиальном зазоре и “ранним” отрывам потока во втулочном сечении. Аналогично ведет себя и зависимость $\lambda_{\text{в1}} = f(r)$ (см. рис. 4.21), что для длинных лопаток может привести к появлению сверхзвуковых течений в относительном движении на периферии.

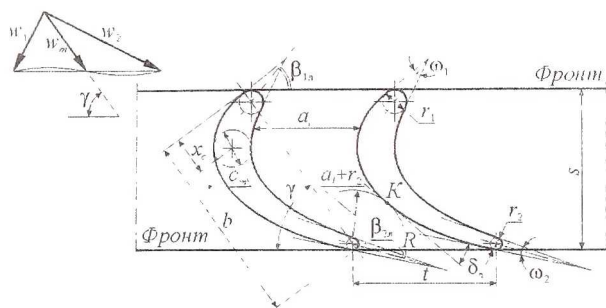
В то же время практическое отсутствие закрутки пера лопатки СА и слабая закрутка пера лопатки РК (см. рис. 4.22) обуславливают преимущественное применение закона закрутки $\alpha = \text{const}$ в охлаждаемых ступенях.

В практике газодинамического проектирования ступеней ОТ известны и другие законы закрутки [1, 7, 10, 18].

4.12. Основные этапы построения профилей лопаток турбинной решётки

Завершающим этапом газодинамического проектирования каждой ступени турбины является построение лопаточных венцов СА и РК, поверхности которых направляют движение газа. При этом ядро задачи построения венца составляет проектирование профиля сечения лопатки как профиля плоской ре-

шётки с шагом t , соответствующим рассматриваемому радиальному расположению сечения (втулочному, периферийному и т.д.). Решётка



Р и с. 4.23. Основные обозначения и схема построения решётки турбинных профилей

должна обеспечить

заданный поворот потока $\Delta\beta$ с возможно малыми потерями, а контур профиля, кроме того, ограничить сечение лопатки, которое удовлетворяет требованию прочности в течение всего ресурса τ турбины.

На рис. 4.23 изображена решётка турбинных профилей и приведены обозначения её основных параметров. Задача проектирования нового профиля может быть сформулирована следующим образом.

Заданы: кинематические параметры - углы (α_0 и α_1), (β_1 и β_2), приведенные скорости λ_{w1} и λ_{w2} .

Требуется: построить профиль решётки, в которой осуществлялся бы заданный поворот потока $\Delta\alpha$ ($\Delta\beta$), а потери энергии не превышали значений, принятых ранее в процессе газодинамического расчёта.

В настоящее время различают две группы инженерных методов построения профилей [10]:

основанные на изгибе специального эталонного аэродинамического профиля;

предусматривающие образование профиля непосредственным построением контуров спинки и корытца.

Первый путь идентичен применяемому в компрессоростроении. Построение профиля состоит из двух этапов [3]: построение средней линии изогнутого профиля; образование контуров профиля - “наращивание” выбранного аэродинамического профиля на среднюю линию. Все этапы такого построения были рассмотрены в разд. 2.17. Однако в этом случае для обеспечения заданной пропускной способности решётки (размера a_r , см. рис. 4.23) приходится корректировать контуры корытца и спинки профиля. Таким образом, в окончательном варианте контуры изогнутого профиля уже не соответствуют контурам исходного аэродинамического профиля, который позволял обеспечивать заданный уровень потерь энергии. В этом заключается главный недостаток первого метода построения контура профиля турбинной решётки.

Второй метод разработан на основе обобщения опыта реального проектирования турбины [10]. Построение профиля и здесь условно расчленено на два этапа.

1. Предварительная оценка геометрических параметров профиля решётки (b , t , γ , $\beta_{1л}$, $\beta_{2л}$, c_m , $\bar{x}_c$, r_1 и r_2). При этом как бы “устанавливаются” границы участков контура профиля.

Величина хорды профиля определяется из очевидного соотношения

$$b = s / \sin \gamma,$$

где s - ширина решётки, определяемая по параметру удлинения лопатки $\bar{h} = h_n / s$ (см. разд. 4.3); γ - угол установки профиля в

решётке, который определяется геометрическим построением вектора среднегеометрической скорости $\bar{w}_m$ (см. разд. 2.11) и равен углу наклона $\bar{w}_m$ к фронту решётки (см. рис. 4.23). Шаг решётки t при известной хорде b определяется из соотношения $t = \bar{t}_{opt} b$. Величина $\bar{t}_{opt}$ определяется по формуле Дышлевского (см. разд. 4.8) или по другим, более точным формулам [10]. Обычно $\bar{t}_{CA\ opt} = 0,8...0,9$ и $\bar{t}_{PK\ opt} = 0,75...0,85$.

Конструктивные углы $\beta_{1л}$ и $\beta_{2л}$ выбираются следующим образом. При назначении угла $\beta_{1л}$ в основном используют опытные данные, которые приведены, например, в [7]. Обычно $\beta_{1л} = \beta_1 - (2...3)^\circ$. Величина $\beta_{2л}$ принимается равной $\beta_{2эф}$, а последняя определяется из выражения

$$\beta_{2\ эф} = \beta_2 - \delta\beta$$

где $\delta\beta$ - угол отставания потока в косом срезе решётки, являющийся функцией величины $\lambda_{w2\ s} (\lambda_{c1\ s})$ (см. разд. 4.6).

Величина горла решётки a_r , обеспечивающая необходимую пропускную способность, определяется из выражения

$$a_r = t \sin \beta_{2эф}.$$

Радиусы входной и выходной кромок профиля также выбираются на основании опытных данных [7, 10]. В частности, для турбин современных ГТД $r_1 = (0,016...0,16)b$ и $r_2 = (0,005...0,02)b$.

Для обеспечения потребной площади F_n профиля, гарантирующей его необходимые прочностные свойства, назначают углы заострения ω_1 и ω_2 (см. рис. 4.23). Эти углы характеризуют уширение профиля от входной и выходной кромок к его средней части. Обычно $\omega_1 = 8...15^\circ$ и $\omega_2 = 5...10^\circ$ [10].

К параметрам, определяющим F_n , относят и максимальную толщину профиля. В практике проектирования профилей $\bar{c}_m = c_m/b$ изменяется в пределах 0,1...0,2, а её координата $\bar{x}_c = x_c/b$ находится в диапазоне 0,2...0,45 (см. рис. 4.23).

2. *Построение контуров спинки и корытца.* Его осуществляют таким образом, чтобы было обеспечено расчётное значение $\alpha_r = t \sin \beta_{2 \text{ эф}}$, входная кромка располагалась относительно выходной в соответствии с углом γ (см. рис. 4.1), а максимальная толщина профиля c_m была удалена от входной кромки на расстоянии $\bar{x}_c b$.

При образовании контуров можно использовать различные плавные кривые: параболы; гиперболы; лемнискаты Бернулли; сочетание дуг окружностей и отрезков прямых линий [10]. Для практических целей удобно применение лекал [7].

При выборе кривых для очерчивания профилей внимание следует обращать на то, чтобы кривизна контура монотонно уменьшалась от входной кромки к выходной и не было скачков кривизны, особенно на контуре спинки, где происходит интенсивное изменение местной скорости.

Профиль считается спроектированным удовлетворительно, если ширина межлопаточного канала a_i плавно сужается от входа в решётку к выходу из неё [10]. При этом необходимо убедиться, что угол отгиба δ_d выходной кромки не превышает 5...15°. Схема проверки величины δ_d приведена на рисунке 4.23. Необходимость этой проверки диктуется стремлением ограничить “избыточную диффузорность” на участке косо́го среза при $\lambda_{w2} > 0,7$ [10].

На последнем этапе проверяется качество обтекания профиля, т.е. определяют эпюры скоростей потока на контурах профиля решётки при расчётных условиях натекания на неё. При этом вычисляются профильные и концевые потери, а также проверяется соответствие их принятым значениям в процессе проектирования. Подробно эти методы изложены в работах [1, 3] и [10].

В процессе курсового и дипломного проектирования обычно ограничиваются только контролем геометрических параметров профиля.

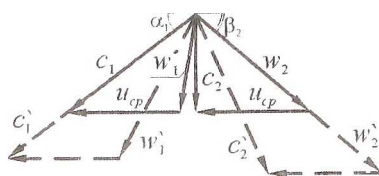
5. МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ ТУРБИНЫ

5.1. Физические основы применения многоступенчатых турбин

Максимальный теплоперепад $H_{\text{ст}}^*$, который можно эффективно сработать в одной ступени, зависит от окружной скорости $u_{\text{ср}}$ лопаток РК. Как было показано (см. разд. 4.10), для достижения $\eta_{\text{ст max}}^*$ необходимо, чтобы рабочий режим турбины соответствовал условию $y_p^* = y_{\text{ст opt}}^*$. Если учесть, что величина $u_{\text{ср}}$ ограничена условиями прочности и составляет для турбин современных ГТД 350...500 м/с, то нетрудно видеть, что $H_{\text{ст max}}^* = 250...300$ кДж/кг. При этом λ_i в проточной части приближаются к единице, а $\rho_{\text{ст}} = 0,4...0,45$. Применение больших теплоперепадов возможно только при снижении $\eta_{\text{ст}}^*$. Так, при увеличении $H_{\text{ст}}^*$ возрастает скорость c'_1 (рис. 5.1). При постоянной $u_{\text{ср}}$ увеличивается w'_1 , а следовательно, и w'_2 .

В результате в проточной части ступени возрастают λ_{c1} , λ_{w2} и λ_{c2} , что способствует росту $\xi_{\text{тр СА}}$, $\xi_{\text{тр РК}}$ и $\xi_{\text{вых}}$.

С целью снижения этих потерь при повышенных $H_{\text{ст}}^*$ попробуем сработать его в нескольких последовательно расположенных друг за другом ступенях (рис. 5.2). В этом случае име



Р и с. 5.1. Планы скоростей ступени при различных $H_{\text{ст}}^*$

ет место постепенное срабатывание теплоперепада, в результате чего удастся поддерживать оптимальные значения $y_{\text{ст i}}^*$, а также умеренные значения $\xi_{\text{тр СА}}$, $\xi_{\text{тр РК}}$ и $\xi_{\text{вых}}$.

Применение многоступенчатой турбины оказывает благоприятное влияние в целом на η_T^* по следующим причинам:

1) небольшой перепад тепла в ступени позволяет уменьшить числа λ_i в проточной части, которые желательно иметь меньше единицы; снижение скорости обуславливает более длинные лопатки:

$$G_T = \rho_i h_{li} a_{Ti} c_{ai},$$

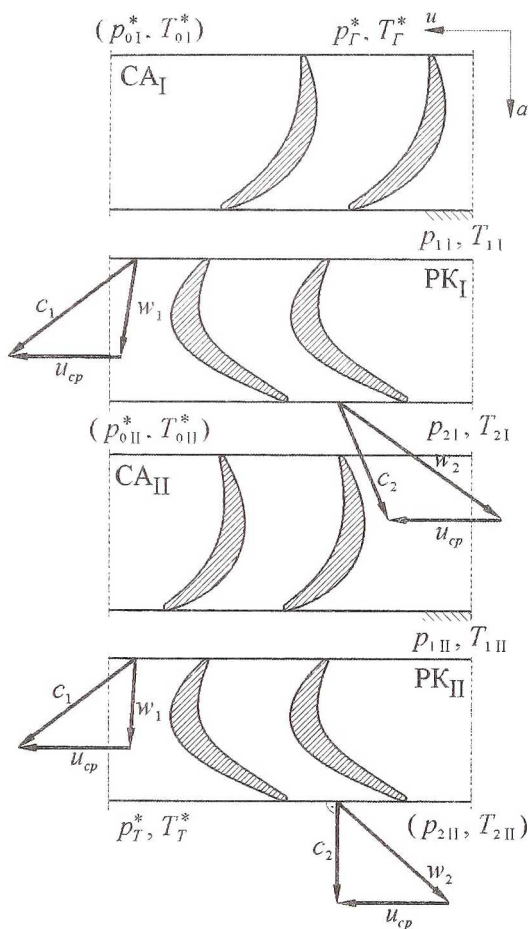
что приводит к снижению концевых потерь;

2) выходная скорость из каждой ступени, кроме последней, используется в последующей;

3) прирост энтальпии газа, происходящей вследствие внутренних потерь в ступени, частично используется для полезной работы следующих ступеней.

Главные недостатки многоступенчатых турбин:

сохранение высокой температуры газа в нескольких ступенях из-за “медленного” срабатывания теплоперепада; в случае



Р и с. 5.2. Схема проточной части двухступенчатой турбины

высокотемпературных турбин последнее обстоятельство усложняет охлаждение проточной части;

наличие нескольких ступеней усложняет конструкцию, технологию изготовления и повышает трудоемкость.

Однако, несмотря на эти недостатки, многоступенчатые турбины получили широкое распространение в ГТД, где на первый план выступают требования получения высокого η_T^* .

5.2. Тепловой процесс в многоступенчатой турбине, связь её параметров с параметрами отдельных ступеней

Многоступенчатые турбины можно классифицировать по характеру рабочего процесса. Наиболее существенным фактором, характеризующим рабочий процесс, является изменение статического давления в проточной части турбины. На рис. 5.3 показано изменение p_i , c_i и w_i в проточной части турбин различных типов.

В турбинах с реактивными ступенями давление статическое уменьшается как в СА, так и в РК каждой ступени. При этом относительная скорость w_i в венцах РК возрастает. В активных турбинах со ступенями скорости весь перепад сбрасывается в

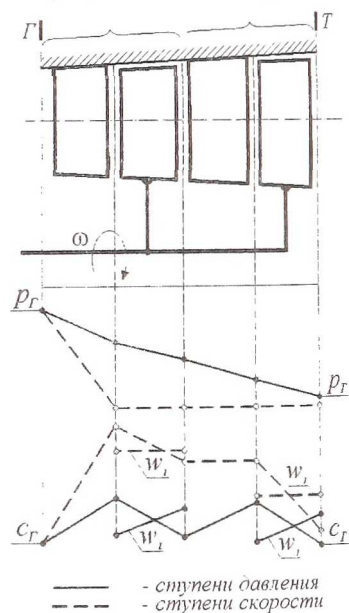


Рис. 5.3. Организация рабочего процесса в многоступенчатой турбине

первом сопловом аппарате, поэтому в нем происходит значительное уменьшение статического давления p_i и значительное увеличение абсолютной скорости, которая уменьшается в рабочих колесах последующих ступеней.

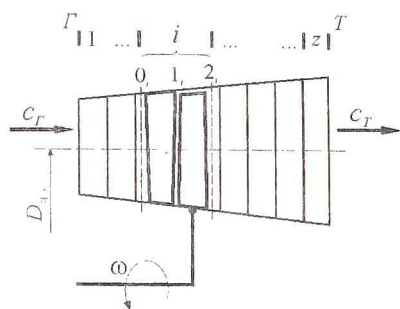
Турбины ГТД выполняются, как правило, с реактивными ступенями давления, так как эти ступени обладают наиболее высокой экономичностью.

Активные турбины со ступенями скорости применяются в тех случаях, когда для получения заданной мощности требуется сработать большой теплоперепад при относительно малой окружной скорости, т.е. при малых u_T^* . Ступени скорости целесообразно применять также при малых расходах газа, когда высоты лопаток невелики. В этом случае в ступенях скорости отсутствие утечек в радиальном зазоре позволяет получить более высокий эффективный η_T^* , чем в ступенях давления [17].

Тепловой процесс в многоступенчатой турбине протекает с использованием энергии выходной скорости предыдущих ступеней. Для этого необходимо соблюдение ряда условий:

из рабочих лопаток предыдущей ступени (см. рис. 5.2) газ должен попадать непосредственно в сопла следующей ступени без резких изменений их поперечного сечения;

лопатки СА каждой последующей ступени должны быть спрофилированы так, чтобы газ поступал к ним с оптимальным углом атаки, для чего входная кромка лопаток должна быть сориентирована под углом выходной скорости предыдущей ступени, т.е. $(\alpha_0)_{i+1} = (\alpha_2)_i$ (см. рис. 5.2).



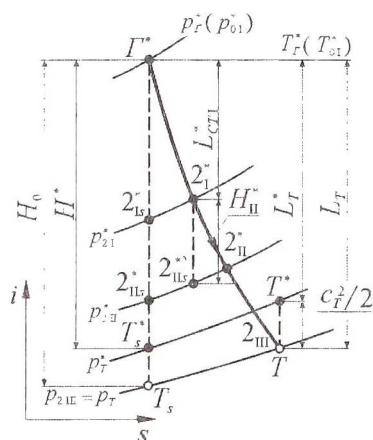
Р и с. 5.4 Меридиональная форма проточной части многоступенчатой турбины

Многоступенчатая турбина может быть охарактеризована такими же параметрами, как и одна ступень, или аналогичными им. Рассмотрим эти параметры и установим связь их с параметрами ступеней.

На рис. 5.4 приведена меридиональная схема проточной части многоступенчатой

турбины со ступенями давления, а на рис. 5.5 представлен процесс расширения газа в ней в $i-s$ -координатах.

Многоступенчатая турбина состоит из ряда последовательно расположенных ступеней. В ней приняты следующие обозначения: “Г” - вход в турбину; “Т” - выход из турбины; I, II, ..., Z - номера ступеней.



Р и с. 5.5. Процесс расширения газа в трехступенчатой турбине в $i-s$ -координатах

В пределах одной i -той ступени индексация такая же, как принято в гл. 4, но для каждого контрольного сечения ступени добавляется нижний индекс, соответствующий номеру ступени. Например, 0_{III} - сечение на входе в СА третьей ступени и т. п. Геометрические и кинематические параметры имеют смысл, в основном, для отдельных ступеней. Особый интерес представляют термодинамиче-

ские параметры. Эти параметры мы и рассмотрим более подробно.

Степень понижения давления в турбине определяется или по статическому давлению на выходе $\pi_T = p_T^*/p_T$, или по полному давлению $\pi_T^* = p_T^*/p_T^*$ (чаще используется в термодинамических расчётах ГТД в целом).

Можно показать, по аналогии с многоступенчатым компрессором, что π_T^* и $\pi_{ст i}^*$ связаны следующим образом:

$$\pi_T^* = (p_T^*/p_T^*) = \pi_{ст I}^* \pi_{ст II}^* \dots \pi_{ст Z}^*, \quad (5.1)$$

где $\pi_{ст I}^*$, $\pi_{ст II}^*$, ... - степени понижения давления в отдельных ступенях (от первой до последней).

Работа на валу турбины в соответствии с уравнением энергии равна сумме работ ступеней (см. рис. 5.5):

$$L_T^* = i_T^* - i_T = L_{ст I}^* + L_{ст II}^* + \dots + L_{ст Z}^*, \quad (5.2)$$

где $L_{ст I}^*$, $L_{ст II}^*$, ... работа на валу отдельных ступеней (от первой до последней).

Величину L_T^* можно вычислить также по формуле

$$L_T^* = \eta_T^* \frac{k}{k-1} R T_T^* \left[1 - \left(\frac{p_T^*}{p_T} \right)^{(k-1)/k} \right], \quad (5.3)$$

где η_T^* - эффективный к.п.д. турбины, определяемый отношением L_T^*/H^* . Эта работа так же, как и π_T^* , используется в термодинамических расчётах ГТД в целом.

Располагаемый теплоперепад в турбине определяется точно так же, как и в ступени. Он может быть определен (см. рис. 5.5) из выражения

$$H_0 = i_T^* - i_T. \quad (5.4)$$

С другой стороны, целесообразно учитывать то обстоятельство, что газ, покидающий рабочие лопатки турбины, обладает скоростью c_T , кинетическая энергия газа может быть полезно использована в реактивном сопле двигателя. Поэтому располагаемым теплоперепадом можно считать также

$$H_0^* = i_T^* - i_T^*. \quad (5.5)$$

Как и в компрессоре, располагаемый теплоперепад в целом в турбине не равен сумме располагаемых теплоперепадов в её ступенях. Вследствие того, что температура (соответственно и энтальпия) газа на входе в каждую последующую ступень в реальном процессе выше, чем в идеальном (см. рис. 5.5), располагаемый теплоперепад в них соответственно повышается. Действительно, $H_{ст II}^* = i_{2 I}^* - i_{2 II'}^*$; так как $i_{2 I}^* > i_{2 Is}^*$, то $(i_{2 I}^* - i_{2 II'}^*) > (i_{2 Is}^* - i_{2 II'}^*)$. Откуда и следует

$$\sum_{i=1}^{\bar{z}} H_{ст i}^* > H^*. \quad (5.6)$$

Разность $(\sum_{i=1}^{\bar{z}} H_{ст i}^* - H^*)$ принято называть возвращенным теплом Q . Тогда выражение (5.6) можно записать в виде

$$\sum_{i=1}^{\bar{z}} H_{ст i}^* = H^* + Q, \quad (5.7)$$

или в более удобной форме:

$$\sum_{i=1}^{\bar{z}} H_{ст i}^* = H^* (1 + \alpha), \quad (5.8)$$

где $\alpha = Q/H^*$ - коэффициент возврата тепла. Для турбин современных ГТД α составляет 2...4% и зависит от z_T и π_T^* [1, 3].

Связь к.п.д. многоступенчатой турбины с к.п.д. ступеней найдем с помощью коэффициента возврата тепла α . Отме-

тим вначале, что в расчётах многоступенчатых турбин наиболее часто используется эффективный (мощностной) η_T^* , который определяется отношением L_T^*/H^* (см. рис. 5.5).

В соответствии с выражением (5.2) можно записать:

$$\eta_T^* H^* = \sum_{i=1}^z H_{ст i}^* \eta_{ст i}^*,$$

отсюда вытекает связь η_T^* и $\eta_{ст i}^*$:

$$\eta_T^* = \frac{\sum_{i=1}^z H_{ст i}^* \eta_{ст i}^*}{H^*}. \quad (5.9)$$

Если предположить, что $\eta_{ст i}^* = \eta_0^* = idem$, то получим

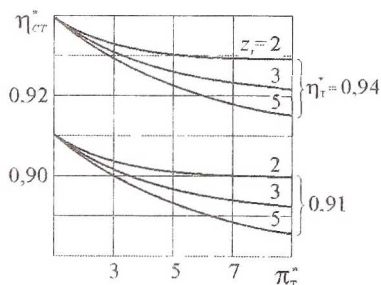
$$\eta_T^* = \eta_0^* \frac{\sum H_{ст i}^*}{H^*} \quad (5.10)$$

или, согласно (5.8):

$$\eta_T^* = \eta_0^* (1+\alpha) \quad (5.11)$$

Следовательно, η_T^* из-за наличия возврата тепла примерно в $(1+\alpha)$ раз выше среднего значения к.п.д. ступеней и зависит (по аналогии с α) от величин π_T^* , z_T и η_0^* . Примерный вид зависимости $\eta_T^* = f(\eta_{ст}^*, \pi_T^*, z_T)$ приведен на рис. 5.6. Из рис. видно, что с ростом π_T^* и z_T разность между $\eta_{ст}^*$ и η_T^* возрастает. Это обстоятельство легко объясняется тем, что с ростом z_T и π_T^* увеличивается коэффициент возврата тепла α , а, следовательно, и η_T^* по сравнению с $\eta_{ст}^*$.

В заключение рассмотрим еще один важный газодинамический параметр - параметр на-



Р и с. 5.6. Зависимость $\eta_{ст}^*$ от η_T^* , π_T^* и z_T

грузки турбины.

Среднее для турбины в целом значение параметра нагрузки обозначается через Y (или Y^*), величина которого определяется выражением

$$Y = \sqrt{\sum u_i^2 / c_{sT}}, \quad (5.12)$$

где u_i - окружная скорость на среднем диаметре каждой из ступеней; c_{sT} определяется величиной π_T .

Чаще используется параметр Y^* :

$$Y^* = \sqrt{\sum u_i^2 / c_{sT}^*}, \quad (5.13)$$

где c_{sT}^* определяется величиной π_T^* .

Если предположить, что $u_i = idem$, то выражение (5.13) приводится к виду

$$Y^* = \frac{u_{cp}}{c_{sT}^*} \sqrt{z_T}, \quad (5.14)$$

откуда легко найти z_T :

$$z_T = \left(\frac{Y^*}{u_{cp} / c_{sT}^*} \right)^2. \quad (5.15)$$

Y^* иногда называют коэффициентом Парсонса, численное значение его зависит от типа двигателя. Например, для ТВД и ТРДД $Y^* = 0,55...0,60$, для ТРД - $0,52...0,54$.

5.3. Изменение основных параметров и теплоперепада по ступеням многоступенчатой турбины

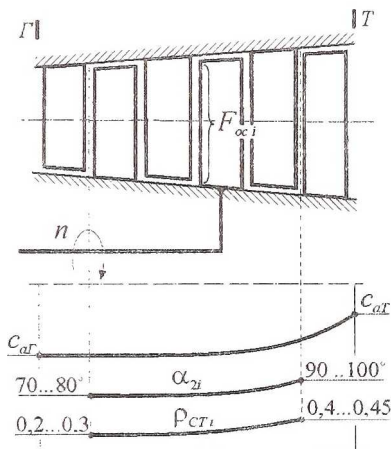
В этом разделе рассмотрим основные физические причины, влияющие на изменение параметров в проточной части турбины (рис. 5.7).

Согласно уравнению неразрывности, в любом сечении турбины $G_{\Gamma i} = \rho_i \cdot F_{\text{ос}i} \cdot c_{ai}$. Поскольку плотность ρ_i в процессе расширения уменьшается, её изменение необходимо компенсировать увеличением c_{ai} . Поэтому $c_{a\Gamma} > c_{a1}$.

Однако увеличение c_{ai} ограничено условием $\lambda_{cai} < 0,75 \dots 0,8$, поэтому на практике снижение ρ_i компенсируется одновременным ростом c_{ai} и $F_{\text{ос}i}$.

Изменение угла α_{2i} определяется, исходя из следующих соображений.

Для достижения минимально возможного числа z_{Γ} (при заданной L_{Γ}^*) целесообразно иметь достаточно большую закрутку c_{2u} , так как в этом случае достигается высокий уровень $L_{\text{ст}} = u(c_{1u} + c_{2u})$. Однако на последней ступени турбины нецелесообразно поддерживать высокие значения c_{2u} по причине значительной в этом случае выходной скорости c_2 , а значит, и коэффициента потерь энергии $\xi_{\text{вых}}$. Поскольку c_{2ui} определяется уг-



Р и с. 5.7. Типичное изменение параметров газа в проточной части турбины

лом α_{2i} , высказанные выше соображения определяют изменение α_{2i} в ступенях. На первых ступенях α_{2i} принимают равным $70...80^\circ$, на последних $90...100^\circ$ (в зависимости от типа двигателя).

Степень реактивности $\rho_{ст i}$ в многоступенчатых турбинах увеличивается от первой ступени к последней. На первых ступенях $\rho_{ст i} = 0,2...0,3$, на последних - $0,4...0,45$. Такое изменение степени реактивности объясняется применением в ступенях турбины в основном закона закрутки $\alpha = const$. При этом законе (см. разд. 4.11) на втулке относительно длинных лопаток (на последних ступенях) могут появиться отрицательные значения $\rho_{вт}$. Во избежание этого явления и увеличивают на последних ступенях уровень $\rho_{ст i}$.

Распределение теплоперепада между ступенями тесно связано с формой меридионального профиля проточной части, а также с выбором оптимального значения $y_{ст i}^*$.

Действительно, для получения высокого к.п.д. необходимо, чтобы $y_{ст i}^* = y_{opt}^* = const$. Величина окружной скорости в проточной части подчиняется условию

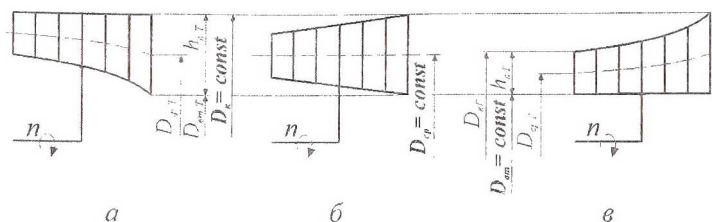
$$u_i = const_1 D_i n_i \quad (5.16)$$

для сохранения условия $y_{ст i}^* = const$ необходимо, следовательно, с учетом (5.16), чтобы $c_{с ст i}$ изменялась следующим образом:

$$c_{с ст i} = const_2 D_i n_i.$$

Но $L_{ст i}^*$ эквивалентна $c_{с ст}^2/2$, поэтому

$$L_{ст i}^* = const_3 D_i^2 n_i^2. \quad (5.17)$$



Р и с. 5.8. Возможные формы проточной части турбин:
 а - $D_K = \text{const}$; б - $D_{ср} = \text{const}$; в - $D_{вт} = \text{const}$

Из (5.17) видно, что распределение величины $L_{ст i}^*$, действительно, зависит от формы проточной части турбины и частоты вращения n . На рис. 5.8 приведены возможные формы проточной части турбин современных ГТД.

Проточная часть с $D_K = \text{const}$ позволяет сработать наибольшие значения $H_{ст i}^*$ на первой ступени. При этом на первой ступени реализуется и наибольшее снижение температуры ΔT^* . Поэтому схема с $D_K = \text{const}$ наиболее целесообразна в высокотемпературных турбинах, поскольку последующие ступени (кроме первой) можно выполнять неохлаждаемыми.

В турбинах с формой проточной части, выполненной при $D_{ср} = \text{const}$, теплоперепад (см. выражение 5.17) целесообразно распределять по ступеням равномерно. В результате на расчётном режиме сохраняется высокий уровень η_t^* .

