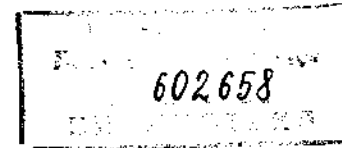


В.Д.Венедиктов

В 291

ГАЗО-
ДИНАМИКА
ОХЛАЖДАЕМЫХ
ТУРБИН

602658



Москва
• Машиностроение •
1990

5
6
11
11
17
22
26
26
28
38
45
50
50
51
58
60
67
67
79
77
35
18
18
15
12
3
3
1
3

ББК 39,55-01
В29
УДК 621.438:621.565.945

Рецензент В. И. Локай

Венедиктов В. Д.

В 29 Газодинамика охлаждаемых турбин. М.: Машиностроение, 1990.
240 с.: ил.

ISBN 5-217-00809-1

Рассмотрены газодинамические особенности высокотемпературных охлаждаемых газовых турбин и методика их расчета. Приведены методы оценки потерь, связанных с конвективным или заградительным охлаждением лопаточных аппаратов. Описаны особенности работы и методы оптимизации трансзвуковых охлаждаемых решеток. Большое внимание уделено особенностям экспериментального исследования охлаждаемых решеток и турбин.

Для инженерно-технических работников авиационной промышленности.

В 2785140400-004 84-90
0.38(01)-90

ББК 39,55-01

Производственное издание

Владимир Дмитриевич Венедиктов

ГАЗОДИНАМИКА ОХЛАЖДАЕМЫХ ТУРБИН

Редактор Л. Г. Грановская
Художественный редактор В. В. Лебедев
Обложка художника В. А. Галкина
Технический редактор Е. Е. Бородкина
Корректор И. М. Борейша

ИБ 6064

Сдано в набор 17.02.89. Подписано в печать 14.05.90. Т-01794. Формат 60x86¹/₁₆. Бумага офсетная № 2. Гарнитура Пресс Роман. Печать офсетная. Усл. печ. л. 14,7. Усл. кр.-отт. 14,7. Уч.-изд. л. 15,97. Тираж 1500 экз. Зак. 5183. Цена 1 р. 10 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Машиностроение»,
107076, Москва, Стремянский пер., 4

Барановичская укрупненная типография, 225320, Барановичи, Советская, 80.

ISBN 5-217-00809-1

© В. Д. Венедиктов, 1990

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Введение	6
ГЛАВА 1. ОЦЕНКА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОХЛАЖДАЕМЫХ ТУРБИН И РЕШЕТОК	11
1.1. ОХЛАЖДАЕМЫЕ ТУРБИНЫ	11
1.2. ОХЛАЖДАЕМЫЕ РЕШЕТКИ	17
1.3. НВОХЛАЖДАЕМЫЕ РЕШЕТКИ	22
ГЛАВА 2. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ПОТЕРЯМ В РЕШЕТКАХ ОСЕВЫХ ГАЗОВЫХ ТУРБИН	26
2.1. ПОДХОД К ОБОБЩЕНИЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ	26
2.2. ВЫБОР ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО ПРОФИЛЬНЫМ ПОТЕРЯМ	28
2.3. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ПРОФИЛЬНЫМ ПОТЕРЯМ	38
2.4. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ВЛИЯНИЮ УГЛА АТАКИ НА ПРОФИЛЬНЫЕ ПОТЕРИ	45
ГЛАВА 3. ОПТИМИЗАЦИЯ ТУРБИНЫХ РЕШЕТОК ПО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ	50
3.1. ПОВЫШЕНИЕ ДОСТОВЕРНОСТИ ПРОГНОЗА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕШЕТОК	50
3.2. ОСОБЕННОСТИ ОПТИМИЗАЦИИ И ПРОЕКТИРОВАНИЯ ТУРБИНЫХ РЕШЕТОК	51
3.3. ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ СПИНКИ ПРОФИЛЯ ПО СТЕПЕНИ ПЕРЕРАСШИРЕНИЯ ПОТОКА В КОСОМ СРЕЗЕ	58
3.4. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ ОПТИМИЗАЦИИ РЕШЕТОК	60
ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕШЕТОК	67
4.1. ПОДХОД К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ ИССЛЕДОВАНИЮ	67
4.2. ОСОБЕННОСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСЗВУКОВЫХ ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕШЕТОК	69
4.3. ОСРЕДНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ЗА ТУРБИНОЙ РЕШЕТКОЙ	77
4.4. ОСОБЕННОСТИ ИСПЫТАНИЯ КОЛЬЦЕВЫХ И СЕКТОРНЫХ РЕШЕТОК	85
ГЛАВА 5. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСЗВУКОВЫХ РЕШЕТОК	88
5.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДАВЛЕНИЯ ЗА ВЫХОДНЫМИ КРОМКАМИ ЛОПАТОК	88
5.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСЗВУКОВЫХ РЕШЕТОК ($\lambda_{2эл} = 0,9 \dots 1,25$)	95
5.3. СОПЛОВЫЕ РЕШЕТКИ НА СВЕРХЗВУКОВЫХ РЕЖИМАХ ($\lambda_{2эл} = 1,1 \dots 1,4$)	102
ГЛАВА 6. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТОК	109
6.1. ИССЛЕДОВАНИЕ СЕКТОРНОЙ СОПЛОВОЙ РЕШЕТКИ	109
6.2. ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЬЦЕВОГО СОПЛОВОГО АППАРАТА	114

6.3. РАСХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНСЗВУКОВЫХ СОПЛОВЫХ АППАРАТОВ.....	117
6.4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЯМОЙ РЕШЕТКИ С ОДНОСТОРОННИМ ПОДЖАТИЕМ.....	124
ГЛАВА 7. РЕШЕТКИ С ВНУТРЕННИМ КОНВЕКТИВНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ.....	132
7.1. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПРОФИЛЯ И РАСПОЛОЖЕНИЯ ЩЕЛЕЙ НА КОЭФФИЦИЕНТ СКОРОСТИ φ_0 (ПРИ $C_{\Sigma} = 0$).....	133
7.2. ОЦЕНКА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ, СВЯЗАННЫХ С ОХЛАЖДЕНИЕМ И ВЫПУСКОМ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ЩЕЛИ В ВЫХОДНЫХ КРОМКАХ.....	134
7.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОК ПРИ ВЫПУСКЕ ВОЗДУХА ИЗ ВЫХОДНЫХ КРОМОК.....	141
7.4. ВЫПУСК ВОЗДУХА НА КОРЫТЦЕ ИЛИ СПИНКУ ЛОПАТОК.....	148
7.5. СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОК ПРИ ВЫПУСКЕ ВОЗДУХА ИЗ ВЫХОДНЫХ КРОМОК ИЛИ НА КОРЫТЦЕ ЛОПАТОК.....	153
ГЛАВА 8. РЕШЕТКИ С ЗАГРАДИТЕЛЬНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ.....	157
8.1. ОЦЕНКА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ ПРИ ВЫПУСКЕ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ ОБОЛОЧКУ ЛОПАТОК.....	158
8.2. ОЦЕНКА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕШЕТОК ПРИ ВЫПУСКЕ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ПЕРФОРАЦИЮ.....	161
8.3. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОК С ВЫПУСКОМ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ ОБОЛОЧКУ ЛОПАТОК.....	168
8.4. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОК С ВЫПУСКОМ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ПЕРФОРАЦИЮ.....	174
8.5. ВЫПУСК ВОЗДУХА НА ТОРЦЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ МЕЖЛОПАТОЧНОГО КАНАЛА.....	188
ГЛАВА 9. ОХЛАЖДАЕМЫЕ ТУРБИНЫ.....	195
9.1. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ И КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ОХЛАЖДАЕМЫХ ТУРБИН.....	195
9.2. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МАЛЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ПРИ АНАЛИЗЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОХЛАЖДАЕМЫХ ТУРБИН.....	204
9.3. ТУРБИНА С ОХЛАЖДАЕМЫМ СОПЛОВЫМ АППАРАТОМ.....	206
9.4. ВЫПУСК ВОЗДУХА ИЗ ВЫХОДНЫХ КРОМОК РАБОЧИХ ЛОПАТОК.....	217
9.5. ВЫПУСК ВОЗДУХА В РАДИАЛЬНЫЙ ЗАЗОР ИЗ РАБОЧИХ ЛОПАТОК.....	220
9.6. ВЫПУСК ВОЗДУХА В ОСЕВОЙ ЗАЗОР СТУПЕНИ.....	226
9.7. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ОХЛАЖДАЕМОЙ ТУРБИНЫ.....	232
Список литературы.....	239

Предисловие

Улучшение параметров термодинамического цикла с целью увеличения удельной и суммарной мощности двигателя, а также его КПД является главным направлением в развитии авиационного, транспортного и стационарного двигателестроения. Характерными газодинамическими особенностями турбин в современных высокотемпературных двигателях являются:

значительные теплоперепады и, как следствие, — высокие трансзвуковые скорости на выходе из лопаточных аппаратов;

повышенная температурная и динамическая неоднородность, а также пространственный характер течения в проточной части;

наличие охлаждения элементов статора и ротора с выпуском (и подтеканиями) охлаждающего воздуха в проточную часть.

Все эти особенности могут приводить к значительному снижению КПД охлаждаемой турбины (что уменьшает положительные эффекты от применения высокой температуры газа). Именно эти три направления в газодинамике охлаждаемых турбин и рассматриваются в настоящей книге.

Книга не претендует на исчерпывающий анализ всех аспектов газодинамического исследования и совершенствования охлаждаемых турбин. Тем не менее, автор надеется, что она принесет пользу инженерам-расчетчикам и проектировщикам газовых турбин. Возможно книга послужит импульсом к дальнейшему развитию исследований в этой важной области современного газотурбостроения.

Сердечную благодарность автор приносит А. В. Грановскому, А. М. Карелину и А. Н. Колесову за многолетнее плодотворное сотрудничество и творческое участие в разработке проблем, затронутых в этой книге. Автор признателен проф. К. М. Попову за ряд полезных замечаний, сделанных при обсуждении основных результатов работы. Автор благодарит также д-ра техн. наук В. И. Локая, замечания которого в немалой степени способствовали улучшению книги.

ВВЕДЕНИЕ

Повышение температуры газа перед турбиной $T_{г0}^*$ при одновременном увеличении степени сжатия в компрессоре π_k приводит к улучшению параметров авиационных ГТД (тяги, удельного веса, экономичности), однако требует применения интенсивного охлаждения элементов проточной части турбины. В настоящее время применяется в основном открытое воздушное охлаждение, когда охлаждающий воздух выпускается из охлаждаемых элементов в проточную часть. В современных авиационных ГТД уровень $T_{г0}$ достигает 1600...1700 К, при этом расход охлаждающего воздуха, отбираемого в основном из-за компрессора, на первую ступень турбины может составлять $\bar{G}_в = 0,1...0,15$.

Применение воздушного охлаждения элементов турбины приводит к снижению ее газодинамической эффективности. В современных охлаждаемых одноступенчатых турбинах высокого давления (ТВД) первичный КПД по заторможенным параметрам (см. гл. 1) $\eta_{п}^* = 0,86...0,90$, что значительно меньше достигнутых значений КПД неохлаждаемых турбин ($\eta_{неохл}^* = 0,92...0,93$). Снижение КПД охлаждаемых турбин определяется следующими причинами.

1. Стремление сократить число охлаждаемых венцов привело к увеличению срабатываемых в ступени теплоперепадов и, как следствие, к значительному повышению уровня скоростей в лопаточных аппаратах (до $\lambda_{с1 ад} = 1,1...1,4$ и $\lambda_{с2 ад} = 0,9...1,2$).

2. Форма проточной части современных охлаждаемых турбин ухудшилась. Это связано с применением толстых профилей (из-за необходимости размещения охлаждающих каналов), имеющих толстые входные и выходные кромки. Из-за повышенных значений π_k относительная длина лопаток в турбинах высокого давления значительно уменьшилась, а в турбинах низкого давления (ТНД) появилось меридиональное раскрытие проточной части. Все это привело к заметному возрастанию профильных и вторичных (концевых) потерь.

3. Выпуск охлаждающего воздуха и, главное, утечки его в проточную часть приводят к появлению дополнительных потерь (в частности, на смещение). В особенности вредными являются выпуск и подтекания на полках сопловых лопаток, а также в осевом зазоре между сопловым аппаратом и рабочим колесом на внутреннем диаметре, где снижение КПД может составлять $\delta\eta_{п}^* = (0,8...1,2) \bar{G}_в$. Гидравлические потери в системе охлаждения также способствуют снижению КПД турбины.

4. В современных охлаждаемых турбинах значительно возросли уровень турбулентности, а также термическая и динамическая неоднородность потока (что связано с охлаждением лопаточных аппаратов и корпусов, а также с применением сверхзвуковых скоростей на выходе из решеток). Это привело к увеличению нестационарности в проточной части и к заметному увеличению профильных и вторичных потерь.

5. Наконец, снижению КПД охлаждаемых турбин способствовали ухудшение кинематических параметров, отказ в ряде случаев от применения бандажных полок на рабочих лопатках и др.

Открытое воздушное охлаждение лопаток с выпуском воздуха в выходную кромку применялось уже в 1946...1947 гг. на двигателе проф. В. В. Уварова. Турбина двигателя работала при начальной температуре газа $T_{г0}^* = 1500$ К.

Исследование теплообмена в охлаждаемых элементах турбины интенсивно проводилось в нашей стране, начиная с 50-х годов, под руководством В. В. Уварова, К. М. Попова, В. И. Локая, Л. М. Зысиной-Моложен, Е. П. Дыбана, С. З. Копелева и др. Эти исследования составили необходимый научный задел и обеспечили в дальнейшем быстрое внедрение в авиадвигателестроение охлаждаемых турбин с температурой газа до 1600 К. Значительно меньше внимания уделялось исследованиям газодинамики охлаждаемых турбин.

В последнее десятилетие в связи с широким внедрением охлаждаемых турбин в авиадвигателестроение количество исследований теплообмена и газодинамики в элементах турбины значительно возросло. Крупные вклады в теорию и практику высокотемпературного газотурбостроения сделаны коллективами исследователей под руководством Н. Д. Кузнецова, А. М. Люльки, С. П. Изотова, П. А. Соловьева и др.

Исследования теплообмена и газодинамики охлаждаемых турбин активно ведутся в МАИ под руководством С. М. Шляхтенко и О. Н. Емина, в КАИ под руководством В. И. Локая, в МЭИ под руководством М. Е. Дейча, в МВТУ под руководством А. И. Леонтьева. Аналогичные исследования широко проводятся также за рубежом. В первую очередь здесь следует отметить работы Х. Праста, К. Сивердинга, И. Хартсела, Л. Голдмана, В. Табакоффа, Ф. Бэйли, С. Мустафы и др.

Анализ опубликованных работ показывает, что тепловые аспекты проблемы (системы воздушного охлаждения; теплообмен и способы его интенсификации в охлаждающих каналах, в том числе в поле центробежных сил; определение температурного поля в охлаждаемой лопатке и др.) разработаны значительно глубже, чем ее газодинамические аспекты. Это связано, в частности, с более ранним развертыванием исследований теплопередачи, охлаждения и пр. (которые в ряде случаев могли проводиться на упрощенных моделях). В настоящее время первостепенное значение приобрели вопросы, связанные с повышением газодинамической эффективности охлаждаемых турбин, поскольку турбина в значительной степени определяет топливную экономичность двигателя.

Систематические испытания турбинных решеток проводились в различных организациях с 50-х годов под руководством Г. Ю. Степанова, В. Х. Абганца, М. Е. Дейча и др. В основном исследовались дозвуковые ($\lambda_{2ад} = 0,7...0,9$) или сверхзвуковые ($\lambda_{2ад} > 1,2...1,3$) решетки. Проводилось обобщение экспериментальных данных в зависимости от углов решетки на входе $\beta_{1к}$ и выходе $\beta_{2ф}$, относительной толщины выходной кромки d_2 , числа Re и др.

В настоящей книге для удобства сопоставления все геометрические параметры решеток как правило даются в безразмерном виде: все линейные размеры отнесены к хорде профиля l (черточку над безразмерным линейным параметром будем опускать); толщина выходной кромки d_2 отнесена к размеру выходного сечения a_2 . При расчетном анализе явле-

ний, связанных с охлаждением и выпуском воздуха, выравниванием параметров неоднородного потока за решеткой и пр., будем преимущественно использовать обозначения, принятые для сопловых решеток; при изложении результатов экспериментального исследования в основном будем применять обозначения, принятые для рабочих решеток.

На основании обобщения экспериментальных данных В. И. Дышлевским была предложена формула для оценки оптимального шага дозвуковой решетки $t_{\text{опт}}(\beta_{1к}; \beta_{2\text{эф}}; c_{\text{max}})$, получившая широкое распространение в промышленности. В работах А. Г. Клебанова и Б. И. Мамаева величина $t_{\text{опт}}$ определялась с учетом параметров $\beta_{1к}; \beta_{2\text{эф}}; \bar{d}_2$ и $\lambda_{2\text{ад}}$. Рядом исследователей рассматривались дополнительные потери в решетках, работающих при угле атаки на входе. Однако экспериментальных данных по потерям в трансзвуковых решетках ($\lambda_{2\text{ад}} = 0,9...1,3$) было недостаточно.

Работа решеток в трансзвуковом диапазоне скоростей характеризуется повышенным уровнем профильных потерь, что связано с дополнительными потерями в скачках уплотнения, а также из-за возможного отрыва потока на спинке профиля под действием скачка уплотнения. Из-за образования системы кромочных скачков, уходящих вниз по течению, поток газа за трансзвуковой решеткой имеет по фронту высокую степень неравномерности.