В турбинах же, где $D_{вт} = \text{const}$, теплоперепад следует увеличивать от первых к последним ступеням. Такие формы проточной части наиболее целесообразны для ТНД ТРДД. Дело в том, что на нерасчётных режимах (допустим, на крейсерском) перераспределение $H_{ст i}^*$ происходит только на последних сту-

пенях. В результате $H_{ст i}^*$ в проточной части относительно выравниваются, и η_T^* остается достаточно высоким.

Преимущества и недостатки приведенных форм проточной части с точки зрения газовой динамики, простоты конструкции и технологичности были рассмотрены в разд. 3.4.

5.4. Этапы газодинамического проектирования турбин

В практике современного газодинамического проектирования турбин современных ГТД выделяют, как правило, три этапа.

Первый этап включает предварительный расчёт турбины. Исходными данными являются результаты термогазодинамического расчёта ГТД в целом. При этом должны быть заданы:

расход газа через турбину - G_T ;

параметры термодинамического состояния газа на входе (p_T^* , T_T^*) и на выходе (p_T^* , T_T^*);

требуемое значение удельной работы L_T^* и эффективности - η_T ;

общая характеристика агрегата-потребителя (компрессора) и условия эксплуатации летательного аппарата, для которого проектируется двигатель.

В процессе предварительного расчёта определяются характерные размеры D_i проточной части, частота вращения n , число ступеней z_T , уровни приведенных скоростей на входе λ_{c0} и на выходе λ_{c2} . Намечается контур проточной части турбины, распределяется теплоперепад по ступеням и в соответствии с

этим распределением определяются параметры термодинамического состояния газа за каждой из ступеней. Проводятся также оценочные расчёты на прочность.

Второй этап заключается в детальном поступенчатом расчёте турбины по среднему диаметру. Исходными данными при этом являются результаты предварительного расчёта турбины.

Задача второго этапа расчёта:

определение кинематики потока ($\lambda_i, \beta_i, \alpha_i$) в характерных сечениях и числа лопаток в венцах СА и РК каждой ступени;

определение и уточнение всех геометрических параметров ступеней ($s_{РК\ i}, s_{СА\ i}, h_{л\ i}, F_{ос\ i}$ и т.д.);

расчёт эффективной работы $L^*_{ст\ i}$ и $\eta^*_{ст\ i}$.

Основное содержание этого этапа расчёта было рассмотрено в разделах 4.4...4.5, а подробная методика изложена, например, в [7], поэтому останавливаться в дальнейшем на этих вопросах не будем.

Третий этап - это расчёт параметров пространственного потока в каждой из ступеней при одном из выбранных законов закрутки: $c_{um} r^m = const$. Исходными данными для расчёта являются кинематические параметры потока в характерных сечениях ступеней на среднем диаметре.

В результате расчёта выполняется профилирование лопаток РК и СА как профилей плоских решёток с шагом t_i , соответствующим радиальному расположению сечения.

Этот этап в общих чертах рассмотрен в разд. 3.9 и 4.12. Подробное его описание с алгоритмами расчётов приведено в [7].

Более тщательно рассмотрим методологию предварительного расчёта турбины, в процессе которого осуществляется “завязка” параметров турбины с параметрами проектируемого ГТД в целом.

5.5. Предварительный этап расчёта турбины

Для определения “облика” проточной части турбины вначале определяют требуемые осевые площади $F_{ос i}$ на входе в турбину и на выходе из нее. Для этого, как и в случае многоступенчатого компрессора, применяется уравнение неразрывности, записанное в форме ГДФ:

$$F_{ос i} = \frac{G_r \sqrt{T_i^*}}{39,7 p_i^* q(\lambda_{ai})},$$

где λ_{ai} определяется отношением $c_{ai}/18,1\sqrt{T_i^*}$.

Естественно, вместо параметров p_i^* , T_i^* и λ_{ai} подставляются их значения в характерных сечениях турбины. В частности, в зависимости от типа двигателя, для турбин современных ГТД $\lambda_{aг}$ составляет 0,15...0,25, а $\lambda_{aт} = 0,40...0,65$.

Для определения формы проточной части необходимо оценить габаритные размеры турбины. Обычно принимают $D_{т ср} = (0,85...0,95) D_{кк}$, если известен периферийный диаметр компрессора на выходе. В тех же случаях, когда он не известен, можно воспользоваться методикой [4] или [8].

Принимая один из характерных диаметров постоянным, вычисляется высота лопаток на входе в турбину и на выходе из нее. Например, при $D_{\text{ср}} = \text{const}$

$$h_{\text{г}} = \frac{F_{\text{ос г}}}{\pi D_{\text{ср}}} \text{ и } h_{\text{т}} = \frac{F_{\text{ос т}}}{\pi D_{\text{ср}}} m$$

Здесь следует проверить приемлемость параметра высоты лопатки на выходе из турбины, от которого во многом зависит уровень механических напряжений в лопатке и диске. Считается приемлемым $(D_{\text{ср}}/h_{\text{л т}}) > 4$ [1, 10].

Затем оценивают допустимую частоту вращения ротора турбины по известному соотношению [3]:

$$\sigma_{\text{р}} = 1,47 \cdot 10^2 n^2 \Phi F_{\text{ос т}},$$

где Φ - коэффициент формы пера лопатки, который для профилей турбины равен 0,5... 0,55; $\sigma_{\text{р}}$ - уровень действующих напряжений в пере лопатки, который зависит от материала лопатки и ресурса работы двигателя τ .

По найденной величине n и заданной работе $L_{\text{т}}^*$ с помощью коэффициента Парсонса $Y_{\text{т}}^*$ определяется число ступеней $z_{\text{т}}$:

$$z_{\text{т}} = \left[Y_{\text{т}}^* / (u_{\text{ср}} / c_{\text{с т}}^*) \right]^2,$$

где $u_{\text{ср}}$ определяется по соотношению $\pi D_{\text{ср}} n / 60$; $c_{\text{с т}}$ вычисляется по формуле

$$c_{\text{с т}}^* = \sqrt{2L_{\text{т}}^* / \eta_{\text{т}}}.$$

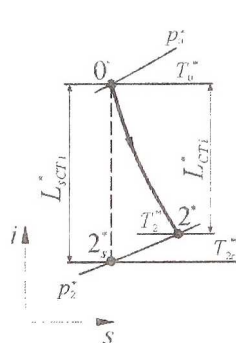
Эскизное построение меридиональной формы проточной части осуществляется по аналогии с многоступенчатым компрессором (см. разд. 3.6). При этом удлинение ло-

паток СА $\bar{h}_{\text{СА}}$ выбирают из диапазона 3...6, а $\bar{h}_{\text{ПК}}$ - 3,5...7 (здесь меньшие значения относятся к первым ступеням, а большие - к последним). Величина осевых зазоров δ_0 назначается в интервале (0,15...0,20) $s_{\text{ли}}$, где $s_{\text{ли}}$ - ширина соответствующего лопаточного венца.

Распределение теплоперепада по ступеням производят в соответствии с рекомендациями, которые приведены в разд. 5.3. Однако на практике часто отступают от строгого выполнения условия (5.17). Возможные варианты распределения теплоперепада по ступеням приведены в [7].

Наконец, по результатам распределения $L^*_{\text{ст}i}$ осуществляют термодинамический расчёт ступеней, при этом определяют уровень температур T^*_t и давлений p^*_t за каждой из ступеней. Расчёт очень хорошо иллюстрируется i - s -диаграммой процесса расширения газа в ступени (рис. 5.9).

Действительно, если оценить по известным p^*_t , z_t и η^*_t величину $\eta^*_{\text{ст} \text{ ср}}$ (см. разд. 5.2), то параметры на выходе из ступени определяются достаточно легко:



Р и с. 5.9. i - s -диаграмма процесса расширения газа в ступени

энтальпия на выходе

$$i^*_{2i} = i^*_{0i} - L^*_{\text{ст}i}$$

i^*_{0i} определяется с помощью ТДФ по T^*_{0i} , а T^*_{2i} - по величине i^*_{2i} ;

изоэнтروпическая работа газа в ступени

$$L^*_{\text{ст}i} = L^*_{\text{ст}i} / \eta^*_{\text{ст} \text{ ср}};$$

степень понижения давления в ступени

$$L_{s \text{ ст } i}^* = \frac{k}{k-1} RT_{0i}^* \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_{\text{ст } i}^*} \right)^{(k-1)/k} \right];$$

давление на выходе из ступени

$$p_{2i}^* = p_{0i}^* / \pi_{\text{ст } i}^*.$$

Проводя подобные расчёты для каждой из ступеней (начиная с первой), мы получим p_{2z}^* , т.е. давление на выходе из последней ступени. Оно, естественно, должно быть равно заданному $p_{\text{т}}^*$. Расхождение давлений $p_{\text{т}}^*$ и p_{2z}^* свидетельствует о наличии ошибок в расчётах, которые в этом случае следует повторить.

На основании полученных данных выполняются следующие этапы проектирования многоступенчатых турбин.

Подробное изложение приемов и алгоритмов расчёта, а также рекомендации по выбору параметров многоступенчатых турбин, приведены в соответствующих разделах работ [4, 7, 9].

6. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСЕВЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

6.1. Методы определения характеристик компрессора

Размеры проточной части компрессора, число ступеней, параметры ступеней и решёток определяются при газодинамическом расчёте только для одного режима работы, который называется проектным (расчётным). Соответственно, параметры на этом режиме также называются проектными.

В условиях эксплуатации вследствие изменения скорости и высоты полета и соответствующего изменения величин потребной тяги или мощности режимы работы двигателя и компрессора варьируют в широких пределах. Это приводит к изменению частоты вращения, степени повышения давления в компрессоре, расхода воздуха, скоростей потока и углов натекания воздуха на лопатки. В результате изменяется мощность, потребляемая компрессором, и его к.п.д., а в некоторых случаях возможно появление нежелательной неустойчивой работы.

Для определения параметров компрессора на нерасчётных режимах расчёты выполняются по известным геометрическим размерам. Такие расчёты обычно называют поверочными.

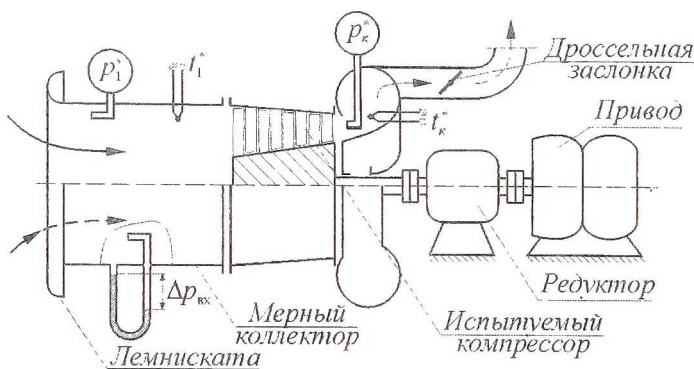
Общие зависимости между степенями повышения давления, коэффициентами полезного действия, частотами вращения и расходами воздуха называются характеристиками компрессора.

Знание характеристик необходимо для выбора оптимальных условий работы компрессора в системе двигателя, оптимального регулирования турбокомпрессора, обеспечивающего работу в области характеристик с высокими к.п.д. при условии достаточности запасов газодинамической устойчивости компрессора.

Характеристики можно определять расчётным путём. Однако вследствие сложности процессов, протекающих в компрессоре, современные методы расчёта не обеспечивают с достаточной точностью получение характеристик в области, примыкающей к границе устойчивой работы. Особенно значительная погрешность при определении границы устойчивой работы или, как её часто называют, границы срыва появляется в случаях, когда ступени имеют значительную газодинамическую нагруженность (высокие значения коэффициентов напора). В связи с этим наиболее надёжным методом получения характеристик является экспериментальный.

Испытания компрессора проводятся на специальных стендах. Рассмотрим одну из возможных схем стенда (рис. 6.1).

Ротор компрессора вращается электродвигателем, чаще – газотурбинным приводом. Для согласования частот вращения компрессора и привода имеется редуктор или мультипликатор. Для измерения расхода воздуха перед компрессором устанавливается цилиндрический коллектор с плавным лемнискатным входом, обеспечивающим равномерный поток на входе в компрессор.



Р и с. 6.1. Схема стенда для испытания компрессора

Иногда для проведения специальных видов испытаний, например по определению влияния внешних возмущений на запасы газодинамической устойчивости компрессора, в коллекторе устанавливаются затеняющие устройства, имитирующие неоднородный поток воздуха, возникающий в экстремальных эксплуатационных условиях. Перед компрессором измеряются полное давление p_1^* , полная температура t_1^* , перепад между полным и статическим давлением $\Delta p_{вх} = p_1^* - p_1$; на выходе из компрессора - полные давления p_k^* и температура t_k^* . На основе измерений определяется расход воздуха:

$$G_B = 40,4 \frac{F_{1a} p_1^* q(\lambda_1)}{\sqrt{T_1^*}}, \quad (6.1)$$

где F_{1a} - площадь коллектора, m^2 ; p_1^* - замеренное полное давление, кПа; $T_1^* = t_1^* + 273$ - замеренная полная температура, К; $q(\lambda_1)$ - газодинамическая функция числа λ_1 .

Она определяется при $k = 1,4$ следующим образом.

Вычисляется статическое давление $p_1 = p_1^* - \Delta p_{\text{вх}}$, затем - газодинамическая функция $\pi(\lambda_1) = p_1/p_1^*$. По этой функции с помощью таблиц ГДФ находят $q(\lambda_1)$.

Удельная работа компрессора определяется по известному соотношению:

$$L_k^* = i_k^* - i_1^*, \quad (6.2)$$

где i_1^* , i_k^* - энтальпии, определяемые по замеренным температурам на входе T_1^* и выходе T_k^* .

К.п.д. компрессора определяется двумя методами: по замеренным температурам (η_{kt}^*) и мощности (η_{kN}^*). Для этого вычисляются степень повышения давления $\pi_k^* = p_k^*/p_1^*$ и изоэнтропическая работа

$$L_{ks}^* = \frac{k}{k-1} RT_1^* (\pi_k^{*(k-1)/k} - 1)$$

или

$$L_{ks}^* = i_{ks}^* - i_1^*,$$

где i_{ks}^* - изоэнтропическая энтальпия за компрессором, которая определяется с учётом зависимости удельной теплоемкости воздуха c_p от температуры, например, с помощью π - i - диаграмм [6]. Определяется температурный к.п.д.:

$$\eta_{kt}^* = L_{ks}^*/L_k^*. \quad (6.3)$$

Мощностной к.п.д. измеряется с помощью крутящего момента $M_{кр}$ на валу привода и частоты вращения n привода. Тогда мощность, переданная ротору компрессора, определится из соотношения

$$N_k = 1,027 \cdot 10^{-3} M_{кр} n \eta_p,$$

где η_p - к.п.д. редуктора или мультипликатора.

Мощностной к.п.д. определяется

$$\eta_{кN}^* = G_B L_{кS}^* / N_{к*}$$

Очевидно, что величины $\eta_{кI}^*$ и $\eta_{кN}^*$ должны совпадать.

Их различие свидетельствует о погрешностях измерения физических величин, входящих в расчёт.

6.2. Обтекание лопаток на нерасчётных режимах

Для понимания характеристик компрессора и отдельных ступеней, получаемых в результате их испытания, имеет смысл рассмотреть особенности обтекания решёток профилей и лопаток на различных режимах.

На проектном режиме работы лопаточного венца геометрические размеры, углы установки профилей выбираются таким образом, чтобы потери в решётках были минимальными или близки к ним. На этом режиме углы атаки близки к нулю, чаще всего несколько выше нуля $i_{opt} = 2...5^\circ$ (оптимальный угол атаки определяется по характеристике решётки). При этом учитывается необходимость обеспечения достаточного запаса по срыву.

Если скорости потока малые (когда на профильных поверхностях скорости обтекания меньше скорости звука), то обтекание лопаток определяется углом атаки. В этом параграфе будем рассматривать обтекание лопаток вначале с малыми скоростями потока. Для определённости рассмотрим изменение обтекания рабочих лопаток ступени из-за изменения режима работы ступени при условии $n = const$, т.е. при неизменной час-

тоте вращения. Изменяя положение дросселя на выходе, получают напорную характеристику ступени (рис. 6.2).

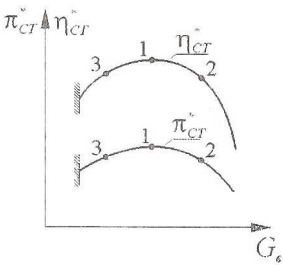
Пусть точка 1 является исходной. При открытии дросселя увеличивается расход воздуха. Новому значению G_B на характеристике будет соответствовать точка 2. Это означает, что увеличивается осевая скорость c_{1a} , так как

$$G_B = F \rho \, c_{1a},$$

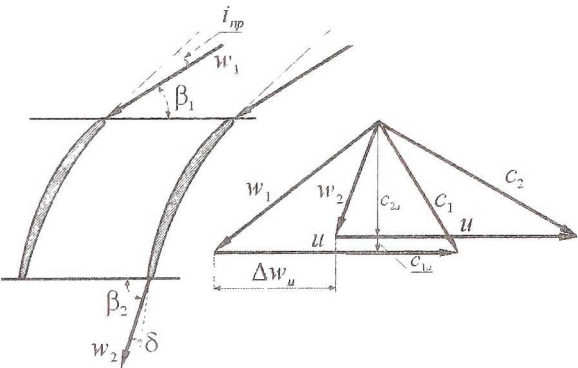
где $F = const$; при малых скоростях потока практически выполняется условие $\rho = const$.

Следовательно, на проектном режиме (точка 1 на характеристике) обтекание профилей и треугольники скоростей будут такими, как это показано на рис. 6.3.

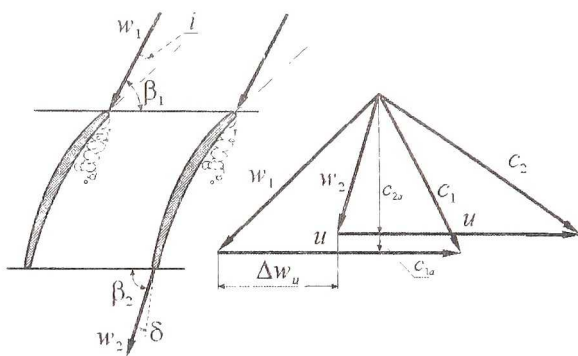
Для режима, соответствующего точке 2, обтекание и треугольники скоростей ступени изображены на рис. 6.4.



Р и с. 6.2. Напорная характеристика ступени



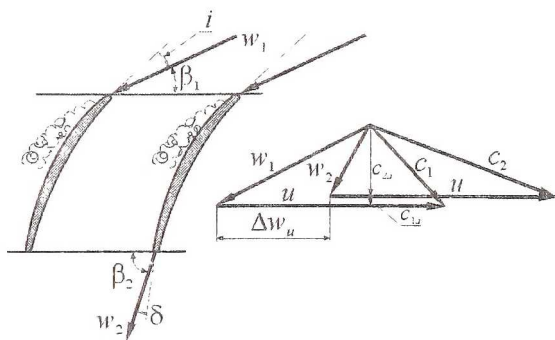
Р и с. 6.3. Обтекание профилей и треугольники скоростей на проектном режиме



Р и с. 6.4. Обтекание профилей и треугольники скоростей при увеличенном расходе воздуха

При увеличении скорости c_{1a} направление скорости c_1 почти не изменяется (оно определяется, в основном, конструктивным углом выхода из впереди расположенного направляющего аппарата), поэтому при условии $u = \text{const}$ вектор скорости $\vec{w}_1$ повернется к оси и угол атаки будет отрицательным. Поворот потока в решётке и закрутка Δw_u уменьшатся, что приведёт к уменьшению работы ступени. Уменьшение угла атаки приведет также к возникновению отрыва потока с вогнутой поверхности профиля и к увеличению потерь, в результате произойдет дальнейшее уменьшение работы ступени. Значит, при смещении по напорной характеристике из точки 1 в точку 2 будут уменьшаться $\pi_{\text{ст}}^*$ и $\eta_{\text{ст}}^*$.

Если дроссель прикрывать, что соответствует переходу по характеристике из точки 1 в точку 3, то расход воздуха и осевая скорость c_{1a} начнут уменьшаться. Обтекание профилей и треугольники скоростей станут такими, как это показано на рис. 6.5.



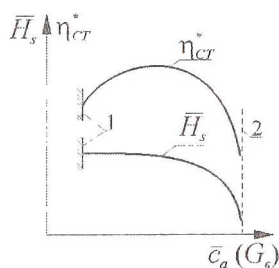
Р и с. 6.5. Обтекание профилей и треугольники скоростей при уменьшенном расходе воздуха

Видно, что при уменьшении c_{1a} угол атаки увеличивается и обуславливает отрыв потока с выпуклой поверхности профиля. Этот отрыв более интенсивный, чем с вогнутой поверхности, так как вначале поток отрывается с передней части профиля и тем самым увеличивает диффузорность межлопаточного канала. Вследствие этого усиливается отрыв потока, и увеличиваются потери на выходной части профиля. С уменьшением G_b закрутка потока увеличивается, что должно приводить к увеличению работы ступени. В то же время увеличение потерь снижает работу, и при достижении некоторого значения угла атаки работа и к.п.д. ступени будут уменьшаться. Рассмотренные особенности обтекания лопаточных венцов и объясняют графики протекания напорной характеристики, т.е. зависимостей $\pi_{ст}^* = f(G_b)$ и $\eta_{ст}^* = f(G_b)$.

6.3. Основные закономерности протекания характеристик ступени и компрессора в целом

Испытания ступени проводятся с целью определения экспериментальной зависимости (характеристики) коэффициента напора (или степени повышения полного давления $\pi_{ст}^*$) и к.п.д. ($\eta_{ст}^*$) от расхода воздуха. Часто вместо расхода воздуха рассматривают осевую составляющую скорости потока на входе в ступень c_{1a} . Эта скорость при нормальных условиях ($p_1^* = 101,33$ кПа, $T_1^* = 288,16$ К, $t_1^* = +15^\circ\text{C}$) однозначно связана с расходом воздуха. В то же время c_{1a} является более универсальной величиной. Для получения обобщённых характеристик вместо c_{1a} часто рассматривают коэффициент расхода $\bar{c}_{1a} = c_{1a}/u_k$, где u_k - окружная скорость на периферии рабочей лопатки на входе в первую ступень. Также вместо изоэнтропического напора используется коэффициент изоэнтропического напора $\bar{H}_s = H_s^*/u_k^2$, где $H_s^* = L_s^*$ - изоэнтропическая работа или напор.

В обобщенных координатах (величинах) характеристики ступени имеют вид параболических кривых (рис. 6.6) по причи-



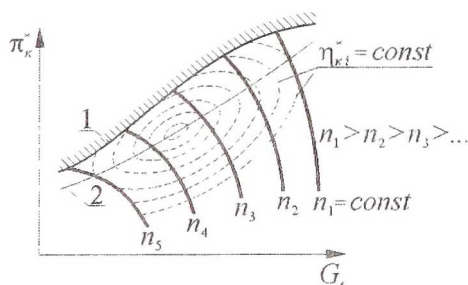
Р и с. 6.6. Характеристика ступени: 1 - граница срыва; 2 - линия запираания

нам, рассмотренным в предыдущем разделе. Слева характеристика ограничивается срывом, который проявляется в виде повышенных пульсаций потока и приводит к резкому снижению напора и к.п.д. Справа характеристика переходит в вертикальную ветвь. Это означает, что в “горле” лопаточного венца,

вероятнее всего рабочего колеса, относительные скорости потока становятся равными скоростям звука и “горло” “запирается”, т.е. не может пропустить большой объемный расход воздуха. За “горлом” возникает сверхзвуковая область течения, которая замыкается скачками уплотнения с присущими им волновыми потерями. Это и приводит к снижению напора и к.п.д. и образованию вертикальной правой ветви 2 характеристики. В процессе испытания ступени характеристику снимают на ряде частот вращения, чтобы определить влияние критических явлений на характеристику. Если критические явления в венцах не наблюдаются, то обобщенные характеристики для различных частот вращения должны совпадать.

При испытании компрессора снимают ряд, обычно 8... 10 напорных характеристик, которые образуют характеристику компрессора. Напорная характеристика снимается при неизменной частоте вращения и представляет собой зависимость степени повышения давления $\pi_{ст}^*$ и к.п.д. $\eta_{ст}^*$ от расхода воздуха. её снимают, изменяя положение дросселя-заслонки на выходе из компрессора (см. рис. 6.1), в результате получают характеристику компрессора (рис. 6.7).

Для получения возможности использования напорной характеристики в условиях, отличающихся от условий эксперимента, её



Р и с. 6.7. Характеристика компрессора:
1 - граница срыва или неустойчивой работы;
2 - линия равновесных (или установившихся
совместных) режимов работы компрессора с
потребителем (сетью)

строят в параметрах подобия, выражения для которых будут получены при дальнейшем изложении курса. Срыв проявляется в виде возникновения интенсивных пульсаций потока в компрессоре, сопровождающихся резким ухудшением параметров и увеличением нагрузок на лопатки. В связи с этим эксплуатация в области, расположенной слева от границы срыва, не допускается. Количественная оценка запаса газодинамической устойчивости (запаса до срыва) производится при неизменной частоте вращения $n = const$ по коэффициенту газодинамической устойчивости

$$K_y = \frac{\pi_{кг}^* / G_{вг}}{\pi_{кр}^* / G_{вр}}, \quad (6.4)$$

где $\pi_{кр}^*$, $\pi_{кг}^*$ - степени повышения давления в рабочей точке и на границе устойчивости (срыва), а $G_{вр}$ и $G_{вг}$ - соответствующие им расходы воздуха.

Величина $\Delta K_y = (K_y - 1) \cdot 100\%$ называется запасом газодинамической устойчивости (ГДУ) компрессора. Обычно запасы ГДУ составляют 5...20%.

Для снятия характеристик компрессоров мощных двигателей (с взлётной тягой 50 кН и выше) требуются большие мощности привода (свыше $7 \cdot 10^3$ кВт) и, следовательно, часто используются газотурбинные приводы. Если компрессор имеет на проектном режиме $\pi_{кр}^* \gg 2,5 \dots 3,0$, то для снижения потребной мощности на входе можно устанавливать дроссель, снижающий давление и соответственно расход воздуха через компрессор. При этом важно, чтобы компрессор по числу Re на входе находился в области автомодельности.

6.4. Изображение характеристик в параметрах подобия

Испытания компрессора проводятся в конкретных атмосферных условиях. Вполне естественна постановка вопроса о возможности использования результатов эксперимента в условиях, отличающихся от условий проведения испытания. Это означает, что необходима соответствующая обработка результатов испытаний, например, по снятию характеристики компрессора. Получить ответ на поставленный вопрос помогает теория подобия. Первая теорема подобия устанавливает, что подобные явления имеют одинаковые критерии подобия. Следовательно, представление характеристики в критериях подобия дает возможность применения её для описания подобных явлений, в нашем случае - режимов компрессора, которые могут иметь место в любых внешних условиях. Задача экспериментатора будет заключаться в том, чтобы диапазон изменения критериев подобия, полученный в эксперименте, охватил наиболее полно возможный диапазон режимов компрессора: от малого газа до максимального. Для газовых потоков в компрессоре и турбине определяющим критерием является число или критерий M . В случаях низких плотностей газового потока (при полёте самолета на больших высотах $H \gg (8 \dots 11) \cdot 10^3$ м, а также в зависимости от размерности лопаточных венцов двигателя) режим течения определяется еще и числом Re . Мы будем определять режим только числом M , как это принято. Влияние числа Re , как правило, оценивается в виде поправок на к.п.д. и запас ГДУ.

Поток в лопаточной машине в различных сечениях проточной части имеет различное направление, поэтому режим работы будет характеризоваться как числом M_a (осевое число M), так и числом M_u (окружное число M). Таким образом, режимы течения в компрессоре с соответственно одинаковыми критериями M_a и M_u являются подобными. Это означает, что на таких режимах будут соответственно одинаковыми величины π_k^* , η_k^* и другие относительные параметры. При этом следует помнить, что π_k^* и η_k^* одинаковы для подобных режимов, автомодельных по отношению к числу Re , а также, если на входе в компрессор имеются подобные стационарные и нестационарные поля скоростей. Однозначное соответствие между M_a и M_u с одной стороны, и π_k^* и η_k^* с другой стороны, позволяет характеристики компрессора, снятые на наземном стенде и обработанные в параметрах подобия, применять для различных условий полета. В эксплуатационной практике числа M_a и M_u не всегда удобны и не имеют достаточной физической наглядности. В связи с этим часто используют следующие параметры:

$$G_{в0} = G_{в} \frac{p_{10}^*}{p_1^*} \sqrt{\frac{T_1^*}{T_{10}^*}}, \quad (6.5)$$

который называется расходом, приведенным к стандартным атмосферным условиям на поверхности земли ($H = 0$) (кратко - приведенный расход воздуха);

$$n_0 = n \sqrt{\frac{T_{10}^*}{T_1^*}}, \quad (6.6)$$

который называется частотой вращения, приведенной к стандартным условиям на поверхности земли ($H = 0$).

В качестве стандартных приняты следующие значения:

$$p_{10}^* = p_{H0} = 101,325 \text{ кПа}; T_{10}^* = T_{H0} = 288,16 \text{ К}.$$

В рассматриваемых соотношениях G_B , p_1^* , T_1^* , n соответственно расход воздуха, давление, температура на входе и частота вращения в условиях проведения эксперимента. Докажем, что приведенный расход воздуха однозначно связан с числом M_a , а приведенная частота вращения - с числом M_u . Действительно, из выражения для G_{B0} имеем

$$\frac{G_{B0} \sqrt{T_{10}^*}}{p_{10}^*} = \frac{G_B \sqrt{T_1^*}}{p_1^*}. \quad (6.7)$$

С другой стороны, из уравнения неразрывности

$$G_B = 40,4 \frac{F_1 p_1^*}{\sqrt{T_1^*}} q(\lambda_1) \sin \alpha_1, \quad (6.8)$$

откуда получаем

$$\frac{G_B \sqrt{T_1^*}}{p_1^*} = 40,4 F_1 q(\lambda_1) \sin \alpha_1. \quad (6.9)$$

Из газовой динамики известно, что число λ однозначно связано с числом M . Следовательно, комплекс $G_B \sqrt{T_1^*} / p_1^*$ однозначно определяется величиной M_1 и углом α_1 , т.е. числом $M_{1a} = M_1 \sin \alpha_1$, так как обычно угол α_1 либо постоянный, либо однозначно связан с расходом воздуха G_{B0} .

Таким образом, мы доказали, что комплекс $G_B \sqrt{T_1^*} / p_1^*$ является однозначной функцией критерия подобия M_{1a} , т.е. он сам является критерием подобия. Параметры T_{10}^* и p_{10}^* представляют собой числа, и поэтому приведенный расход G_{B0} является также критерием подобия.

Из выражения для параметра n_0 получаем

$$\frac{n_0}{\sqrt{T_{10}^*}} = \frac{n}{\sqrt{T_1^*}}. \quad (6.10)$$

С другой стороны, для числа λ_u имеем

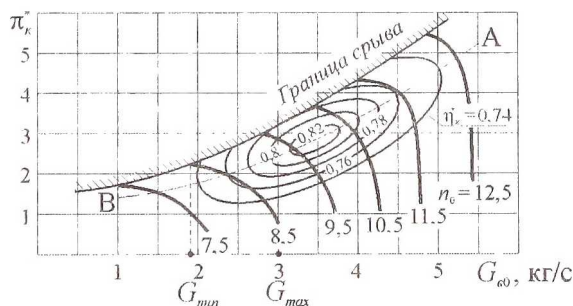
$$\lambda_{1u} = \frac{c_{1u}}{\sqrt{\frac{2k}{k+1} R T_1^*}}. \quad (6.11)$$

Преобразуем (6.11) следующим образом:

$$\lambda_{1u} = \frac{\pi D}{60 \sqrt{\frac{2k}{k+1} R}} \frac{n}{\sqrt{T_1^*}} \frac{c_{1u}}{u}. \quad (6.12)$$

Из (6.12) следует однозначная связь между числом M_{1u} и комплексом $n/\sqrt{T_1^*}$, так как для подобных режимов $c_{1u}/u = idem$. Это означает, что как комплекс $n/\sqrt{T_1^*}$, так и приведенная частота вращения n_0 являются критериями подобия.

На рис. 6.8 приведён пример характеристики компрессора, построенный в приведенных параметрах. Из рисунка видно, что при $n_0 = const$ диапазон изменения расхода воздуха довольно



Р и с. 6.8. Пример характеристики компрессора, построенной в приведенных параметрах

узким и составляет (от G_{min} до G_{max}) от 20% на малых n_0 , до 5% на больших n_0 . Линия AB соединяет точки с максимальными к.п.д. на различных напорных линиях $n_0 = const$. Желательно линию устано-

вившихся рабочих режимов располагать как можно ближе к линии AB , если это допустимо по запасам газодинамической устойчивости.

6.5. Влияние атмосферных условий и условий полета на работу компрессора

Это влияние следует рассматривать на определенном, например, крейсерском, режиме работы двигателя. Обычно режим работы характеризуется положением рычага управления двигателем (РУД). При неизменном положении РУД режим работы турбокомпрессора при изменении внешних условий изменяется в соответствии с законом управления. Рассмотрим простейший закон управления $n = const$, когда во всех условиях неизменному положению РУД соответствует неизменная частота вращения ротора.

Приведенная частота вращения, которая характеризует режим работы компрессора, т.е. режим обтекания лопаточных венцов газовым потоком, будет изменяться по известному соотношению (6.6):

$$n_0 = n \sqrt{\frac{288}{T_1^*}}.$$

Из него следует, что, например, с уменьшением атмосферной температуры параметр n_0 увеличивается и это, в свою очередь, приводит к увеличению π_k^* по линии совместной работы компрессора в системе двигателя (на рис. 6.9 перемещение из точки 1 в точку 2). Увеличение π_k^* объясняется следующим образом.

При уменьшении температуры вследствие меньшего сопротивления воздуха одна и та же работа сжатия (при $n = const$) позволяет получить большие π_k^* . Увеличение атмосферной температуры приводит к её обратному влиянию на режим работы компрессора (перемещение из точки 1 в точку 3 на рис. 6.9). В формулу для n_0 входит полная температура. Она связана со скоростью полета соотношением

$$i_1^* = i_H + \frac{V_n^2}{2}. \quad (6.13)$$

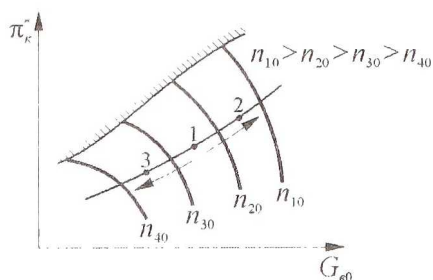
Приближенно (при $c_p = const$) связь (6.13) для воздуха имеет вид

$$T_1^* = T_H + \frac{V_n^2}{2010}; \quad (6.14)$$

где V_n имеет размерность в м/с.

Значит, влияние скорости полета на работу компрессора аналогично влиянию атмосферной температуры T_1^* .

Изменение атмосферного давления на режим работы компрессора не влияет, так как обычно течение находится в области автомодельности по числу Re . Кроме того, в выражение для работы сжатия входит отношение давления на выходе к давлению на входе. Давление внутри



двигателя изменяется пропорционально атмосферному без изменения удельной работы сжатия в компрессоре и расширения в турбине и, следовательно, без изменения их режимов работы.

Р и с. 6.9. Изменение режима работы компрессора при изменении внешних условий

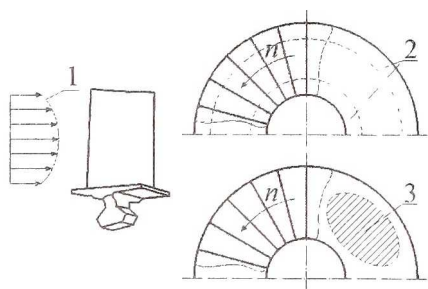
Как отмечалось, рассмат-

ривалось влияние температуры T_1^* на режим работы компрессора при законе управления $n = const$. У двигателей для дозвуковых и сверхзвуковых скоростей полета в некотором диапазоне сверхзвуковых скоростей возможно регулирование по закону постоянства приведенной частоты вращения $n_0 = const$.

При таком законе управления двигателем компрессор будет работать в одной точке своей характеристики и изменение T_1^* не приведёт к изменению режима работы компрессора. Это обстоятельство объясняется тем, что пропорционально изменению T_1^* изменяется температура газов перед турбиной в результате соответствующей подачи топлива в камеру сгорания.

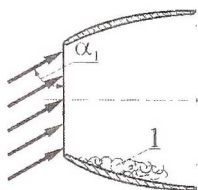
6.6. Характеристики компрессора в условиях неравномерного и нестационарного потока на входе

Перед компрессором расположен воздухозаборник, предназначенный для частичного преобразования скоростного напора в потенциальную энергию давления и создания приемлемых радиальных и окружных полей скоростей на входе в компрессор. В эксплуатации возможны случаи, когда поток к воздухозаборнику притекает не вдоль оси, а под некоторым углом α_1 (полёт самолета на нерасчётных углах атаки или со



Р и с. 6.11. Радиальная и окружная неравномерность полей скоростей: 1 - эюра (поле) скоростей; 2 - области с пониженными скоростями; 3 - местная зона с пониженными скоростями

скольжением на крыло, работа на старте при боковом ветре и



Р и с. 6.10. Угловое протекание
потока к воздухозаборнику:
1 - местный отрыв потока

т.д.). При этом со стороны скоса потока в воздухозаборнике возникает местная повышенная диффузорность, сопровождающаяся отрывом (рис. 6.10).

В сверхзвуковом воздухозаборнике происходит значительное преобразование скоростного напора в давление, например, при числе $M_n = 2,2$ статическое давление в воздухозаборнике увеличивается примерно в 10 раз. Такое преобразование сопровождается появлением радиальной и окружной неравномерности полей скоростей, а также пульсаций (турбулентности) потока. Поток, имеющий стационарные радиальные и окружные поля скоростей, называется **н е р а в н о м е р н ы м**, а если имеется турбулентность, то поток будет называться **н е о д н о р о д н ы м** (рис. 6.11).

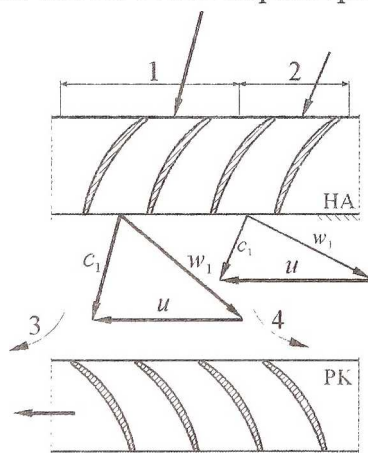
На газодинамическую устойчивость компрессора окружная неравномерность оказывает большее влияние, чем радиальная. Это установлено экспериментальным путем и объясняется, по-видимому, тем, что радиальная неравномерность изменяет характер течения в каждом канале по высоте лопатки одинаковым образом и не приводит к изменению взаимодействия между каналами.

В отличие от радиальной, окружная неравномерность изменяет взаимодействие соседних каналов, что сказывается отрицательно на работе последующих лопаточных венцов. Такое из-

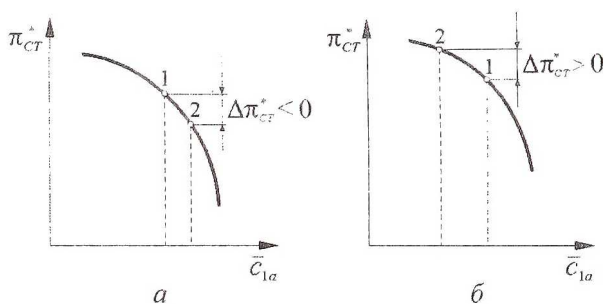
менение взаимодействия может проявляться, например, в виде растекания потока за лопаточным венцом из зоны повышенного давления в зону пониженного давления, что приводит к увеличению угла атаки и, следовательно, к возникновению срывных явлений (рис. 6.12). Видно, что растекание потока против вращения рабочего колеса увеличивает углы атаки и срывная зона (если она возникает) будет вращаться с меньшей скоростью, чем колесо.

Рассмотрим особенности работы двух частей лопаточного венца ступени, одна из которых расположена в зоне с повышенным давлением на входе p_1^* , а другая - в зоне с пониженным давлением. Анализ выполним для случаев с различной крутизной характеристики: ступень работает на правой ветви напорной характеристики; ступень работает на левой ветви характеристики. При этом под крутизной понимается отрицательная величина производной $(\pi_{ст}^*)' = \partial \pi_{ст}^* / \partial \bar{c}_a$, где $\bar{c}_a = c_{1a} / u_k$ - коэффициент расхода.

Рассмотрим первый случай, когда ступень работает на правой ветви характеристики (рис. 6.13). При неравномерном входном потоке статическое давление мало изменяется в поперечном сечении перед компрессором, поэтому вели-



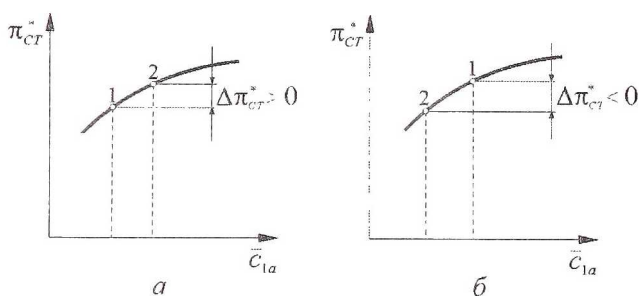
Р и с. 6.12. Растекание потока за лопаточным венцом направляющего аппарата: 1 - зона повышенного давления; 2 - зона пониженного давления; 3 - растекание с уменьшением угла атаки; 4 - растекание с увеличением угла атаки



Р и с. 6.13. Иллюстрация работы ступени на правой ветви характеристики:
 a - зона с повышенным давлением p_1^* ; b - зона с пониженным давлением; 1 - точка, соответствующая работе на исходном режиме при равномерном давлении $p_1^* = p_{1\text{ср}}^*$; 2 - точки, соответствующие работе частей лопаточных венцов при окружной неравномерности потока

чины осевых скоростей будут следовать за величинами полных давлений. На этом основании при переходе от равномерного потока к неравномерному режимы работы изменяются следующим образом: в той части лопаточного венца, на входе в которую будет повышенное давление, режим сместится в сторону больших значений $\bar{c}_a$ с соответствующим снижением $\pi_{\text{ст}}^*$, т.е. будем иметь $\Delta\pi_{\text{ст}}^* < 0$; в другой части лопаточного венца, перед которой давление будет пониженное, режим сместится в сторону меньших значений $\bar{c}_a$ и соответственно увеличится $\pi_{\text{ст}}^*$, т.е. получим $\Delta\pi_{\text{ст}}^* > 0$. В результате неравномерность давления за ступенью $p_3^* = p_1^*$ $\pi_{\text{ст}}^*$ будет меньше, чем перед ней.

Принято считать, что ступень, работающая на правой ветви напорной характеристики, обладает выравнивающей способностью. При прохождении через ступень неравномерность потока уменьшается.



Р и с. 6.14. Иллюстрация работы ступени на левой ветви характеристики:
 а - зона с повышенным давлением; б - зона с пониженным давлением

Рассмотрим второй случай, когда ступень работает на левой ветви характеристики (рис. 6.14). При анализе используем те же обозначения, что и на рис. 6.13. При переходе от равномерного потока к неравномерному в первой части лопаточного венца (см. рис. 6.14, а), на входе в которую поступает поток с повышенным давлением из-за смещения режима в сторону больших величин $\bar{c}_a$, получим $\Delta \pi_{ст}^* > 0$; во второй части лопаточного венца, перед которой давление понизится из-за смещения режима в сторону меньших величин $\bar{c}_a$, получим $\Delta \pi_{ст}^* < 0$. Следовательно, давление за ступенью $p_3^* = p_1^* \pi_{ст}^*$ будет иметь большую неравномерность, чем перед ступенью.

Таким образом, ступень, работающая на левой ветви напорной характеристики, усиливает неравномерность потока при его прохождении через ступень.

Крутизна напорной характеристики зависит от газодинамической нагруженности решёток профилей и от их геометрических особенностей. Так, с увеличением изгиба профилей крутизна уменьшается и может проявиться левая ветвь характеристики, например, втулочных частей ступеней вентилятора, профили

которых из-за малых окружных скоростей приходится выполнять с повышенными изгибами. Значительные неравномерности приводят к значительным углам атаки в зонах с пониженным давлением. Если неравномерность достигает сильно нагруженных, например средних ступеней, то увеличение углов атаки приводит к ранним срывам и может привести к помпажу двигателя, когда срыв охватит значительную часть лопаточных венцов. Неравномерность также деформирует характеристики, делая их менее крутыми.

Нестационарность в основном влияет как мгновенная неравномерность, усиленная дополнительными влияниями колебательных явлений в воздушном столбе, находящемся в проточной части силовой установки. В результате неоднородность потока по сравнению с неравномерностью может приводить к более раннему срыву и, соответственно, к помпажу.

6.7. Срывные и неустойчивые режимы работы компрессора

Площадь проходных сечений проточной части компрессора на проектном режиме вычисляют таким образом, чтобы обеспечить оптимальные осевые скорости и соответственно углы потока на входе в лопаточные венцы. При этом площади от входа к выходу будут уменьшаться вследствие увеличения плотности газа. В нерегулируемом компрессоре при изменении частоты вращения ротора будут изменяться работа сжатия, степень повышения давления π_k^* и соответственно отношение плотно-

стей и осевых скоростей в различных ступенях компрессора. Это следует из того, что расход воздуха через все сечения проточной части одинаков. Из условия постоянства расхода для сечений на входе и произвольно выбранного внутри компрессора можно записать:

$$F_1 \rho_{m1} c_{a1} = F_i \rho_{mi} c_{ai}. \quad (6.15)$$

Равенство (6.15) легко преобразуется в другое соотношение:

$$\frac{c_{ai}}{c_{a1}} = \frac{F_1}{F_i} \frac{1}{(\pi_i^*)^{1/n}}, \quad (6.16)$$

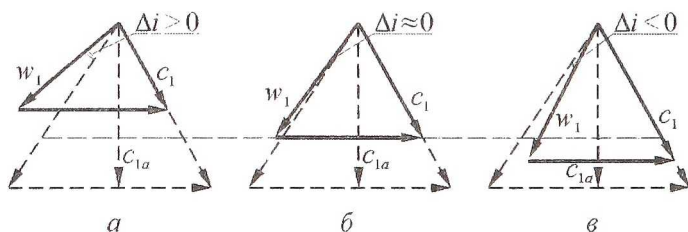
так как $\rho_{m1}/\rho_{mi} = (p_1^*/p_i^*)^{1/n} = 1/(\pi_i^*)^{1/n}$, где n - показатель политропы процесса сжатия в компрессоре; ρ_m - массовая плотность воздуха в рассматриваемых сечениях. Из (6.16) видно, что отношение скоростей c_{ai}/c_{a1} в основном определяется величиной π_i^* . Из соотношения между c_{ai} и π_i^* вытекает, что при изменении частоты вращения будут изменяться и скорости в каждом сечении проточной части.

Рассмотрим, например, изменение c_a при уменьшении частоты вращения. В связи с уменьшением π_i^* (из-за уменьшения работы сжатия) отношение скоростей c_{ai}/c_{a1} будет увеличиваться. С другой стороны, при уменьшении частоты вращения отношение окружных скоростей $u_i/u_1 = D_i/D_1$ изменяться не будет. Следовательно, треугольники скоростей в различных сечениях будут преобразовываться различным образом и, что важно, не будет их подобного преобразования. Для иллюстрации рассмотрим треугольники скоростей на среднем радиусе на входе в рабочее колесо первой, средней и последней ступеней (рис.

6.15). При уменьшении частоты вращения n будет уменьшаться расход воздуха через компрессор и соответственно (почти пропорционально) уменьшится осевая скорость.

Как отмечалось, отношение скоростей c_{ai}/c_{a1} увеличится. Это означает, что скорости c_a уменьшаются непропорционально уменьшению скорости u : c_{a1} - в большей степени, а c_{az} (на входе в последнюю ступень) - в меньшей степени. Скорость $c_{a\text{ср}}$ (на входе в среднюю ступень) изменится примерно пропорционально окружной скорости u . Направления скоростей c_1 определяются, в основном, конструктивными углами лопаток на выходе из направляющих аппаратов предыдущих ступеней, и поэтому практически не изменяются.

На рис. 6.15 сплошными линиями показаны треугольники скоростей на пониженном режиме. Видно, что при переходе от исходного к пониженному режиму углы атаки на входе в первую ступень увеличиваются, а на входе в последнюю ступень уменьшаются. На входе в среднюю ступень углы атаки практически не изменяются. Иными словами, при снижении частоты вращения ротора первые ступени нагружаются, а последние разгружаются по углам атаки.



Р и с. 6.15. Треугольники скоростей на среднем радиусе на входе:

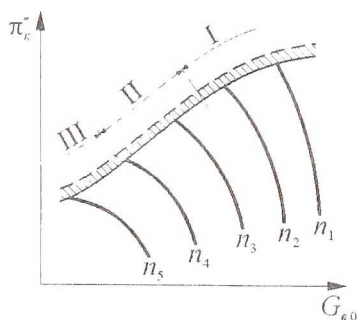
a - в рабочее колесо первой ступени; $б$ - средней ступени; $в$ - последней ступени; - - - - - треугольники на проектом режиме; ——— - треугольники на нерасчётном режиме с $n < n_p$; ····· - линия, соответствующая изменению скоростей c_{1a} пропорционально изменению n

При увеличении частоты вращения картина будет обратной: разгружаются передние и нагружаются задние ступени. Такой характер изменения режима обтекания лопаточных венцов обуславливает и особенности возникновения и развития срывных течений в многоступенчатых компрессорах.

При высоких частотах вращения значительное дросселирование приводит к появлению критических углов атаки в последних ступенях и при дальнейшем дросселировании - к срыву потока в этих ступенях. Возникновение срыва в одной из последних ступеней сопровождается образованием срывной зоны значительных размеров вследствие больших относительных диаметров втулок ($\bar{d}_{вт} = 0,7...0,85$ и более), при которых треугольники скоростей почти не изменяются по высоте лопатки и углы атаки достигают критических значений сразу по всей её высоте.

Срывная зона создает сильный дросселирующий эффект, который приводит к распространению срыва на все остальные ступени. В результате образуется мощная срывная зона, пронизывающая все ступени и охватывающая в отдельных случаях около половины окружности. Вращается срывная зона с относительной угловой скоростью $\bar{\omega} = 0,1...0,4$, где $\bar{\omega} = \omega/\Omega$; ω - угловая скорость вращения срывной зоны; Ω - угловая скорость вращения ротора компрессора.

Через срывную зону (как через своеобразную “газодинамическую трубу”) происходит выброс сжатого и нагретого воздуха с выхода на вход в компрессор.



Р и с. 6.16. Диапазоны изменения границы устойчивой работы в зависимости от частоты вращения

При пониженных частотах вращения срывные явления развиваются следующим образом. Дросселирование компрессора приводит к появлению критически углов атаки на первых ступенях. Поскольку они имеют относительно длинные лопатки или, по-другому, малые относительные диаметры втулок ($\bar{d}_{вт} = 0,3 \dots 0,6$), то на критических углах атаки срывные зоны первоначально имеют небольшие размеры, захватывающие часть высоты лопаток первых ступеней, что не нарушает устойчивую работу всего компрессора. Такая картина определяется значительными отличиями треугольников скоростей по высоте лопаток. Дальнейшее дросселирование приводит к развитию срывной зоны, увеличению углов атаки в нескольких ступенях и к одновременному срыву потока во всем компрессоре.

Таким образом, на характеристике компрессора можно выделить три диапазона частот вращения, в каждом из которых срыв потока в компрессоре определяется первоначальным (иницирующим) срывом в различных группах ступеней (рис. 6.16).

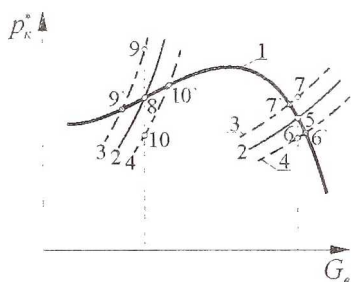
В первом диапазоне граница устойчивости определяется срывом потока в последних ступенях.

Во втором диапазоне нарушение устойчивости вызывается срывом в одной из первых или средних ступеней.

В третьем диапазоне срыв возникает в первых ступенях, причем вначале (в заштрихованной области) компрессор в целом

вый момент времени вследствие инерционности движения потока режим работы потребителя перейдет в точку 6. Возникает избыток давления за компрессором над потребным давлением для потребителя. Вследствие этого режим работы компрессора по напорной характеристике смещается в сторону пониженного давления, т.е. к точке 6'. Режим работы потребителя по своей характеристике смещается в сторону повышенного давления, т.е. также к точке 6'. В результате осуществляется переход в новую точку совместного режима - точку 6'.

Аналогично можно показать, что при смещении характеристик потребителя вверх установится новый совместный режим, соответствующий точке 7'. Пусть компрессор работает на левой ветви характеристики. При смещении характеристики потребителя вниз (к точке 10) потребное давление снизится, что



Р и с. 6.17. Совместная работа компрессора с потребителем: 1 - напорная характеристика компрессора; 2 - исходная характеристика потребителя; 3, 4 - характеристики потребителя при возникновении малых возмущений; 5, 8 - точки совместной работы компрессора на правой (точка 5) и левой (точка 8) ветви напорной характеристики с потребителем; 6, 7, 9, 10 - первоначальное смещение точек при возмущённых характеристиках потребителя

приведет к переходу режима компрессора также со снижением давления, т.е. к переходу по характеристике компрессора влево от точки 8 (к линии 3). В то же время режим работы потребителя по своей новой характеристике перемещается вправо от точки 10 (к напорной линии). При таком противоположном движении точек новый совместный режим не наступает. Аналогично можно пока-

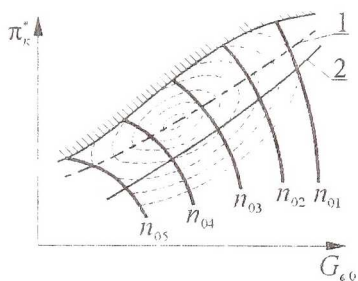
зять, что при смещении характеристики потребителя вверх также не наступает новый совместный режим.

Из этого следует, что при работе на левой ветви колебания характеристики потребителя не будут демпфироваться характеристикой компрессора, что и приведет к возникновению низкочастотных колебаний, т.е. к помпажу. Наклон напорной характеристики компрессора определяется величиной и знаком производной $(p_k^*)' = \partial p_k^* / \partial G_v$. Для левой ветви имеем $(p_k^*)' > 0$, а для правой - $(p_k^*)' < 0$. Рассмотренный механизм взаимодействия компрессора с потребителем не связан с какими-либо инерционными или динамическими эффектами, поэтому знак производной $(p_k^*)'$ является критерием статической устойчивости.

Следует еще раз подчеркнуть, что первопричиной помпажа является срыв потока с лопаток компрессора, и основным способом борьбы с неустойчивостью компрессора на рабочих режимах является обеспечение углов атаки меньше их критических значений.

6.9. Работа компрессора по дроссельной характеристике

При работе двигателя по дроссельной характеристике режим обтекания лопаточных венцов компрессора определяется его совместной работой с турбиной. В системе ТРД изменение режима по его дроссельной характеристике обычно связано с изменением частоты вращения. При этом на характеристике компрессора получается линия совместных установившихся режимов. Желательно, чтобы эта линия располагалась, по возмож-



Р и с. 6.18. Линия рабочих режимов на характеристике компрессора ТРД.

1 - линия максимальных к.п.д.;

2 - линия рабочих режимов

ности, ближе к линии максимальных к.п.д. компрессора. Расположение рабочей линии относительно границы срыва компрессора определяется потребными запасами газодинамической устойчивости. Если ТРД не имеет регулируемых элементов в виде поворотных сопловых лопаток турбины или регулируемого сопла, то рабочая линия получается единственной для всех условий полета (рис. 6.18) до тех пор, пока в узком сечении реактивного сопла наступит критический режим течения газового потока ($c q(\lambda) \approx 1$). Из условия обеспечения достаточных запасов ГДУ ограничивается максимальная приведенная частота вращения. Как отмечалось, при n_0 ниже проектного значения n_{0p} углы атаки на первых ступенях увеличиваются, на последних уменьшаются. При обратном соотношении частот вращения, естественно, получаем обратную картину по углам атаки.

В системе одновального ТВД с винтом регулируемого шага дроссельная характеристика двигателя может осуществляться при постоянной частоте вращения $n = const$ вследствие того, что при изменении шага винта последний потребляет различные мощности на одной частоте вращения. Поэтому считается, что ТВД имеет две степени свободы. В ТВД дроссельным характеристикам при различных температурах T_1^* на входе бу-

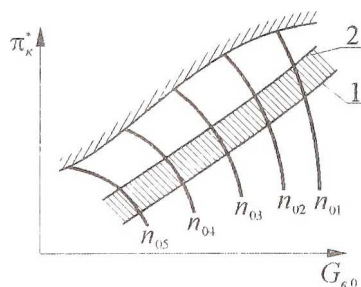
дет соответствовать область рабочих режимов на характеристике компрессора (рис. 6.19).

Для увеличения мощности ТВД увеличивают подачу топлива, это приводит к росту температуры газов перед турбиной, теплового сопротивления сети, и по напорной линии $n_0 = const$ рабочая точка перемещается вверх, приближаясь к границе срыва. Если ТВД выполнен по двухкаскадной схеме, то каскад компрессора высокого давления (внутренний каскад) имеет, как и компрессор ТРД, единственную рабочую линию.

В двухвальном ТРД с нерегулируемым реактивным соплом каждый из каскадов компрессора обладает единственной рабочей линией, если в узком сечении сопла режим течения критический. В полетных условиях режим обычно крейсерский. В диапазоне рабочих режимов к.п.д. компрессора по дроссельной характеристике изменяется: в ТРД, предназначенном для дозвуковых скоростей полета, на 6...7%, а в ТРД для дозвуковых и сверхзвуковых скоростей полета - на 6... 10%.