Экспериментальные исследования трансзвуковых и сверхзвуковых решеток паровых и газовых турбин проводятся в МЭИ, ХПИ, ЦКТИ, а также за рубежом [9, 14, 21]. В этих работах предлагается при $\lambda_{2\text{ад}} < 0,9...0,95$ применять профили с повышенным углом отгиба; при $\lambda_{2\text{ад}} = 0,95...1,1$ – профили с прямолинейной спинкой в косом срезе (угол отгиба $\delta = 0$); при $\lambda_{2\text{ад}} > 1,25$ – профили с вогнутой спинкой в косом срезе ($\delta < 0$). Эти рекомендации относятся к решеткам с относительно тонкими выходными кромками лопаток ($\bar{d}_2 = 0,05...0,1$). Для современных трансзвуковых решеток с толстыми выходными кромками ($\bar{d}_2 = 0,1...0,2$), согласно данным [5], рекомендуется при $\lambda_{2\text{ад}} = 0,9...1,2$ применять профили с углом отгиба $\delta = 10...5^\circ$; при $\lambda_{2\text{ад}} = 1,2...1,45$ – с углом отгиба $\delta = 5...0^\circ$; и лишь при $\lambda_{2\text{ад}} > 1,5$ – профили с вогнутой спинкой в косом срезе.

Конечно, угол отгиба δ не является универсальным формпараметром решетки. Исследования показывают, что характер течения потока в трансзвуковой решетке и уровень профильных потерь во многом определяются всей формой межлопаточных каналов (включая толщину и форму выходных кромок) и в особенности – распределением кривизны спинки по ее длине. При этом на потери в трансзвуковых решетках оказывает сильное влияние существенно большее количество геометрических параметров, чем это имело место в дозвуковых решетках.

Газодинамические исследования охлаждаемых турбин и решеток при их конвективном и заградительном охлаждении и различных способах выпуска воздуха в проточную часть интенсивно проводятся как у нас в стране, так и за рубежом [7, 8, 26, 29, 31]. Большое число публикаций было посвящено определению понятий КПД охлаждаемых решеток и турбин, методам проведения их газодинамического исследования и обобщения экспериментальных данных [13, 27, 34].

Анализ выполненных конструкций показывает, что в современных

высоконагруженных охлаждаемых турбинах, имеющих как правило малое число ступеней и небольшие относительные размеры проточной части, решающее влияние на уровень КПД оказывает газодинамическая эффективность охлаждаемых лопаточных аппаратов. До последнего времени отсутствовали достоверные методы их оптимального проектирования. Создание таких методов возможно только при успешном решении следующих задач.

1. Разработка уточненных методов оценки газодинамической эффективности высоконагруженных (трансзвуковых) решеток в зависимости от их геометрии и режима работы.

2. Проведение исследований и разработка методов оценки дополнительных потерь, связанных с охлаждением и выпуском воздуха в проточную часть.

3. Разработка методов и алгоритмов оптимизации и оптимального проектирования лопаточных аппаратов охлаждаемой турбины, в том числе с учетом пространственности течения.

При решении первой задачи, очевидно, необходимо использовать опыт, уже накопленный в газотурбостроении по теоретическому и экспериментальному исследованию решеток. Современные расчетные методы позволяют оценить лишь потери трения в решетке (через расчет картины течения и пограничного слоя). Достоверных методов расчета течения в вязком трансзвуковом несимметричном ближнем следе за кромкой и кромочных потерь – нет. Однако метод прогнозирования потерь в решетке в зависимости от ее формы и режима работы может быть разработан на основе обобщения накопленных и вновь получаемых экспериментальных данных современными методами регрессионного анализа. При этом потери, в частности профильные, рассматриваются как функция ряда ее геометрических параметров и режима работы, т. е.

$$\xi_{\text{пр}} = f(\beta_{1к}; \beta_{2\text{эф}}; c_{\text{max}}; t; \delta; d_1; \bar{d}_2; Y; \dots \lambda_{2\text{ад}}).$$

При решении второй задачи (об оценке дополнительных потерь, связанных с охлаждением и выпуском воздуха) из-за весьма большого количества определяющих параметров при ограниченном объеме накопленных экспериментальных данных более целесообразно использовать простейшие одномерные методы расчета с их корректировкой на основе экспериментальных исследований.

Решение третьей задачи – оптимального проектирования охлаждаемой решетки – следует проводить на основе одновременного использования различных моделей, в частности: статистических регрессионных моделей при оценке потерь в решетках; двумерных и трехмерных газодинамических моделей (расчетных методов) при анализе картины течения невязкого газа в плоской и пространственной трансзвуковой турбинной решетке; экспериментальных моделей (плоских и секторных решеток) для проверки прогнозируемой эффективности и корректирования формы ее окончательного варианта. Очевидно наиболее достоверными будут результаты, полученные (подтвержденные) при использовании различных моделей.

В последние годы интенсивное развитие и внедрение в практику

1.1. ОХЛАЖДАЕМЫЕ ТУРБИНЫ

Основные определения. Газодинамическая эффективность охлаждаемой турбины* наиболее полно характеризуется эффективным мощностным КПД и эффективным КПД по параметрам заторможенного потока

$$\eta_{эф} = \frac{N_T}{G_r H_{г.ад} + \sum_i G_{в.ад} H_{в.ад}^i} ; \quad (1.1)$$

$$\eta_{эф}^* = \frac{N_T}{G_r H_{г.ад}^* + \sum_i G_{в.ад}^i H_{в.ад}^{*i}} ; \quad (1.2)$$

где N_T — мощность турбины; G_r — расход газа, проходящего через камеру сгорания и первый сопловый аппарат турбины (основной поток); $G_{в.ад}^i$ — расход охлаждающего воздуха в i -м подводе к турбине; $H_{г.ад}$, $H_{в.ад}^i$, $H_{г.ад}^*$, $H_{в.ад}^{*i}$ — располагаемые энергии основного потока и охлаждающего воздуха, подсчитанные по их параметрам перед турбиной и соответственно среднему статическому p_2 или полному p_2 давлениям выровнявшегося потока за турбиной, т. е.

$$\begin{aligned} H_{г.ад} &= \frac{c_{г.ад}^2}{2} = c_{пг} T_{г0}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{г0}^*} \right)^{\frac{k_r-1}{k_r}} \right] ; \\ H_{в.ад}^i &= \frac{c_{в.ад}^2}{2} = c_{пв} T_{в0}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{в0}^*} \right)^{\frac{k_B-1}{k_B}} \right] ; \\ H_{г.ад}^* &= c_{пг} T_{г0}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{г0}^*} \right)^{\frac{k_r-1}{k_r}} \right] ; \\ H_{в.ад}^{*i} &= c_{пв} T_{в0}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{в0}^*} \right)^{\frac{k_B-1}{k_B}} \right] . \end{aligned} \quad (1.3)$$

При наличии перфорации или щелей для выпуска воздуха (отбираемого за компрессором) на входной части сопловых лопаток в качестве расхода и начальной температуры газа для однозначности будем принимать их осредненные значения в горловом сечении соплового аппарата

* Анализ газодинамических особенностей охлаждаемых турбин будем проводить, как правило, на примере одноступенчатой турбины.

проектирования газовых турбин получили численные методы, основанные на численном интегрировании уравнений газовой динамики [2, 19, 30, 33]. В первую очередь к ним следует отнести методы численного решения прямой задачи о двухмерном и трехмерном течениях идеального газа в трансзвуковой решетке, основанные на применении процесса установления по времени. При этом стационарная картина течения получается как асимптотический предел по времени решения системы уравнений, описывающих нестационарное течение. При решении задачи определяется детальная картина течения со скачками уплотнения (которые проявляются как зоны резкого изменения параметров) без их предварительного выделения.

Значение численных методов в практической газодинамике трудно переоценить. Использование мощных ЭВМ и современных методов и алгоритмов позволит в предстоящие годы проводить полные пространственные расчеты внутренней газодинамики как турбины, так и двигателя в целом. Тем не менее, фундаментальная роль экспериментальных исследований останется определяющей, как и в настоящее время. Действительно, после численного анализа вариантов и выбора оптимальной конструкции (или ее элемента) требуется обязательная проверка их прогнозируемых свойств в модельных или натуральных условиях. Поэтому только разумное сочетание численных и экспериментальных методов исследования может обеспечить наиболее значительный успех и в области газодинамических проблем высокотемпературных охлаждаемых газовых турбин.

Повышение КПД охлаждаемой турбины является сложной комплексной проблемой, для решения которой необходимо вести разработки в следующих направлениях:

совершенствование проточной части, оптимизация трансзвуковых решеток с учетом конструктивных ограничений и режима работы;

разработка рациональных методов пространственного профилирования лопаточных аппаратов (с целью уменьшения вторичных потерь и газодинамического согласования рабочего колеса и соплового аппарата);

совершенствование схем охлаждения и способов выпуска воздуха в проточную часть (направленное на уменьшение расхода охлаждающего воздуха, его располагаемой энергии и дополнительных потерь в зоне выпуска);

уменьшение утечек воздуха (путем уплотнения системы охлаждения, применения блочной конструкции сопловых аппаратов и др.), а также отключение системы охлаждения на пониженных режимах;

разработка конструктивных и технологических мероприятий, направленных на повышение эффективности ступени (регулирование радиальных зазоров, нанесение теплозащитных покрытий на лопаточные аппараты и др.).

Рассмотрим газодинамические аспекты проблемы разработки высокоэффективной охлаждаемой газовой турбины. Остановимся в первую очередь на способах оценки ее газодинамической эффективности.

$$G_r = G_{r0} + G_{вг}; \quad T_{гг}^* = T_{г0}^* \frac{1 + \bar{G}_{вг} \frac{T_{в0}^*}{c_{pв}}}{1 + \bar{G}_{вг} \frac{c_{pв}}{c_{pг}}}$$

где $G_{вг}$ – расход воздуха, выпускаемого до горлового сечения соплового аппарата.

Эффективные КПД охлаждаемой турбины $\eta_{эф}$ и $\eta_{эф}^*$ зависят от:

а) газодинамического совершенства проточной части турбины (т. е. от ее геометрических, газодинамических и кинематических параметров);

б) „внешних“ параметров системы охлаждения (т. е. размеров, формы и расположения отверстий или щелей для выпуска охлаждающего воздуха, его расхода, температуры и скорости выпуска);

в) совершенства „внутренних“ параметров системы охлаждения (которое можно характеризовать, в частности, величиной гидравлического сопротивления охлаждающих каналов).

Таким образом, эффективные КПД учитывают совершенство как проточной части турбины, так и системы охлаждения, т. е. наиболее полно характеризуют газодинамическое совершенство охлаждаемой турбины.

При отборе воздуха на охлаждение только из-за компрессора ($p_{в0} \approx p_{г0}$) располагаемая энергия, подведенная к охлаждаемой турбине и входящая в знаменатель выражений (1.1) и (1.2), с достаточной степенью точности равна располагаемой энергии смеси газа и охлаждающего воздуха при их смешении перед турбиной. Например, для располагаемых энергий по заторможенным параметрам

$$G_r H_{г,ад}^* + G_{в} H_{в,ад}^* \approx (G_r + G_{в}) H_{см,ад}^* \quad (1.4)$$

$$\text{где } H_{см,ад}^* = c_p T_{см}^* \left[1 - \left(\frac{p_2^*}{p_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]; \quad T_{см}^* = T_{г0}^* \frac{1 + \bar{G}_{в} \frac{T_{в0}^*}{c_{pв}}}{1 + \bar{G}_{в} \frac{c_{pв}}{c_{pг}}}$$

Таким образом, эффективные КПД $\eta_{эф}$ и $\eta_{эф}^*$ аналогичны обычным КПД η и η^* эквивалентной неохлаждаемой турбины, работающей на смеси газа и охлаждающего воздуха. Вследствие дополнительных термодинамических и газодинамических потерь в проточной части и в системе охлаждения $\eta_{эф} < \eta$, и $\eta_{эф}^* < \eta^*$.

Эффективные КПД охлаждаемой турбины (1.1) и (1.2) можно представить в виде

$$\eta_{эф} = k_n \eta_n; \quad (1.5)$$

$$\eta_{эф}^* = k_n^* \eta_n^*, \quad (1.6)$$

где η_n и η_n^* – первичные КПД – мощностной и по параметрам заторможенного потока, определяемые по формулам

$$\eta_n = \frac{N_t}{G_r H_{г,ад}}; \quad (1.7)$$

$$\eta_n^* = \frac{N_t}{G_r H_{г,ад}^*}, \quad (1.8)$$

где k_n и k_n^* – коэффициенты располагаемой энергии основного (первичного) потока, подсчитанные по статическому или полному давлению смеси за турбиной (характеризуют долю располагаемой энергии основного потока от всей энергии, подведенной к турбине), т. е.

$$k_n = \frac{G_r H_{г,ад}}{G_r H_{г,ад} + \sum_i G_{вi} H_{в,адi}} = \frac{1}{1 + \sum_i \bar{G}_{вi} \frac{H_{в,адi}}{H_{г,ад}}}; \quad (1.9)$$

$$k_n^* = \frac{G_r H_{г,ад}^*}{G_r H_{г,ад}^* + \sum_i G_{вi} H_{в,адi}^*} = \frac{1}{1 + \sum_i \bar{G}_{вi} \frac{H_{в,адi}^*}{H_{г,ад}^*}}. \quad (1.10)$$

Особенности применения эффективных и первичных КПД. Первичные КПД η_n или η_n^* зависят в основном от газодинамических и кинематических параметров ступени и „внешних“ параметров системы охлаждения. Эффективные КПД $\eta_{эф}$ или $\eta_{эф}^*$ зависят дополнительно от „внутренних“ параметров системы охлаждения, в частности, от ее гидравлического сопротивления (определяющего величину $H_{в,адi}$).

При проведении модельных экспериментальных исследований охлаждаемых ступеней выдержать одновременно подобие газодинамических процессов в проточной части и теплогидравлических процессов в системе охлаждения практически невозможно (см. разд. 4.1). Поэтому при газодинамическом исследовании охлаждаемых турбин стараются выдержать подобие процессов только в проточной части. Очевидно, если выполняются условия подобия для основных потоков (закрывающиеся, как известно, помимо геометрического подобия ступеней, в равенстве чисел $\frac{u}{c_{г,ад}}$; M ; Re ; $\frac{T_{л}}{T_r^*}$; k и т. д.), а также подобие процессов взаимо-

действия основного потока с выпускаемым воздухом (что помимо геометрического подобия выпускных отверстий обеспечивается равенством относительных величин „внешних“ параметров системы охлаждения, в основном $\bar{G}_{в}$ и $\bar{c}_{в}$), то значения первичных КПД в модели и в натуре будут одинаковыми.

При этом внутреннее сопротивление системы охлаждения в модели и натуре может быть различным. Более того, при проведении модельных газодинамических испытаний конструкция системы охлаждения часто выполняется упрощенной, предназначенной, по существу, лишь для подвода и выпуска воздуха в проточную часть. Поэтому отношения $H_{в,адi}/H_{г,ад}$ и, следовательно, эффективные КПД ступени $\eta_{эф}$ и $\eta_{эф}^*$ в модели могут значительно отличаться от их натуральных значений.

Из сказанного следует, что обработку и обобщение экспериментальных данных при газодинамическом исследовании охлаждаемых турбин наиболее целесообразно проводить по величине первичного КПД η_n или η_n^* . Это позволяет отказаться от соблюдения условий теплогидравличе-

ского подобия для системы охлаждения, что значительно упрощает проведение эксперимента.

Задачу создания и отработки метода расчета эффективного КПД охлаждаемой турбины можно разбить на две более простых и независимых друг от друга:

1. Исследование внутренней гидравлики системы охлаждения с учетом тепловых потоков, вращения и конструктивных особенностей охлаждающих каналов и создание методики теплогидравлического расчета системы охлаждения, позволяющей, например, при заданных начальных параметрах охлаждающего воздуха определить его расход через конкретную систему охлаждения и параметры на выходе из щелей или отверстий.

2. Исследование газодинамики проточной части охлаждаемой турбины с учетом совершенства проточной части, расходов, скорости и способов выпуска воздуха в проточную часть, и создание методики расчета первичного КПД охлаждаемой турбины η_p или η_p^* .

Первая задача тесно связана с разработкой системы охлаждения турбины; в той или иной степени она затрагивается (а частично и решается) в ряде работ, посвященных проблеме охлаждения турбины и ее элементов. Вторая задача представляет собой наименее изученную и вместе с тем наиболее важную часть газодинамического исследования охлаждаемых турбин. Поэтому в настоящей книге основное внимание уделяется второй из указанных задач – созданию методики расчета первичных КПД охлаждаемой турбины η_p и η_p^* на основании известных ее конструктивных и газодинамических параметров и „внешних” параметров системы охлаждения.

Зная первичные КПД турбины и оценив, например, из эксперимента или на основе результатов проектирования системы охлаждения располагаемую энергию охлаждающего воздуха, легко можно определить и эффективные КПД охлаждаемой турбины по соотношениям (1.5) или (1.6).

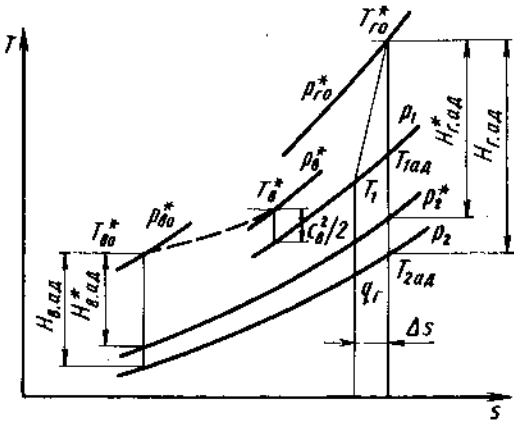
Первичные КПД характеризуют мощность турбины, отнесенную к располагаемой энергии только основного потока, проходящего через горловое сечение первого соплового аппарата. Поэтому их значения заметно выше, чем $\eta_{эф}$ и $\eta_{эф}^*$. Первичные КПД являются лишь составной частью эффективных КПД, поэтому они не могут в общем случае использоваться для сопоставления охлаждаемых турбин по эффективности. Такое сопоставление должно производиться только по эффективным КПД $\eta_{эф}$ или $\eta_{эф}^*$.

Величину k_p или k_p^* можно рассматривать как параметр, характеризующий энергетические затраты на систему охлаждения. С увеличением расходов охлаждающего воздуха $\bar{G}_{в.ад}$ и его располагаемой энергии $H_{в.ад}$ значение k_p или k_p^* снижается. В неохлаждаемой турбине $k_p = k_p^* = 1$.

Некоторые соотношения между КПД охлаждаемой турбины. Найдем соотношения между эффективными $\eta_{эф}$ и $\eta_{эф}^*$ и первичными η_p и η_p^* КПД охлаждаемой турбины. Из рассмотрения рис. 1.1 в предположении $k_p \approx k_p^* = k$ легко получим

$$H_{г.ад}^* = H_{г.ад} - \frac{T_{2ад}}{T_2} - \frac{c_2^2}{2}; \quad (1.11)$$

Рис. 1.1. Определение располагаемых энергий газа и охлаждающего воздуха



$$H_{в.ад}^* = H_{в.ад} - \frac{T_{2в.ад}}{T_2} - \frac{c_2^2}{2}, \quad (1.12)$$

где c_2 – средняя скорость потока за турбиной.

Отношение температур $T_{2в.ад}/T_2$ можно преобразовать с учетом соотношений

$$T_{2в.ад} = T_{в0}^* \left(\frac{p_2}{p_{в0}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad T_{2ад} = T_{г0}^* \left(\frac{p_2}{p_{г0}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

к виду

$$\frac{T_{2в.ад}}{T_2} = \epsilon \frac{T_{в0}^*}{T_{г0}^*} \left(\frac{p_{г0}^*}{p_{в0}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad (1.13)$$

где $\epsilon = \frac{T_{2ад}}{T_2} \geq 1$ (вследствие подмешивания охлаждающего воздуха может оказаться $T_2 \geq T_{2ад}$). С учетом последнего соотношения получим

$$H_{в.ад}^* = H_{в.ад} - \epsilon \frac{T_{в0}^*}{T_{г0}^*} \left(\frac{p_{г0}^*}{p_{в0}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} - \frac{c_2^2}{2}. \quad (1.14)$$

Подставляя зависимости (1.11) и (1.14) в соотношения (1.5...1.8), получим после простых преобразований

$$\eta_{эф}^* = \eta_{эф} \frac{1}{1 - \epsilon Q \bar{c}_2^2}; \quad (1.15)$$

$$\eta_p^* = \eta_p \frac{1}{1 - \epsilon \bar{c}_2^2}, \quad (1.16)$$

$$\text{где } Q = \frac{1 + \sum_i \bar{G}_{\text{вт}} \frac{T_{\text{в0}}^*}{T_{\text{г0}}^*} \left(\frac{p_{\text{г0}}^*}{p_{\text{в0}}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 + \sum_i \bar{G}_{\text{вт}} \frac{H_{\text{в,ад}}}{H_{\text{г,ад}}}};$$

$\bar{c}_2 = c_2/c_{\text{г,ад}}$ — безразмерная скорость потока за турбиной.

При отборе воздуха на охлаждение за компрессором и отсутствии предварительного охлаждения воздуха $p_{\text{в0}}^* \approx p_{\text{г0}}^*$, $T_{\text{в0}}^* \approx T_{\text{г0}}^*$, $Q = 1$ и

$$\eta_{\text{эф}}^* = \eta_{\text{эф}} \frac{1}{1 - \varepsilon \bar{c}_2^2} \quad (1.17)$$

При этом

$$\frac{H_{\text{в,ад}}}{H_{\text{г,ад}}} = \frac{H_{\text{в,ад}}^*}{H_{\text{г,ад}}^*} = \frac{T_{\text{к}}^*}{T_{\text{г0}}^*} \quad \text{и} \quad k_{\text{п}} = k_{\text{п}}^* \approx 1 - \bar{G}_{\text{в}} \frac{T_{\text{к}}^*}{T_{\text{г0}}^*} \quad (1.18)$$

Первичные и эффективные КПД охлаждаемой турбины можно представить в виде

$$\eta_{\text{п}} = \eta_0 + \delta\eta_{\text{п}}; \quad \eta_{\text{п}}^* = \eta_0^* + \delta\eta_{\text{п}}^*; \quad (1.19)$$

$$\eta_{\text{эф}} = \eta_0 + \delta\eta_{\text{эф}}; \quad \eta_{\text{эф}}^* = \eta_0^* + \delta\eta_{\text{эф}}^* ,$$

где η_0 и η_0^* — КПД мощностной и по параметрам заторможенного потока охлаждаемой турбины при отсутствии охлаждения и выпуска воздуха в проточную часть; $\delta\eta_{\text{п}}$, $\delta\eta_{\text{п}}^*$, $\delta\eta_{\text{эф}}$, $\delta\eta_{\text{эф}}^*$ — изменение первичных и эффективных КПД, связанное с охлаждением турбины и выпуском воздуха в проточную часть.

Из соотношений (1.19) следует, что проблема определения первичных и эффективных КПД охлаждаемой турбины в свою очередь разбивается на две задачи:

вычисление исходных значений КПД η_0 и η_0^* в зависимости от конструктивных и газодинамических параметров ступени;

вычисление приращений КПД, связанных с охлаждением и выпуском воздуха в проточную часть.

Отсюда, с учетом повышенных требований к точности прогнозирования КПД охлаждаемых турбин, непосредственно вытекает, что газодинамические исследования должны вестись как в области разработки уточненных методов расчета их газодинамической эффективности в зависимости от геометрии проточной части и режима работы, так и в области создания методов оценки приращений КПД, связанных с охлаждением и выпуском воздуха в проточную часть, в зависимости от параметров турбины и „внешних“ параметров системы охлаждения.

Если известно приращение первичного КПД $\delta\eta_{\text{п}}$ в конкретной турбине, то приращения всех остальных указанных выше КПД ($\delta\eta_{\text{эф}}$, $\delta\eta_{\text{п}}^*$; $\delta\eta_{\text{эф}}^*$) могут быть легко вычислены по простым соотношениям. Например, при

отборе воздуха на охлаждение за последней ступенью компрессора из (1.5) и (1.9) можно получить

$$\delta\eta_{\text{эф}} = \eta_{\text{эф}} - \eta_0 = \delta\eta_{\text{п}} - \eta_0 \bar{G}_{\text{в}} \frac{H_{\text{в,ад}}}{H_{\text{г,ад}}} \quad (1.20)$$

Из выражений (1.16) и (1.17) определим

$$\delta\eta_{\text{п}}^* - \eta_{\text{п}}^* - \eta_0^* = \frac{1}{1 - \bar{c}_2^2} \left(\delta\eta_{\text{п}} + \eta_0 \frac{\bar{c}_2^2}{1 - \bar{c}_2^2} 2 \frac{\delta\bar{c}_2}{\bar{c}_2} \right); \quad (1.21)$$

$$\delta\eta_{\text{эф}}^* - \eta_{\text{эф}}^* - \eta_0^* = \frac{1}{1 - \bar{c}_2^2} \left(\delta\eta_{\text{эф}} + \eta_0 \frac{\bar{c}_2^2}{1 - \bar{c}_2^2} 2 \frac{\delta\bar{c}_2}{\bar{c}_2} \right), \quad (1.22)$$

где $\delta\bar{c}_2 / \bar{c}_2$ — относительное изменение безразмерной выходной скорости $\bar{c}_2 = c_2 / c_{\text{г,ад}}$ при выпуске воздуха, которое можно привести к виду

$$\frac{\delta\bar{c}_2}{\bar{c}_2} = \sin\alpha_2 \frac{\delta\bar{c}_{2\text{в}}}{\bar{c}_2} + \cos\alpha_2 \frac{\delta\bar{c}_{2\text{г}}}{\bar{c}_2} \quad (1.23)$$

Из формул (1.20...1.22) видно, что приращения КПД $\delta\eta_{\text{эф}}$, $\delta\eta_{\text{п}}^*$ и $\delta\eta_{\text{эф}}^*$ зависят помимо величины $\delta\eta_{\text{п}}$ еще от некоторых известных параметров ступени и системы охлаждения, в частности, от $H_{\text{в,ад}}$, $H_{\text{г,ад}}$, $\bar{G}_{\text{в}}$, $T_{\text{в0}}^*$, $T_{\text{г0}}^*$, η_0 , \bar{c}_2 . Схематически соотношения между КПД $\eta_{\text{п}}$ и его приращениями в охлаждаемой турбине (в том числе по сравнению с КПД неохлаждаемой турбины $\eta_{\text{неохл}}$) показаны на рис. 1.2.

1.2. ОХЛАЖДАЕМЫЕ РЕШЕТКИ

Основные определения. В современных конструкциях к охлаждаемой лопатке может одновременно подводиться охлаждающий воздух с различными начальными параметрами. Например, при комбинированной схеме охлаждения и двухполостной конструкции сопловых лопаток в переднюю полость подается вторичный воздух из камеры сгорания, который выпускается через перфорацию в передней части лопатки и создает заградительную пелену на ее поверхности. В заднюю полость может

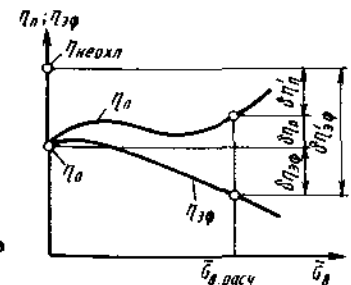


Рис. 1.2 Сопоставление КПД и его приращений в охлаждаемой турбине

подаваться воздух после его предварительного охлаждения в теплообменнике или из промежуточной ступени компрессора. Этот воздух осуществляет внутреннее конвективное охлаждение выходной части лопатки и выпускается через щели вблизи выходной кромки.

Газодинамическая эффективность охлаждаемой лопаточной решетки наиболее полно характеризуется ее КПД, представляющим собой отношение кинетической энергии смеси за решеткой к сумме располагаемых энергий основного потока и охлаждающего воздуха,

$$\eta_p = \frac{(G_r + G_b) 0,5 c_1^2}{G_r H_{r,ад} + \sum_i G_{b,i} H_{b,ад,i}} \quad (1.24)$$

где c_1 – средняя скорость потока (смеси) за охлаждаемой решеткой; $H_{r,ад}$, $H_{b,ад,i}$ – располагаемые энергии основного потока и охлаждающего воздуха, рассчитанные по их параметрам перед решеткой и среднему статическому давлению p_1 за решеткой, т. е.

$$H_{r,ад} = \frac{c_{r,ад}^2}{2} = c_{r0} T_{r0}^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{r0}^*} \right)^{\frac{k_r-1}{k_r}} \right]; \quad (1.25)$$

$$H_{b,ад,i} = \frac{c_{b,ад,i}^2}{2} = c_{p0i} T_{b0i}^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{b0i}^*} \right)^{\frac{k_b-1}{k_b}} \right];$$

G_r – расход газа (основного потока) на входе в решетку; $G_b = \sum_i G_{b,i}$ – суммарный расход охлаждающего воздуха через решетку; $G_{b,i}$ – расход охлаждающего воздуха в i -м подводе к решетке; $c_{r,ад}$ и $c_{b,ад,i}$ – адиабатическая скорость основного потока и i -го подвода воздуха, рассчитанные по формулам

$$c_{r,ад} = \sqrt{2 c_{p0} T_{r0}^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{r0}^*} \right)^{\frac{k_r-1}{k_r}} \right]}; \quad (1.26)$$

$$c_{b,ад,i} = \sqrt{2 c_{p0i} T_{b0i}^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{b0i}^*} \right)^{\frac{k_b-1}{k_b}} \right]}. \quad (1.27)$$

Выражение (1.26) для адиабатической скорости основного потока может быть представлено также в виде

$$c_{r,ад} = a_{кр,r} \lambda_{1ад},$$

где $a_{кр,r}$ – критическая скорость основного потока, соответствующая его полной температуре T_{r0}^* перед решеткой;

$$a_{кр,r} = \sqrt{\frac{2k_r}{k_r+1} R_r T_{r0}^*};$$

$\lambda_{1ад}$ – приведенная адиабатическая скорость основного потока;

$$\lambda_{1ад} = \sqrt{\frac{k_r+1}{k_r-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{r0}^*} \right)^{\frac{k_r-1}{k_r}} \right]}.$$

Коэффициент скорости потока за охлаждаемой решеткой целесообразно представить как отношение средней скорости потока за решеткой к адиабатической скорости основного потока, т. е.

$$\varphi = \frac{c_1}{c_{r,ад}}. \quad (1.28)$$

Определенный таким образом коэффициент скорости φ является кинематическим параметром и характеризует газодинамическую эффективность охлаждаемой решетки лишь косвенно. В соответствии с изложенным в разделе 4.3 способом осреднения параметров потока за охлаждаемой решеткой, коэффициент φ можно рассматривать как коэффициент количества движения.

Связь между коэффициентом скорости φ и КПД охлаждаемой решетки определяется зависимостью

$$\eta_p = \varphi^2 \frac{1 + \bar{G}_b}{1 + \sum_i \bar{G}_{b,i} \frac{H_{b,ад,i}}{H_{r,ад}}}. \quad (1.29)$$

Коэффициент потерь в охлаждаемой решетке определяется формулой

$$\zeta_p = 1 - \eta_p = 1 - \varphi^2 \frac{1 + \bar{G}_b}{1 + \sum_i \bar{G}_{b,i} \frac{H_{b,ад,i}}{H_{r,ад}}}. \quad (1.30)$$

Особенности применения коэффициентов φ и η_p . Коэффициент скорости φ определяется, помимо геометрических и газодинамических параметров решетки и основного потока, также „внешними“ параметрами системы охлаждения, т. е. местом и способом выпуска охлаждающего воздуха, его расходом и скоростью, глубиной охлаждения (определяющей термодинамические потери и потери из-за неизотермичности пограничных слоев). КПД охлаждаемой решетки зависит дополнительно от „внутренних“ параметров системы охлаждения, в частности, от ее гидравлического сопротивления, определяющего потребное начальное давление охлаждающего воздуха при его заданном расходе.

Коэффициент скорости φ является лишь составной частью КПД охлаждаемой решетки. Он характеризует, как указывалось, кинематику потока и не может в общем случае использоваться для сопоставления охлаждаемых решеток по эффективности. Такое сопоставление должно проводиться только по их КПД η_p .

Обработку и обобщение экспериментальных результатов при газодинамическом исследовании охлаждаемых решеток целесообразно проводить по коэффициенту скорости φ . В этом случае можно полностью

отказаться от соблюдения условий подобия для системы охлаждения, что существенно упрощает проведение эксперимента. В дальнейшем, вычислив по обобщенным результатам значение коэффициента скорости φ и оценив действительную располагаемую энергию охлаждающего воздуха $N_{в,ад}$ при выбранной схеме и конструкции системы охлаждения, по формуле (1.29) легко можно определить и КПД охлаждаемой решетки.

Иногда при газодинамическом исследовании охлаждаемых решеток обработку данных проводят для коэффициента $\xi = 1 - \varphi^2$, который в данном случае не является энергетическим параметром (коэффициентом потерь, как это имеет место для неохлаждаемых решеток), и характеризует лишь уровень коэффициента скорости φ в охлаждаемой решетке. Об эффективности решетки можно судить по величине ее КПД η_p или коэффициента потерь $\xi_p = 1 - \eta_p$.

Задачу создания метода расчета КПД охлаждаемой решетки также можно разбить на две более простых и независимых друг от друга:

1) разработка методики теплогидравлического расчета системы охлаждения, позволяющей при заданных параметрах охлаждающего воздуха вычислить его расход и параметры на выходе из системы охлаждения;

2) разработка методики расчета коэффициента скорости φ в зависимости от параметров решетки, основного потока и „внешних“ параметров системы охлаждения.

В настоящей книге основное внимание уделяется решению второй из указанных задач, представляющей собой основную, наиболее сложную часть газодинамического исследования охлаждаемых решеток.

Зависимость коэффициента скорости φ от основных видов дополнительных потерь в охлаждаемой решетке. Для выявления энергетических особенностей охлаждаемой решетки составим баланс кинетических энергий и располагаемых работ исходных смешивающихся потоков и смеси в сечении за решеткой, в котором течение можно считать выровнявшимся (все явления будем рассматривать в одномерной постановке применительно к случаю одного подвода охлаждающего воздуха и без учета вторичных потерь):

$$G_r (1 - \xi_{пр}) \frac{c_{г,ад}^2}{2} + A_{в} - A_{см} - A_Q = (G_r + G_{в}) \frac{c_1^2}{2}, \quad (1.31)$$

где $\xi_{пр}$ — коэффициент профильных потерь в охлаждаемой решетке; $\xi_{пр} = \xi_{пр0} + \delta\xi_{пр}$; $\xi_{пр0}$ — коэффициент профильных потерь в этой же решетке при отсутствии охлаждения и выпуска воздуха ($G_{в} = 0$); $\xi_{пр0} = \xi_{тр0} + \xi_{кр0}$; $\xi_{тр0}$ и $\xi_{кр0}$ — коэффициенты потерь трения и кромочных потерь при отсутствии охлаждения и $\bar{G}_{в} = 0$; $\delta\xi_{пр}$ — изменение профильных потерь в охлаждаемой решетке вследствие увеличения потерь трения в неизотермическом пограничном слое на охлаждаемой поверхности лопаток, а также вследствие изменения потерь трения или кромочных потерь за зоной выпуска охлаждающего воздуха; $A_{в}$; $c_{г,ад}$; Q — соответственно энергия, вносимая выпускаемым воздухом, потери энергии при смешении возду-

ха с основным потоком, уменьшение работоспособности газа из-за отвода некоторого количества тепла в лопатку.