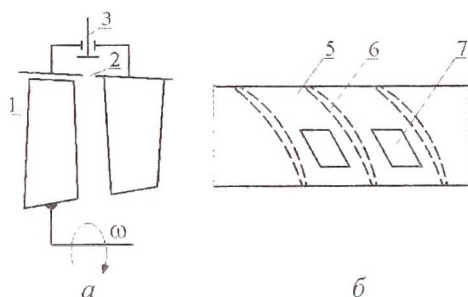
6.10. Способы регулирования многоступенчатых компрессоров

Современные газотурбинные двигатели имеют компрессоры со сравнительно высокими π_k^* на проектном режиме, ступени выполняются с повышенной газодинамической нагрузкой. Опыт эксплуатации



Р и с. 6.19 Область рабочих режимов на характеристике компрессора ТВД.
1 - линия, соответствующая минимальным крейсерским режимам;
2 - линия, соответствующая максимальным режимам

показывает, что такие компрессоры обязательно должны иметь регулируемые элементы (механизацию) для обеспечения ГДУ во всем диапазоне рабочих режимов: от малого газа до максимального. Для снижения мощности запуска и обеспечения достаточных запасов ГДУ на пусковых режимах и режимах вблизи малого газа часто входной направляющий аппарат выполняется с поворотными лопатками, тогда он называется “регулируемый направляющий аппарат” (РНА). Кроме того, за средними ступенями выполняется устройство для регулируемого перепуска воздуха. На основных рабочих режимах, на которых существенное значение имеют экономичность или величина тяги, механизация должна быть в оптимальном положении: лопатки РНА должны обеспечивать оптимальные углы атаки на входе в колеса первых ступеней, клапаны перепуска должны быть в закрытом положении. Перепуск осуществляется через щели, выполненные за рабочим колесом, или через отверстия (окна), расположенные равномерно по окружности между лопаток направляющего аппарата

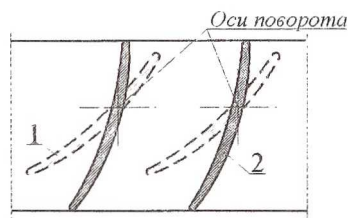


Р и с. 6.20. Схемы выполнения перепускного устройства: а - перепуск за рабочим колесом; 1, 2 - щель для перепуска; 3 - клапан перепуска; 4 - направляющий аппарат, б - перепускные окна на периферии направляющего аппарата; 5 - вид сверху (снаружи) на направляющий аппарат; 6 - лопатки НА; 7 - окна перепуска

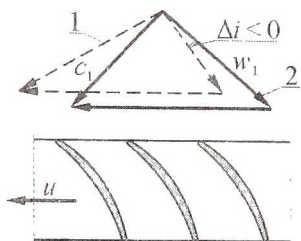
(рис. 6.20). Устройство перепуска располагается за средними ступенями, потому что оно предназначено для разгрузки по углам атаки первых ступеней на пониженных режимах. Если устройство расположить сразу за первыми ступенями, то при его

включении нагружались бы средние ступени (по углу атаки) из-за уменьшения расхода воздуха (осевой скорости перед ними). Обычно устройство перепуска воздуха бывает открыто до частоты вращения, начиная с которой углы атаки в первых ступенях станут меньше критических, и запасы ГДУ будут достаточны с закрытыми клапанами (клапаны на этой приведенной частоте вращения закрываются). При открытом устройстве перепуска на малых режимах увеличиваются углы атаки на задних ступенях и соответственно изменяется к.п.д. Это приводит к уменьшению мощности запуска. С другой стороны, при открытом устройстве перепуска выброс воздуха в атмосферу или наружный контур ТРДД нежелателен из-за ухудшения экономичности всего двигателя, так как выбрасывается воздух, на сжатие которого затрачена энергия. Следовательно, на основных рабочих режимах устройство перепуска должно быть закрыто. Частота вращения “закрытия перепуска” устанавливается экспериментально. Лопатки РНА на малых режимах устанавливают в прикрытое положение (рис. 6.21).

Прикрытие лопаток РНА уменьшает углы атаки на входе в рабочее колесо (рис. 6.22). Обычно лопатки РНА имеют два положения: прикрытое и основное (пусковое и рабочее). Частота вращения, на которой нужно перекладывать лопатки в основное положение, устанавливается экспериментально, исходя из усло-



Р и с. 6.21. Схема положения лопаток РНА при малых и повышенных частотах вращения: 1 - прикрытое положение; 2 - основное положение



Р и с. 6.22. Снижение угла атаки на входе в колесо при прикрытии лопаток РНА

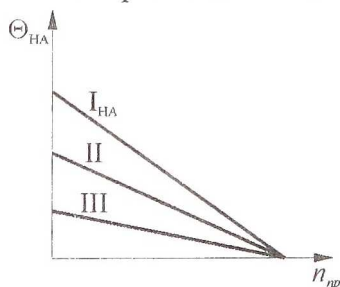
- 1 - треугольник скоростей с прикрытыми лопатками РНА;
- 2 - треугольник скоростей при основном положении лопаток РНА

компрессор должен обладать характеристикой со сравнительно большим диапазоном приведенных частот вращения, в котором требуются высокие к.п.д. при достаточных запасах ГДУ. В практике нашли применение конструкции компрессоров, у которых регулируются направляющие аппараты:

одной первой ступени;

нескольких (до семи) первых ступеней.

Разрабатывались также конструкции с регулированием



Р и с. 6.23. Управление поворотными лопатками первых трех ступеней многоступенчатого компрессора:

$\Theta_{НА}$ - угол поворота лопаток

вия обеспечения достаточных запасов ГДУ, с одной стороны, и получения максимально возможных к.п.д., с другой стороны. В компрессорах двигателей, предназначенных для значительных сверхзвуковых скоростей полета ($M_{п} > 2$), возникает необходимость регулирования нескольких направляющих аппаратов. Это обусловлено тем, что в таких двигателях

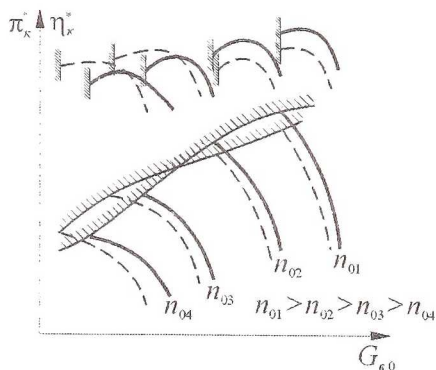
нескольких передних и задних ступеней. Очевидно, что угол поворота лопаток связан с приведенной частотой вращения. На пониженных частотах лопатки аппаратов первых ступеней будут прикрываться, а задних раскрываться. Величина угла поворота будет

наибольшей у лопаток аппаратов первых и последних ступеней и уменьшится к середине компрессора, так как на средних ступенях при изменении режима работы всего компрессора углы атаки изменяются незначительно, и, естественно, нет необходимости в регулировании их направляющих аппаратов. Примерная программа регулирования показана на рис. 6.23.

На малых частотах вращения углы атаки на входе в колеса первых ступеней выше оптимальных, а на входе в колеса последних ступеней - ниже оптимальных. Прикрывая лопатки аппаратов первых ступеней, можно уменьшать углы атаки и соответственно увеличивать запасы ГДУ первых ступеней, а раскрывая лопатки аппаратов последних ступеней, увеличивать углы атаки и к.п.д. этих ступеней. Таким образом, одновременное регулирование лопаток аппаратов первых и последних ступеней должно давать существенное улучшение характеристик компрессора и двигателя в целом.

6.11. Характеристики регулируемого многоступенчатого компрессора

Наличие РНА в конструкции компрессора приводит к изменению его характеристик. В качестве примера рассмотрим изменение характеристики при пусковом положении лопаток РНА на входе в компрессор (рис. 6.24). Видно, что пусковое положение лопаток обуславливает смещение напорных характеристик в сторону меньших расходов воздуха и π_k^* .



Р и с. 6.24. Характеристика компрессора с двумя положениями РНА:
 ——— рабочее положение лопаток;
 - - - - - пусковое (прикрытое) положение лопаток

Объясняется это тем, что одновременно с уменьшением углов атаки уменьшается поворот потока в первом колесе и соответственно его работа (напорность). Это приводит к снижению π_k^* . Смещение границы в сторону меньших расходов связано с тем, что при малых частотах вращения положение границы определяется срывом первых ступеней.

Уменьшение углов атаки на входе в колесо первой ступени позволяет уменьшать расход воздуха до тех пор, пока вновь не будут достигнуты критические углы атаки.

На больших частотах вращения, когда устойчивость компрессора определяется срывными явлениями на задних ступенях, прикрытие лопаток РНА уменьшает и без того низкие величины углов атаки на входе в колесо, снижает напорность, уменьшает к.п.д. и снижает запас ГДУ всего компрессора. Следовательно, при достижении некоторой приведенной частоты вращения лопатки РНА нужно переключать из пускового в рабочее положение.

Аналогично объясняется изменение к.п.д. (см. рис. 6.24). При частотах вращения и расходах воздуха, которым соответствуют повышенные углы атаки и потери, связанные с ними, прикрытие лопаток РНА увеличивает к.п.д. компрессора. Как только

углы атаки становятся оптимальными, дальнейшее прикрытие лопаток РНА приводит к увеличению волновых потерь и снижению к.п.д.

6.12. Основные сведения о характеристике газовой турбины

Геометрические параметры профилей СА и РК, меридиональная форма проточной части турбины (или ступени), как правило, соответствуют параметрам рабочего тела и частоте вращения на расчётном режиме. Но на практике турбины работают и на режимах, отличных от расчётного, поэтому необходимо знать, как изменяются основные параметры, характеризующие работу турбины (к.п.д., расход рабочего тела и мощность, являющиеся зависимыми параметрами) при изменении основных независимых параметров (давление и температура газа на входе в турбину, частота вращения, давление за турбиной). Такие зависимости называются *характеристиками турбины* [1, 3].

Таким образом, характеристики турбины представляют собой графическую связь зависимых и независимых параметров. Например: $N_T = f(p_r^*; T_r^*; n; p_T)$, $\eta_T = f(p_r^*; T_r^*; n; p_T)$ и т.д. Зависимости в таком виде, т.е. изменение абсолютных значений зависимых параметров в функции независимых величин, называют *нормальными характеристиками*. Для оценки работы турбины на режимах, отличных от расчётного, надо иметь большое число таких характеристик, что неприемлемо для практических целей.

Определенное преимущество имеют нормальные характеристики турбины $\eta_T = f(y_T)$ и $N_T = f(y_T)$, которые были подробно рассмотрены в разд. 4.7. Нетрудно видеть, что зависимость $\eta_T = f(y_T)$ аналогична графической связи $\eta_T = f(p_G^*; T_G^*; n; p_T)$, так как совокупность независимых параметров $p_G^*; T_G^*; n; p_T$ однозначно определяет параметр нагрузки y_T . В то же время зависимость $\eta_T = f(y_T)$ более универсальна, она позволяет, по крайней мере, осуществлять оценку работы турбины на режимах, отличных от расчётного. Однако и в этом случае результаты испытания одной турбины практически невозможно перенести на другие.

В этой связи возникает необходимость представления характеристик турбин в относительных (безразмерных) координатах с использованием теории подобия.

6.13. Безразмерные координаты характеристик турбин

Как показано в разд. 6.4, режимы работы в осевых лопаточных машинах подобны, если одинаковы числа Маха в осевом M_{a_i} и окружном M_{u_i} направлениях, а также равны числа Re_i .

Большое число опытов [1, 3] показало, что существующие турбины работают в автомодельной области по числу Re ($Re > 10^5$). Поэтому подобие режимов работы турбины, автомодельных по числу Re , полностью определяется равенством чисел M_i в соответствующих точках проточной части турбины. Например, при соблюдении геометрического подобия режимы работы тур-

бины (или турбин) будут подобны, если обеспечивается постоянство чисел M_{c1i} и M_u .

Можно показать [1, 3], что при равенстве M_{c1i} будет выполняться и равенство чисел M_{w2i} . Из этого следует, что режимы работы турбины (или турбин) будут подобны и при постоянстве M_u и M_{w2} .

Названные две пары критериев могут быть заменены двумя другими критериями, производными от этих пар, например: M_u и p_T/p_T^* ; π_T и u/c_{sT} и т.д.

С числом M однозначно связана приведенная скорость $\lambda = c/a_{кр}$:

$$\lambda = \sqrt{\frac{k+1}{2}} \left(M / \sqrt{1 + (k-1) \frac{M^2}{2}} \right), \quad (6.17)$$

поэтому λ также может служить критерием подобия. Но приведенная скорость λ является основой газодинамических функций, следовательно, газодинамические функции также могут быть использованы в качестве критериев подобия. И, наконец, возможна замена безразмерных критериев подобия размерными. Например, λ_u заменяют следующим параметром:

$$\lambda_u = \frac{u}{a_{кр}} = \frac{u}{\sqrt{2kRT_T^*/(k+1)}}, \quad (6.18)$$

откуда видно, что для одного и того же рабочего тела

$$\lambda_u \sim \frac{u}{\sqrt{T_T^*}}; \quad (6.19)$$

при сравнении режимов одной и той же турбины λ_u может быть заменена и другим параметром:

$$\lambda_u \sim \frac{n}{\sqrt{T_\Gamma^*}}, \quad (6.20)$$

Соответственно, вместо $q(\lambda)$ используют параметр расхода:

$$q(\lambda) \sim \frac{G\sqrt{T_\Gamma^*}}{p_\Gamma^* F_1}, \quad (6.21)$$

где F_1 - пропускная площадь соплового аппарата.

Если сравниваются режимы работы одной турбины, то вместо $q(\lambda)$ используют более простую форму параметра расхода:

$$q(\lambda) \sim \frac{G\sqrt{T_\Gamma^*}}{p_\Gamma^*}. \quad (6.22)$$

На подобных режимах работы (при одинаковых безразмерных или универсальных параметрах), несмотря на разные абсолютные значения параметров газа, все относительные параметры (отношения давлений, температур, скоростей и к.п.д.) остаются постоянными.

Таким образом, зависимости между безразмерными параметрами турбины, определяющими её работу, называют *универсальными характеристиками турбины*.

6.14. Типовые характеристики газовых турбин

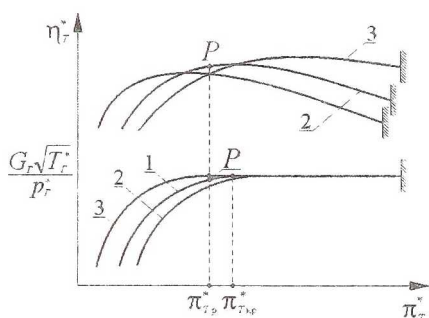
Наиболее распространенными характеристиками турбин являются зависимости параметра расхода $G\sqrt{T_\Gamma^*}/p_\Gamma^*$ и η_Γ^* от

степени понижения давления в турбине π_T^* при постоянных значениях параметра $n/\sqrt{T_g^*}$ (или $u/\sqrt{T_g^*}$) (рис. 6.25).

Рассмотрим влияние π_T^* на параметр расхода сначала при расчётном значении $n/\sqrt{T_g^*}$ (см. кривую 1 на рис. 6.25). Увеличение π_T^* приводит к увеличению степени понижения давления как в СА, так и в

РК ступеней, что вызывает возрастание приведенных скоростей потока $\lambda_{a\Gamma i}$ в горловинах лопаточных венцов. Это обуславливает увеличение параметра расхода турбины. Но такое увеличение будет происходить до момента, пока степень понижения давления в СА первой ступени не станет критической (случай “запирания” СА) или приведенная скорость $\lambda_{a\Gamma i}$ в межлопаточном канале РК не достигнет предельного значения (“запирание” РК).

Отклонение параметра $n/\sqrt{T_g^*}$ от расчётного значения в области $\pi_T^* > \pi_{T\text{кр}}^*$ не приводит к изменению параметра расхода. При работе же в области $\pi_T^* < \pi_{T\text{кр}}^*$ увеличение $n/\sqrt{T_g^*}$ означает увеличение $u_{\text{ср}}/c_{s\Gamma}$ и, следовательно, углов β_{1i} (см. разд. 4.7). При неизменном значении углов $\beta_{2\text{л}i}$ последнее обстоятельство первоначально вызывает увеличение степени конфузурности межлопаточных каналов ($K = \sin \beta_1 / \sin \beta_2$), т.е. возрастание степени реактивности $\rho_{\text{сг}i}$. Возрастание $\rho_{\text{сг}i}$ вызывает возраста-



Р и с. 6.25. Расходная и к.п.д.-характеристики газовой турбины:
1 - при расчётном значении $n/\sqrt{T_g^*}$;
2 - при $(n/\sqrt{T_g^*}) > (n/\sqrt{T_g^*})_p$;
3 - при $(n/\sqrt{T_g^*}) < (n/\sqrt{T_g^*})_p$

ние p_{1i} , в результате снижается величина $\pi_{CAi}^* = p_{\Gamma}^*/p_{1i}$ и уменьшается параметр расхода $G\sqrt{T_{\Gamma}^*}/p_{\Gamma}^*$. При уменьшении $n/\sqrt{T_{\Gamma}^*}$ по сравнению с $(n/\sqrt{T_{\Gamma}^*})_p$ наблюдается обратная картина [1].

Характер изменения зависимости $\eta_{\Gamma}^* = f(y_{\Gamma})$ при постоянном значении $n/\sqrt{T_{\Gamma}^*}$ легко объясняется закономерностями изменения кривой $\eta_{\Gamma}^* = f(y_{\Gamma})$, которая подробно была рассмотрена в разд. 4.7. Так, увеличение π_{Γ}^* по сравнению с расчётным значением (точка P на кривой 1, рис. 6.25) при постоянной величине $n/\sqrt{T_{\Gamma}^*}$ вызывает уменьшение $u_{cp}/c_{s\Gamma}$. При этом углы β_{1i} уменьшаются, а положительные углы атаки увеличиваются, что и приводит к монотонному снижению η_{Γ}^* .

При уменьшении π_{Γ}^* по сравнению с $\pi_{\Gamma p}^*$ величина $u_{cp}/c_{s\Gamma}$ несколько возрастает. Если учесть, что турбина проектируется на оптимальный режим, то при этом начинают увеличиваться отрицательные углы атаки, что также обуславливает снижение η_{Γ}^* (см. рис. 6.25).

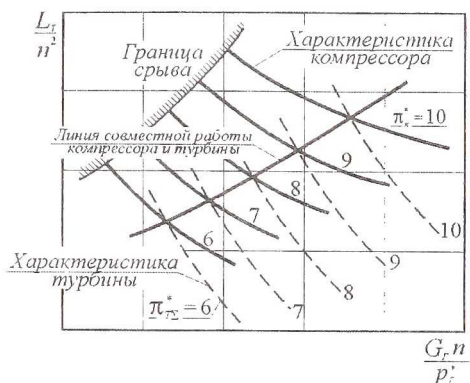
Если же происходит изменение параметра $n/\sqrt{T_{\Gamma}^*}$ (например, увеличение его по сравнению с расчётным значением), то при условии сохранения расчётного обтекания венцов ($u_{cp}/c_{s\Gamma} = const$) следует переводить режим работы турбины на большие π_{Γ}^* , что вызвано необходимостью увеличения $c_{s\Gamma}$. Поэтому при $n/\sqrt{T_{\Gamma}^*} > (n/\sqrt{T_{\Gamma}^*})_p$ характеристика $\eta_{\Gamma}^* = f(\pi_{\Gamma}^*)$ сдвигается вправо (кривая 2 на рис. 6.25) и в противоположном направлении (кривая 3), если $n/\sqrt{T_{\Gamma}^*} < (n/\sqrt{T_{\Gamma}^*})_p$.

Существуют и другие способы изображения характеристик газовых турбин [1]. В частности, при изучении совместных режимов работы компрессора и турбины особенно удобно пользоваться характеристиками в виде за-

висимостей $L_T/n^2 = f(G_T \cdot n/p_r^*)$ при различных фиксированных значениях степени понижения давления $\pi_{T\Sigma}^*$ (рис. 6.26).

Величины G_T , n и L_T для турбины и компрессора практически одинаковы. Кроме того, можно считать одинаковыми p_r^* и p_k^* , а в стендовых условиях произведение π_T^* и π_c^* равно величине π_k^* . Если $\pi_T^* \cdot \pi_c^*$ обозначить через $\pi_{T\Sigma}^*$, то, построив в координатах L_T/n^2 и $G_T \cdot n/p_r^*$ характеристики компрессора и турбины при различных значениях $\pi_{T\Sigma}^*$ и π_k^* , можно найти режимы совместной работы турбины и компрессора (линия 1-1 на рис. 6.26). Эти режимы будут точками пересечения характеристик компрессора и турбины при одинаковых $\pi_{T\Sigma}^*$ и π_k^* .

Приведенные в настоящей главе сведения о характеристиках осевых лопаточных машин необходимы лишь для понимания их закономерностей. Для более глубокого изучения характеристик компрессоров и турбин следует ознакомиться с аналогичными разделами работ [1, 2, 3].



Р и с. 6.26. Совместная характеристика турбины и компрессора в координатах $G_T \cdot n/p_r^*$ и L_T/n^2

7. ОСОБЕННОСТИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ОТДЕЛЬНЫХ ТИПАХ СТУПЕНЕЙ ОСЕВЫХ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

7.1. Особенности течения в вентиляторных ступенях ТРДД

Известно, что $c_{уд}$ ТРДД на 30...50% ниже, чем $c_{уд}$ ТРД при скоростях полета до $M_n = 1,2...1,3$. Это связано с существенным увеличением полетного к.п.д. $\eta_n = 2/[1 + c_c/V_n]$ (здесь c_c – скорость истечения газа, V_n – скорость полета) из-за значительного снижения средней величины скорости истечения из сопла (или сопел).

Воздух, поступающий во второй контур, сжимается, как правило, в одной, редко в двух или трёх ступенях. Поэтому степень повышения давления изменяется от 1,3 до 2,5.

Низконапорный осевой компрессор, нагнетающий воздух во второй контур, а также на ступени компрессора первого контура (газогенератора), принято называть вентилятором.

Стремление к уменьшению габаритов и массы двигателя обусловило широкое применение одноступенчатых вентиляторов.

Большие диаметры и длина лопаток вентилятора определяют некоторые особенности условий его работы. Одна из главных особенностей вентиляторных ступеней – это существенное изменение u от втулки к периферии лопаток, что определяет значительную разницу в величине работы, передаваемой воздуху

у втулки и на периферии ($H_{th} = u\Delta w_u$). Отсюда интенсивный энергомассообмен в потоке и снижение к.п.д.

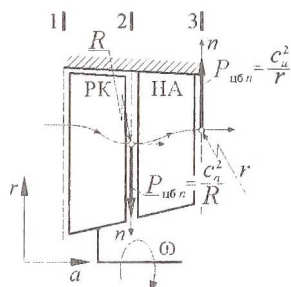
Вторая особенность вентиляторных ступеней связана с более высокими (от 1,4 до 1,8) степенями повышения давления $\pi_{вл}^*$ в них. В обычных ступенях осевых компрессоров $\pi_{ст}^*$ не превышает 1,35. Высокие значения $\pi_{вл}^*$ при значительной ширине лопаток вентилятора ($\bar{h}_{вл} = h_{вл}/S = 3,5...6$) определяют заметное уменьшение площади меридионального сечения по направлению потока, что вызывает появление радиальной составляющей скорости и, следовательно, искривление линий тока. Это, в свою очередь, также приводит к снижению к.п.д. вентиляторных ступеней.

Третья особенность также связана с большой разницей в величине u по высоте лопатки. Обычно [3], на периферии лопаток $u_k = 420...500$ м/с и $M_{w1} = 1,4...1,5$; с приближением к среднему диаметру скорость w_1 становится околосвуковой ($M_{w1} = 0,95...1,1$); вблизи втулки – дозвуковой ($M_{w1} < 0,9$). Следовательно, типы профилей лопаток должны меняться по высоте.

Рассмотрим влияние этих особенностей на течение рабочего тела в вентиляторе.

На рисунке 7.1 показан характер изменения формы линии тока в меридиональной плоскости ступени вентилятора.

Поток в лопаточных венцах и в зазорах между ними закручен со скоростью c_{ui} . Вследствие этого



Р и с. 7.1. Характер изменения формы линии тока в ступени вентилятора

возникают центробежные силы (см. рис. 1.13), стремящиеся переместить частицу на больший радиус. От перемещения ее удерживает градиент статического давления ($dp/dr > 0$), в соответствии с которым формируется радиальное поле осевых скоростей.

При переходе от входной кромки колеса к зазору на выходе из колеса закрутка c_{ui} увеличивается (из-за подвода работы), что приводит к соответствующему изменению градиента статического давления. В результате в периферийных струйках тока скорость c_{2a} несколько уменьшается (по сравнению с c_{1a}), а во втулочных струйках скорость c_{2a} увеличивается. Иными словами – площадь периферийных струек тока увеличивается (струйки расширяются), а у втулочных – уменьшается (струйки сжимаются).

В направляющем аппарате от входа к выходу закрутка c_{ui} уменьшается (в этом, в основном, состоит его назначение), что приводит к уменьшению градиента статического давления на выходе (по сравнению со входом в НА). Вследствие этого в НА периферийные струйки тока сжимаются, а втулочные – расширяются. Рассмотренный характер течения в РК и НА означает искривление линий тока между колесом и аппаратом (см. рис. 7.1).

При высоких значениях u_k и H_{th} в вентиляторных ступенях с малыми значениями $\bar{d}_{вт}$ ($\bar{d}_{вт} = 0,2...0,4$) радиальный градиент статического давления увеличивается настолько, что осевая скорость в периферийных решётках может существенно (на 60...100%) отличаться от аналогичных значений во втулочных

решетках. Как следствие, при этом возникает существенное искривление линий тока, которое может быть учтено лишь на базе использования трехмерной модели течения в ступени.

При движении частицы по криволинейной струйке тока в меридиональной плоскости возникает (см. разд. 1.8) дополнительная (вторичная) центробежная сила. В зазоре между РК и НА эта сила (см. рис. 7.1) направлена от периферии к центру и будет приводить к уменьшению градиента статического давления, возникшего от закрутки потока, и изменению радиального поля осевых скоростей. В уравнение (1.4) движения рабочего тела в трехмерной модели ЛМ дополнительная центробежная сила, равная c_a^2/R , входит с противоположным знаком.

В зазоре между НА и РК (сечение 3, рис. 7.1) эта сила совпадает по направлению с центробежной силой c_u^2/r , возникшей от закрутки потока в НА. Значит, для определения действительного поля осевых скоростей необходимо знать кривизну линий тока. Актуальность этой задачи определяется тем, что при переменном поле осевых скоростей расход воздуха G_v через ступень определяется как сумма расходов через струйки тока:

$$G_v = 2\pi \int_{r_{\text{вт}}}^{r_{\text{к}}} c_a \rho r dr. \quad (7.1)$$

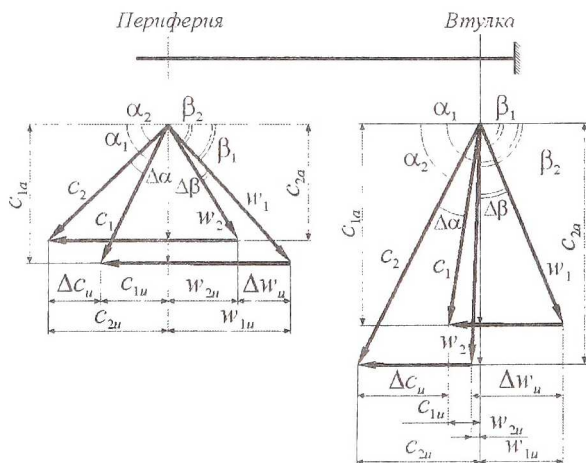
Следует также отметить, что течение с торможением (снижением c_{ai}) в периферийных решетках нежелательно из-за повышенной диффузорности решёток и связанных с этим малых к.п.д. и запасами по срыву.

Во втулочных решётках течение с ускорением часто приводит к «турбинному режиму», при появлении которого трудно

получить потребный напор. Такое изменение кинематики по высоте вентиляторной ступени (см. рис. 7.2) вызывает значительное изменение $\Delta\beta$, а, следовательно, и угла изгиба Θ решёток с переходом через нулевой изгиб. Это уменьшает жёсткость лопаток в этом сечении и их вибропрочность.

Для получения оптимального сочетания решёток профилей по всей высоте лопатки нужно увеличивать работу, подводимую к воздуху в периферийных решётках. Полное давление за колесом на периферии будет увеличиваться, и это приведет к увеличению осевой скорости. Поскольку ступень пропускает определенный расход воздуха, то осевые скорости во втулочных сечениях должны уменьшиться. Следовательно, неравномерный напор должен благоприятно сказаться на работе всей лопатки. Однако радиальная неравномерность полных давлений при превышении ее определенных значений ($\Delta\pi^*_{ст} > 10\%$) ухудшает работу последующих ступеней (см. разд. 6.6).

Таким образом, требования оптимального согласования



Р и с. 7.2. Планы скоростей на периферии и втулке
РК вентилятора

кинематических параметров вдоль лопатки и её геометрической формы определяют: 1) необходимость проектирования вентиляторных ступеней с переменным напором по высоте; 2) расчёт радиальных полей осевых скоростей и закрутки потока с учетом кривизны линий тока в меридиональной плоскости.