Поделив все части этого соотношения на $(G_r + G_{в}) c_{г,ад}^2 / 2$, после простых преобразований получим

$$\varphi = \frac{c_1}{c_{г,ад}} = \sqrt{\frac{1}{1 + \bar{G}_{в}} (1 - \xi_{пр0} - \xi_{см} + \xi_{в} - \xi_Q - \delta\xi_{пр})}, \quad (1.32)$$

где $\xi_{см}; \xi_{в}; \xi_Q = \frac{2 A_{см}; \xi_{в}; Q}{G_r c_{г,ад}^2}$ — коэффициент, учитывающий соответственно потери смешения; энергию, вносимую воздухом; отвод тепла в лопатку (при конвективном охлаждении). Это соотношение с учетом того, что $\bar{G}_{в} \ll 1$, можно переписать также в виде

$$\varphi = \sqrt{1 - (\xi_{пр0} + \xi_{охл})}, \quad (1.33)$$

где $\xi_{охл}$ — коэффициент, учитывающий влияние дополнительных потерь от охлаждения и выпуска воздуха в проточную часть на коэффициент скорости в охлаждаемой решетке, причем

$$\xi_{охл} = \xi_{см} - \xi_{в} + \xi_Q + \delta\xi_{пр} + \bar{G}_{в}. \quad (1.34)$$

Поскольку $\xi_{пр0} + \xi_{охл} \ll 1$, выражение (1.33) можно преобразовать к виду

$$\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi_{охл}, \quad (1.35)$$

где φ_0 — коэффициент скорости в охлаждаемой решетке при отсутствии охлаждения и выпуска воздуха, $\varphi_0 = 1 - 0,5\xi_{пр0}$; $\delta\varphi_{охл}$ — приращение коэффициента скорости в решетке, обусловленное охлаждением и выпуском воздуха в проточную часть, т. е.

$$\delta\varphi_{охл} \approx -0,5\xi_{охл} = 0,5(\xi_{в} - \xi_{см} - \xi_Q - \delta\xi_{пр} - \bar{G}_{в}). \quad (1.36)$$

Таким образом, коэффициент скорости охлаждаемой решетки φ можно рассматривать как сумму коэффициента скорости φ_0 этой же решетки при отсутствии охлаждения и приращения коэффициента скорости $\delta\varphi_{охл}$, обусловленного охлаждением лопаток и выпуском воздуха в проточную часть.

Отсюда непосредственно следует, что исследования охлаждаемых решеток должны проводиться как для уточнения методов расчета их газодинамической эффективности в зависимости от их геометрии и режима работы, так и для создания методов оценки дополнительных потерь, связанных с охлаждением и выпуском воздуха в проточную часть.

Подставляя соотношение (1.35) в (1.29) и учитывая, что $\delta\varphi_{охл}$ и $\bar{G}_{в} \ll 1$, получим в случае одного подвода охлаждающего воздуха к лопатке, что снижение КПД данной решетки, связанное с охлаждением и выпуском воздуха, определяется выражением

$$\frac{\delta \eta_{\text{охл}}}{\eta_0} = \frac{\eta_p - \eta_0}{\eta_0} = 2 \frac{\delta \varphi_{\text{охл}}}{\varphi_0} + \bar{G}_B \left(1 - \frac{H_{\text{в.ад}}}{H_{\text{г.ад}}} \right) \quad (1.37)$$

или

$$\delta \eta_{\text{охл}} = -\varphi_0 \zeta_{\text{охл}} + \varphi_0^2 \bar{G}_B \left(1 - \frac{H_{\text{в.ад}}}{H_{\text{г.ад}}} \right), \quad (1.38)$$

где $\eta_0 = \varphi_0^2$ – КПД охлаждаемой решетки при отсутствии охлаждения и выпуска воздуха в проточную часть.

1.3. НЕОХЛАЖДАЕМЫЕ РЕШЕТКИ

В неохлаждаемых решетках ($\bar{G}_B = 0$) выражения для КПД, коэффициента скорости и коэффициента потерь имеют обычный вид

$$\eta_p = \frac{c_1^2}{c_{\text{г.ад}}^2} = \varphi^2; \quad (1.39)$$

$$\varphi = \frac{c_1}{c_{\text{г.ад}}}; \quad (1.40)$$

$$\zeta = 1 - \eta_p = 1 - \varphi^2. \quad (1.41)$$

Коэффициенты профильных и суммарных потерь в неохлаждаемой решетке определяются по формулам

$$\zeta_{\text{пр}} = \zeta_{\text{тр}} + \zeta_{\text{кр}}; \quad (1.42)$$

$$\zeta_{\Sigma} = \zeta_{\text{пр}} + \zeta_{\text{вт}}, \quad (1.43)$$

где $\zeta_{\text{тр}}$, $\zeta_{\text{кр}}$, $\zeta_{\text{вт}}$ – коэффициенты, соответственно потерь трения, кромочных и вторичных (концевых) потерь.

Потери трения определяются вязкостью газа и проявляются в пределах пограничного слоя в виде уменьшения скорости до нуля непосредственно на поверхности лопаток, что приводит к уменьшению расхода, количества движения, энергии и др. Обычно рассматривают интегральные характеристики пограничного слоя, в частности, толщину вытеснения δ^* и толщину потери импульса δ^{**} , под которыми понимают уменьшение проходного сечения канала, приводящее при отсутствии трения соответственно к такому же уменьшению расхода или количества движения, что и в пограничном слое. Выражения для толщины вытеснения и толщины потери импульса в случае несжимаемой жидкости имеют вид

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{c}{c_{\infty}} \right) dy; \quad (1.44)$$

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{c}{c_{\infty}} \right) \frac{c}{c_{\infty}} dy, \quad (1.45)$$

где δ – толщина пограничного слоя; c и c_{∞} – скорость в пограничном слое и на его поверхности; y – координата по толщине пограничного слоя.

При течении в плоской решетке действительный расход и количество движения вследствие их уменьшения в пограничном слое характеризуются коэффициентами расхода $\mu = \delta G/G_1$ и скорости (количества движения) $\varphi = 1 - \delta K/K_1$. Уменьшение расхода δG и количества движения δK в пограничном слое в случае несжимаемой жидкости, согласно определению, равны

$$\delta G = \delta^* c_1 \rho_1; \quad \delta K = \delta^{**} c_1^2 \rho_1.$$

Поскольку в выходном сечении a_2 плоской решетки пограничные слои формируются на спинке и корытце лопаток, выражения для коэффициентов расхода и скорости приближенно можно записать в виде

$$\mu = 1 - \frac{\delta_c^* + \delta_k^*}{a_2}; \quad (1.46)$$

$$\varphi = 1 - \frac{\delta_c^{**} + \delta_k^{**}}{a_2}. \quad (1.47)$$

Из последнего соотношения легко получим известное выражение для оценки коэффициента потерь трения

$$\zeta_{\text{тр}} = 2 \frac{\delta_c^{**} + \delta_k^{**}}{a_2}. \quad (1.48)$$

Рассматривая картину течения за выходными кромками лопаток, на основании уравнений сохранения расхода, полного импульса и энергии Г. Ю. Степанов получил следующее выражение для оценки коэффициента кромочных потерь:

$$\zeta_{\text{кр}} = \epsilon \bar{d}_2, \quad (1.49)$$

где ϵ – коэффициент пропорциональности; $\epsilon \approx \bar{d}_2 \sin^2 \alpha_1 - \Delta \bar{p}_{\text{кр}}$;

$\Delta \bar{p}_{\text{кр}}$ – коэффициент кромочного давления, $\Delta \bar{p}_{\text{кр}} = \frac{p_{\text{кр}} - p_1}{0,5 \rho_1 c_1^2}$.

Видно, что на величину ϵ решающее влияние оказывает коэффициент кромочного давления (кромочное разрежение). Так, при $\alpha_1 = 20...25^\circ$ и $\bar{d}_2 = 0,1...0,15$ в зависимости от $\Delta\bar{p}_{кр}$ коэффициент ϵ принимает следующие значения:

$\Delta\bar{p}_{кр}$	0	-0,2	-0,4
ϵ	0,02	0,22	0,42

При среднем значении $\Delta\bar{p}_{кр} \approx -0,2$ получается известная формула Флогеля - Степанова

$$\zeta_{кр} \approx 0,2 \bar{d}_2. \quad (1.50)$$

Сильное влияние донного разрежения на кромочные потери объясняется тем, что оно прямо влияет на уменьшение полного импульса потока за решеткой.

Как показывают экспериментальные исследования, коэффициент кромочного давления $\Delta\bar{p}_{кр}$ изменяется в турбинных решетках в зависимости от их геометрии и режима работы в очень широком диапазоне $-0,8 < \Delta\bar{p}_{кр} < 0,2$. В соответствии с этим кромочные потери в турбинных решетках могут изменяться также в очень широких пределах. В частности, по данным разных авторов, коэффициент пропорциональности ϵ в формуле (1.49) может принимать значения в диапазоне $\epsilon = 0,05...0,5$.

Коэффициент вторичных потерь в решетках можно представить в виде

$$\zeta_{вт} = \zeta_{т.п} + \zeta_{вт.пр}, \quad (1.51)$$

где $\zeta_{т.п}$ - коэффициент потерь трения газа на торцевой поверхности межлопаточных каналов; $\zeta_{вт.пр}$ - коэффициент потерь, связанных с отрывом потока на спинке лопаток под влиянием вторичных подтеканий газа с торцевой поверхности на спинку.

Если принять, что потери трения в пограничном слое на торцевой поверхности примерно такие же, что и в пограничном слое на поверхности лопаток, то коэффициент потерь трения на торцевой поверхности можно оценить по формуле

$$\zeta_{т.п} \approx \frac{S_{т.п}}{S_{пр}} \zeta_{тр},$$

где $S_{т.п} \approx 2tb$ и $S_{пр} \approx 2lh$ - соответствующие поверхности трения; b , l и h - ширина решетки, хорда и высота лопаток; $\zeta_{тр}$ - коэффициент потерь трения газа на поверхности лопатки.

Это выражение можно представить также в виде

$$\zeta_{т.п} \approx \bar{\Gamma} \frac{b}{h} \zeta_{тр}. \quad (1.52)$$

Потери, связанные с отрывом потока на спинке лопаток, $\zeta_{вт.пр}$ также зависят от потерь трения в решетке. Действительно, отрыв возникает в зоне смешения пограничного слоя, образующегося на спинке, и пограничного слоя, подтекающего в радиальном направлении с торцевой поверхности межлопаточного канала под действием вторичных течений. Расположение зоны отрыва и его интенсивность во многом определяются структурой и параметрами смешивающихся пограничных слоев, в том числе в значительной степени - начальными параметрами пограничного слоя на торцевой поверхности. Обычно величину $\zeta_{вт.пр}$ определяют как разность потерь - осредненных по высоте проточной части и профильных, измеренных вне зоны влияния вторичных течений (условно, при бесконечно длинных лопатках).

В ряде случаев, например, при положительных углах атаки на спинке профиля возникает отрыв потока. В этом случае вторичные подтекания могут проникнуть на большое расстояние вдоль лопаток и увеличить потери в центральной части канала. Напротив, вблизи торцевой поверхности отрыв потока и уровень потерь уменьшаются (см. также разд. 8.5).

ГЛАВА 2
ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО ПОТЕРЯМ В РЕШЕТКАХ ОСЕВЫХ
ГАЗОВЫХ ТУРБИН

2.1. ПОДХОД К ОБОБЩЕНИЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В настоящее время в газотурбостроении накоплено большое количество экспериментальных данных по газодинамической эффективности плоских турбинных решеток. Систематизация и частичное обобщение этих данных выполнены, например, в работах [1, 5]. Обобщение обычно производилось по решеткам, имеющим оптимальное сочетание ряда определяющих параметров (таких как t , c_{max} , δ и др.). Поэтому влияние этих параметров из рассмотрения выпадало. Первое обобщение накопленных данных по потерям в дозвуковых решетках, работающих при оптимальных скоростях на выходе, было выполнено в 1960–1963 гг. Г. Ю. Степановым и В. П. Эпштейном. При этом профильные потери рассматривались как сумма потерь трения $\zeta_{\text{тр}}(\theta; K)$ и кромочных потерь $\zeta_{\text{кр}}(\bar{d}_2)$. В дальнейшем полученные зависимости уточнялись М. Х. Мухтаровым, В. В. Гольцевым, Б. И. Мамаевым и др.

Полученные обобщенные зависимости явились важным этапом в развитии отечественного газотурбостроения. Однако они относились в основном к оптимальным решеткам, работающим при дозвуковых оптимальных значениях $\lambda_{2\text{ад}}$, и учитывали лишь небольшое количество определяющих параметров ($\beta_{1к}$; $\beta_{2ф}$; \bar{d}_2 ; i ; $Re...$). Результаты подобных обобщений характеризуют скорее предельно достижимый уровень эффективности решеток, но содержат недостаточно данных для расчета и оптимизации проектируемых решеток. Для обеспечения высокой эффективности проектируемой решетки обычно рекомендовалось выполнить ее в точности такой же, что и приведенная в атласе.

Однако достаточно полного и надежного обобщения имеющихся данных с учетом важнейших определяющих параметров даже для дозвуковых решеток до сих пор нет. Это объясняется, с одной стороны, разрозненностью имеющихся данных (исследованию подвергались, как правило, небольшие партии решеток для выявления некоторых особенностей явления, либо отдельные решетки, соответствующие сечениям лопаточных аппаратов конкретных турбин). С другой стороны, не было достаточно отработанного метода обобщения, включающего помимо математического аппарата современные средства вычислительной техники. Вследствие этого исследование и обработка результатов проводились, как правило, методом однофакторного эксперимента. Исследователь при изучении явления, зависящего от многих параметров (x_1, \dots, x_k), в каждом эксперименте старался выдержать неизменными все параметры, кроме одного, который варьировался. При этом изучаемая функция y (функция отклика) получалась в „чистом” виде в зависимости от этого параметра. Результаты подобного обобщения, естественно, носили частный характер; при ином сочетании других определяющих параметров влияние варьируемого параметра могло существенно измениться.

В качестве примера однофакторного подхода к исследованию турбинных решеток рассмотрим раннюю работу Х. Праста, содержащую результаты обобщения экспериментальных данных по кромочным потерям. Было исследовано 17 вариантов сопловой решетки ($90^\circ \times 23^\circ$; $t = 0,72$; $l = 57,4$ мм; $\delta = 20 \dots 22^\circ$) при неизменной форме межлопаточного канала и различной форме и толщине выходных кромок $\bar{d}_2 = 0,01; 0,05; 0,11; 0,16$ и $0,2$ в диапазоне $\lambda_{2\text{ад}} = 0,5 \dots 0,9$. Однако обобщение результатов было выполнено в диапазоне $\lambda_{2\text{ад}} = 0,5 \dots 0,8$, поскольку при $\lambda_{2\text{ад}} > 0,85$ в решетках возникал интенсивный отрыв потока и потери резко увеличивались. Для оценки кромочных потерь была разработана эмпирическая формула

$$\zeta_{\text{кр}} = 0,675 \left(\frac{d_2}{\delta_c^* + \delta_k^*} \right)^{0,33} \frac{d_2}{a_2} \alpha, \quad (2.1)$$

где δ_c^* и δ_k^* – толщина вытеснения на спинке и корытце профиля; $\alpha \approx 0,13$ (для скругленных кромок). В первом приближении при этом коэффициент кромочных потерь $\zeta_{\text{кр}} \approx 0,1 \bar{d}_2$, что в 2 раза меньше его значения, определяемого по формуле Флюгеля–Степанова (1.50).

Низкий уровень кромочных потерь объясняется тем, что из-за большого угла отгиба в исследованной группе решеток диффузорность течения в пристеночной струйке тока у спинки была высокой; это приводило к повышению давления со стороны спинки у кромки и, следовательно, к уменьшению кромочного разрежения и кромочных потерь. Вследствие значительной толщины пограничного слоя на спинке на режимах $\lambda_{2\text{ад}} > 0,85$ возникал отрыв потока.

В современных высоконагруженных трансзвуковых решетках угол отгиба $\delta = 0 \dots 15^\circ$. При малых значениях δ кромочное разрежение и, следовательно, кромочные потери значительно возрастают. Так, согласно измерениям, в сопловой решетке $90^\circ \times 28^\circ$ с пониженным углом отгиба коэффициент пропорциональности в формуле (1.49) принимает значение $\epsilon \approx 0,35$. В сопловой решетке $90^\circ \times 11,3^\circ$ с углом отгиба $\delta = 13^\circ$ в диапазоне $\bar{d}_2 = 0,1 \dots 0,2$ величина $\epsilon \approx 0,2$. В рабочей решетке $42^\circ \times 27^\circ$ с повышенным углом отгиба и $\bar{d}_2 = 0,18$ получено значение $\epsilon \approx 0,05$.

Из сказанного следует, что формулу (2.1) вряд ли можно использовать для оценки кромочных потерь в решетке, отличающейся по параметрам от исследованных Х. Прастом.

В последние годы изучение сложных явлений, зависящих от большого числа параметров, все чаще проводится методом многофакторного эксперимента. При этом от испытания к испытанию изменяются одновременно большое количество параметров (в пределе – все параметры). Однако каждое их сочетание выбирается на основании теории планирования эксперимента таким образом, чтобы получаемый при этом результат был наиболее информативным. Результаты подобного спланированного многофакторного эксперимента обрабатываются методами математической статистики, в частности, методами регрессионного анализа, в результате чего строится эмпирическая зависимость изучаемой функции от всех влияющих параметров – уравнение приближенной регрессии.

Методы линейного регрессионного анализа целесообразно использо-

вать и при обработке и обобщении результатов „разрозненного“ эксперимента, представляющих собой накопленные данные, полученные рядом авторов в достаточно широком диапазоне изменения определяющих параметров.

Согласно этим методам, неизвестная действительная зависимость искомой функции y от определяющих параметров x_1, x_2, \dots, x_k

$$y = \eta(x_1, x_2, \dots, x_k) \quad (2.2)$$

аппроксимируется уравнением регрессии вида

$$\hat{y} = \sum_{i=1}^m b_i z_i, \quad (2.3)$$

где $z_i = z_i(x_1, \dots, x_k)$ – семейство аппроксимирующих функций, выбранных заранее; b_i – неизвестные параметры (коэффициенты уравнения регрессии); m – число членов уравнения регрессии.