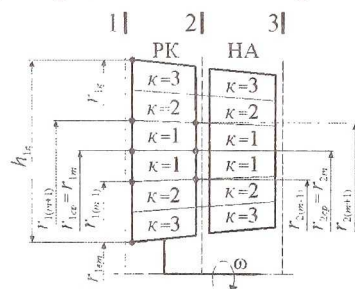
7.2. Термодинамический расчёт ступени с неравномерным напором по высоте лопатки

Как отмечалось в разделе 3.5, суть термодинамического расчёта ступени компрессора заключается в том, что по известным параметрам на входе в ступень $p_{\text{ст}i}^*$ и $T_{\text{ст}i}^*$ и назначенным величинам $H_{\text{ст}i}^*$ и $\eta_{\text{ст}i}^*$ вычисляются параметры на выходе из ступени $p_{\text{з}i}^*$ и $T_{\text{з}i}^*$. В ступенях с равномерным напором (в ступенях газогенератора) такой расчёт выполняется лишь на среднем диаметре, при этом предполагается, что $\pi_{\text{ст}i}^*$ по высоте лопатки не изменяется.

Поскольку вентиляторные ступени ТРДД выполняются с переменным напором, их следует проектировать, используя обобщённые данные по радиальному распределению напора и к.п.д. [8].

На рис. 7.3 приведена общая расчётная схема вентиляторной ступени, а на рис. 7.4 - типичное изменение к.п.д. по высоте лопатки.

Средний радиус такой ступени (на входе и выходе из лопаток РК)



Р и с. 7.3. Расчётная схема вентиляторной ступени

следует определять по формулам:

$$r_{1\text{cp}} = \sqrt{r_{1\text{вт}}^2 + \frac{F_{1a}}{2\pi}}; r_{2\text{cp}} = \sqrt{r_{2\text{вт}}^2 + \frac{F_{2a}}{2\pi}}. \quad (7.2)$$

Расчётные сечения по высоте лопатки рекомендуется определять, исходя из равенства площадей ΔF между ними:

$$\Delta F_{1a} = \frac{F_{1a}}{n-1}; \quad \Delta F_{2a} = \frac{F_{2a}}{n-1}, \quad (7.3)$$

где n – число расчётных сечений.

Обычно при курсовом и дипломном проектировании принимают $n = 6 \dots 8$.

Отсчёт сечений целесообразно вести от среднего радиуса, присвоив ему индекс m ; вверх от r_{cp} обозначать сечения индексом $m + 1, m + 2, \dots, m + k$, а вниз – $m - 1, m - 2, \dots, m - k$. Радиусы расчётных сечений при этом определяются по формулам

$$\left. \begin{aligned} r_{1(m \pm k)} &= \sqrt{r_{1\text{cp}}^2 + \frac{k \Delta F_{1a}}{\pi}} \\ r_{2(m \pm k)} &= \sqrt{r_{2\text{cp}}^2 + \frac{k \Delta F_{2a}}{\pi}} \end{aligned} \right\}, \quad (7.4)$$

где k – номер сечения.

Вначале выполняется термодинамический расчёт на среднем радиусе по методике раздела 3.5. При этом в качестве теоретического напора $H_{th\text{cp}}$ и к.п.д. η_{cp}^* принимают величины $H_{\text{вл II}}$ и $\eta_{\text{вл II}}^*$, которые были определены в процессе термогазодинамического расчёта ТРДД в целом.

Следует также отметить, что расчёт величины $\pi_{\text{ст.ср}}^*$ в этом случае осуществляют не по уравнению изэнтропы

$\pi_{ст}^* = (T_{3s}^*/T_1^*)^{\frac{k}{k-1}}$ с постоянной теплоемкостью c_p , а с помощью термодинамических $\pi-i-T$ - функций [9]. При применении энтропийной термодинамической функции (ТДФ) $\pi(T) = \exp\left(\frac{S-S_0}{R}\right)$, характеризующей уравнение изобары в $i-S$ -координатах и нашедшей широкое применение в расчётах ГТД, уравнение изоэнтропы имеет следующий вид:

$$\pi_{ст}^* = \frac{p_3^*}{p_1^*} = \frac{\pi(T_{3s}^*)}{\pi(T_1^*)}. \quad (7.5)$$

Использование такого уравнения позволяет точно учесть изменение теплоемкости рабочего тела, что особенно важно для обеспечения высокой точности в ступенях с переменным напором.

Как уже отмечалось выше, в разделе 7.1, при проектировании ступеней с переменным напором особое внимание обращается на неравномерность полного давления за ступенью. Поэтому вначале принимается закон изменения $\pi_{ст i}^*$ в зависимости от радиуса. Этот закон строится следующим образом. На выходе из ступени радиальная неравномерность полного давления должна быть не более 10...15% [8], т.е.

$$\Delta \bar{\pi}_{ст}^* = \frac{\pi_{ст.пер}^* - \pi_{ст.вт}^*}{\pi_{ст.ср}^*} = 0,1...0,15, \quad (7.6)$$

где $\pi_{ст.вт}^*$, $\pi_{ст.ср}^*$, $\pi_{ст.пер}^*$ — степени повышения полного давления во втулочной, средней и периферийной решетках профилей. Выражение (7.6) получено при условии $p_1^* = const$ на входе в РК.

Учитывая, что в формуле (7.6) величина $\pi_{\text{ст.ср}}^*$ известна из расчёта на среднем радиусе, получается искомый закон:

$$\pi_{\text{ст.к}}^* = \left(1 - \frac{1 - \bar{r}_k}{\bar{r}_{\text{пер}} - \bar{r}_{\text{вт}}} \Delta \bar{\pi}_{\text{ст}}^* \right) \pi_{\text{ст.ср}}^*, \quad (7.7)$$

здесь $\bar{r}_k = r_k / r_{\text{ср}}$, $\bar{r}_{\text{пер}} = r_{\text{пер}} / r_{\text{ср}}$ и $\bar{r}_{\text{вт}} = r_{\text{вт}} / r_{\text{ср}}$.

Зависимость $\pi_{\text{ст}}^* = f(\bar{r}_k)$ можно построить и по-другому.

Это касается тех случаев, когда за вентилятором отсутствуют подпорные ступени. Действительно, при этом $\pi_{\text{кнд}}^*$ фактически есть $\pi_{\text{вл.І}}^*$. Если теперь вычислить по формуле (7.2) условное значение $r_{2\text{срІ}}$, полагая, $F_{2a} = F_{2aІ}$, т.е. площади на выходе из вентиляторной ступени в первом контуре, то можно считать, что на радиусе $r_{2\text{срІ}}$ известна величина $\pi_{\text{ст.і}}^*$, равная $\pi_{\text{вл.І}}^*$. Учитывая, что второе значение $\pi_{\text{ст.і}}^*$ на радиусе $r_{2\text{ср}}$ вентилятора в целом известно и равно $\pi_{\text{ст.ср}}^*$, можно построить график линейной зависимости $\pi_{\text{ст.к}}^* = f(\bar{r}_k)$.

Вне зависимости от способа построения графика $\pi_{\text{ст.к}}^* = f(\bar{r}_k)$, по нему затем определяются значения p_3^* и p_2^* для различных сечений по радиусу.

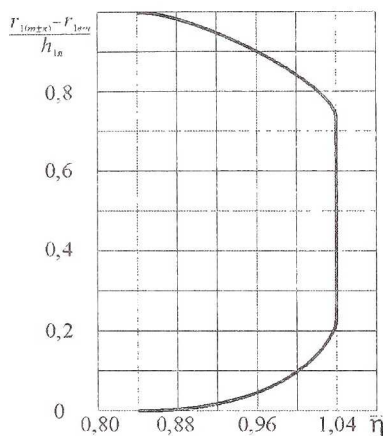
На основании вышеизложенного можно предложить следующий порядок проведения термодинамического расчёта вентиляторных ступеней.

1. По температуре T_1^* на входе в колесо на радиусе $r_{(m \pm k)}$ определяются термодинамические функции i_1^* и $\pi(T_1^*)$ [9].

2. По графику зависимости $\bar{\eta} = f(\bar{r}, \bar{d}_1)$ (см. рис.7.4) определяется величина η^* на радиусе $\bar{r}_{(m \pm k)}$:

$$\eta^* = \bar{\eta} \eta_{\text{ст.рас}}^*,$$

где $\eta_{\text{ст.рас}}^*$ – заданный средне-массовый к.п.д. вентиляторной ступени, который найден в процессе термогазодинамического расчёта ТРДД в целом.



Р и с. 7.4. Типичное изменение к.п.д. по высоте лопаток

3. Определяется ТДФ $\pi(T_{3s}^*)$, которая соответствует параметрам рабочего тела в конце изоэнтропического процесса сжатия в сечении $m \pm k$: $\pi(T_{3s}^*) = \pi(T_1^*) \pi_{\text{ст}}^*$, где соответствующее значение $\pi_{\text{ст}}^*$ снимается с графика $\pi_{\text{ст}}^* = f(\bar{r}_k)$. По величине $\pi(T_{3s}^*)$ находится значение ТДФ i_{3s}^* .

4. Вычисляется работа изоэнтропического сжатия:

$$H_{s \text{ ст}}^* = i_{3s}^* - i_1^*.$$

5. Находится работа ступени (затраченный напор) в сечении $m \pm k$:

$$H_z^* = H_{s \text{ ст}}^* / \eta^*.$$

6. Наконец, вычисляются параметры состояния за ступенью вентилятора в сечении $m \pm k$:

$$p_3^* = p_1^* \pi_{\text{ст}}^*;$$

$$i_3^* = i_1^* + H_z^*.$$

По величине ТДФ i_3^* определяется температура T_3^* .

После этого необходимо построить зависимость $p_3^* = f(\bar{r}_k)$ и оценить её: характер зависимости должен быть близок к линейному, а отношение $(p_{3\text{пер}}^* - p_{3\text{вт}}^*)/p_{3\text{ср}}^* < 0,1 \dots 0,15$ [8].

Если эти условия не выполняются, то необходимо скорректировать соответствующим образом график $\pi_{\text{ст}}^* = f(\bar{r}_k)$, а сам расчёт по п.п. 1...6 – повторить.

Полученные данные используются в дальнейшем для кинематического расчёта вентиляторных ступеней.

7.3. Кинематический расчёт ступени с неравномерным напором

Расчёт кинематических параметров вентиляторных ступеней выполняется на основе трёхмерной модели течения путем совместного решения трёх основных уравнений газовой динамики: уравнения неразрывности, уравнения радиального равновесия (количества движения в радиальном направлении), уравнения моментов количества движения.

Уравнения используются следующим образом.

1. Уравнение неразрывности определяет величины скорости c_{ai} , при которых сумма расходов через струйки тока площадью ΔF получается равной заданному расходу воздуха через ступень:

$$G_v = 2\pi \int_{r_{\text{вт}}}^{r_k} c_a \rho_m r dr.$$

2. Уравнение радиального равновесия устанавливает распределение осевых и окружных скоростей по радиусу, при кото-

ром имеется равновесие между центробежными силами и градиентами статического давления:

$$\frac{dp}{dr} = \rho_m \left(\frac{c_u^2}{r} - \frac{c_a^2}{R} \right).$$

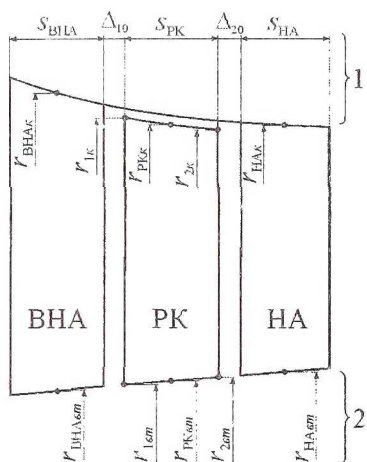
3. По уравнению моментов количества движения при заданных величинах теоретического напора H_{th} и окружной составляющей скорости c_{1u} определяется окружная составляющая c_{2u} на выходе:

$$c_{2u} = \frac{u_1}{u_2} c_{1u} + \frac{H_{th}}{u_2}.$$

По найденным скоростям c_u , c_a , и рассчитываются треугольники скоростей.

Как отмечалось выше, кинематические параметры вентиляторных ступеней необходимо рассчитывать с учётом кривизны линий тока. На рис. 7.5 приведена наиболее общая схема проточной части ступени для определения первичных значений кривизны линий тока на основе так называемой «трактовой кривизны» наружной и внутренней поверхности проточной части. В [7] показано, что кривизну наружной и внутренней поверхности проточной части следует определять по формулам:

для сечения 1 (на входе в РК)



Р и с. 7.5. Расчётная схема ступени для определения трактовой кривизны проточной части

$$K_{1\text{ВТ (пер)}} = \frac{1}{R_{1\text{ВТ (пер)}}} = \frac{8}{S_{\text{ВНА}} + S_{\text{РК}} + \Delta_{10}} \cdot \left[\frac{r_{\text{РКВТ (пер)}} - r_{1\text{ВТ (пер)}}}{S_{\text{РК}} + (\Delta_{10}/2)} - \frac{r_{1\text{ВТ (пер)}} - r_{\text{ВНАВТ (пер)}}}{S_{\text{ВНА}} + (\Delta_{10}/2)} \right]; \quad (7.8)$$

для сечения 2 (на выходе из РК)

$$K_{2\text{ВТ (пер)}} = \frac{1}{R_{2\text{ВТ (пер)}}} = \frac{8}{S_{\text{РК}} + S_{\text{НА}} + \Delta_{20}} \cdot \left[\frac{r_{\text{НАВТ (пер)}} - r_{2\text{ВТ (пер)}}}{S_{\text{НА}} + (\Delta_{20}/2)} - \frac{r_{2\text{ВТ (пер)}} - r_{\text{РКВТ (пер)}}}{S_{\text{РК}} + (\Delta_{20}/2)} \right]. \quad (7.9)$$

Здесь $r_{\text{ВНА}}$, $r_{\text{РК}}$, $r_{\text{НА}}$ – радиусы втулочной (периферийной) поверхности проточной части в серединах венцов ВНА, РК, НА.

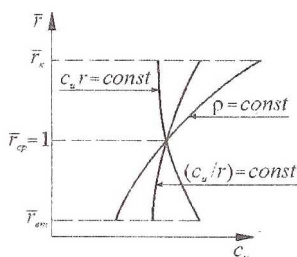
В тех случаях, когда ВНА отсутствует, следует принимать $K_1 = 0$. Изменение кривизны K_i от $r_{\text{ВТ}}$ до $r_{\text{пер}}$ можно принимать линейным, а ее значение на расчётном радиусе $r_{m\pm k}$ определять по полученной линейной зависимости $K_i = f(r_i)$.

Расчёт кинематических параметров осуществляется, обычно, в следующей последовательности.

1. Вначале рассчитываются кинематические параметры ступени на среднем радиусе по методике двухмерной модели (см. разд. 3.5). При этом значения η^* , H_z^* , p_i^* , T_i^* принимаются равными аналогичным значениям из раздела 7.2.

2. Выбирается закон изменения закрутки $c_{1u} = f(r_i)$ на входе в РК. Этот закон обычно задают графически, в виде линейной зависимости. При этом c_{1u} может увеличиваться от $r_{\text{ВТ}}$ до $r_{\text{пер}}$ или, наоборот, уменьшаться. На рис. 7.6. приведены возможные варианты изменения величины c_{1u} по радиусу лопатки РК при различных законах закрутки: $c_{1u} \cdot r = \text{const}$; $c_{1u}/r = \text{const}$

и $\rho = const$. Задавая линейную зависимость $c_{1u} = f(r)$, следует помнить, что характер её изменения будет определять и общее изменение параметров по высоте лопатки. Например, для зависимости $c_{1u} = f(r)$, по которой c_{1u} уменьшается от втулки к периферии, будут проявляться преимущества и недостатки закона закрутки $c_{1u} \cdot r = const$. При обратном характере изменения c_{1u} , в зависимости от угла наклона линии $c_{1u} = f(r)$, будут проявляться особенности законов $\rho = const$ или $c_{1u}/r = const$.



Р и с. 7.6. Возможные варианты изменения закрутки c_{1u} на входе в РК

Учитывая, что вентиляторные ступени современных ТРДД выполняются без ВНА, целесообразно задавать характер зависимости $c_{1u} = f(r)$ аналогичный закону $c_{1u} \cdot r = const$ (см. разд. 2.7). Однако, во избежание недопустимых значений $\lambda_{w1\text{ пер}}$ и $\lambda_{2\text{ вт}}$, в таких ступенях не рекомендуется превышать разность $\Delta \bar{c}_{1u} = (c_{1u\text{ вт}} - c_{1u\text{ пер}})/c_{1u\text{ ср}}$ более чем на 15%; при этом величина $c_{1u\text{ ср}}$ определяется по результатам расчёта на среднем диаметре (см. п.1 настоящего раздела).

3. Определяется закрутка потока на выходе из РК

$$c_{2u} = \frac{u_1}{u_2} c_{1u} + \frac{H_{th}}{u_2},$$

здесь c_{1u} принимается в соответствии с заданной графической зависимостью, а H_{th} - равной её величине на контрольном радиусе r_i .

4. Затем решаются уравнения радиального равновесия для каждого из контрольных сечений.

Вначале определяются статические давления на среднем радиусе:

$$p_1 = p_1^* \pi(\lambda_1); \quad p_2 = p_2^* \pi(\lambda_2).$$

Вычисляется градиент статического давления на участках между $m, m + 1$, а также $m, m - 1$ сечениями (сечение m соответствует среднему радиусу)

$$\Delta p_{1,2} = \rho_{m1,2} \left(\frac{c_u^2}{r} - \frac{c_a^2}{R} \right)_{1,2} \Delta r_{1,2},$$

где $\Delta r_{m+1} = r_{m+1} - r_m$; $\Delta r_{m-1} = r_{m-1} - r_m$.

Составляющие c_u и c_a , равно как r и R , принимаются при этом равными их значениям на среднем радиусе r_m .

5. Определяются параметры потока в $m + 1$ и $m - 1$ сечениях:

- статическое давление $p = p_m + \Delta p$;
- приведенная скорость по величине ГДФ $\pi(\lambda) = p/p^*$;
- абсолютная скорость $c_{1,2} = \lambda_{1,2} a_{1,2 \text{ кр}}$;
- углы α_1 и α_2 (по величине $\cos \alpha_{1,2} = c_{1,2 u} / c_{1,2}$);
- осевые составляющие абсолютной скорости $c_{1,2 a} = \sqrt{c_{1,2}^2 - c_{1,2 u}^2}$.

6. Далее расчёт повторяется для сечений $m + 2, m - 2$ и т.д., вплоть до сечений $r_{\text{пер}}$ и $r_{\text{вт}}$. При этом в уравнение радиального равновесия подставляются значения c_u, c_a, r и R , полученные в предыдущих расчётах для сечений $m + 1, m - 1$ и т.д.

7. Проверяется расход воздуха через ступень. Он вычисляется в сечениях 1 и 2 по формулам:

$$G_{B1} = \Delta F_1 \sum_{i=1}^k \frac{(c_{1a} \rho_{m1})_i + (c_{1a} \rho_{m1})_{i+1}}{2};$$

$$G_{B2} = \Delta F_2 \sum_{i=1}^k \frac{(c_{2a} \rho_{m2})_i + (c_{2a} \rho_{m2})_{i+1}}{2}.$$

В практике газодинамического проектирования вентиляторных ступеней ТРДД допускается несовпадение полученных расходов воздуха с заданным до 2%. При расхождении от 2 до 5% необходимо изменить соответствующую площадь ΔF_1 или ΔF_2 . При большем расхождении рекомендуется изменить скорости на среднем радиусе $c_{1a\text{ ср}}$ и $c_{2a\text{ ср}}$ и повторить весь расчёт.

8. После согласования расчётного и заданного расходов воздуха вычисляются величины w_i , β_i , T_{wi}^* , λ_{wi} и $\Delta\beta_i$ по соответствующим соотношениям раздела 3.5.

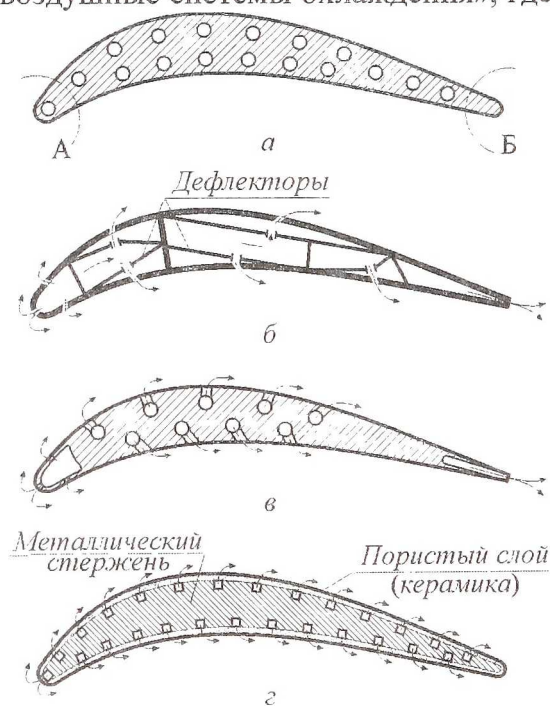
Профилирование вентиляторных ступеней практически не отличается от современных методов построения профилей компрессорных решёток, суть которых изложена в разделе 2.15.

Рассмотренные особенности газодинамического проектирования вентиляторных ступеней часто бывают характерны также для высоконагруженных ступеней МОК. В этих случаях проектирование последних целесообразно осуществлять в порядке, изложенном в настоящем разделе.

7.4. Охлаждаемые лопатки газовых турбин

Повышение T_g^* в основной камере сгорания ГТД является в настоящее время основным направлением улучшения тягово-экономических (мощностных) и массовых показателей авиационных двигателей. В то же время увеличение T_g^* свыше 1300 К приводит к такому ухудшению условий работы элементов проточной части турбины, особенно лопаточных венцов СА и РК, что становится необходимым выполнение их со специальной системой охлаждения [3].

Наиболее широкое распространение нашли так называемые «открытые воздушные системы охлаждения», где в качестве



Р и с. 7.7. Основные виды открытой системы воздушного охлаждения:
а – конвективное охлаждение; б... в – конвективно-плёночное охлаждение;
г – пористое охлаждение

хладоагента используется воздух, отбираемый за последней ступенью (или одной из последних) компрессора. После прохождения через полость охлаждаемого венца воздух выбрасывается в проточную часть турбины. В настоящее время наиболее широко используются следующие основные виды «открытой системы воздушного охлаждения»: конвективная; конвективно-плёночная и пористая.

Схемы перечисленных видов охлаждения приведены на рис. 7.7, а...г.

Наиболее простым видом охлаждения лопаток является чисто конвективное охлаждение (см. рис. 7.7, а). В этой схеме охлаждение пера лопатки достигается тем, что охлаждающий воздух, проходя через сквозные по радиусу лопатки отверстия, посредством конвективного теплообмена снижает температуру последней по сравнению с T_{Γ}^* .

Такой вид охлаждения конструктивно прост и технологичен. Его применение эффективно до уровня температур $T_{\Gamma}^* = 1450...1500$ К. Однако при более высоких температурах у профилей с таким охлаждением появляются «прогары» в областях А и Б (см. рис. 7.7, а) на входной и выходной кромках. Это обстоятельство объясняется тем, что из-за малых размеров кромок расположение охлаждающих отверстий непосредственно в областях кромок А и Б затруднено по причинам технологического плана и соображениям прочности.

В теории газовых турбин для оценки эффективности охлаждения вводятся следующие два понятия [3]:

- 1) коэффициент эффективности охлаждения

$$\Theta = \frac{T_{\text{л}}^* - T_{\text{охл}}^*}{T_{\text{г}}^* - T_{\text{л}}^*}, \quad (7.10)$$

где $T_{\text{л}}^*$ - температура поверхности охлаждаемой лопатки;
 $T_{\text{охл}}^*$ - начальная температура охлаждающего воздуха;

2) относительный расход охлаждающего воздуха

$$\bar{G} = \frac{G_{\text{охл}}}{G_{\text{г}}}, \quad (7.11)$$

где $G_{\text{охл}}$ - расход охлаждающего воздуха;

$G_{\text{г1}}$ - расход газа через СА первой ступени турбины.

Практика показывает, что при чисто конвективной схеме охлаждения для температур $T_{\text{г}}^* = 1550$ К, даже при $\bar{G}_{\text{в}} = 3\%$, величина $\Theta_{\text{А}} \leq 0,15$, а $\Theta_{\text{Б}}$ ещё меньше и равна примерно 0,1.

Более эффективным в зоне температур $T_{\text{г}}^* = 1500...1600$ К становится конвективно-пленочное охлаждение (см. рис. 7.7, б...в). В этом случае эффект охлаждения пера лопатки достигается как за счёт конвективного теплообмена во внутренней системе полостей, так и за счёт образования заградительной воздушной плёнки, которая образуется выдуванием охлаждающего воздуха на внешнюю поверхность лопатки.

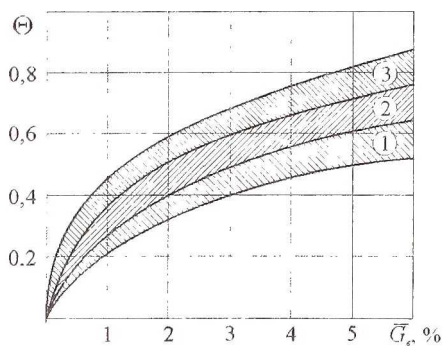
Очень часто в таких системах предусматривается постановка дефлекторов, которые осуществляют специальное распределение выдуваемого воздуха на поверхность лопаток (см. рис. 7.7, б). При величинах $G_{\text{в}} > 3\%$ коэффициент эффективности охлаждения для таких систем примерно одинаков по всей поверхности пера лопатки и составляет $\Theta = 0,40...0,45$. Этим и объясняется возможность повышения $T_{\text{г}}^*$ по сравнению с чисто конвективной системой охлаждения. Главным недостатком такой сис-

темы является сложность в изготовлении и трудности, возникающие при размещении дефлекторов в относительно длинных лопатках [1].

В перспективе для температур $T_r^* = 1800...2200$ К возможно применение пористой системы охлаждения. В этом случае охлаждение достигается тем, что охлаждающий воздух прокачивается по специально профрезерованным в теле лопатки шлицевым каналам. Сама же поверхность пера лопатки покрыта слоем пористой керамики (см. рис. 7.7, з), в результате чего на обтекаемой поверхности образуется мощная защитная пленка, обеспечивающая равномерное и высокое значение Θ по всей поверхности лопатки. В частности, при $G_b > 3\%$ величина Θ достигает значений 0,55 ... 0,65.

В настоящее время пористая система охлаждения ещё не нашла широкого применения. Это объясняется тем, что отсутствуют достаточно надежные керамические материалы, а кроме того при пористом охлаждении увеличивается относительная шероховатость поверхности пера лопатки.

Эффективность рассмотренных выше систем охлаждения приведена на рис. 7.8 в виде зависимостей $\Theta = f(\bar{G}_b)$. Обычно расход охлаждающего воздуха на один лопаточный венец составляет 1,5...2,5%, следовательно, величина Θ для чисто конвективных и



Р и с. 7.8. Сравнительная эффективность основных видов открытой системы охлаждения

конвективно-пленочных схем находится в пределах 0,25...0,50 (в зависимости от конструктивного оформления системы охлаждения) [1].

Положительные качества любой из рассмотренных схем охлаждения проявляются лишь тогда, когда оно (охлаждение) дает возможность повысить начальную $T_{г}^*$ в такой мере, чтобы получить снижение $c_{уд}$ при неизбежных потерях энергии, связанных с введением охлаждения. Последнее обстоятельство определяет необходимость специального учёта этих потерь.

7.5. Дополнительные потери энергии в охлаждаемых решётках

Охлаждение элементов проточной части лопаточного венца и ступени турбины в целом приводит к появлению дополнительных потерь энергии и снижению к.п.д. ступени.

Эти дополнительные потери условно могут быть разделены на следующие группы [3].

1. Термодинамические потери, связанные с затратами мощности на прокачку охладителя через систему охлаждения и уменьшением полезной работы расширения газа $L_{ст}$ вследствие отвода тепла в процессе расширения газа в лопаточных венцах ступени.

2. Газодинамические потери в проточной части лопаточных венцов, которые условно также могут быть разделены на три группы:

– потери, обусловленные конструктивными особенностями охлаждаемой ступени турбины, например, наличием уступов и щелей для выпуска охлаждающего воздуха; использованием более толстых лопаток (большие значения параметров $\overline{r_{вх}}$, $\overline{r_{вых}}$, $\overline{c_m}$, что связано с внутренним размещением дефлекторов (см. рис. 7.7, б), и др. [3];

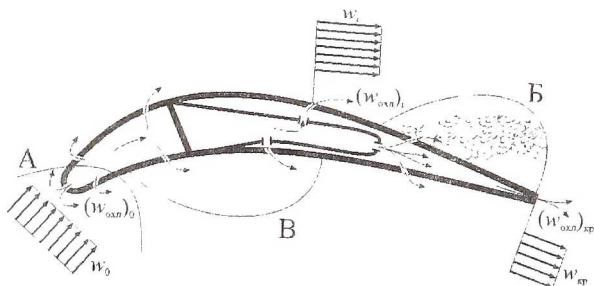
– возрастание профильных, концевых, а, следовательно, и вторичных потерь энергии из-за увеличения трения в неизо-термическом пограничном слое при чисто конвективном внутреннем охлаждении;

– гидравлические потери, обусловленные выпуском охлаждающего воздуха в проточную часть ступени и его смешением с основным газовым потоком.

Термодинамические потери обычно не относят к потерям в ступенях газовой турбины, а учитывают отдельно. В частности, затраты мощности на прокачку охлаждающего воздуха учитываются при определении параметров ГТД в целом. Уменьшение же $L_{ст}$ в результате отвода тепла при охлаждении в авиационных турбинах пренебрежимо мало по сравнению с величиной H_0 .

Более существенно увеличение газодинамических потерь в охлаждаемых турбинных решётках при выпуске воздуха на поверхность лопатки [1].

Физика образования этих потерь заключается в следующем. При обтекании основным потоком на поверхности профиля образуется пограничный слой, последовательно переходящий из ламинарного в переходный и затем в турбулентный. Взаимодействие выдуваемых струй с каждым из видов пограничного



Р и с. 7.9. Схема образования дополнительных гидравлических потерь в процессе охлаждения лопаток

слоя - различно и по-разному сказывается на характере обтекания профиля основным потоком. Кроме того, при обтекании лопаточных венцов имеют место как конфузорное течение (в области входной кромки), так и диффузорное (в области выходной кромки). Поэтому при реализации схемы конвективно-плёночного охлаждения в области «А» (конфузорное течение) (см. рис. 7.9) образуется вторичный пограничный слой из охлаждающего воздуха, что приводит к дополнительным гидравлическим сопротивлениям (потерям).

В средней части профиля (зона «В») (см. рис. 7.9) в результате смещения основного потока с охлаждающими струями, имеющими различные скорости и направления, возможно появление зон обратных токов или даже отрывных зон потока в области выдува охладителя.

На диффузорных участках профиля и в случае, когда часть охлаждающего воздуха выдувается через выходную кромку, в результате взаимодействия охлаждающих струй с основным потоком возможны обширные отрывные зоны и «взбуха-

ние» пограничного слоя (область «Б»). Последнее обстоятельство способствует заметному возрастанию гидравлических сопротивлений на диффузорном участке профиля со стороны спинки, а также увеличиваются кромочные потери.

Из вышеизложенного следует, что широкое применение воздушного охлаждения лопаток и повышение относительного расхода охлаждающего воздуха вызывает необходимость разработки специальной методики расчёта дополнительных потерь энергии в охлаждаемых турбинных решётках.

Одним из этапов создания такой методики является получение экспериментальных данных по уровням коэффициентов профильных потерь в зависимости от $\bar{G}_B$. Коэффициент потерь в решетке при открытой схеме воздушного охлаждения, согласно уравнению энергии, можно записать в виде

$$\xi(\bar{G}_B) = 1 - \frac{E_{см2}}{E_{02} + E_{0B}} = \frac{(G_\Gamma + G_B)w_{см}^2}{G_\Gamma w_{02}^2 + G_B w_{B02}^2}, \quad (7.12)$$

где $E_{см2}$ - кинетическая энергия смеси газа и воздуха за решеткой;

$E_{02} + E_{0B}$ - сумма располагаемых кинетических энергий газа и воздуха при изоэнтропическом расширении их от давления p_0^* до давления p_2 .

Температура торможения смеси определяется из условия сохранения полных энтальпий и при допущении $c_{p см} = c_{p в}$ равна:

$$T_{см}^* = \frac{T_\Gamma^*}{1 + \bar{G}_B} \left(1 + \frac{c_{p в} T_{B0}^*}{c_{p \Gamma} T_\Gamma^*} \right) \bar{G}_B. \quad (7.13)$$

Заменяя в (7.12) абсолютные величины скоростей их приведенными значениями, а также используя соотношение (7.13), получим

$$\begin{aligned}\xi(\overline{G}_B) &= 1 - \left(\frac{\lambda_{\text{см}}}{\lambda_{02}} \right)^2 \frac{1 + \overline{G}_B \frac{c_{pB} T_{B0}^*}{c_{p\Gamma} T_{\Gamma}^*}}{1 + \overline{G}_B \frac{k_B (k_{\Gamma} + 1) R_B T_{B0}^*}{k_{\Gamma} (k_B + 1) R_{\Gamma} T_{\Gamma}^*} \left(\frac{\lambda_{B02}}{\lambda_{02}} \right)^2} = \\ &= 1 - \left(\frac{\lambda_{\text{см}}}{\lambda_{02}} \right)^2 \aleph.\end{aligned}\quad (7.14)$$

Определение приведенных скоростей смеси $\lambda_{\text{см}}$, газа λ_{02} и воздуха λ_{B02} осуществляется по осредненным значениям статического и полного давлений $p_{2\text{см}}^*$, $p_{2\text{см}}^*$, p_0^* , p_{B0}^* с использованием известной газодинамической функции $\pi(\lambda)$ [1].

Для диапазона расходов охлаждающего воздуха $\overline{G}_B < 5\%$ и при экспериментальном определении потерь энергии в модельных условиях (на холодном воздухе), величина $\aleph = 1$. Поэтому коэффициент потерь энергии определяется обычно по формуле

$$\xi(\overline{G}_B) = 1 - \left(\frac{\lambda_{\text{см}}}{\lambda_{02}} \right)^2 \quad (7.15)$$

где $\lambda_{\text{см}}$ - приведенная скорость смеси;

λ_{02} - приведенная скорость без выдува.

Непосредственное использование формулы (7.15) в расчётной практике, особенно на начальном этапе проектирования ступени турбины, затруднено. Это объясняется тем, что расход газа (с учётом выдува охлаждающего воздуха) по расчётным се-

чениям охлаждаемой ступени является величиной, как правило, неизвестной на этом этапе расчёта.

Поэтому по формуле (7.15) осуществляют обработку экспериментальных данных $\xi_{\text{охл}} = f(\bar{G}_в)$ турбинных решёток, различающихся степенью конфузурности, густотой и толщиной c_m профиля в широких диапазонах изменения $\lambda_{\text{см}}$, λ_{02} и $\bar{G}_в$. На основании обобщения результатов опыта получают величины коэффициентов скорости $\varphi_{\text{CA охл}} = \sqrt{1 - \xi_{\text{CA охл}}}$ и $\psi_{\text{РК охл}} = \sqrt{1 - \xi_{\text{РК охл}}}$, которые и используются в кинематических расчётах охлаждаемых ступеней турбин.

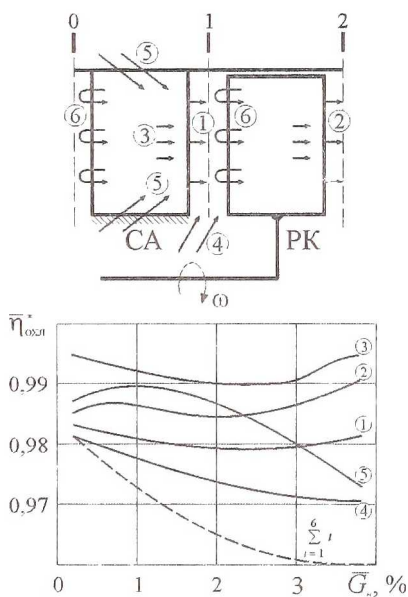
В тех случаях, когда требуется оценить эффективность ступени турбины в целом, пользуются понятием к.п.д. охлаждаемой ступени, который представляют в виде [3]:

$$\eta_{\text{ст охл}}^* = \eta_{\text{ст неохла}}^* \bar{\eta}_{\text{охл}}^*, \quad (7.16)$$

где $\eta_{\text{ст неохла}}^*$ - к.п.д. неохлаждаемой ступени с параметрами ($H_{\text{ту}}$, $\rho_{\text{ст}}$, α_1 , $u_{\text{ср}}$, $D_{\text{ср}}$, ...), такими же как и у рассматриваемой охлаждаемой ступени;

$\bar{\eta}_{\text{охл}}^*$ - снижение к.п.д. вследствие особенностей рабочего процесса в охлаждаемой ступени.

Определение $\eta_{\text{ст неохла}}^*$ может производиться по мето-



Р и с. 7.10. Зависимость $\bar{\eta}_{\text{охл}}^*$ от места выдува и суммарного расхода $\bar{G}_с$

дике раздела 4.5 настоящего учебника.

Для определения $\bar{\eta}_{\text{охл}}^*$ следует использовать статистическую зависимость, представленную на рис. 7.10, из которой видно, что величина последнего зависит главным образом от места выдува и суммарного расхода охлаждающего воздуха $\bar{G}_B$.

7.6. Особенности расчёта охлаждаемых ступеней турбины на среднем диаметре

При расчёте охлаждаемых ступеней появляется необходимость внесения поправок, определяемых вводом в проточную часть некоторых количеств охлаждающего воздуха, температура которого отличается от температуры основного газового потока. Вначале расчёт этих ступеней проводится так же, как для обычных неохлаждаемых ступеней. При этом в контрольных сечениях определяются температуры $T_0^* = T_1^*$ и T_2^* , а также давления p_0^* , p_1^* и p_2^* , соответствующие процессу расширения в неохлаждаемой ступени. Тогда суть поправок будет заключаться в том, чтобы определить температуру газовой смеси в каждом расчётном сечении ступени после ввода в проточную часть охлаждающего воздуха [5].

Такое определение становится возможным, если принять полное теплосодержание смеси равным сумме теплосодержаний основного газового потока и охлаждающего воздуха. Определение величин поправок целесообразно выполнять в следующем порядке.

1. Оценивается относительное количество охлаждающего воздуха в каждом венце. С этой целью определяется необходимое значение коэффициента эффективности охлаждения. Для сопловых венцов его величина определяется по формуле

$$\theta_{\text{CA}} = \frac{T_0^* - T_{\text{л CA}}}{T_0^* - T_{\text{охл}}^*}; \quad (7.17)$$

для рабочих венцов –

$$\theta_{\text{РК}} = \frac{T_w^* - T_{\text{л РК}}}{T_w^* - T_{\text{охл}}^*}, \quad (7.18)$$

где $T_{\text{л CA}}$ и $T_{\text{л РК}}$ допустимые температуры материала лопаток СА и РК, которые определяются на этапе согласования параметров турбокомпрессора для выбранного материала лопаток, обеспечивающего требуемую длительную прочность;

$T_{\text{охл}}^*$ – температура охлаждающего воздуха, которая принимается равной температуре за компрессором $T_{\text{к}}^*$ и является одинаковой как для СА, так и РК [6].

На рис. 7.8 приведена статистическая зависимость $\Theta = f(\bar{G}_b)$, по которой (для выбранной системы охлаждения и величины Θ) можно определить требуемые значения $\bar{G}_{\text{охл CA}}$ и $\bar{G}_{\text{охл РК}}$. После этого вычисляются уточненные расходы газовой смеси в контрольных сечениях рассчитываемой ступени:

в сечении за сопловым венцом

$$G_1 = G_{\text{г}}(1 + \bar{G}_{\text{охл CA}}); \quad (7.19)$$

в сечении за рабочим венцом

$$G_2 = G_{\text{г}}(1 + \bar{G}_{\text{охл CA}})(1 + \bar{G}_{\text{охл РК}}), \quad (7.20)$$

где $G_{\text{г}}$ – расход газа на входе в сопловой венец каскада (определяется по данным термодинамического расчёта двигателя).

2. Определяются значения температур смеси в расчётных сечениях. Если принять, что теплоемкость смеси за охлаждаемым венцом практически равна теплоёмкости основного газового потока, то температуры смеси в охлаждаемой ступени могут быть найдены из выражений [6]:

$$T_{1\text{ см}}^* = T_1^* (1 - \overline{G}_{\text{охл CA}}) + \frac{i_K^*}{i_1^*} T_1^* \overline{G}_{\text{охл CA}}; \quad (7.21)$$

$$T_{2\text{ см}}^* = T_2^* (1 - \overline{G}_{\text{охл РК}}) + \frac{i_K^*}{i_2^*} T_2^* \overline{G}_{\text{охл РК}}. \quad (7.22)$$

3. Определяется изменение коэффициентов скорости φ и ψ (полученных для неохлаждаемой ступени) из-за дополнительных гидравлических потерь от охлаждения. При конвективном охлаждении лопаток величины $\varphi_{\text{охл}}$ и $\psi_{\text{охл}}$ могут быть найдены из выражений [3]

$$\varphi_{\text{охл}} = \varphi - (5 \dots 7) \cdot 10^{-3}; \quad (7.23)$$

$$\psi_{\text{охл}} = \psi - (4 \dots 6) \cdot 10^{-3}. \quad (7.24)$$

В случае конвективно-плёночного охлаждения [11]:

$$\varphi_{\text{охл}} = \varphi - (13 \dots 17) \cdot 10^{-3}; \quad (7.25)$$

$$\psi_{\text{охл}} = \psi - (8 \dots 10) \cdot 10^{-3}. \quad (7.26)$$

После оценки вышеуказанных параметров охлаждаемой ступени осуществляется повторный расчёт параметров треугольника скоростей на среднем диаметре в последовательности, изложенной в разд. 4.4...4.5. При этом полученные значения G_1 , G_2 , $T_{1\text{ см}}^*$, $T_{2\text{ см}}^*$, $\varphi_{\text{охл}}$ и $\psi_{\text{охл}}$ следует использовать для уточнения величин критических скоростей в расчётных сечениях, приведенных скоростей λ_1 и λ_2 , а также полных давлений.

Температура торможения в относительном движении T_w^* определяется в этом случае по тем же соотношениям, как и для неохлаждаемой ступени, но по величине $T_{1\text{ см}}^*$, которая для охлаждаемой ступени, безусловно, отлична от T_0^* .

В заключение следует отметить, что в настоящем учебнике расчёт охлаждаемой ступени рассматривается как поправка к первому приближению – расчёту неохлаждаемой ступени с теми же ранее выбранными значениями параметров ($L_{\text{ст}}^*$, $u_{\text{ср}}$, $D_{\text{ср}}$, $\rho_{\text{ст}}$, α_2 и т.д.). Если же целью расчётов является исследование по выбору параметров с точки зрения оптимизации ступеней по к.п.д., $\bar{G}_{\text{охл}}$ и т.д., то более целесообразно пользоваться методикой [5].

На рис. 8.1 приведена схема центробежной компрессорной ступени, а на рис. 8.2 – изменение параметров рабочего тела в ней.

Ступенью ЦБК называется совокупность вращающегося РК *а* и расположенных за ним неподвижного диффузора *б* и выходного устройства *в*. Основным элементом ступени является РК, снабжённое специальными лопатками.

При вращении РК рабочее тело перемещается по межлопаточным каналам от сечения 1-1 к сечению 2-2 (от входа к периферии). В этом случае перед РК образуется местное разрежение, и поток наружного воздуха поступает в колесо. В каналах последнего рабочее тело, находясь в поле центробежных, кориолисовых и инерционных сил, сжимается и на выходе, в сечении 2-2, имеет повышенное давление, температуру, а также абсолютную скорость c_2 , значительно большую, чем на входе.

Как и осевой ступени одновременное увеличение p , T и c в РК ЦБК объясняется тем, что к валу колеса приложен внешний крутящий момент $M_{кр}$ (подводится внешняя работа).

Из РК рабочее тело поступает в диффузор, иногда представляющий собой совокупность щелевого и лопаточного диффузоров, где повышенная кинетическая энергия потока преобразуются в работу сжатия. При этом абсолютная скорость c_2

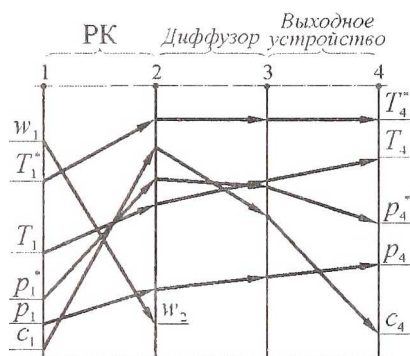


Рис 8.2. Изменение параметров рабочего тела в ступени ЦБК

уменьшается, статические давление и температура растут (см. рис. 8.2). Поскольку внешняя работа в диффузоре не подводится, полная температура рабочего тела не изменяется ($T_2^* = T_3^*$), а полное давление несколько снижается вследствие наличия гидравлических потерь ($p_2^* > p_3^*$).

В выходном устройстве, обычно состоящего только из выходного патрубка, но иногда представляющего собой совокупность последнего со сборной улиткой, процесс превращения кинетической энергии потока в работу сжатия продолжается. Изменение параметров потока аналогично их изменению в диффузоре.

Основными геометрическими параметрами, характеризующими ступень ЦБК, являются *наружный диаметр колеса* D_2 , *диаметр колеса на входе* $D_{1к}$, *диаметр втулки колеса* $D_{1вт}$, а также *ширина колеса на входе* b_1 и *на выходе* b_2 . Их относительные значения находятся в пределах: $D_{1вт}/D_2 = 0,15 \dots 0,27$; $D_{1к}/D_2 = 0,5 \dots 0,7$; $b_2/D_2 = 0,046 \dots 0,076$.

Другими важными кинематическими и энергетическими параметрами служат *окружная скорость* $u_2 = 325 \dots 475$ м/с; *степень повышения давления* $\pi_{ст}^*$, находящаяся в пределах 4...6 и *коэффициент полезного действия* $\eta_{ст}^*$. Сказанное о к.п.д. ступени осевого компрессора (разд. 2.3) справедливо и для ступени ЦБК. У последней лишь уровень $\eta_{ст}^*$ ниже, чем у осевой ступени, из-за большего гидравлического сопротивления проточной части и не превышает 0,78...0,80.

По аналогии с осевой для центробежной ступени вводится понятие степени реактивности. В обоих случаях вся внешняя

работа в виде удельной теоретической работы H_{th} , сообщаемой 1 кг рабочего тела, подводится только в РК. При этом одна её часть затрачивается на повышение давления в самом колесе ($p_2 > p_1$), а другая – на увеличение кинетической энергии $(c_2^2 - c_1^2)/2$.

Под *степенью реактивности* понимается отношение работы сжатия в РК к теоретической работе H_{th} ступени ЦБК:

$$\rho_{ст} = \frac{\int_1^2 dp/\rho}{H_{th}}.$$

Ранее в предположении, что $u_1 = u_2$, для работы H_{th} было получено выражение (1.30). Для ЦБК $u_1 < u_2$, и выражение для H_{th} примет другой вид:

$$H_{th} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}. \quad (8.1)$$

Если учесть, что преобразование избытка кинетической энергии $(c_2^2 - c_1^2)/2$ происходит в диффузоре и выходном устройстве, то работа сжатия в колесе $\int_1^2 dp/\rho$ определяется по формуле

$$\int_1^2 dp/\rho = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}.$$

Поэтому

$$\rho_{ст} = \frac{(w_1^2 - w_2^2) + (u_2^2 - u_1^2)}{2H_{th}}. \quad (8.2)$$

Сравнивая (8.1) и (8.2), получим

$$\rho_{ст} = 1 - \frac{c_2^2 - c_1^2}{2H_{th}}. \quad (8.3)$$

Из (8.3) следует, что при $\rho_{ст} < 0,5$ большая часть H_{th} тратится на разгон потока в РК. При этом возрастают потери диффузоре и выходном устройстве, и $\eta_{ст}^*$ снижается. При $\rho_{ст} > 0,5$ возрастает работа сжатия в колесе, а вместе с этим и гидравлические потери, что также обуславливает уменьшение $\eta_{ст}^*$. Поэтому, как и в осевых, в центробежных ступенях обычно принимают $\rho_{ст} = 0,5$.

8.2. Течение рабочего тела в колесе

На входе в РК ЦБК рабочее тело обычно имеет скорость c_1 и направлено под углом α_1 к фронту решётки. Иногда поток набегает на входные кромки под углом $\alpha_1 = 90^\circ$. На рис.8.3 приведена схема колеса и треугольник скоростей на входных кромках. Если рассечь РК бесконечно тонким цилиндром, расположенным коаксиально на некотором радиусе r_i (рис. 8.3, а), и развернуть этот цилиндр в осевой плоскости "а", то получим двухмерную модель передних кромок лопаток. Нетрудно видеть (рис.

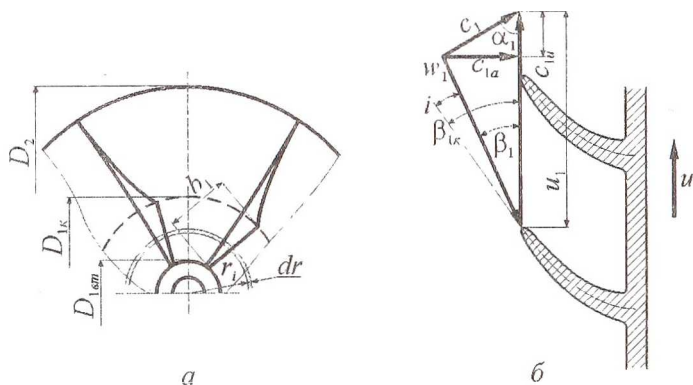


Рис. 8.3. Схема колеса (а) и треугольник скоростей на выходных кромках (б)

8.3, б), что по форме они представляют слабоизогнутые крыло-видные профили. А течение рабочего тела соответствует процессу обтекания входных кромок осевых компрессорных решёток.

Для определения направления движения рабочего тела на входе в РК в относительном движении строят треугольник скоростей (рис. 8.3, б). Относительная скорость w_1 направлена под некоторым кинематическим углом β_1 к оси вращения колеса. Условие безотрывного обтекания передних кромок лучше всего выполняется, когда рабочее тело подходит под углом атаки $i = (2...4)^\circ$, т.е. конструктивный угол $\beta_{1л} = \beta_1 + (2...4)^\circ$ [2].

Поскольку передние кромки лопаток имеют радиальную протяжённость, определяемую шириной b_1 (рис. 8.3, а), необходимо профилировать их закрученными (разд. 2.7). В общем случае выбор закона изменения окружной составляющей скорости по радиусу $c_{1u} r^m = const$ определяется теми же соображениями, что и в осевых ступенях (разд. 2.8).

Течение в межлопаточных каналах имеет более сложный характер. Это объясняется тем, что в РК ЦБК при передаче энергии рабочему телу большую роль играют силы Кориолиса.

Рассмотрим колесо с радиальными лопатками (рис. 8.4).

Из теоретической механики известно, что при одновременных поступательном и вращательном движениях материальной частицы, последняя обладает дополнительным ускорением Кориолиса, а на неё действует

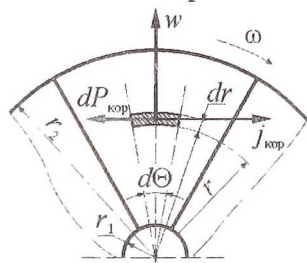


Рис. 8.4. Схема колеса ЦБК с радиальными лопатками

кориолисова сила инерции.

Для оценки её влияния на характер течения выделим некоторый элементарный объём газа массой dm , который расположен на произвольном радиусе r и имеет радиальную протяжённость dr . Пусть протяжённость частицы вдоль оси вращения равна ширине колеса b , а центральный угол, соответствующий боковым поверхностям, равен $d\Theta$.

При участии частицы в относительном (со скоростью w , направленной вдоль радиуса) и переносном (с угловой скоростью ω) движениях с соответствующими ускорениями, возникает кориолисово ускорение. Величина последнего для рассматриваемой схемы течения (рис. 8.4) равна

$$j_{\text{кор}} = 2 \cdot w \cdot \omega. \quad (8.4)$$

Вектор кориолисова ускорения перпендикулярен вектору скорости $\vec{w}$ и оси вращения колеса. Для данной схемы движения, происходящего в плоскости "u", вектор $\vec{j}_{\text{кор}}$ направлен в сторону вращения колеса под углом 90° к вектору $\vec{w}$. Поскольку частица движется по радиусу от центра к периферии, вектор кориолисова ускорения совпадает по направлению с окружной скоростью. Кориолисова сила инерции $dP_{\text{кор}}$, действующая на частицу, направлена в сторону, противоположную вращению колеса, и по величине равна

$$dP_{\text{кор}} = -2 \cdot w \cdot \omega \cdot dm. \quad (8.5)$$

Массу частицы выразим через её параметры

$$dm = \rho \, b \, r \, d\Theta \, dr.$$

Если учесть, что произведение $(w \cdot \rho \cdot b \cdot r \cdot d\Theta)$ есть секундный расход газа через поверхность частицы, выражение (8.5) примет вид

$$dP_{\text{кор}} = -2 \cdot \omega \cdot dm_c \cdot dr. \quad (8.6)$$

Найдём удельную работу колеса, затрачиваемую на преодоление действия кориолисовых сил:

$$dH_{\text{кор}} = -\frac{dN_{\text{кор}}}{dm_c} = \frac{dP_{\text{кор}} r \omega}{dm_c} = 2 \cdot \omega^2 \cdot r \cdot dr. \quad (8.7)$$

Интегрируя выражение (7.7) в пределах от r_1 до r_2 , получим

$$H_{\text{кор}} = u_2^2 - u_1^2. \quad (8.8)$$

Рассматривая выражение (1.28) для случая $u_2 \neq u_1$, устанавливаем, что удельная теоретическая работа H_{th} в общем случае как для осевой, так и для центробежной ступеней, равна

$$H_{th} = c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1. \quad (8.9)$$

В частности, для чисто радиального направления относительной скорости на входе в колесо и на выходе из него, когда $c_{2u} = u_2$ и $c_{1u} = u_1$, вместо (8.9) получим

$$H_{th} = u_2^2 - u_1^2.$$

Следовательно, в этом случае H_{th} равна удельной работе, затрачиваемой колесом на преодоление кориолисовых сил, которые создают разность скоростей и давлений на обеих сторонах лопаток.

В лопаточном венце осевого компрессора кориолисовы силы инерции направлены вдоль радиуса, поэтому они не влияют на распределение скоростей и давлений на лопатках, а вели-

чина H_{th} определяется только удельной работой по преодолению газодинамической (циркуляционной) силы P_u (см. разд. 2.9).

В тех случаях, когда $c_{2u} \neq u_2$ и $c_{1u} \neq u_1$, величина H_{th} определяется выражением (8.1). При этом составляющая удельной теоретической работы, равная

$$\frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2},$$

представляет собой работу по преодолению газодинамических (циркуляционных) сил; составляющая $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$ - работу по преодолению кориолисовых сил.

Учитывая существенную разницу в окружных скоростях u_2 и u_1 , можно сделать вывод о том, что на величину H_{th} в колесе ЦБК преобладающее влияние оказывают кориолисовы силы инерции. Этим и объясняется, что $H_{th \text{ ЦБК}} > H_{th \text{ ОК}}$, а, следовательно, $\pi_{\text{ст ЦБК}}^* > \pi_{\text{ст ОК}}^*$.

Вследствие неравномерности давления в межлопаточных каналах, вызванной в основном влиянием кориолисовых сил инерции, в колесе ЦБК возникает дополнительное циркуляцион-

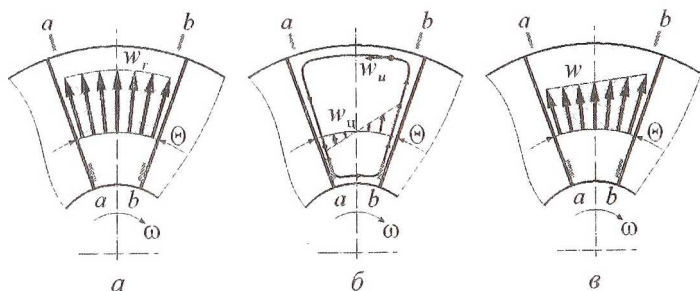


Рис. 8.5. Распределение скоростей в каналах ЦБК:

- а) – при бесконечно большом числе лопаток;
- б) – при циркуляционном течении;
- в) – при конечном числе лопаток.

ное течение. Схема образования последнего приведена на рис. 8.5.

При бесконечно большом числе лопаток масса газа в межлопаточных каналах бесконечно мала, поэтому действие сил инерции, в том числе и кориолисовых, ничтожно. В этом случае поток в относительном движении имеет чисто радиальное направление (рис. 8.5, а), а сама скорость равна некоторому значению w_r .

При уменьшении числа лопаток увеличивается масса рабочего тела, что приводит к возрастанию и кориолисовых сил инерции. В результате возникает циркуляционное течение в направлении, обратном вращению (рис. 8.5, б). Как следствие, вдоль набегающей стороны $a-a$ скорость w_r снижается на величину w_u , а вдоль стороны $b-b$ — увеличивается на величину w_u . Кроме того, появляется и тангенциальная составляющая скорости w_u (рис. 8.5, б).

Отсутствие тангенциальной составляющей определяет линейное изменение относительной скорости в пределах полярного угла Θ и радиальное направление потока (рис. 8.5, в).

Однако вследствие циркуляционного течения (из-за наличия w_u) картина распределения давлений p_i и скоростей w_i более сложная (рис. 8.6).

На выходе из РК средняя относительная скорость w_2 , складывающаяся

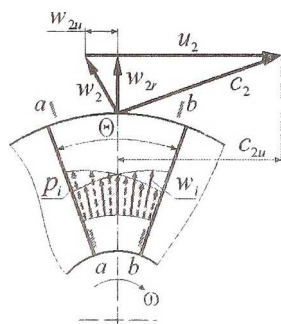


Рис. 8.6. Действительное распределение давлений и скоростей в каналах колеса

ся из радиальной w_{2r} и окружной w_{2u} составляющих, имеет не радиальное направление, а отклоняется в сторону, противоположную вращению. Очевидно, что $c_{2u} < u_2$ (рис.8.6).