Коэффициенты b_i определяются по имеющимся экспериментальным данным методом наименьших квадратов, т. е. из условия минимума функционала

$$F(b_i) = \sum_{j=1}^n (y_j - \hat{y}_j)^2,$$

где n – число экспериментальных точек; y_j и \hat{y}_j – экспериментальное и рассчитанное по уравнению регрессии значения искомой функции в j -й точке.

О достоверности уравнения регрессии судят обычно по значениям коэффициента множественной корреляции R и остаточной дисперсии σ_{oc}^2

$$R = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^n (\hat{y}_j - \bar{y})^2 / \sum_{j=1}^n (y_j - \bar{y})^2}{n - m}} \quad \text{и} \quad \sigma_{oc}^2 = \frac{1}{n - m} \sum_{j=1}^n (y_j - \hat{y}_j)^2, \quad (2.4)$$

$$\text{где} \quad \bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n y_j.$$

2.2. ВЫБОР ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО ПРОФИЛЬНЫМ ПОТВЕРЯМ

Выбор определяющих параметров и предварительная обработка данных. Профильные потери в турбинных решетках определяются формой межлопаточных каналов, а также значениями приведенной скорости $\lambda_{2ад}$ и числа Рейнольдса $Re = \omega_2 l / \nu$, углом потока β_1 и степенью турбулентности ϵ_1 на входе и др. Форма турбинной решетки наиболее полно и точно характеризуется координатами профиля, шагом и углом установки профилей γ . Однако при анализе геометрических особенностей и обобщении экспериментальных данных обычно рассматриваются геометриче-

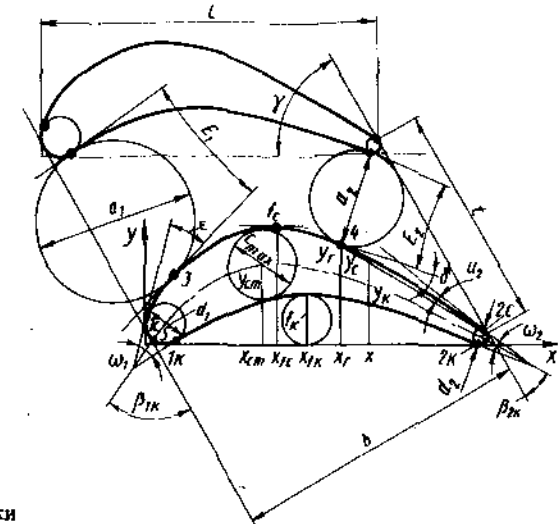


Рис. 2.1 Схема турбинной решетки

ские параметры, такие как $\beta_{1к}$; $\beta_{2к}$; c_{max} ; t ; δ ; d_1 ; $\bar{d}_2 \dots$, поскольку они физически более наглядны, число их невелико и они характеризуют форму решетки более обобщенно, чем координаты. Схема турбинной решетки и обозначения ее геометрических параметров представлены на рис. 2.1.

Большинство экспериментальных результатов по профильным потерям в турбинных решетках было получено в примерно одинаковых условиях по начальной степени турбулентности $\epsilon_1 = 0,02 \dots 0,05$ и при отсутствии угла атаки, т. е. при $\beta_1 \approx \beta_{1к}$; число Рейнольдса в решетках изменялось в пределах $Re = \omega_2 l / \nu = (5 \dots 10) \cdot 10^5$, что близко к автомодельной области. Поэтому ϵ_1 , угол потока на входе β_1 и число Рейнольдса следует исключить из определяющих параметров. Таким образом, из режимных параметров будем учитывать только приведенную скорость на выходе $\lambda_{2ад}$.

В настоящем обобщении использованы практически все известные экспериментальные данные по испытаниям плоских турбинных решеток. К ним относятся и результаты, полученные на охлаждаемых решетках с толстыми профилями и толстыми входными и выходными кромками при отсутствии охлаждения и выпуска воздуха в проточную часть.

Как известно, для обеспечения высокой точности уравнения регрессии, связывающего функцию отклика y с определяющими параметрами x , необходимо использовать экспериментальные данные, полученные в наиболее отличающихся точках k -мерного пространства параметров. Другими словами, для обобщения необходимо использовать как оптимальные, так и неоптимальные решетки (лишь бы экспериментальные данные не содержали грубых ошибок). Всего на начальном этапе было отобрано 236 решеток; 16 из них, результаты испытаний которых были скорее всего

ошибочными, были отбракованы методом скользящего узнавания. Таким образом, в исходную совокупность, по которой проводилось обобщение, входило $N = 220$ решеток.

Экспериментальные результаты по профильным потерям снимались с кривых, осредняющих экспериментальные данные, и табулировались в зависимости от значений $\lambda_{2ад} = 0,6; 0,65; \dots 1,35; 1,4$. Поскольку различные решетки испытывались не во всем рассматриваемом диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,6 \dots 1,4$, количество экспериментальных точек n_i при повышенных значениях $\lambda_{2ад}$ уменьшалось. В частности, при $\lambda_{2ад} = 1,35$ и $1,4$ $n_i = 38$ и 25 .

Все решетки, входящие в обобщение, были заданы координатами обводов профиля, шагом и углом установки. По этим данным на основании аппроксимации обводов профиля кубическим параметрическим сплайном вычислялись различные геометрические параметры решетки. Всего на начальном этапе было рассмотрено 40 параметров (см. схему на рис. 2.1), в том числе:

$$\begin{matrix} \beta_{1к} & \beta_{2зф} & c_{max} & t & \delta & d_1 & \bar{d}_2 & \gamma & \beta_{2к} & \omega_1 \\ \omega_2 & x_{cm} & y_{cm} & K & a_1/a_2 & a_1/a_{max} & a_2 & P_c & P & F \\ b & x_r & y_r & f_k & x_{fk}' & f_c & x_{fc} & x_{тр} & K r_m & x_{крm} \\ K r_r & u_2 & \theta & P_{c.m.k} & K r_m a_2 & K r_r a_2 & E_2 & E_1 & \epsilon & u_{кр} \end{matrix} \quad (2.5)$$

Здесь использованы следующие дополнительные обозначения: $x_{тр}$ — координата x начала прямолинейного участка в конце спинки; $K r_m$, $x_{крm}$ — максимальная кривизна спинки и координата ее по оси x ; $P_{c.m.k}$ — длина спинки в пределах межлопаточного канала (между точками касания спинки с окружностями a_1 и a_2); ϵ — угол отгиба входной кромки.

Для выделения относительно небольшой группы параметров, наиболее сильно влияющих на потери и по-возможности слабо закоррелированных между собой, матрица рассчитанных значений параметров (2.5) была подвергнута факторному анализу. В начале они были разбиты на 13 групп закоррелированных между собой параметров. Далее в каждой группе выбирался в качестве определяющего наиболее характерный параметр, для которого коэффициент корреляции с профильными потерями имел повышенное значение. При отборе учитывалась также наглядность параметров и простота их определения. Всего в качестве определяющих было отобрано 13 следующих параметров:

$$\beta_{1к}; \beta_{2зф}; c_{max}; t; \delta; d_1; \bar{d}_2; \gamma; x_{cm}; y_{cm}; u_{кр}; E_2; E_1. \quad (2.6)$$

Кроме того, проведенный анализ показал, что уровень профильных потерь в решетке существенно зависит от длины спинки в косом срезе. Действительно, в дозвуковых решетках течение у спинки в косом срезе имеет диффузорный характер, вследствие чего давление в пристеночной струйке тока увеличивается; это уменьшает кромочное разрежение и кромочные потери. Поэтому с увеличением косого среза профильные потери в дозвуковой решетке как правило уменьшаются. В сверхзвуковых решетках в косом срезе возникают интенсивные волновые потери, свя-

занные с перерасширением потока и системой скачков уплотнения у спинки. Поэтому увеличение косого среза в сверхзвуковых решетках приводит обычно к увеличению потерь.

Вместе с тем, оказалось, что длина косого среза существенно закоррелирована с рядом других параметров (таких как γ , x_{cm} , t и др.), включенных в семейство определяющих. Поэтому влияние этого параметра на профильные потери в значительной степени уже учитывается, и его можно не рассматривать.

В табл. 2.1 представлены коэффициенты корреляции между определяющими параметрами (2.6).

$$R(x_p; x_q) = \frac{\sum_{j=1}^n (x_{pj} - \bar{x}_p)(x_{qj} - \bar{x}_q)}{(n-1) \sigma_p \sigma_q}; \quad p, q = 1, \dots, k. \quad (2.7)$$

Видно, что в целом параметры слабо закоррелированы друг с другом (за исключением таких, как $\beta_{1к}$, γ , y_{cm} ; $R(\beta_{1к}; \gamma) = -0,88$, $R(\beta_{1к}; y_{cm}) = -0,88$, что, безусловно, снижает наглядность и однозначность уравнения регрессии). В табл. 2.2 приведены средние значения \bar{x}_p и среднеквадратичные отклонения от среднего σ_p выбранных геометрических параметров для исходной совокупности $N = 220$ решеток (две верхние строки таблицы). Видно, что все параметры изменяются в достаточно широком диапазоне и, следовательно, могут рассматриваться в качестве переменных.

Для выявления более однородных групп в исходной совокупности экспериментальных решеток был проведен их кластерный анализ. Разбиение на группы (кластеры) проводилось по 9 геометрическим параметрам, наиболее выукло характеризующим форму решетки,

$$\beta_{1к}; \beta_{2зф}; c_{max}; t; \delta; \bar{d}_2; \gamma; y_{cm}; E_1. \quad (2.8)$$

Мерой близости решеток служило евклидово расстояние между ними в нормированном пространстве этих параметров

$$R_{ij} = \sqrt{\sum_{p=1}^k (x_{pi} - x_{pj})^2}, \quad (2.9)$$

где k — размерность рассматриваемого пространства; x_{pi} , x_{pj} — значения нормированных параметров x_p для i -й и j -й решеток.

В результате исходная совокупность решеток разделилась на три относительно однородные группы. В табл. 2.2 представлены также число решеток N_u , средние значения параметров \bar{x}_p и их среднеквадратичные отклонения от среднего σ_p для каждой группы.

В первую группу ($N_1 = 60$) вошли в основном сопловые решетки ($\beta_{1к} = 91,4^\circ$, $\beta_{2зф} = 18,8^\circ$) с характерным для них небольшим прогибом профиля ($\bar{y}_{cm} = 0,157$) и повышенным углом сужения канала на входе ($E_1 = 43,9^\circ$). Во вторую группу ($N_2 = 101$) вошли в основном рабочие решетки ($\beta_{1к} = 42,5^\circ$, $\beta_{2зф} = 28,7^\circ$) с большими углами поворота потока, с отно-

Коэффициенты корреляции между параметрами решеток

x_p	$\beta_{1к}$	$\beta_{2эф}$	c_{max}	t	δ	d_1	\bar{d}_2	γ	x_{cm}	y_{cm}	$u_{кр}$	E_2	E_1
$\beta_{1к}$	1	-0,535	-0,442	0,134	-0,298	0,193	-0,309	-0,88	-0,59	-0,88	-0,21	-0,4	0,84
$\beta_{2эф}$		1	-0,148	-0,051	0,011	-0,371	-0,294	0,71	0,46	0,257	0,21	0,0	-0,60
c_{max}			1	-0,228	0,182	0,368	0,342	0,457	0,445	0,651	0,47	-0,34	-0,10
t				1	0,502	0,148	-0,008	0,341	-0,456	-0,171	-0,4	0,63	-0,11
δ					1	0,135	0,119	0,176	0,118	0,349	-0,5	0,73	-0,34
d_1						1	0,444	-0,247	-0,355	-0,148	0,20	-0,06	0,14
\bar{d}_2							1	0,029	-0,068	0,251	0,37	0,04	-0,20
γ								1	0,813	0,807	0,32	-0,13	-0,70
x_{cm}									1	0,699	0,28	-0,20	-0,37
y_{cm}										1	0,22	0,02	-0,68
$u_{кр}$											1	-0,79	-0,05
E_2												1	-0,28
E_1													1

Таблица 2.2

Значения \bar{x}_p и σ_p в экспериментальных решетках

Группа	N_u		$\beta_{1к}$	$\beta_{2эф}$	c_{max}	t	δ	d_1	\bar{d}_2	γ	x_{cm}	y_{cm}	$u_{кр}$	E_2	E_1	R_m
Все решетки	220	\bar{x}_p	59,8	26,9	0,198	0,68	12,3	0,09	0,123	60,9	0,28	0,238	3,1	4,81	7,65	6,1
		σ_p	22,4	7,2	0,06	0,119	7,16	0,04	0,06	15,2	0,079	0,074	3,26	6,53	26,8	
1	60	\bar{x}_p	91,4	18,8	0,19	0,67	8,7	0,11	0,11	41,5	0,22	0,16	2,58	2,45	43,9	3,5
		σ_p	6,6	3,9	0,04	0,073	5,8	0,044	0,052	6,8	0,049	0,027	2,08	4,46	13,4	
2	101	\bar{x}_p	42,5	28,7	0,24	0,64	13,6	0,091	0,145	72,5	0,33	0,29	4,6	3,4	-5,2	3,7
		σ_p	7,9	5,5	0,045	0,1	5,9	0,038	0,062	8,4	0,066	0,049	2,75	4,7	10,6	
3	59	\bar{x}_p	59,3	32,3	0,14	0,76	13,6	0,065	0,096	60,6	0,273	0,216	1,01	9,2	-6,4	3,6
		σ_p	13,9	4,6	0,039	0,135	8,6	0,028	0,048	7,8	0,064	0,049	2,7	8,2	17,5	

$$\bar{x}_p = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x_{pj}; \quad \sigma_p^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (x_{pj} - \bar{x}_p)^2.$$

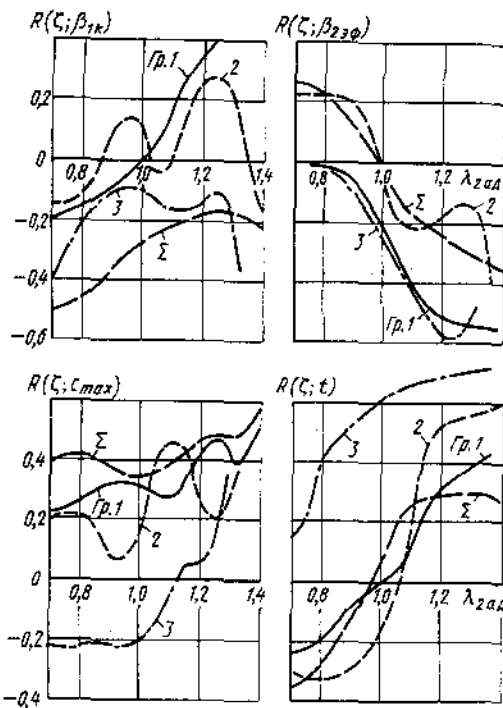


Рис. 2.2. Зависимость коэффициентов корреляции $\beta_{1\kappa}$, $\beta_{23\phi}$, c_{max} и t с $\xi_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$

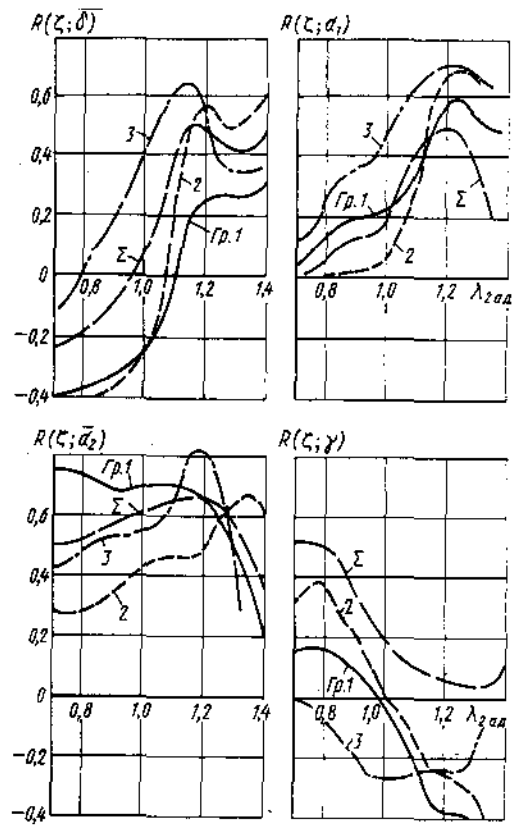


Рис. 2.3. Зависимость коэффициентов корреляции δ , d_1 , d_2 и γ с $\xi_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$

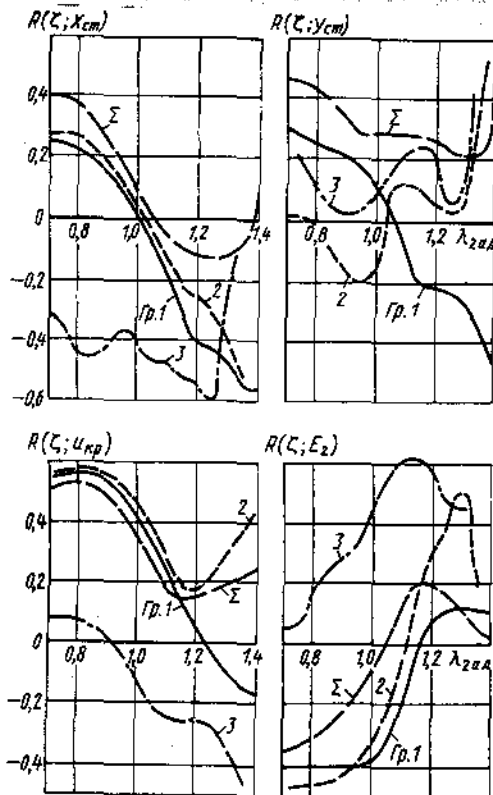


Рис. 2.4. Зависимость коэффициентов корреляции x_{cm} , y_{cm} , $u_{кр}$ и E_2 с $\xi_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$

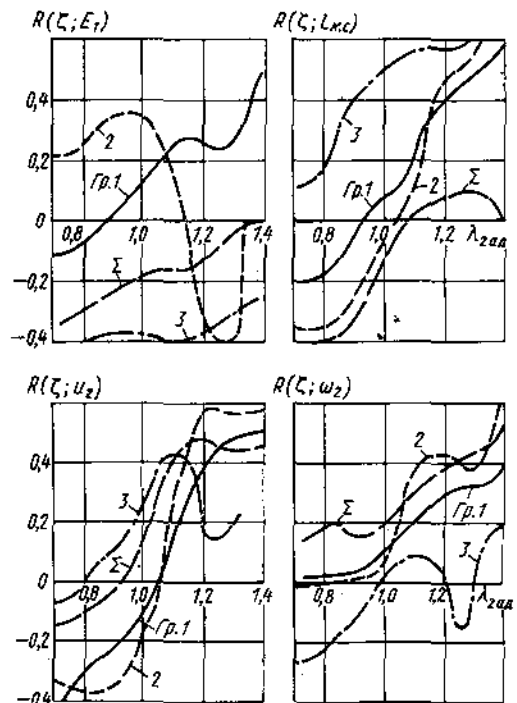


Рис. 2.5. Зависимость коэффициентов корреляции E_1 , $L_{к.с} = 1 - x_r$, u_2 и ω_2 с $\xi_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$

сительно толстыми профилями ($\bar{c}_{\max} = 0,24$) и небольшим углом сужения на входе ($\bar{E}_1 = -5,2^\circ$). В третью группу ($N_3 = 59$) вошли в основном периферийные сечения рабочих колес, а также сопловые решетки с неосевым входом и небольшими углами поворота потока ($\beta_{1к} = 59,3^\circ$; $\beta_{2ф} = 32,3^\circ$). Решетки этой группы в среднем характеризуются небольшой толщиной профиля ($\bar{c}_{\max} = 0,14$), увеличенным шагом ($\bar{i} = 0,76$) и малым углом сужения канала на входе ($\bar{E}_1 = -6,4^\circ$).