Если в выражении (8.9) предположить отсутствие предварительной закрутки c_{1u} на входе в РК, то величина удельной теоретической работы будет равна

$$H_{th} = c_{2u} \cdot u_2. \quad (8.10)$$

При конечном числе лопаток c_{2u} меньше u_2 . Обычно закрутку c_{2u} определяют по формуле

$$c_{2u} = \mu \cdot u_2. \quad (8.11)$$

Коэффициент μ принято называть *коэффициентом передаваемой энергии*. Его среднее значение колеблется в пределах 0,88...0,92.

Подставив (8.11) в (8.10), получим

$$H_{th} = \mu \cdot u_2^2. \quad (8.12)$$

Дополнительно учитывая работу трения диска РК о газ, которую обычно определяют по формуле

$$\Delta L_d = \alpha_d \cdot u_2^2,$$

где $\alpha_d = 0,04 \dots 0,08$,

получим выражение для работы, затрачиваемой на привод ступени ЦБК:

$$L_{ст\ ЦБК} = H_{th} + \Delta L_d = (\mu + \alpha_d) u_2^2, \quad (8.13)$$

В данном разделе рассматривались РК с радиальной формой лопаток на выходе, т.е. конструктивный угол последних $\beta_{2л}$ был равен 90° . В авиационных двигателях конструкции колёс с загнутыми на выходе лопатками практически не применяются. Это обусловлено тремя причинами:

- 1) на величину H_{th} превалирующее влияние оказывают кориолисовы силы инерции, которые не зависят от формы лопаток, а лишь от отношения $\frac{D_2}{D_{1к}}$;
 - 2) загнутые лопатки на выходе ухудшают прочностные характеристики колёс;
 - 3) усложняют технологический процесс изготовления РК.
- Перечисленное в совокупности и объясняет предпочтение к колёсам, у которых $\beta_{2л} = 90^\circ$.

7.3. Течение рабочего тела в диффузоре

На выходе из РК ЦБК абсолютная скорость c_2 может достигать уровня 500...600 м/с, а приведенное её значение $\lambda_{c2} = 1,1...1,2$. Как и в осевой ступени, для преобразования кинетической энергии $\left(\frac{c_2^2}{2}\right)$ потока используются диффузоры. В осевой

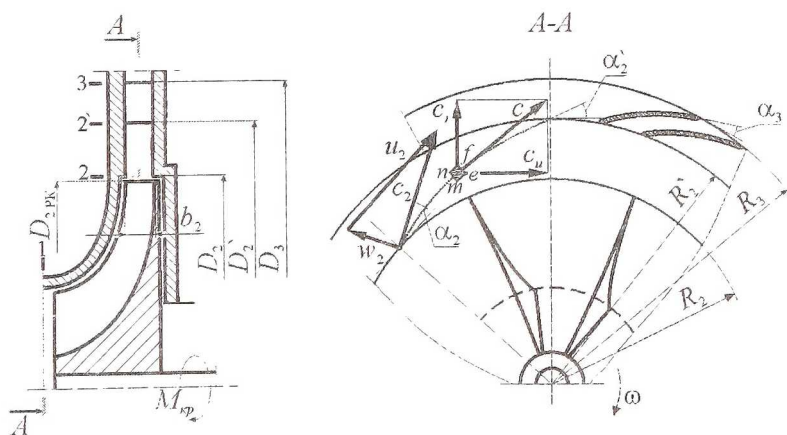


Рис. 8.7. Щелевой и лопаточный диффузоры ЦБК

ступени эту функцию выполняет лопаточный НА (разд. 1.7), расположенный непосредственно за РК.

В ЦБК для преобразования кинетической энергии рабочего тела в потенциальную энергию давления используются два типа диффузоров: щелевые и лопаточные (рис. 8.7).

Лопаточный диффузор обычно в "чистом" виде не используется, его начальный участок выполняется щелевым. Сначала рабочее тело попадает в щелевой диффузор, радиальная протяжённость которого равна $\frac{D_2' - D_2}{2}$, а затем в лопаточный диффузор с радиальной протяжённостью $\frac{D_3 - D_2'}{2}$ (рис. 8.7).

Безлопаточный диффузор представляет собой кольцевую щель, как правило, с параллельными стенками ($b = const$). Движению газа в щелевом диффузоре присущи все особенности течения в расширяющемся канале, т.е. кроме потерь энергии на трение, возникают потери на вихреобразование и на срыв потока [9].

Увеличение площади проходного сечения в щелевом диффузоре от $F_2 = \pi \cdot D_2 \cdot b$ до $F_2' = \pi \cdot D_2' \cdot b$ прямо пропорционально увеличению диаметра D_i . При этом скорость c_i падает, а давление p_i растёт.

Рассмотрим движение газа в щелевом диффузоре (рис. 8.7). В первом приближении силами трения будем пренебрегать. Выделим элементарный контур $mnfe$ с массой dm и применим теорему о сохранении момента количества движения. Поскольку боковые грани mn и fe симметричны, моменты боковых сил вза-

имно уравниваются, а моменты сил, действующих на поверхностях nf и me , равны нулю, так как эти силы центральные. Поэтому момент количества движения массы dm (без учёта трения) при её движении по щелевому диффузору остаётся постоянным. В результате

$$c_u \cdot r = const. \quad (8.14)$$

Изменение радиальной составляющей абсолютной скорости можно определить из уравнения расхода

$$G = 2 \pi D_2 b c_{2r} \rho_2 = 2 \pi D_2^* b c_{2r}^* \rho_2^*.$$

Для диффузора с параллельными стенками ($b = const$) и в предположении $\rho_2 = \rho_2^*$ получим

$$c_{2r} r_2 = c_{2r}^* r_2^*. \quad (8.15)$$

Сопоставив (8.14) и (8.15), найдём угол между касательной к траектории и окружным направлением скорости c в произвольной точке (рис.8.7):

$$\alpha = \arctg \frac{c_r}{c_u} = const. \quad (8.16)$$

Постоянство угла α означает, что частица массой dm движется по логарифмической спирали. Обычно на расчётных режимах угол α принимают в пределах $12...16^\circ$. Не составляет труда показать, что длина траектории движения частицы в щелевом диффузоре в $3,5...4,5$ раза больше радиальной протяжённости $\frac{D_2^* - D_2}{2}$. Это приводит к высоким потерям энергии в нём.

Естественно, возникает вопрос о целесообразности использования щелевого диффузора с точки зрения повышения $\eta_{ст}^*$. Следует помнить о том, что в щелевом диффузоре можно

реализовать торможение сверхзвукового потока без образования скачков уплотнения [9]. Поэтому на начальном участке торможения, когда $\lambda_{c2} = 1,2 \dots 0,9$ щелевой диффузор необходим во избежание появления волновых потерь энергии.

Максимальный диаметр D_2^* определяется значением приведенной скорости $\lambda_{c2} = 0,9 \dots 0,95$. Поскольку газ в щелевом диффузоре движется по логарифмической спирали [3], то из выражений (8.15) и (8.16) следует:

$$\frac{c_2^*}{c_2} = \frac{D_2^*}{D_2} \quad (8.17)$$

Откуда при известной λ_{c2} и заданной λ_{c2}^* определяется отношение $\left(\frac{D_2^*}{D_2}\right)$. Зная диаметр D_2 , в первом приближении можно вычислить и величину D_2^* .

Начиная с диаметра D_2^* , торможение потока продолжается в лопаточном диффузоре (рис. 8.7).

Лопаточная часть диффузора представляет собой ряд тонких изогнутых профилей, установленных на равных расстояниях по окружности. При этом каналы, образованные лопатками, уширяются в направлении движения рабочего тела.

Угол α_3 выполняется большим, чем α_2^* , поэтому степень уширения лопаточного диффузора при $b = const$ больше щелевого. Это вытекает из соотношения

$$\frac{F_3}{F_2'} = \frac{bD_3 \sin \alpha_3}{bD_2' \sin \alpha_2'} = \frac{D_3 \sin \alpha_3}{D_2' \sin \alpha_2'}.$$

Помимо увеличения степени уширения, постановка лопаточного диффузора сокращает длину траектории движения час-

тиц воздуха. Последнее ведёт к снижению потерь на трение и росту $\eta_{\text{ст}}^*$.

Анализируя течение рабочего тела в элементах ступени ЦБК, можно сделать следующие выводы:

- 1) в РК происходит резкое изменение направления движения газа – осевого на радиальное;
- 2) в щелевом и лопаточном диффузорах длина траектории движения частиц большая;
- 3) имеет место значительная работа ΔL_d , доходящая до 8% от H_{th} ($\alpha_d = 0,08$).

Перечисленное приводит к повышенным гидравлическим потерям и как следствие - к низкому значению $\eta_{\text{ст ЦБК}}^* = 0,78 \dots 0,8$.

В то же время превалирующее влияние кориолисовых сил инерции позволяет существенно поднять уровень H_{th} и снизить утечки рабочего тела в зазорах. Это в сравнении с осевыми ступенями при одинаковых u_i обеспечивает более высокие значения $\pi_{\text{ст}}^*$ ($\pi_{\text{ст ЦБК}}^* = 4 \dots 4,5$) и удовлетворительную работу при малых расходах рабочего тела.

8.4. Особенности протекания напорной характеристики ЦБК

В каких бы координатах не строились характеристики ступени осевого и центробежного компрессоров, характер зависимостей $\pi_{\text{ст}}^* = f(G_{60}; n)$ и $\eta_{\text{ст}}^* = f(G_{60}; n)$ идентичен. С уменьшением G_{60} степень повышения давления $\pi_{\text{ст}}^*$ и к.п.д. $\eta_{\text{ст}}^*$ сначала возрастают, а затем снижаются, т.е. имеют левую и правую вет-

ви. Как отмечалось в разд.6.2 вид левой ветви определяется наличием положительных углов атаки $(+i)$ на входных кромках РК при пониженных расходах G_{e0} , а правой – наличием отрицательных углов атаки $(-i)$. Область рабочих режимов располагается между границей "срыва" и границей "запираания".

В диапазоне рабочих режимов характеристики $\pi^*_{ст} = f(G_{e0}; n)$ и $\eta^*_{ст} = f(G_{e0}; n)$ ступени ЦБК более пологие, чем аналогичные кривые осевой ступени. Данное отличие требует объяснения, которое приведено ниже.

На рис. 8.8 приведён типовой вид напорной характеристики ступени ЦБК.

В разд. 8.2 было показано, что при $c_{1u} = 0$ затраченная работа ЦБК равна

$$L_{ст\ ЦБК} = (\mu + \alpha_d) u_2^2.$$

Следовательно, при $n = const$ величина $L_{ст\ ЦБК}$ практически не зависит от расхода рабочего тела через ступень. При этом вся затраченная работа расходуется на сжатие, если не учитывать

влияние потерь энергии в проточной части ступени. Тогда зависимость $\pi^*_{ст} = f(G_{e0}; n)$ будет иметь вид горизонтальной прямой $a-a$ (рис.8.8).

В действительности часть работы затрачивается на преодоление потерь энергии. В ступени ЦБК – это потери, связанные с поворотом потока от осевого направ-

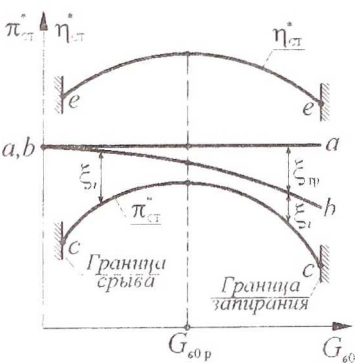


Рис. 8.8 Типовой вид напорной характеристики ступени ЦБК при $n = const$

ления к радиальному, трением о стенки, взаимным трением слоёв газа друг о друга и, наконец, циркуляционным движением в межлопаточных каналах. Если бы все режимы течения рабочего тела в диапазоне между границами "срыва" и "запирания" были расчётными, то вышеозначенные потери энергии зависели бы только от G_{60} . Работа по преодолению потерь при этом определяется соотношением

$$L_r = \xi c_m^2,$$

здесь c_m – меридиональная составляющая абсолютной скорости; на входе в РК c_m совпадает с составляющей c_{1a} , а на выходе – с проекцией c_{2r} . Поэтому зависимость $\pi_{ст}^* = f(G_{60})$ имела бы вид кривой *b-b* (рис. 8.8).

Но расчётный режим соответствует только одному значению расхода G_{60p} , на всех остальных режимах присутствуют ещё и потери на удар, вызванные появлением углов атаки, как на входе в РК, так и на входе в лопаточный диффузор. Увеличение потерь энергии происходит и при малых ($i > 0$) и при больших ($i < 0$) расходах рабочего тела (разд. 6.2). Это вызывает значительные затраты работы $L_{ст}$ на преодоление этих потерь при течении, соответствующем нерасчётным точкам характеристики. Значит, на работу сжатия приходится лишь часть H_{th} , изображаемая линией *c-c* (рис.8.8). Аналогичный вид имеет и зависимость $\eta_{ст}^* = f(G_{60})$, описываемая кривой *e-e*.

Других существенных различий характеристики ступеней ЦБК не имеют.

8.5. Термогазодинамический расчёт центробежного компрессора

Задание на проектирование

Исходными данными для расчёта центробежного компрессора авиационных ГТД являются:

1. Полное давление и температура на входе в компрессор

$$p_1^* = p_H^* \sigma_{\text{вх}} \sigma_{\text{ННА}}, T_1^* = T_H^*.$$

Обычно $\sigma_{\text{ННА}} \geq 0,995$, поэтому принимаем $\sigma_{\text{ННА}} = 1$. Для осевого входа $\sigma_{\text{вх}} = 0,98 \dots 0,99$, для коленообразного $\sigma_{\text{вх}} = 0,97 \dots 0,98$.

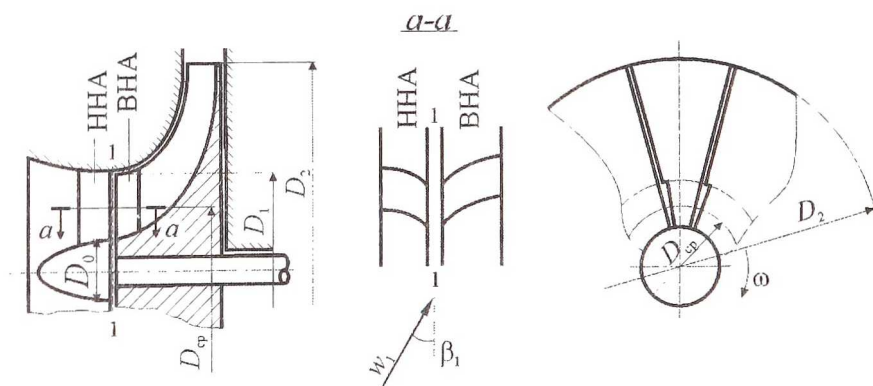
2. Степень повышения давления в компрессоре

$$\pi_K^* = \frac{p_K^*}{p_1^*}.$$

3. Изэнтропический коэффициент полезного действия компрессора

$$\eta_K^* = 0,78 \dots 0,84.$$

4. Расход воздуха через компрессор G кг/с.



Р и с. 8.9. Схема колеса ЦБК

Для данного двигателя степень повышения давления компрессора и вероятное значение его к.п.д. выбираются в процессе общего термогазодинамического расчёта двигателя. При стандартных атмосферных условиях на входе в компрессор (в сечении 1 рис. 8.9) ($p_{10}^* = 101325$ Па, $T_{10}^* = 288$ К) приведенный расход воздуха составляет:

$$G_0 = G \frac{101325}{p_1^*} \sqrt{\frac{T_1^*}{288}}.$$

Степень повышения давления π_k^* и изэнтропический к.п.д. η_k^* , являющиеся относительными параметрами, при приведении к стандартным условиям своего численного значения не изменяют.

5. Физическая частота вращения ротора компрессора, приведенная к стандартным условиям

$$n_{k0} = n_k \sqrt{\frac{288}{T_1^*}}.$$

Если частота вращения ротора не задана, то её определяют по формулам, рассмотренным при выборе кинематических параметров и геометрических размеров колеса.

Таким образом, после приведения заданных параметров к стандартным атмосферным условиям, получим исходные данные для проектирования ЦБК:

$$p_{10}^* = 101325 \cdot \sigma_{\text{вх}} \text{ Па}; T_{10}^* = 288 \text{ К}; \pi_{k0}^* = \pi_k^*; \eta_{k0}^* = \eta_k^*;$$

$$n_{k0} = n_k \sqrt{\frac{288}{T_1^*}}; G_0 = G \frac{101325}{p_1^*} \sqrt{\frac{T_1^*}{288}}.$$

Поскольку в дальнейших расчётах используются приведенные параметры, индекс «0» в них для простоты обозначений опускается.

Выбор основных параметров компрессора

При проектировании ЦБК основные параметры (η_k^* , $\bar{H}_{zs}$, π_k^*) выбираются с учётом экспериментальных данных, полученных в выполненных конструкциях.

1. К.п.д. центробежного компрессора по параметрам заторможенного потока на входе и выходе из компрессора

$$\eta_k^* = 0,78 \dots 0,84.$$

2. Изозентропическая работа компрессора

$$L_{ks}^* = \frac{k}{k-1} RT_1^* (\pi_k^{*(k-1)/k} - 1).$$

3. Затраченная работа в компрессоре

$$L_k^* = \frac{L_{ks}^*}{\eta_k^*}.$$

4. Коэффициент напора (гидравлический к.п.д.)

$$\bar{H}_{zs}^* = \frac{L_{ks}^*}{u_2^2} = 0,65 \dots 0,75.$$

5. Окружная скорость центробежного колеса

$$u_2 = \sqrt{\frac{L_{ks}^*}{\bar{H}_{zs}^*}}.$$

Выбор окружной скорости производится с учётом потребной окружной скорости в турбине, на величину скорости, кроме того, накладываются ограничения прочностного характера.

С этой целью определяется действительное значение окружной скорости, соответствующее расчётным условиям полета:

$$u_{2\partial} = u_2 \sqrt{\frac{T_1^*}{288}},$$

где u_2 - приведенная окружная скорость на периферии колеса;
 $u_{2\partial}$ - действительная (физическая) окружная скорость на периферии колеса ЦБК.

6. Диаметр колеса на выходе

$$D_2 = \frac{u_2}{\pi \cdot n}.$$

7. Полная температура за компрессором

$$T_k^* = T_1^* + \frac{L_k^*}{\frac{k}{k-1} R},$$

где $R = 287$ Дж/(кг град).

Выбор кинематических параметров и геометрических размеров колеса

В ЦБК для подвода воздуха из окружающей среды или из осевого компрессора служат входные устройства (ВУ). В данной методике рассматриваются чаще применяемое ВУ без ННА (закрутка $c_{1u} = 0$) или ВУ с ННА ($c_{1u} > 0$).

I. Определяется средний диаметр D_{cp} вращающегося направляющего аппарата (ВНА) колеса (рис. 8.9):

$$\frac{D_0}{D_2} = 0,15 \dots 0,25;$$

$$D_{\text{ср}} = \left(\frac{D_{\text{ср}}}{D_2} \right) D_2,$$

$$\text{где } \frac{D_{\text{ср}}}{D_2} = \sqrt{\frac{(D_1/D_2)^2 + (D_0/D_2)^2}{2}}.$$

II. Рассчитывается диаметр входа и частота вращения рабочего колеса.

1. Определяются:

- площадь входа

$$F_1 = \frac{G_{\text{в}} \sqrt{T_1^*}}{0,404 p_1^* q(\lambda_{1 \text{ ср}}) \sin \alpha_{1 \text{ ср}}};$$

$$\lambda_{1 \text{ ср}} = 0,3 \dots 0,5,$$

$$\alpha_{1 \text{ ср}} = 0^\circ \text{ (случай без закрутки на входе);}$$

- значение

$$\frac{D_0}{D_1} = 0,2 \dots 0,5;$$

- величины D_1 и D_0

$$D_1 = \sqrt{\frac{4 \cdot F}{\pi [1 - (D_0/D_1)^2]}}; \quad D_0 = \left(\frac{D_0}{D_1} \right) D_1;$$

- диаметр рабочего колеса на выходе D_2

$$\frac{D_1}{D_2} = 0,45 \dots 0,65;$$

$$D_2 = \frac{D_1}{(D_1/D_2)};$$

- частота вращения рабочего колеса

$$n = \frac{u_2}{\pi \cdot D_2}.$$

2. Определяется окружная скорость на периферии входа в ВНА:

$$u_1 = \left(\frac{D_1}{D_2} \right) \cdot u_2.$$

3. Выбирается осевая скорость на

входе в колесо c_{1a} , постоянная по высоте лопатки колеса:

$$c_{1a} = \lambda_{1 \text{ ср}} a_{\text{кр}} \sin \alpha_1.$$

Для обеспечения устойчивой работы колеса ЦБК рекомендуется соблюдать соотношение

$$\frac{c_{1a}}{u_2} = 0,25 \dots 0,35.$$

4. Величина осевой скорости ограничивается числом $\lambda_{w1} = w_1/a_{w \text{ кр}}$ и углом β_1 на периферии входа в ВНА (рис. 8.9, сеч. 1-1).

Обычно $\lambda_{w1} \leq 0,90 \dots 1,01$; $\beta_1 \geq 28 \dots 30^\circ$.

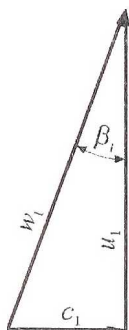
Величины λ_{w1} и β_1 определяются в следующем порядке.

Случай отсутствия закрутки потока перед колесом
($c_{1u} = 0$) (рис. 8.10).

Определяется температура торможения в относительном движении на периферии входа в ВНА:

$$T_{w1}^* = T_1^* + \frac{u_1^2}{2 \cdot \frac{k}{k-1} R}.$$

Рассчитывается критическая скорость звука в относительном движении:



Р и с. 8.10. Треугольник скоростей на входе без закрутки

$$a_{w \text{ кр}} = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k+1} RT_{w1}^*}.$$

Определяются w_1 и β_1 (в этом случае $c_{1a} = c_{1a}$):

$$w_1 = \sqrt{u_1^2 + c_{1a}^2}; \quad \beta_1 = \arctg \frac{c_{1a}}{u_1},$$

а также λ_{w1} :

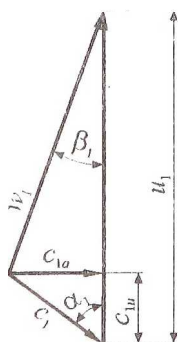
$$\lambda_{w1} = w_1 / a_{w \text{ кр}}.$$

Если $\lambda_{w1} > 1,01$, то необходимо уменьшить c_{1a} или ввести закрутку $c_{1u} > 0$ на входе в ВНА колеса постановкой ННА перед колесом (см. рис. 8.9).

Случай положительной закрутки потока перед колесом
($c_{1u} > 0$).

На рис. 8.11 показан треугольник скоростей на входе в ВНА в случае положительной закрутки потока $c_{1u} = 40 \dots 50$ м/с.

Выбирается также закон изменения закрутки по радиусу. Обычно применяется закон $c_{1u} \cdot r = \text{const}$. Далее λ_{w1} и β_1 определяются по следующей схеме:



Р и с. 8.11. Треугольник скоростей на входе с закруткой

$$w_{1u} = u_1 - c_{1u};$$

$$T_{w1}^* = T_1^* + \frac{w_1^2 - c_1^2}{2 \cdot \frac{k}{k-1} R} = T_1^* + \frac{u_1(w_{1u} - c_{1u})}{2 \cdot \frac{k}{k-1} R},$$

принимая, что $c_{1a} = w_{1a}$,

$$a_{w \text{ кр}} = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k+1} RT_{w1}^*};$$

$$\beta_1 = \arctg \left(\frac{c_{1a}}{u_1 - c_{1u}} \right);$$

$$w_1 = \frac{c_{1a}}{\sin \beta_1}; \lambda_{w1} = w_1/a_{w \text{ кр}}; \alpha_1 = \arctg \frac{c_{1a}}{c_{1u}}; c_1 = \frac{c_{1a}}{\sin \alpha_1}.$$

5. Определяется средняя скорость $c_{1 \text{ ср}}$ и площадь сечения F_1 на входе в ВНА колеса:

- на среднем диаметре $D_{\text{ср}}$ (см. рис. 8.9)

$$c_{1 \text{ ср}} = \sqrt{c_{1a}^2 + c_{1u}^2};$$

$$c_{1u \text{ ср}} = c_{1u} \left(\frac{D_1}{D_{\text{ср}}} \right)$$

(здесь $c_{1a} = \text{const}$, $c_{1u} \cdot r = \text{const}$).

- по средней скорости

$$\lambda_{1 \text{ ср}} = \frac{c_{1 \text{ ср}}}{a_{\text{кр}}} = \frac{c_{1 \text{ ср}}}{18,3 \sqrt{T_1^*}}.$$

Соответствующая функция $q(\lambda_{1 \text{ ср}})$ определяется по $\lambda_{1 \text{ ср}}$ из таблиц газодинамических функций;

угол направления потока на диаметре $D_{\text{ср}}$

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{c_{1a}}{c_{1 \text{ ср}}};$$

площадь сечения на входе в колесо

$$F_1 = \frac{G_b \sqrt{T_1^*}}{0.404 P_1^* q(\lambda_{1 \text{ ср}}) \sin \alpha_{1 \text{ ср}}}.$$

С другой стороны, при определённых D_1 и D_0 имеем

$$F_1 = \frac{\pi}{4} (D_1^2 - D_0^2).$$

Необходимо сравнить эти площади. Если разница между ними превышает 5%, тогда следует несколько изменить приня-

тые величины c_{1a} и c_{1u} . При этом следует сделать пересчёт λ_{w1} и убедиться в выполнении условия $\lambda_{w1} < 1,01$.

6. Определяются кинематические параметры потока на входе в колесо.

Расчёт кинематических параметров закрученного потока по высоте лопасти ВНА производится по следующей схеме (см. рис. 8.11):

$$u_i = u_1 \left(\frac{D_1}{D_i} \right); \quad c_{iu} = c_{1u} \left(\frac{D_1}{D_i} \right); \quad c_i = \sqrt{c_{1a}^2 + c_{iu}^2},$$

(здесь $c_{1a} = \text{const}$);

$$w_{iu} = u_i - c_{iu}; \quad \beta_i = \arctg \frac{c_{1a}}{w_{iu}};$$

$$w_i = \frac{c_{1a}}{\sin \beta_i}; \quad \alpha_i = \arctg \frac{c_{1a}}{c_{iu}}.$$

В случае отсутствия закрутки ($c_{1u} = 0$) расчёт упрощается, в приведенных формулах принимаются $c_{1u} = 0$ и $\alpha_i = 90^\circ$.

Треугольники скоростей строятся на входе в РК в трёх сечениях (D_1, D_{cp}, D_0).

7. Рассчитываются кинематические параметры на выходе

из колеса. Выбирается число лопаток рабочего колеса $z_k = 9 \dots 30$.

Для малоразмерных компрессоров z_k выбирается меньшим из условия конструктивного размещения лопаток ВНА.

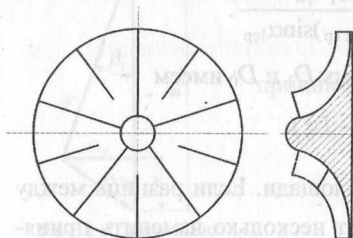


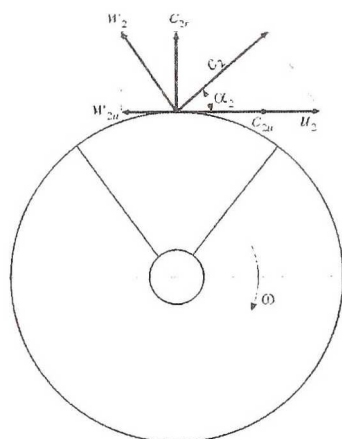
Рис. 8.12. Колесо ЦБК с лопатками разной высоты

Если лопатки не размещаются на втулке, колесо делают из лопаток разной высоты (гуще на периферии) (рис. 8.12).

Определяется коэффициент закрутки для радиальных лопаток

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{\pi}{z_k} \cdot \frac{1}{1 - (r_{cp}/r_2)^2}}.$$

Определяется треугольник скоростей на выходе из РК (рис. 8.13):



Р и с. 8.13. Треугольник скоростей на выходе из колеса с радиальными лопатками

$$c_{2u} = \mu u_2; \quad c_{2r} = c_{2a};$$

$$c_2 = \sqrt{c_{2r}^2 + c_{2u}^2};$$

$$w_{2u} = u_2 - c_{2u};$$

$$w_2 = \sqrt{w_{2u}^2 + w_{2r}^2};$$

$$\alpha_2 = \arctg \frac{c_{2r}}{c_{2u}};$$

$$\lambda_2 = \frac{c_2}{a_{кр2}} = \frac{c_2}{18,3\sqrt{T_2^*}},$$

где $T_2^* = T_k^*$.

По λ_2 из таблиц газодинамических функций определяется функция $q(\lambda_2)$.

Относительная скорость λ_2 на выходе из колеса достигает величины 1,08...1,15.

Затраченная работа в компрессоре определяется по уравнению Эйлера:

$$L_k = \mu u_2^2 - c_{1u \text{ ср}} u_{1 \text{ ср}} + \alpha u_2^2,$$

где коэффициент трения диска колеса о воздух $\alpha = 0,03 \dots 0,05$.

При правильном выборе μ , α , u_2 работа L_k должна быть равна работе L_k^* , определённой через к.п.д. η_k^* компрессора. Расхождение не должно превышать 2%, при большей погрешности необходимо изменить число лопаток колеса z_k (следовательно μ) или коэффициент α и повторить расчёт.