В табл. 2.2 дано также расстояние R_m от центра группы до наиболее удаленной решетки в каждой группе в суженном пространстве параметров (2.8). Это расстояние для отдельных групп составляет $R_m = 3,5...3,7$, в то время как для всей исходной совокупности решеток по тем же девяти параметрам $R_m \approx 6,1$.

Качественный анализ влияния определяющих параметров на профильные потери. Значения коэффициентов корреляции определяющих параметров (2.6) с профильными потерями R ($\zeta_{пр}$; x_p) в зависимости от $\lambda_{2ад}$ показаны на рис. 2.2...2.5. На графиках приведены аналогичные зависимости и для некоторых других геометрических параметров, не вошедших в семейство определяющих, однако существенно закоррелированных с $\zeta_{пр}$. Значения коэффициентов корреляции вычислялись для каждой выделенной группы решеток (группа 1 – сопловые; группа 2 – рабочие; группа 3 – рабочие, периферия), а также для всех решеток в целом.

Видно, что коэффициенты корреляции параметров с потерями существенно зависят от $\lambda_{2ад}$. Со степенью вероятности $p = 0,95$ коэффициент корреляции можно считать значимым, если модуль его значения превышает 0,2. При меньших значениях коэффициента корреляции утверждать, что имеется существенная линейная связь параметра с коэффициентом потерь уже нельзя. Коэффициент корреляции характеризует усредненное влияние параметра на потери по всем решеткам данной группы, поэтому его можно использовать для качественного анализа влияния параметра на потери на различных режимах работы решеток.

Из рис. 2.2, в частности, видно, что на дозвуковых режимах в решетках всех типов увеличение угла $\beta_{1к}$ и в рабочих решетках уменьшение угла $\beta_{2ф}$ способствуют уменьшению профильных потерь. Это связано с увеличением конфузурности решеток при одновременном некотором увеличении протяженности косога среза. На сверхзвуковых режимах увеличение $\beta_{1к}$ и уменьшение $\beta_{2ф}$, напротив, приводят к увеличению профильных потерь. Это, по-видимому, объясняется преобладающим влиянием увеличения протяженности косога среза.

Предварительный анализ также показал, что влияние параметра

$K = \frac{\sin \beta_{1к}}{\sin \beta_{2ф}}$ на профильные потери в решетках примерно такое же,

как и $\beta_{1к}$. Однако влияние параметра $\theta = \beta_{1к} + \beta_{2ф}$ на потери выражено менее определенно, чем угла $\beta_{2ф}$. По-видимому, это объясняется сильной закоррелированностью θ с величиной $\beta_{1к}$: $R(\theta; \beta_{1к}) = 0,95$. Поэтому для обобщения накопленных данных по потерям более целесообразно использовать $\beta_{1к}$ и $\beta_{2ф}$ (а не K и θ , как это было сделано в работах [1,5] и др.).

Из рис. 2.2 следует, что увеличение относительной толщины профиля в сопловых и рабочих решетках способствует возрастанию потерь; на дозвуковых режимах в решетках периферийных сечений рабочего колеса было бы целесообразно несколько увеличить c_{\max} .

Для уменьшения профильных потерь в сопловых и рабочих решетках (группы 1 и 2) целесообразно на дозвуковых режимах увеличивать относительный шаг t и угол отгиба δ ; на сверхзвуковых режимах, напротив, следует уменьшать t и δ . Это хорошо согласуется с имеющимися представлениями о характере влияния шага и угла отгиба профиля на потери в дозвуковых и сверхзвуковых решетках. В периферийных сечениях рабочих колес (группа 3) снижению потерь практически при всех значениях $\lambda_{2ад}$ способствует уменьшение t и δ .

Относительная толщина входной кромки d_1 в дозвуковых решетках слабо влияет на потери; в сверхзвуковых решетках (особенно рабочих) потери с увеличением d_1 быстро возрастают. Особенно велики потери, связанные с обтеканием выходной кромки; при этом на дозвуковых режимах в сопловых решетках они в 2...3 раза больше, чем в рабочих. На сверхзвуковых режимах в рабочих решетках эти потери (складывающиеся из кромочных и волновых потерь в кромочных скачках) существенно увеличиваются. При $\lambda_{2ад} > 1,2$ потери, связанные с обтеканием кромки, во всех решетках заметно уменьшаются, что объясняется в первую очередь уменьшением кромочного разрежения (см. разд. 5.1) и кромочных потерь при высоких сверхзвуковых значениях $\lambda_{2ад}$.

Для уменьшения профильных потерь в дозвуковых сопловых и рабочих решетках целесообразно уменьшать угол установки Γ и координату $x_{см}$. В сверхзвуковых решетках, напротив, следует увеличивать Γ и $x_{см}$, что также объясняется отмеченным выше влиянием протяженности косога среза: с увеличением Γ и $x_{см}$ протяженность косога среза сокращается.

Уменьшение потерь в дозвуковых решетках способствует уменьшение угла отставания кромки $u_{кр} = \beta_{2к} - \beta_{2ф}$. На сверхзвуковых режимах в периферийных сечениях рабочих колес целесообразно, напротив, несколько увеличивать $u_{кр}$. Для уменьшения потерь в дозвуковых решетках следует увеличивать, а в сверхзвуковых, напротив, уменьшать угол сужения межлопаточного канала на выходе E_2 .

Влияние на профильные потери таких параметров как E_1 , $y_{см}$ выражено менее определенно, поэтому анализировать его не будем.

Рассмотрим теперь влияние на потери некоторых параметров, не вошедших в число определяющих. Протяженность косога среза можно характеризовать величиной $i_{к.с} = 1 - x_r$, где x_r – координата точки касания окружности a_2 со спинкой профиля. На рис. 2.5, в частности, хорошо видно, что в сопловых и рабочих решетках (группы 1 и 2) уменьшению потерь способствует на дозвуковых режимах увеличение, а на сверхзвуковых режимах – уменьшение протяженности косога среза $i_{к.с}$.

Для уменьшения потерь на сверхзвуковых режимах следует уменьшать угол телесности спинки профиля u_2 . Это связано с тем, что с уменьшением кривизны выходного участка спинки уменьшается перерасширение сверхзвукового потока при обтекании кромки и, следовательно, интенсивность волновых потерь. На сверхзвуковых режимах следует

уменьшать угол заострения выходной кромки ω_2 , что приводит к снижению интенсивности кромочных скачков.

На дозвуковых режимах целесообразно несколько увеличивать угол телесности спинки u_2 ; угол заострения выходной кромки ω_2 , по-видимому, слабо влияет на уровень профильных потерь.

2.3. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ПРОФИЛЬНЫМ ПОТЕРЯМ

Построение уравнения регрессии с выделением кромочных и волновых потерь. В современных трансзвуковых решетках вследствие повышенной толщины выходных кромок потери, связанные с их обтеканием, могут оказаться значительными. Эти потери складываются из обычных кромочных потерь $\zeta_{кр}$, обусловленных возникновением кромочного разрежения, и волновых потерь в кромочных скачках уплотнения $\zeta_{ск}$, обусловленных перерасширением потока за кромками и пропорциональных толщине выходной кромки \bar{d}_2 .

Кромочным потерям в турбинных решетках посвящено значительное количество работ. В большинстве из них для оценки кромочных потерь предлагаются формулы типа

$$\zeta_{кр} = \varepsilon \bar{d}_2, \quad (2.10)$$

где $\varepsilon = 0,05 \dots 0,5$ – эмпирический коэффициент.

Как указывалось, на величину ε решающее влияние оказывает коэффициент кромочного давления $\Delta \bar{p}_{кр}$. Детальный анализ особенностей течения в трансзвуковых решетках (см. разд. 5.1) показывает, что величина $\Delta \bar{p}_{кр}$ зависит от геометрических параметров решетки (в первую очередь, от ее конфузурности и угла отгиба), а также от приведенной скорости на выходе $\lambda_{2ад}$. Поэтому для оценки кромочных потерь, связанных с кромочным разрежением, в трансзвуковых решетках будем использовать структурную формулу типа (2.10), в которой коэффициент пропорциональности представим в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_\lambda, \quad (2.11)$$

где $\varepsilon_0 = f_1(x_p)$ и $\varepsilon_\lambda = f_2(\lambda_{2ад})$ – коэффициенты, учитывающие соответственно влияние геометрических параметров и режима работы ($\lambda_{2ад}$) на кромочные потери.

Используя аналогичную модель, потери в кромочных скачках уплотнения на сверхзвуковых режимах представим в виде

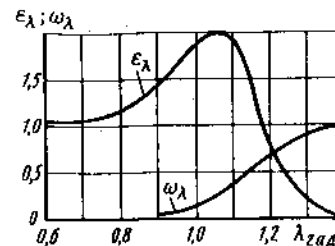
$$\zeta_{ск} = \omega \bar{d}_2; \quad (2.12)$$

$$\omega = \omega_0 \omega_\lambda, \quad (2.13)$$

где

$\omega_0 = f_3(x_p)$ и $\omega_\lambda = f_4(\lambda_{2ад})$ – коэффициенты, учитывающие соответственно влияние геометрических параметров и режима работы на волновые потери, связанные с обтеканием выходной кромки.

Рис. 2.6. Зависимость коэффициентов ε_λ и ω_λ от $\lambda_{2ад}$ в трансзвуковых решетках



На основании экспериментальных данных по влиянию $\lambda_{2ад}$ на коэффициент кромочного давления $\Delta \bar{p}_{кр}$ и на потери в кромочных скачках были выбраны зависимости ε_λ и ω_λ от $\lambda_{2ад}$. Вид этих зависимостей показан на рис. 2.6. Кривые на графике аппроксимируются выражениями

$$\varepsilon_\lambda = \begin{cases} 1,0 & \text{при } \lambda_{2ад} < 0,7; \\ 24,9 - 84,35 \lambda_{2ад} + 96,06 \lambda_{2ад}^2 - 34,76 \lambda_{2ад}^3 & \text{при } 0,7 < \lambda_{2ад} < 1,05; \\ 1954,58 + 6414,5 \lambda_{2ад} - 7832,1 \lambda_{2ад}^2 + 4222,77 \lambda_{2ад}^3 - 849,5 \lambda_{2ад}^4 & \text{при } \lambda_{2ад} > 1,05; \end{cases} \quad (2.14)$$

$$\omega_\lambda = \frac{1}{2} \left[\sin((\lambda_{2ад} - 1,15) 2\pi) + 1 \right] \quad \text{при } \lambda_{2ад} > 1. \quad (2.15)$$

Изменение функции $\varepsilon_\lambda(\lambda_{2ад})$ отражает особенности изменения коэффициента кромочного давления $\Delta \bar{p}_{кр}$ по $\lambda_{2ад}$: со значительным его уменьшением на околозвуковых режимах работы и увеличением практически до нуля при $\lambda_{2ад} > 1,3$ (см. разд. 5.1). Волновые потери, связанные с обтеканием выходной кромки, проявляются при $\lambda_{2ад} > 1$; быстро увеличиваются в диапазоне $\lambda_{2ад} = 1,1 \dots 1,3$ и стабилизируются (или даже уменьшаются) при $\lambda_{2ад} > 1,3$.

Величины ε_0 и ω_0 , согласно предварительным исследованиям, зависят, главным образом, от следующих геометрических параметров:

$$x_p = \beta_{1к}; \quad \beta_{2\phi}; \quad \delta.$$

Для оценки потерь трения в исходное семейство аппроксимирующих функций включались выражения вида $z_i = x_p$ и $x_p x_q$, причем в качестве x_p и x_q использовались все геометрические параметры (2.6) (исключая \bar{d}_2), а также значения $\lambda_{2ад}$ и $\lambda_{2ад}^2$.

Уравнение регрессии строилось шаговым методом для всей совокупности решеток в интервале изменения $\lambda_{2ад} = 0,6 \dots 1,4$. В результате было получено адекватное уравнение регрессии для коэффициента профильных потерь с выделением кромочных и волновых потерь, вида

$$\zeta_{пр} = \sum_{i=1}^{36} b_i z_i, \quad (2.16)$$

где $b_i = b_{0i} 10^{\alpha_i}$.

Таблица 2.3

Значения коэффициентов b_{0i} , α_i и вид аппроксимирующих функций z_i в уравнении регрессии (2.16)

i	b_{0i}	α_i	z_i
1	-3,79062	-03	$\beta_{1к}$
2	-8,92640	-02	$\lambda_{2ад}$
3	3,40446	-05	$\beta_{1к}^2$
4	-1,27922	-05	$\beta_{1к}\delta$
5	-5,10604	-03	$\beta_{1к}d_1$
6	-1,33360	-03	$\beta_{1к}\lambda_{2ад}$
7	1,05880	-03	$\beta_{1к}\lambda_{2ад}^2$
8	5,71320	-05	$\beta_{2эф}\delta$
9	2,50316	-05	$\beta_{2эф}^2$
10	6,86358	-05	$\beta_{2эф}^3$
11	7,91387	-01	$\beta_{2эф}^4$
12	-3,84313	-01	c_{max}
13	-1,33956	00	$c_{max}t$
14	3,09648	-03	$c_{max}d_1$
15	1,36020	-01	$c_{max}\beta_1$
16	3,34646	-02	$c_{max}\lambda_{2ад}$
17	9,83007	-01	t^2
18	-1,84219	-03	td_1
19	-9,27939	-04	$t\gamma$
20	5,91701	-02	$t\beta_1$
21	-1,67860	-02	$t\lambda_{2ад}^2$
22	3,62266	-03	δd_1
23	7,32129	-01	δx_{cm}
24	-2,02323	-03	$d_1 y_{cm}$
25	-6,71560	-02	$x_{cm}\beta_1$
26	2,99724	-03	$x_{cm}\lambda_{2ад}$
27	1,31468	-02	$y_{cm}\beta_1$
28	-7,93545	-03	$\epsilon\lambda\bar{d}_2\beta_{1к}$
29	-2,16920	-02	$\epsilon\lambda\bar{d}_2\beta_{2эф}$
30	-1,12525	-04	$\epsilon\lambda\bar{d}_2\delta$
31	5,10316	-05	$\epsilon\lambda\bar{d}_2\beta_{1к}^2$
32	1,56888	-04	$\epsilon\lambda\bar{d}_2\beta_{1к}\beta_{2эф}$
33	3,82430	-04	$\epsilon\lambda\bar{d}_2\beta_{1к}\delta$
34	1,21829	-04	$\epsilon\lambda\bar{d}_2\delta^2$
35	1,16320	-03	$\omega\lambda\bar{d}_2\beta_{2эф}^2$
36	1,82703	-01	$\omega\lambda\bar{d}_2\delta^2$
			1

Значения коэффициентов b_{0i} , α_i и вид функций z_i даны в табл. 2.3. Всего уравнение регрессии насчитывает $m = 36$ членов, в его формировании участвовало более 2200 экспериментальных точек (значений про-

фильных потерь в 220 экспериментальных решетках при различных значениях $\lambda_{2ад}$). Коэффициент множественной корреляции $R = 0,86$; среднеквадратичное отклонение экспериментальных данных от уравнения регрессии $\sigma_{oc} = 0,013$.

Анализ результатов показывает, что повышенное значение σ_{oc} определяется в основном значительным разбросом экспериментальных данных при высоких сверхзвуковых значениях $\lambda_{2ад}$. В области $\lambda_{2ад} = 0,6...1,3$ точность полученного уравнения регрессии увеличивается, и его можно использовать для оценки профильных потерь.

Сопоставление значений $\zeta_{прj}$, рассчитанных по уравнению регрессии (2.16), с экспериментальными значениями $\zeta_{прj}$ по всем решеткам показало удовлетворительную точность уравнения регрессии. Для абсолютного большинства решеток отклонение экспериментальных значений потерь от рассчитанных не превышало $\pm 0,01$ в диапазоне их изменения $\zeta_{прj} = 0,02...0,12$. Для сравнения было проведено также сопоставление этих же экспериментальных данных с расчетными по методике, изложенной в [5] и учитывающей влияние лишь $\beta_{1к}$, $\beta_{2эф}$ и \bar{d}_2 . Оказалось, что экспериментальные значения $\zeta_{пр}$ в большинстве случаев значительно (в 2...3 раза) превышали расчетные. Это объясняется тем, что в основу этой методики легли оптимальные решетки. Естественно, что подобная трехпараметрическая зависимость не может с достаточной полнотой отражать многопараметрическую зависимость (2.16) в особенности в неоптимальных решетках.