8. Определяется давление на выходе из РК.

Задаётся к.п.д. колеса $\eta_{\text{РК}}^*$, и определяется степень повышения давления $\pi_{\text{РК}}^*$ и $p_{2 \text{ РК}}^*$.

Для малоразмерных колес - $\eta_{\text{РК}}^* = 0,80 \dots 0,87$ (высоты лопаток на выходе $b_2 < 12$ мм), для больших - $\eta_{\text{РК}}^* = 0,85 \dots 0,93$,

$$\eta_{\text{РК}}^* = \frac{\pi_{\text{РК}}^{*k-1} - 1}{\frac{T_2^*}{T_1^*} - 1}, \text{ отсюда } \pi_{\text{РК}}^* = \left[1 + \eta_{\text{РК}}^* \left(\frac{T_2^*}{T_1^*} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

9. Определяется ширина колеса на выходе:

$$F_2 = \frac{G_b \sqrt{T_2^*}}{0.404 P_2^* q(\lambda_2) \sin \alpha_2};$$

$$b_2 = \frac{F_2}{\pi D_2}; \quad \frac{b_2}{D_2} = 0,04 \dots 0,08.$$

Профилирование рабочего колеса

Профилирование рабочего колеса обеспечивает безударный вход на лопатки рабочего колеса, отсутствие обратных то-

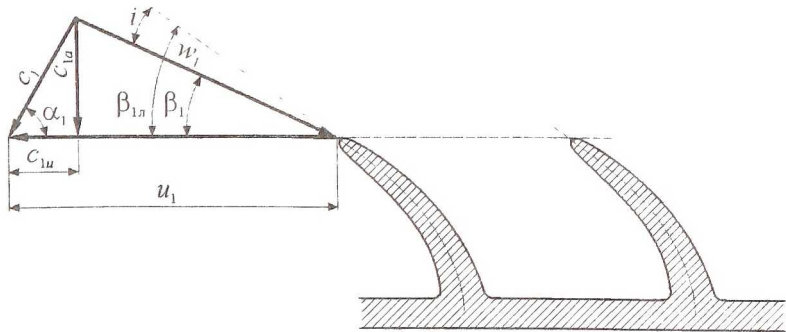
ков и отрыва потока в межлопаточных каналах с целью получения заявленных параметров (к.п.д и степени повышения давления) компрессора.

Входная часть РК
 Входная часть РК
 конструктивно выполняется обычно в виде отдельно-

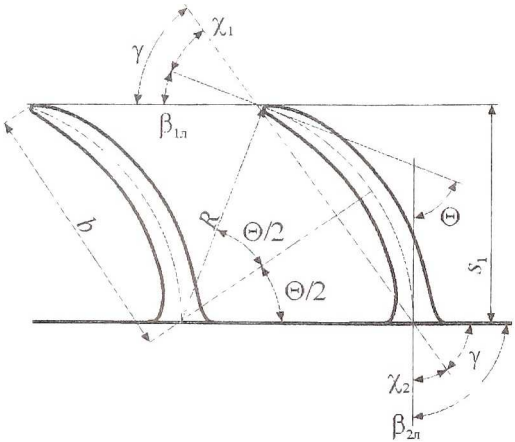
го элемента, жёстко связанного с рабочим колесом и называемого вращающимся направляющим аппаратом, либо представляет загнутые под заданным углом входные кромки лопаток.

Входные кромки лопаток ВНА направлены под углом $\beta_{1л}$ (рис. 8.14), что обеспечивает поступление воздуха с заданным углом атаки $i = \beta_{1л} - \beta_1$. Здесь β_1 - угол набегания потока, переменный по радиусу входного сечения ВНА и определяемый из расчёта.

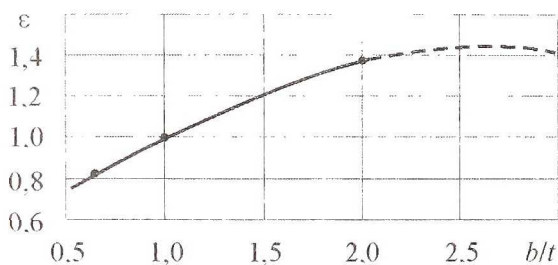
Угол атаки i принимается равным $0...5^\circ$.



Р и с. 8.14. Схема лопаток и треуголь-
 ник скоростей на входе в ВНА



Р и с. 8.15. Профиль лопаток ВНА на D_{cp}



Р и с. 8.16. График зависимости $\varepsilon = f(b/t)$

Входные кромки лопаток обычно изгибаются по дуге окружности, радиус которой не должен быть чрезмерно малым, чтобы не возникали

потери вследствие резкого возрастания сечений (большая диффузорность) и крутого поворота [3].

Рассмотрим профилирование лопаток ВНА на среднем диаметре $D_{\text{ср}}$ входа.

Радиус R окружности, по которой изогнута средняя линия лопатки ВНА и хорда b (рис. 8.15) связаны соотношением

$$R = \frac{b}{2 \cdot \sin \frac{\Theta}{2}},$$

где Θ – угол изгиба лопатки. Для ВНА $\Theta = 90^\circ - \beta_{1\text{л}}$.

Отклонение потока $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ зависит от густоты b/t и угла β_2 решётки [3].

Для ВНА $\beta_2 = 90^\circ$, а угол $\Delta\beta$ на периферийном диаметре входа D_1 достигает $50 \dots 60^\circ$.

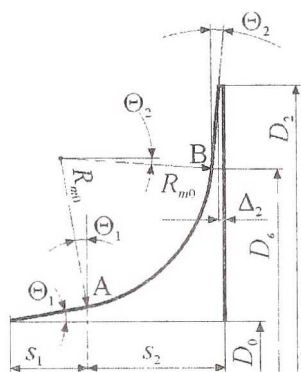
Густота решётки ВНА на среднем диаметре $(b/t)_{\text{ср}}$ определяется по рис. 8.16, где $\varepsilon = \frac{\Delta\beta}{(\Delta\beta)_{b/t=1}}$, $(\Delta\beta)_{b/t=1} = 35^\circ$.

Шаг решётки находится по формуле

$$t = \frac{\pi D_{\text{ср}}}{z_{\text{ВНА}}},$$

где число лопаток ВНА $z_{\text{ВНА}}$ обычно принимается равным числу лопаток колеса.

В случае сильного загромождения входного сечения лопаток ВНА можно взять в два раза меньшим числа лопаток колеса (лопатки ВНА будут расположены через одну напротив лопаток колеса).



Р и с. 8.17. Профиль внутренней стенки колеса

Тогда хорда b определяется по формуле

$$b = \left(\frac{b}{t} \right) t.$$

Угол установки γ (рис. 8.15) рассчитывается из выражения

$$\gamma = \beta_{1\text{л}} + \chi_1.$$

Обычно $\chi_1 = \chi_2 = \chi$, тогда $\Theta = \chi_1 + \chi_2 = 2\chi$ и $\chi = \frac{1}{2}\Theta$.

В итоге - $\gamma = \beta_{1\text{л}} + \frac{\Theta}{2}$.

Ширина S_1 ВНА определяется по формуле

$$S_1 = b \sin \gamma.$$

Профилирование канала колеса

Профилирование канала колеса производится с целью обеспечения на расчётном режиме минимальных потерь в нём, при этом срыв потока в ВНА в зоне поворота из осевого направ-

ления в радиальное и у передних поверхностей лопаток колеса не допускается.

В результате расчёта кинематических параметров центробежного компрессора при заданных отношениях $\frac{D_1}{D_2}$, $\frac{D_0}{D_2}$, $\frac{D_{cp}}{D_2}$ были получены некоторые геометрические параметры рабочего колеса: площадь входа в рабочее колесо F_1 , ширина колеса b_2 на выходе, диаметры – D_0 , D_{cp} , D_1 , D_2 .

На рис. 8.17, 8.18 показано меридиональное сечение колеса центробежного компрессора. Контур втулки ВНА и прямолинейная часть внутренней стенки колеса сопряжены окружностью с радиусом R_{m0} в точках А и В:

$$R_{m0} = \frac{D_2 \left[x - \left(1 - \frac{D_B}{D_2} \right) \frac{\operatorname{tg} \Theta_2}{2} - \frac{\Delta_2}{D_2} \right]}{1 - \sin \Theta_1},$$

где $x = \frac{S_2}{D_2} = 0,15 \dots 0,20$; S_2 - осевой размер колеса;

$\frac{\Delta_2}{D_2} = 0,0075 \dots 0,010$ - относительная толщина диска;

$\Theta_2 = 5 \dots 7^\circ$ угол уширения внутренней стенки диска (из прочностных соображений);

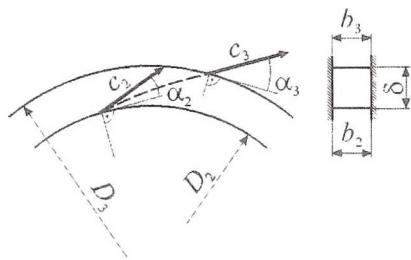
$\Theta_1 = 10 \dots 20^\circ$ - угол наклона внутренней стенки ВНА;

$$\frac{D_B}{D_2} = 0,75 \dots 0,85.$$

Если принять $x = 0,20$; $\frac{D_B}{D_2} = 0,75$; $\frac{\Delta_2}{D_2} = 0,010$; $\Theta_1 = 15^\circ$;

$\Theta_2 = 7^\circ$; то $R_{m0} = 0,236 \cdot D_2 \approx 1,18 \cdot S_2$.

Внешний контур канала можно получить, если провести ряд вспомогательных окружностей, касательных к внутреннему и внешнему контурам, при плавном изменении диаметров окружностей от входа к выходу (рис. 8.18).



Р и с. 8.19. Схема щелевого диффузора

Расчёт щелевого диффузора

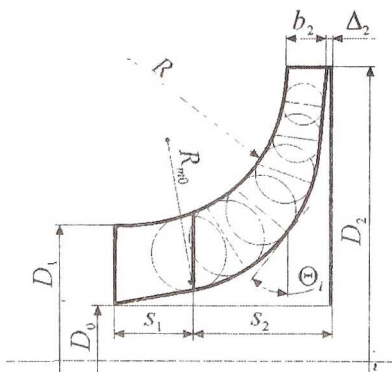
Щелевой (безлопаточный) диффузор ЦБК предназначается для преобразования кинетической энергии потока воздуха, выходящего из рабочего колеса, в потенциальную энергию давления и снижения скорости потока λ_3 , обтекающего лопатки лопаточного диффузора. Щелевой диффузор представляет конструктивно необходимый зазор между рабочим колесом и лопаточным диффузором, имеет форму кольцевой щели, образованной плоскими стенками корпуса компрессора, расположенными параллельно, либо под некоторым малым ($3 \dots 5^\circ$) углом.

1. Выбирается радиальный щелевой зазор:

$$\frac{\delta}{D_2} = \frac{D_3 - D_2}{2 D_2} = 0,05 \dots 0,12,$$

$$D_3 = D_2 + 2 \delta.$$

В выполненных конструкциях $\delta = 10 \dots 30$ мм.



Р и с. 8.18. Схема меридионального сечения каналов колеса

2. Если не учитывать силы трения (что допустимо вследствие малой длины щелевого диффузора), то частицы воздуха движутся в диффузоре по логарифмической спирали, и угол между касательной к траектории и окружным направлением не изменяется по радиусу (рис. 8.19),

$$\alpha_3 = \alpha_2 = \text{const}; \alpha = \text{arctg} \frac{c_{2r}}{c_{2u}}.$$

На расчётном режиме α_3 невелик, он равен $12 \dots 18^\circ$.

Исходя из постоянства угла α , изменение величины скорости воздуха в щелевом диффузоре можно определить из уравнения расхода (первое приближение: $\beta_3 = \beta_2$, $b_3 = b_2$):

$$c_3 = c_2 \frac{D_2}{D_3}; \lambda_3 = \frac{c_3}{18,3\sqrt{T_3^*}} \leq 1,15; T_3^* = T_2^*.$$

3. Ширина диффузора на выходе b_3 может быть: равна ширине на входе $b_3 = b_2$; больше ширины на входе $b_3 > b_2$ (при этом увеличивается возможность отрыва потока); $b_3 < b_2$ (угол сужения $3 \dots 6^\circ$).

4. Полное давление на выходе из щелевого диффузора определяется с помощью коэффициента восстановления полного давления σ [10]:

$$p_3^* = p_2^* \sigma;$$

$$\sigma = 1 - \frac{k}{k-1} \xi \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_2^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda_2^2.$$

Для воздуха (при $k = 1,4$)

$$\sigma = 1 - 0,583 \xi (1 - 0,167 \cdot \lambda_2^2)^{2,5} \lambda_2^2.$$

Для щелевого диффузора $\xi \approx 0,08 \dots 0,12$.

Расчёт лопаточного диффузора

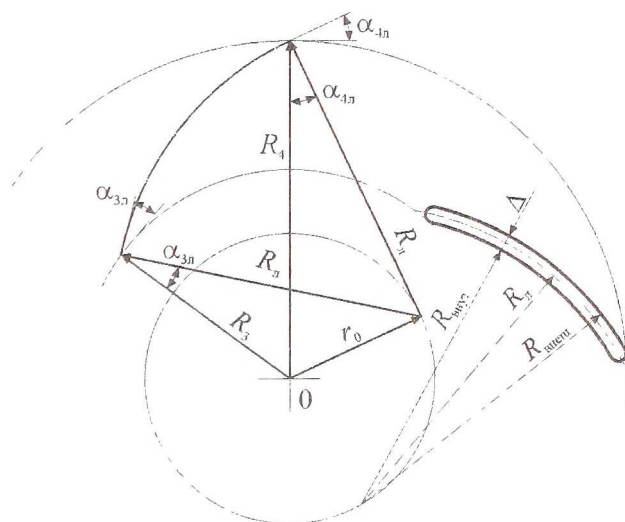
Лопаточный диффузор предназначен для дальнейшего преобразования запасённой в рабочем колесе кинетической энергии в статическое давление, снижения скорости потока и подвода его к выходному устройству. Он представляет кольцевую диффузорную решётку профилей, вследствие воздействия которой на поток скорость уменьшается интенсивнее, чем в щелевом диффузоре.

1. При кинематическом расчёте лопаточного диффузора выбираются следующие геометрические параметры (рис. 8.20):

Диаметр на выходе из диффузора - D_4 .

При этом $\frac{D_4}{D_3} = 1,25 \dots 1,35$.

Ширина канала b_4 на выходе из диффузора, обычно $b_3 > b_2$, где b_3 - определенная ранее ширина щелевого участка диф-



Р и с. 8.20. Схема лопаточного диффузора

фузора.

Конструктивный угол на входе $\alpha_{3л} = \alpha_3 - i$, где угол α_3 был определен ранее, угол атаки $i = 0 \dots -2^\circ$.

Конструктивный угол на выходе $\alpha_{4л} = \alpha_4 + \delta$, где $\alpha_4 = 20 \dots 30^\circ$, $\delta = 2 \dots 3^\circ$.

Число лопаток диффузора [3] $z_\delta = 9 \dots 25$.

Во избежание усиления пульсаций потока в диффузоре z_δ не должно быть кратным числу лопаток РК.

Отношение проходных сечений в диффузоре без учёта толщины лопаток

$$\bar{f} = \frac{F_4}{F_3} = \frac{D_4 b_4 \sin \alpha_4}{D_3 b_3 \sin \alpha_3}.$$

Обычно $\bar{f} = 2 \dots 2,5$.

2. Определяются кинематические параметры потока:

Средний угол расширения диффузора [3]

$$\Theta_{\text{ср}} = \frac{\Theta_3 + \Theta_4}{2} \leq 8 \dots 10^\circ.$$

Здесь

$$\Theta_3 = \frac{2\pi}{z g} \left(1 - \frac{R_3}{R_l} \cos \alpha_{3к} \right); \quad \Theta_4 = \frac{2\pi}{z g} \left(1 - \frac{R_4}{R_l} \cos \alpha_{4к} \right);$$

$$R_l = \frac{R_4^2 - R_3^2}{2 (R_4 \cos \alpha_{4л} - R_3 \cos \alpha_{3л})}.$$

Коэффициент восстановления полного давления

$$\sigma_o = \frac{p_4^*}{p_3^*} = 1 - \frac{k}{k-1} \xi_o \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_3^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda_3^2,$$

где $\xi_o = f(\lambda_3, \Theta_{\text{ср}}, \bar{f})$ определяется по рис. 8.21.

Тогда полное давление на выходе из диффузора

$$p_4^* = p_3^* \sigma_o.$$

Газодинамическая функция

$$q(\lambda_4) = \frac{G_B \sqrt{T_4^*}}{0,404 p_4^* F_4 \sin \alpha_4},$$

где $T_4^* = T_3^* = T_2^*$; $F_4 = \pi D_4 b_4$.

По $q(\lambda_4)$ из таблиц газодинамических функций находим λ_4 и $\varepsilon(\lambda_4)$.

Скорость потока

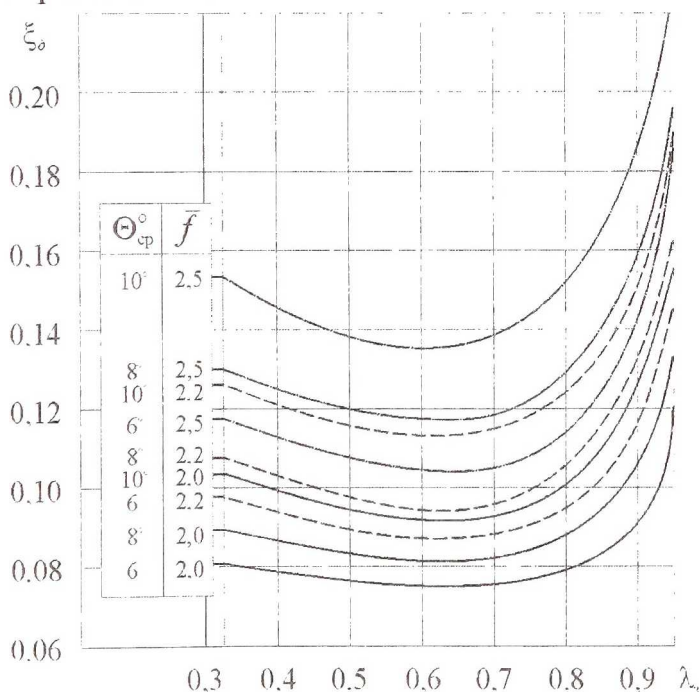


Рис. 8.21 Графики зависимости $\xi_o = f(\lambda_3, \Theta_{\text{ср}}, \bar{f})$

$$c_4 = \lambda_4 \cdot 18.3 \sqrt{T_4^*}$$

и её проекции $c_{4r} = c_4 \sin \alpha_4$; $c_{4u} = c_4 \cos \alpha_4$.

Плотность воздуха на выходе из диффузора

$$\rho_4 = \rho_4^* \varepsilon(\lambda_4) = \frac{p_4^*}{RT_4^*} \varepsilon(\lambda_4).$$

Далее строится треугольник скоростей.

3. Профилирование лопаток диффузора.

Обычно лопатки диффузора проектируются постоянной толщины и очерчиваются одной или несколькими окружностями.

При построении лопаток, очерченных одной окружностью, радиус средней линии профиля лопатки принимается равным радиусу R_1 , а центры окружностей, описывающие средние линии лопаток, находятся на окружности радиуса r_0 (см. рис. 8.20), который определяется по формуле

$$r_0 = \sqrt{R_3^2 + R_{\text{л}}^2 - 2R_3R_{\text{л}} \cos \alpha_{3\text{л}}} = \sqrt{R_4^2 + R_{\text{л}}^2 - 2R_4R_{\text{л}} \cos \alpha_{4\text{л}}}.$$

Разделив окружность с радиусом r_0 на z_d равных частей, из каждой точки деления радиусом $R_{\text{л}}$ очерчиваются средние линии профилей всех лопаток диффузора.

Внешняя и внутренняя поверхности лопаток очерчиваются из тех же центров соответственно радиусами $R_{\text{внш}} = R_{\text{л}} - \frac{\Delta}{2}$ и

$R_{\text{внт}} = R_{\text{л}} + \frac{\Delta}{2}$, где Δ - толщина лопатки.

Меридиональной составляющей скорости c_m пренебрегаем.

Плотность воздуха принимаем постоянной $\rho = \rho_4 = const$.

Для улитки произвольного поперечного сечения имеем

$$G_\varphi = G \frac{\varphi^0}{360} = (c_{4u} r_4) \rho_4 \int_{r_4}^{r_5} \frac{b}{r} dr \quad (1)$$

Для улитки круглого сечения (см. рис. 8.22) после интегрирования выражения $\int \frac{b}{r} dr$ получим:

$$\varphi = \frac{720 (c_{4u} r_4) \pi \rho_4}{G} \left[r' - \sqrt{(r')^2 - R_\varphi^2} \right] \quad (2)$$

Решая последнее уравнение относительно R_φ и имея в виду, что $r' = r_4 + R_\varphi$, получим

$$R_\varphi = \frac{\varphi}{c} + \sqrt{\frac{2 r_4 \varphi}{c}},$$

где $c = \frac{720 (c_{4u} r_4) \pi \rho_4}{G}$.

Интегрирование уравнения (1) возможно для улиток простейших форм поперечного сечения (круг, трапеция, прямоугольник). Для улиток с произвольной формой поперечного сечения

интеграл $\int_{r_4}^{r_5} \frac{b}{r} dr$ вычисляется графически. При этом вы-

черчивается график зависимости $\frac{b}{r} = f(r)$ и определяется пло-

щадь под кривой в интервале от r_4 до r_5 .

Так как число λ_4 в улитке мало ($\lambda_4 \leq 0,3$), то потерями можно пренебречь. Тогда давление на выходе из компрессора

$$p_5^* = p_4^*.$$

Степень повышения давления в компрессоре

$$\pi_k^* = \frac{p_5^*}{p_H^*} = \frac{p_4^*}{p_1^*}.$$

Потери можно определить по формуле

$$\Delta p = \xi \frac{\rho_4 c_4^2}{2},$$

где $\xi = 0,006 \dots 0,015$, $p_5 = p_4 - \Delta p$.

Выходные патрубки

Выходные патрубки применяются в том случае, когда двигатель имеет индивидуальные камеры сгорания (рис. 8.23).

Профилирование выходных патрубков производится аналогично профилированию улитки.

Скорость на выходе из патрубков $c_5 = 90 \dots 140$ м/с.

Потери $\Delta p^* = \xi \frac{\rho_4 c_4^2}{2}$, где $\xi = 0,005 \dots 0,075$.

$$p_k^* = p_4^* - \Delta p^* \text{ и } \pi_k^* = \frac{p_k^*}{p_1^*}.$$

Расчёт компрессора считается законченным, если в результате расчёта степень повышения давления в компрессоре получилась равной π_k^* , полученным в термодинамическом расчёте (или заданной π_k^*).

Расхождение не должно превышать 1%. При большей погрешности необходимо изменить потери в диффузоре и выходных устройствах.

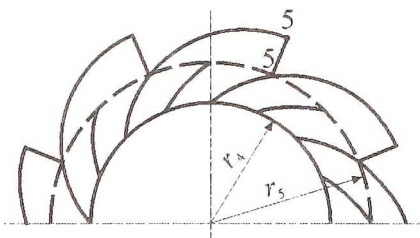


Рис. 8.23. Схема выходных патрубков

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

А. Рекомендуемой для самостоятельного углублённого изучения курса

1. Локай А.И., МаксUTOва М.К., Стрункин В.А. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов: Учебник для вузов. М.: Машиностроение, 1979. 447 с.
2. Нечаев Ю.Н. Теория авиационных газотурбинных двигателей: Учебник для вузов. М.: ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1990. 704 с.
3. Холщевников К.В., Емин О.Н., Митрохин В.Т. Теория и расчёт авиационных лопаточных машин: Учебник для вузов. М.: Машиностроение, 1986. 432 с.

Б. Необходимой для выполнения расчётов компрессоров и турбин при курсовом и дипломном проектировании

4. Кузьмичёв В.С., Трофимов А.А. Проектный расчёт основных параметров турбокомпрессора авиационного ГТД. Куйбышев: КуАИ, 1984. 77 с.
5. Локай В.И., Сальников Г.М. Термодинамический расчёт высокотемпературных охлаждаемых турбин авиационных ГТД. Казань: КАИ, 1980. 104 с.
6. Мамаев Б.И., Мусаткин Н.Ф., Аронов Б.М. Газодинамическое проектирование осевых турбин авиационных ГТД. Куйбышев: КуАИ, 1984. 70 с.
7. Стенькин Е.Д., Юрин А.В. Выбор основных параметров газодинамический расчёт осевого многоступенчатого компрессора авиационных газотурбинных двигателей. Куйбышев: КуАИ, 1984. 89 с.

8. Юрин А.В. Расчёт центробежного компрессора. Куйбышев: КуАИ, 1979. 28 с.

В. Использованной при написании учебника

9. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика, 4-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1976. 888 с.
10. Аронов Б.М., Жуковский М.И., Журавлёв В.А. Профилирование лопаток авиационных газовых турбин. М.: Машиностроение, 1978. 168 с.
11. Гостелюу Д. Аэродинамика решёток турбомашин/ Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 392 с.
12. Диксон С.Л. Механика жидкости и газов. Термодинамика турбомашин/ Пер. с англ. М.: Машиностроение, 1981. 213 с.
13. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия 1974. 592 с.
14. Кириллов И.И. Теория турбомашин. Л.: Машиностроение, 1972. 536 с.
15. Лукачёв В.П., Кулагин В.В. Теория ВРД (Основные закономерности рабочего процесса газотурбинных двигателей). Куйбышев: КуАИ, 1987. 227 с.
16. Нечаев Ю.Н., Федоров Р.М. Теория авиационных газотурбинных двигателей. Ч. 1: Учебник для вузов. М.: Машиностроение, 1977. 312 с.
17. Овсянников Б.В., Боровский Б.И. Теория и расчёт агрегатов питания ЖРД: Учебник для вузов, 2-е изд. М.: Машиностроение, 1979. 344 с.
18. Пономарев Б.А. Настоящее и будущее авиационных двигателей. М.: Воениздат, 1982. 240 с.
19. Ржавин Ю.А. Осевые и центробежные компрессоры двигателей летательных аппаратов: Учебник для вузов. М.: Издательство МАИ, 1995. 334 с.

20. Теплотехника/ Под ред. д.т.н., проф. Матвеева Г.А. М.:
Высшая школа, 1981. 480 с.



БЕЛОУСОВ

Александр Николаевич

родился 23 ноября 1948 года.

В 1972 окончил Куйбышевский авиационный институт имени академика С.П. Королёва.

Учёная степень кандидата технических наук присуждена в 1978 году; учёное звание доцента присвоено в 1983 году.

С 1999 года – Депутат Государственной Думы Федерального Собрания РФ. Действительный член Академии проблем качества Российской Федерации, член - корреспондент Академии космонавтики им К.Э. Циолковского.

Доцент кафедры теории двигателей летательных аппаратов Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва. Стаж научно-педагогической работы в ВУЗе – более 30 лет.

Читает лекционные курсы:

- Теория и расчёт лопаточных машин авиационных двигателей,
- Испытание авиационных двигателей.

Имеет более 80 научных работ и публикаций, около 15 учебно-методических пособий, 11 изобретений.

Область научных интересов: рабочие процессы в газотурбинных двигателях.



МУСАТКИН

Николай Фёдорович

родился 2 сентября 1946 года.

В 1970 окончил Куйбышевский авиационный институт имени академика С.П. Королёва.

Учёная степень кандидата технических наук присуждена в 1978 году; учёное звание доцента присвоено в 1983 году.

Доцент кафедры теории двигателей летательных аппаратов Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва. Стаж научно-педагогической работы в высшем учебном заведении составляет 30 лет.

Читает лекционные курсы:

- Теория и расчёт авиационных двигателей.
- Теория и расчёт агрегатов подачи ЖРД.
- Теория и расчёт лопаточных машин.

Имеет 119 публикаций, из них 37 учебно-методических и 82 научных работы, в том числе 24 изобретения, используемых в педагогической практике.

Область научных интересов: рабочие процессы в малоразмерных осевых и радиальных лопаточных машинах.



РАДЬКО

Владислав Михайлович

родился 26 января 1969 года.

В 1994 окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва. Учёная степень кандидата технических наук присуждена в 1997 году, учёное звание доцента присвоено в 2003 году.

Доцент кафедры теории двигателей летательных аппаратов СГАУ. Стаж научно-педагогической работы в высшем учебном заведении составляет 8 лет.

Читает лекционные курсы:

- Теория авиационных двигателей.
- Теория и расчёт авиационных двигателей и энергетических установок.
- Теория и расчёт лопаточных машин.

Имеет 15 публикаций, из них 2 учебно-методических и 13 научных работ, используемых в педагогической практике.

Область научных интересов: рабочие процессы в малоразмерных осевых и радиальных лопаточных машинах.

Учебное издание

**Белоусов Александр Николаевич
Мусаткин Николай Федорович
Радько Владислав Михайлович**

**ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АВИАЦИОННЫХ
ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН**

Учебник

*Допущено Министерством образования Российской Федерации
в качестве учебника для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению «Авиа- и ракетостроение» и
специальности «Авиационные двигатели и энергетические
установки»*

В авторской редакции

Издание 2-ое, исправленное и дополненное

Компьютерная верстка и корректура В.М. Радько