На рис. 2.7, а в качестве иллюстрации показано изменение профильных потерь $\zeta_{пр}$, а также кромочных $\zeta_{кр}$ и волновых $\zeta_{ск}$ потерь в типичной сопловой и рабочей решетках, рассчитанных по уравнению регрессии (2.16), в зависимости от $\lambda_{2ад}$. Геометрические параметры решеток приведены в табл. 2.4. На рисунке хорошо видно удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментальными данными.

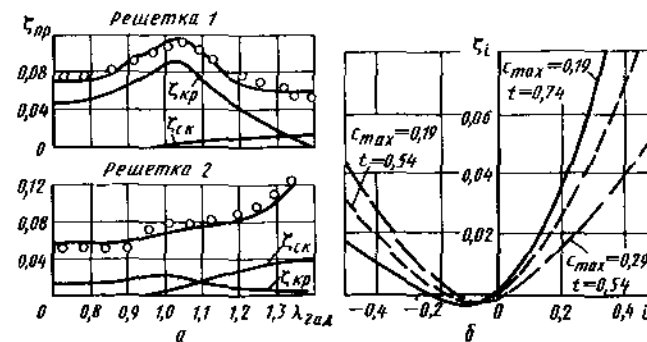


Рис. 2.7. Примеры оценки потерь по уравнениям регрессии:

а — зависимость $\zeta_{пр}$, $\zeta_{кр}$ и $\zeta_{ск}$ от $\lambda_{2ад}$ в решетках 1 и 2 (табл. 2.4), о — эксперимент; б — зависимость ζ_i от i в рабочих решетках $\beta_{1к} = 60^\circ$, $\beta_{2эф} = 39^\circ$ при $\lambda_{2ад} = 0,9$

Таблица 2.4

Параметры сопловой и рабочей решеток

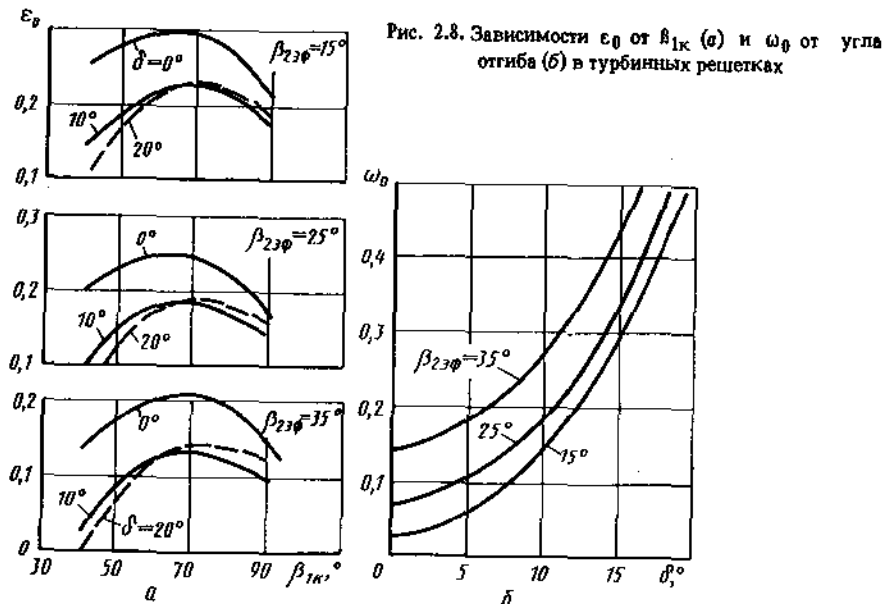
Решетка	$\beta_{1к}^0$	$\beta_{2зф}^0$	c_{max}	t	δ^0	d_1	\bar{d}_2	γ^0	x_{cm}	y_{cm}	$u_{кр}^0$	E_1^0	E_2^0
1	92	15	0,16	0,64	0,3	0,09	0,24	36,5	0,24	0,17	5,6	48	-2,3
2	44	34	0,2	0,67	10	0,12	0,15	73	0,3	0,27	3,3	-19	7,7

Оценка кромочных и волновых потерь в трансзвуковых турбинных решетках. Выражения для оценки кромочных $\zeta_{кр}$ и волновых $\zeta_{ск}$ потерь в полученном уравнении регрессии имеют вид (см. табл. 2.3)

$$\zeta_{кр} = (1,31468 \cdot 10^{-2} \beta_{1к} - 7,93545 \cdot 10^{-3} \beta_{2зф} - 2,1692 \cdot 10^{-2} \delta - 1,12525 \cdot 10^{-4} \beta_{1к}^2 + 5,10316 \cdot 10^{-5} \beta_{1к} \beta_{2зф} + 1,56888 \cdot 10^{-4} \beta_{1к} \delta + 3,8243 \cdot 10^{-4} \delta^2) \varepsilon_\lambda \bar{d}_2; \quad (2.17)$$

$$\zeta_{ск} = (1,21829 \cdot 10^{-4} \beta_{2зф}^2 + 1,16320 \cdot 10^{-3} \delta^2) \omega_\lambda \bar{d}_2. \quad (2.18)$$

Зависимости ε_0 и ω_0 от геометрических параметров решеток иллюстрируются на рис. 2.8. Из рисунка, в частности, видно, что величина ε_0 , характеризующая уровень кромочных потерь на дозвуковых режимах ($\lambda_{зад} < 0,7$), зависит от всех трех использованных в модели кромочных потерь параметров $\beta_{1к}$, $\beta_{2зф}$ и δ . С увеличением угла $\beta_{2зф}$ и уменьшением угла $\beta_{1к}$ (при $\beta_{1к} < 70^\circ$) кромочные потери в решетках уменьшаются. Это объясняется снижением конфузурности решеток, вследствие чего толщине

Рис. 2.8. Зависимости ε_0 от $\beta_{1к}$ (α) и ω_0 от угла отгиба (δ) в турбинных решетках

на пограничного слоя на спинке лопаток возрастает, а эжектирующая способность потока за кромками уменьшается.

Кромочные потери уменьшаются и при увеличении угла отгиба δ , поскольку при этом из-за утолщения пограничных слоев на спинке и увеличения диффузорности течения вблизи спинки в косом срезе кромочное разрежение снижается.

Некоторая тенденция к уменьшению кромочных потерь наблюдается в сопловых решетках (при $\beta_{1к} = 80...90^\circ$). По-видимому это объясняется тем, что из-за утонения пограничных слоев на профиле в сопловых решетках отрыв потока на выходной кромке (при ее цилиндрической форме) смещается вниз по потоку. Поэтому ширина зоны отрыва за кромкой $d_{2зф}$ и, следовательно, кромочные потери уменьшаются.

В целом из рис. 2.6 и 2.8 видно, что в зависимости от формы решетки и значения $\lambda_{зад}$ коэффициент пропорциональности в формуле (2.10) для оценки кромочных потерь может принимать значения в диапазоне $\varepsilon = 0,05...0,6$. При этом кромочные потери в сопловых решетках вследствие умеренных углов отгиба и меньших потерь трения на спинке оказываются как правило значительными. В рабочих решетках вследствие больших углов отгиба и повышенных потерь со стороны спинки кромочное разрежение и, следовательно, кромочные потери могут уменьшаться в ряде случаев практически до нуля. (При отрыве потока на диффузорном участке спинки потери в решетке вообще не будут зависеть от фактической толщины кромки).

Полученные результаты хорошо согласуются с данными других авторов. В частности, согласно экспериментальным данным К. Баммерта, коэффициент пропорциональности ε в формуле (2.10) существенно увеличивается с увеличением $\theta = \beta_{1к} + \beta_{2зф}$. При этом в сопловых решетках ($\theta = 100...120^\circ$) кромочные потери могут оказаться в 1,5...2 раза выше, чем в рабочих ($\theta = 40...60^\circ$).

Из рис. 2.8 и формулы (2.18) видно, что потери в кромочных скачках уплотнения $\zeta_{ск}$ не зависят от конструктивного угла входа $\beta_{1к}$ и определяются углами выхода $\beta_{2зф}$ и отгиба δ . По-видимому, это можно объяснить тем, что эти потери формируются в основном при обтекании выходной части профиля, включая кромку, и слабо зависят от обтекания передней части профиля. Видно, что волновые потери, связанные с обтеканием кромки, увеличиваются с ростом угла отгиба δ и угла выхода потока $\beta_{2зф}$.

Учитывая сложную взаимосвязь отдельных составляющих профильных потерь, следует подчеркнуть, что полученные модели кромочных $\zeta_{кр}$ и волновых $\zeta_{ск}$ потерь в трансзвуковых решетках являются весьма приближенными. Поскольку точность этих моделей существенно меньше точности общего уравнения регрессии (2.16), их следует использовать лишь для качественной оценки потерь, связанных с обтеканием кромки.

Помимо рассмотренных потерь, в трансзвуковых решетках могут иметь место волновые потери в скачках, возникающих в межлопаточных каналах на спинке профиля (и взаимодействующих иногда с внутренним кромочным скачком уплотнения). При высоких сверхзвуковых значени-

ях $\lambda_{2д}$ в решетках с повышенными углами отгиба на выходной части спинки может возникать отрыв потока, что приводит к дополнительным потерям и изменению величин $\xi_{кр}$ и $\xi_{ск}$. При высокой местной диффузорности течения отрыв может возникнуть на корытце или спинке профиля и при низких значениях $\lambda_{2д}$. Выделить в явном виде эти составляющие потери, а также учесть влияние отрыва потока на величины $\xi_{кр}$ и $\xi_{ск}$ очень трудно. Поэтому в уравнении регрессии они учитываются членами, характеризующими потери трения, под которыми понимаются все потери, возникающие в межлопаточном канале решетки и не зависящие непосредственно от толщины выходной кромки.

Казалось бы, производя выборку из уравнения регрессии (2.16) членов, содержащих какой-либо параметр x_p , можно получить соотношение вида

$$\xi_p = \varphi(x_p), \quad (2.19)$$

характеризующие влияние данного параметра на профильные потери. Однако, как указывалось, между некоторыми параметрами (2.6) имеется значительная закоррелированность, вследствие чего в уравнении регрессии проявляется их смешанное влияние. Другими словами, выделить с достаточной степенью точности влияние отдельных параметров при этом не представляется возможным. Кроме того, при получении соотношений (2.19), а также (2.17) и (2.18) для $\xi_{кр}$ и $\xi_{ск}$ условие минимума среднеквадратичного отклонения расчетных значений \hat{y}_p от экспериментальных не накладывалось (подобные экспериментальные данные в чистом виде практически отсутствуют или их очень мало). Вследствие этого погрешность указанных соотношений может оказаться значительно выше, чем погрешность исходного уравнения регрессии. Поэтому выборки вида (2.19) из адекватного уравнения регрессии можно использовать лишь для анализа на весьма приближенном, качественном уровне.

Повышение прогнозирующих свойств регрессионных моделей. Взаимная закоррелированность ряда определяющих параметров не позволяет использовать полученное уравнение регрессии (2.16) для оптимизации решеток с помощью обычных методов математического анализа (при котором все переменные, определяющие значение функции, считаются независимыми между собой). Выбор наиболее эффективной решетки можно проводить методом перебора, т. е. на основе сравнительной оценки уровня потерь по уравнению регрессии в различных вариантах проектируемой решетки. Подчеркнем, что параметры в сравниваемых вариантах решетки не могут выбираться произвольно; они связаны между собой примерно в соответствии с данными табл. 2.1.

Для увеличения прогнозирующих свойств регрессионных зависимостей с частично закоррелированными параметрами целесообразно также использовать одновременно несколько их различных моделей, построенных на основе одних и тех же экспериментальных данных. Поскольку в разных моделях влияние того или иного параметра на функцию отклика может проявляться в различной степени, средний результат по всем моделям, по-видимому, будет обладать наибольшей достоверностью. В частности, была разработана составная модель, представляющая собой со-

вокупность трех уравнений, полученных для каждой из трех выделенных групп решеток. Можно использовать также метод локальной аппроксимации, когда профильные потери в решетке определяются на основании аппроксимации данных в „похожих” (т. е. близко расположенных в пространстве нормированных параметров) решетках.

Аппроксимация проводится линейным уравнением регрессии

$$\hat{y} = b_0 + \sum_{p=1}^k b_p (x_p - x_{p0}). \quad (2.20)$$

в малой окрестности ω интересующей нас точки $(x_{10} \dots x_{k0})$ пространства параметров (2.6). В этом соотношении значение $b_0 \approx \xi_0$, т. е. представляет собой оценку потерь в рассчитываемой решетке.

Можно не ограничивать однозначно указанную окрестность ω , а проводить аппроксимацию при использовании всех n экспериментальных точек, которым однако приписывается некоторый вес, обратно пропорциональный их евклидову расстоянию $R_j = \sqrt{\sum_{p=1}^k (x_{pj} - x_{p0})^2}$ от рассчитываемой точки. Чем ближе расположена экспериментальная точка к рассчитываемой, тем большее влияние она должна оказывать на формирование коэффициентов b_0, b_p . Таким образом, эти коэффициенты определяются из условия минимума функционала

$$F(b_i) = \sum_{j=1}^n [G_j (y_j - \hat{y}_j)]^2,$$

где $G_j = \frac{1}{1 + R_j^2}$ — весовая функция.

2.4. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ВЛИЯНИЮ УГЛА АТАКИ НА ПРОФИЛЬНЫЕ ПОТЕРИ

Выбор определяющих параметров. Как известно, при повышенных углах атаки на спинке или корытце профиля возникает отрыв потока, что приводит к увеличению потерь. Экспериментальные исследования показывают, что наиболее интенсивно потери увеличиваются при положительных углах атаки (т. е. при ударе в корытце). Это объясняется тем, что отрыв потока возникает на спинке профиля, где уровень скоростей и, следовательно, потери, связанные с отрывом, велики. При небольших отрицательных углах атаки из-за увеличения фактической конфузорности течения потери в решетке могут даже несколько уменьшиться. Поэтому обычно обработку и обобщение экспериментальных данных проводят для положительных и отрицательных углов атаки по-отдельности. В частности, как было показано В. И. Локаем, зависимость коэффициента дополнительных потерь в решетке от угла атаки может быть представлена в виде

$$\xi_i = \xi_{np} - \xi_{np0} = b_1 (1 - \xi_{np0}) i^2, \quad (2.21)$$

где $b_1 = 1$ при $i > 0$ и $b_1 = 0,15$ при $i < 0$; $\zeta_{про}$ – профильные потери при отсутствии угла атаки.

По экспериментальным данным Г. Ю. Степанова и В. Л. Эпштейна дополнительные потери, связанные с углом атаки на входе в решетку, можно оценить по формуле

$$\zeta_i = b_1 \left[\left(\frac{\sin \beta_{2\phi}}{\sin \beta_1} \right)^2 - \left(\frac{\sin \beta_{2\phi}}{\sin \beta_{1к}} \right)^2 \right] + b_2 \left(\frac{\sin(\beta_1 - \beta_{1к}) \sin \beta_{2\phi}}{\sin \beta_1 \sin \beta_{1к}} \right)^2, \quad (2.22)$$

где $b_1 = 0,058$ и $b_2 = 0,265$ – экспериментальные коэффициенты. Эта формула учитывает влияние на потери от угла атаки углов решетки на входе $\beta_{1к}$ и на выходе $\beta_{2\phi} = \arcsin \frac{a_2}{r}$. Величина ζ_i может зависеть и от некоторых других геометрических параметров.

В настоящее время накоплено большое количество экспериментальных данных по влиянию угла атаки на профильные потери в турбинных решетках. Потери, связанные с углом атаки, ζ_i могут зависеть от следующих параметров: $x_p = \beta_{1к}, \beta_{2\phi}, c_{max}, t, \delta, d_1$, а также от числа $Re = w_2 l / \nu$ и степени турбулентности потока ϵ_1 на входе, поскольку эти параметры определяют структуру пограничных слоев на лопатке и склонность их к отрыву. Однако в большинстве случаев, как указывалось, число Re изменялось в относительно узком диапазоне $Re = (5...10) \cdot 10^5$, а величина $\epsilon_1 = 0,02...0,05$ (что значительно ниже, чем в натуральных условиях, и приводит, по-видимому, к некоторому завышению ζ_i в условиях эксперимента). Кроме того, величина ζ_i вряд ли может зависеть от относительной толщины выходной кромки d_2 . Поэтому параметры Re, ϵ_1 и d_2 не следует включать в число определяющих.

Для обобщения были отобраны 93 решетки, исследованные в разное время Г. Ю. Степановым, В. Л. Эпштейном, В. В. Гольцевым, М. Х. Мухтаровым и другими исследователями. Поскольку решетки испытывались при различных углах атаки и при различных $\lambda_{ад}$, в обобщение входило $n = 964$ экспериментальных точки. Обработка проводилась для положительных и отрицательных углов атаки по-отдельности.

В табл. 2.5 приведены средние значения \bar{x}_p , среднеквадратичные отклонения σ_p и коэффициенты варьирования $\delta x_p = \sigma_p / \bar{x}_p$ определяющих

Таблица 2.5

Значения $\bar{x}_p, \sigma_p, \delta x_p$ по 93 решеткам, испытанным при $i \neq 0$

	x_p	$\beta_{1к}^*$	$\beta_{2\phi}^*$	c_{max}	t	δ^*	d_1	$\lambda_{ад}$	i
$i > 0$ $n = 600$	\bar{x}_p	53,4	30,6	0,19	0,76	14,4	0,084	0,78	0,15
	σ_p	14,9	5,7	0,076	0,13	6,5	0,036	0,12	0,16
	δx_p	0,28	0,19	0,4	0,17	0,45	0,43	0,15	—
$i < 0$ $n = 612$	\bar{x}_p	52,3	30,5	0,19	0,76	14,8	0,082	0,78	-0,21
	σ_p	15,3	5,5	0,074	0,13	6,1	0,034	0,12	0,24
	δx_p	0,29	0,18	0,39	0,17	0,42	0,41	0,15	—

параметров по всем экспериментальным точкам при $i \geq 0$ и $i \leq 0$. Видно, что все параметры изменяются в достаточно широком диапазоне. Видно также, что большинство данных получено для рабочих решеток ($\beta_{1к} \approx 53^\circ; \beta_{2\phi} \approx 30^\circ$). Корреляция между выбранными геометрическими параметрами практически отсутствовала.

Использование простейших моделей. Рассмотрим возможность использования формул вида (2.21) и (2.22) для оценки потерь, связанных с углом атаки. В табл. 2.6. приведены результаты обработки собранных экспериментальных данных по указанным формулам с коэффициентами b_1 и b_2 , рекомендуемыми авторами, а также полученными методом наименьших квадратов с отбраковкой явно ошибочных точек (МНК + отбраковка). В таблице помимо значений b_1 и b_2 для рассматриваемых случаев приводятся среднеквадратичные отклонения экспериментальных данных от обобщающего уравнения σ_{oc} , коэффициент множественной корреляции R и число точек n , по которым проводится обобщение.

Таблица 2.6

Результаты обобщения $\zeta_i = f(i)$ по формулам (2.21 и 2.22)

Формула	Метод обработки	b_1	b_2	σ_{oc}	R	n
(2.21)	(2.21) МНК + отбраковка	1	—	0,072	< 0,2	600
		0,58	—	0,027	0,83	561
(2.22)	(2.22) МНК + отбраковка	0,058	0,265	0,057	0,38	600
		0,095	0,126	0,025	0,86	564
$i \leq 0$						
(2.21)	(2.21) МНК + отбраковка	0,15	—	0,032	< 0,2	612
		0,029	—	0,013	0,39	573
(2.22)	(2.22) МНК + отбраковка	0,058	0,265	0,02	< 0,2	612
		0,034	0,135	0,0139	0,42	605

Из табл. 2.6 видно, что ни одна из указанных формул с рекомендуемыми авторами значения коэффициентов b_1 и b_2 не является адекватной по отношению к обобщаемым экспериментальным данным. Действительно, значение σ_{oc} превышает 0,06...0,07 при $i \geq 0$ и 0,02...0,03 при $i \leq 0$. Значения коэффициента множественной корреляции оказались недопустимо низкими.

Значительно лучший результат получается при использовании этих же формул, в которых значения коэффициентов b_1 , b_2 получены методом наименьших квадратов после отбраковки явно ошибочных точек. При этом коэффициент множественной корреляции увеличился до $R = 0,83...0,86$ при $i \geq 0$. Однако даже в этом случае при отрицательных углах атаки значение $R < 0,39...0,42$, что свидетельствует о неадекватности моделей вида (2.21; 2.22) экспериментальным данным при $i \leq 0$.

Построение адекватных уравнений регрессии. Учитывая повышенный разброс экспериментальных данных по влиянию угла атаки на профильные потери, целесообразно при построении уравнений регрессии ограничиться членами вида $z = x_p i$ и $x_p x_q i$. Кроме того, в семейство аппроксимирующих функций включим функции, используемые в уравнениях (2.22), вида

$$S_1 = \left(\frac{\sin \beta_{2\phi}}{\sin \beta_1} \right)^2 - \left(\frac{\sin \beta_{2\phi}}{\sin \beta_{1к}} \right)^2; \quad S_2 = \left(\frac{\sin(\beta_1 - \beta_{1к}) \sin \beta_{2\phi}}{\sin \beta_1 \sin \beta_{1к}} \right)^2.$$

Уравнения регрессии для оценки потерь, связанных с углом атаки, вида

$$\zeta_i = \sum_{q=1}^m b_q z_q \quad (2.23)$$

строились шаговым регрессионным методом по всем экспериментальным точкам для $i \geq 0$ ($n = 600$) и $i \leq 0$ ($n = 612$).

Интересно отметить, что первым (т. е. наиболее сильно влияющим) членом при $i \geq 0$ в уравнение регрессии вошел член S_1 из (2.22). При этом коэффициент множественной корреляции сразу оказался равным 0,78. При $i \leq 0$ в уравнение регрессии первым вошел член вида $\theta c_{\max} i$; при этом $R = 0,42$.

Далее, в соответствии с изложенным выше, была произведена выбраковка ошибочных точек, и уравнение регрессии строилось вторично по оставшимся наиболее достоверным точкам методом наименьших квадра-

Таблица 2.7

Вид функций z_q и значения b_q в уравнении регрессии (2.23)

q	$i \geq 0$		$i \leq 0$	
	z_q	b_q	z_q	b_q
1	S_1	0,1486	S_1	0,07649
2	$i t^2$	0,7227	$i \theta c_{\max}$	-0,01217
3	$i t \lambda_{2ад}$	-0,9445	$i t c_{\max}$	0,4042
4	$i \theta \lambda_{2ад}$	0,0024	$i \delta$	0,0021
5	-	-	$i K d_1$	0,3667
R	0,898		0,792	
σ_{oc}	0,022		0,0092	
$n_{ош}$	32		12	

тов. Вид функций z_q и значения b_q в окончательных уравнениях регрессии, а также R , σ_{oc} и число исключенных точек $n_{ош}$ приведены в табл. 2.7.

Из таблицы следует, что экспериментальные данные при $i \leq 0$ обобщаются значительно хуже, чем при $i \geq 0$. Это объясняется более значительным разбросом экспериментальных данных при $i \leq 0$.

Предварительные исследования показали существенную зависимость ζ_i от функции S_1 . Поэтому рассмотрим уравнение регрессии, построенное на основе модели Степанова-Эпштейна, вида

$$\zeta_i = B_1 S_1 + B_2 S_2, \quad (2.24)$$

где

$$B_1 = b_1 + b_2 c_{\max} + b_3 t + b_4 \lambda_{2ад};$$

$$B_2 = b_5 + b_6 c_{\max} + b_7 t + b_8 \lambda_{2ад}.$$

Выражение (2.24) можно переписать также в обычном виде (2.23).

Значения неизвестных коэффициентов b_q , определенных (после выявления и отбрасывания ошибочных точек) методом наименьших квадратов, и вид функций z_q даны в табл. 2.8; там же приведены значения R , σ_{oc} и число исключенных ошибочных точек $n_{ош}$.

Таблица 2.8

Вид функций z_q и значения b_q в уравнении регрессии на основе (2.24)

q	z_q	Значения b_q	
		$i \geq 0$	$i \leq 0$
1	S_1	0,459	0,044
2	$S_1 c_{\max}$	-0,101	0,112
3	$S_1 t$	-0,159	0,172
4	$S_1 \lambda_{2ад}$	-0,263	-0,03
5	S_2	-0,858	-0,58
6	$S_2 c_{\max}$	-0,686	0,521
7	$S_2 t$	1,514	-0,506
8	$S_2 \lambda_{2ад}$	0,0204	-0,149
	R	0,866	0,604
	σ_{oc}	0,0264	0,0122
	$n_{ош}$	21	8

Использованная модель (2.24) и полученные уравнения регрессии, несмотря на несколько большее количество членов ($m = 8$), имеют преимущество перед предыдущими соотношениями, поскольку дают более статистически устойчивые результаты. Поэтому их и следует применять для практических расчетов. Примеры оценки потерь, связанных с углом атаки, в различных решетках показаны на рис. 2.7, б.

ГЛАВА 3 ОПТИМИЗАЦИЯ ТУРБИНЫХ РЕШЕТОК ПО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

3.1. ПОВЫШЕНИЕ ДОСТОВЕРНОСТИ ПРОГНОЗА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕШЕТОК

В настоящее время отсутствуют надежные рекомендации по оптимальному проектированию трансзвуковых решеток, нет и надежных аналитических методов оценки их газодинамической эффективности. Исключительная сложность физической картины течения в трансзвуковой решетке требует привлечения различных методов (в том числе аналитических, эмпирических и экспериментальных) для разработки методики ее оптимального проектирования.

Большинство известных методов проектирования турбинных решеток основано на прямом подходе: по заданным значениям углов потока и выбранным (исходя из накопленного опыта с учетом технологических, прочностных и др. ограничений) значениям ряда геометрических параметров строится решетка тем или иным аналитическим методом. Далее по известным приближенным методикам оцениваются потери и рассчитывается картина течения в ней несжимаемой или сжимаемой жидкости, в том числе с расчетом пограничного слоя и оценкой потерь трения. Если решетка признана неудовлетворительной, после некоторого изменения ее параметров строится новая решетка и оценивается ее эффективность и т. д. Таким образом, проектирование решетки проводится путем последовательного решения ряда прямых задач до получения удовлетворительного результата.

Известны попытки проектирования решетки путем решения обратной задачи: по заданному благоприятному распределению скорости (или давления) по обводам профиля восстанавливается картина течения в решетке, в том числе и форма обводов профиля, совпадающая с граничными линиями тока. В этом случае оценка качества решетки производится, фактически, по величине потерь трения (см. разд. 3.2). Более целесообразно при построении оптимальной трансзвуковой решетки путем решения обратной задачи отталкиваться от величины суммарных, в частности, профильных потерь (включающих помимо потерь трения кромочные и волновые потери). Разработку такого подхода до последнего времени сдерживало отсутствие достаточно точных и надежных методов оценки газодинамической эффективности трансзвуковых решеток.

Как известно, основой оптимальных методов проектирования какого-либо узла или элемента является его адекватная математическая модель. Разработка подобной модели в большинстве научно-технических задач составляет основную, наиболее сложную и важную часть проблемы. Такая модель (т. е. система уравнений, алгоритмов, приемов и др., устанавливающая связь функции оптимизации с основными определяющими параметрами) позволяет проводить оптимизацию как на основе специальных методов (например, градиентных), так и методом вариантных расчетов.

Конечно, прогноз газодинамических характеристик трансзвуковой турбинной ступени на основе одной, в частности аналитической, модели (даже такой как расчет течения вязкого газа в ступени) может оказаться несостоятельным. Это связано с погрешностями как самой модели (не учитывающей, как правило, большого количества слабо влияющих, неконтролируемых второстепенных параметров) так и задания граничных условий, в том числе формы проточной части.

Например, при серийном изготовлении турбинных лопаток из-за разброса их фактических размеров (в пределах допускаемых отклонений, которые могут составлять $\pm 0,1...0,2$ мм от номинальных обводов) разброс потерь за двумя соседними лопатками на трансзвуковых режимах работы может достигать $\delta \zeta_{\text{пр}} = \pm 0,01...0,015$, а приведенной скорости в ком срезе — $\delta \lambda_{\text{ад}} / \lambda_{\text{ад}} = \pm 5...10\%$.

Достоверность прогноза можно повысить путем использования совокупности разнородных и независимых между собой адекватных моделей — аналитических, статистических, экспериментальных. Действительно, любая модель одной стороны явления отражает лучше, другие — хуже, влияние одних параметров учитывает полностью, других — приблизительно. Однако вероятность ошибки при использовании одновременно нескольких разнородных моделей существенно снижается. Во всяком случае результат, полученный при использовании различных независимых между собой адекватных моделей, представляется более достоверным. Если результаты прогноза по разным моделям существенно различаются, необходимо привлекать другие методы исследования и новые модели.

При исследовании, прогнозе эффективности и проектировании трансзвуковых решеток наиболее целесообразно использовать одновременно следующие модели:

- газодинамические — расчет двумерного или трехмерного течения невязкого газа в лопаточном аппарате методом установления (с учетом вязкости в рамках пограничного слоя);
- статистические (регрессионные) — методики оценки потерь в решетках на основе обобщения экспериментальных данных;
- экспериментальные — плоские, секторные и кольцевые решетки для исследования газодинамических особенностей течения, подтверждения эффективности лопаточных аппаратов, разработки рекомендаций по их улучшению.

3.2. ОСОБЕННОСТИ ОПТИМИЗАЦИИ И ПРОЕКТИРОВАНИЯ ТУРБИНЫХ РЕШЕТОК

Выбор функции оптимизации. Создание оптимальной конструкции охлаждаемого лопаточного аппарата в общем случае (с учетом газодинамики, прочности, технологии и др.) является весьма сложной и неопределенной задачей. Поэтому в настоящей работе мы будем рассматривать только газодинамическую сторону проблемы: оптимальной решеткой будем считать такую, в которой уровень потерь при заданных ограничениях окажется минимальным.

В современных трансзвуковых турбинных решетках, в том числе охлаждаемых, основную долю суммарных потерь составляют профильные потери $\zeta_{пр}$, которые на режимах $\lambda_{зд} = 0,9...1,4$ складываются из потерь трения ($\zeta_{тр} = 0,01...0,03$), кромочных потерь ($\zeta_{кр} = 0,02...0,04$) и волновых потерь ($\zeta_{ск} = 0,01...0,04$), связанных с возникновением на профиле и на выходе из решетки скачков уплотнения. Уровень вторичных потерь в указанном диапазоне скоростей и при не очень коротких лопатках обычно не превышает $\zeta_{вт} = 0,01...0,03$, что составляет 0,15...0,25 от суммарных потерь в решетке.

В охлаждаемых конструкциях возникают дополнительные потери $\zeta_{охл}$, связанные с охлаждением и выпуском воздуха в проточную часть, доля которых может оказаться значительной. Однако, как показано в гл. 1, эти потери являются аддитивной составляющей суммарных потерь, поэтому они могут быть рассмотрены и учтены отдельно (см. гл. 7...10). Более того, уменьшение этих потерь является самостоятельной задачей, входящей в проблему оптимизации системы охлаждения (с учетом надежности охлаждения, параметров охлаждаемого воздуха, мест и способов выпуска, конструктивных ограничений и др.).

Поэтому, принимая в качестве функции оптимизации уровень суммарных потерь в охлаждаемой решетке, целесообразно ограничиться на первом этапе рассмотрением их основной и независимой составляющей – профильными потерями. Оптимизация трансзвуковых решеток по уровню профильных потерь позволит выбрать наиболее рациональную форму профиля (с учетом необходимости утолщения профиля или кромок в охлаждаемых конструкциях), а также шаг и угол установки, обеспечивающие минимум профильных потерь.

Влияние на выбранную форму решетки вторичных потерь $\zeta_{вт}$ и потерь связанных с охлаждением и выпуском воздуха $\zeta_{охл}$ может быть рассмотрено и учтено отдельно. Можно ожидать, что уменьшение профильных потерь будет способствовать их снижению.

Таким образом, оптимизацию охлаждаемых решеток будем проводить последовательными приближениями. Сначала решетка оптимизируется по уровню профильных потерь без учета охлаждения и выпуска воздуха (однако при наличии определенных ограничений на форму лопаток). Затем производится корректировка формы решетки и профиля по величине суммарных потерь с учетом охлаждения и выпуска воздуха. При этом из-за значительных конструктивных трудностей часто ограничиваются лишь корректировкой шага в охлаждаемой решетке и применением способов выпуска, приводящих к минимальным дополнительным потерям.

Профилирование турбинной решетки производится после эскизной проработки проточной части турбины и ее газодинамического расчета. Поэтому такие параметры решетки как углы входа и выхода потока $\beta_{1к}$ и $\beta_{2кр}$, ширина решетки b , толщины входной и выходной кромок d_1 и d_2 (определяемые из условий их охлаждения с учетом технологических ограничений), а также $\lambda_{зд}$ считаются заданными.

Оптимизацию трансзвуковой решетки, т. е. выбор ее формы, обеспечивающей минимальные профильные потери, проводят как на стадии

проектирования лопаточных аппаратов, когда на геометрические параметры решеток накладывается минимальное число ограничений, так и на стадии доводки, когда значительные изменения в конструкции и форме лопаточных аппаратов нежелательны.

Оптимизация решеток путем решения обратной задачи. Построение оптимальной дозвуковой (неохлаждаемой) решетки проводилось Г. Ю. Степановым еще в 50-х годах путем решения обратной задачи. При этом решетка строилась по заданному заранее гидродинамически благоприятному распределению скорости по обводам профиля (без сверхзвуковых зон и значительных диффузорных участков) в потоке вязкой жидкости, что обеспечивает невысокий уровень потерь трения в решетке (метод годографа скорости). Экспериментальные исследования подтвердили эффективность метода для дозвуковых решеток.

В последние годы подобная обратная задача – построение трансзвуковой решетки по заданному распределению давления по обводам профиля – решается на основе метода установления в итерационном процессе [19]. Решение ищется в области течения на сетке с плавающими узлами. Границы области, соответствующие обводам профиля, изменяют свою конфигурацию с течением времени.

Система уравнений, записанная в разностной форме, содержит новые переменные, связанные с изменением границ ячеек по времени. Для замыкания системы необходимо оценить скорости перемещения границ ячеек. В начале расчета задается исходная форма решетки и строится расчетная сетка. На каждой итерации определяется поле течения, в том числе давление в узлах сетки на подвижных участках границы области, на которых задается распределение давления. Далее определяется скорость перемещения подвижных участков границы области под влиянием разности давлений, вычисленного на данном шаге и заданного на обводах профиля. После определения конфигурации подвижных участков вычисляются скорости перемещения граней внутренних ячеек, что и позволяет решить систему разностных уравнений.

В работе [30] при каждой итерации на подвижных участках границы области определяются линии тока путем интегрирования локальных производных скорости. Используя полученные линии тока (соответствующие обводам профиля на промежуточной итерации), производится корректировка расчетной сетки и доустановленные решения с вычислением картины течения и т. д.

Итерационный процесс продолжается, пока смещение узлов сетки в последовательных итерациях становятся пренебрежимо малыми. Общее число итераций при построении решетки достигает 600...1000. В результате получается решетка с заданным благоприятным законом изменения давления (или скорости) по обводам профиля.

Проектирование трансзвуковых турбинных решеток путем решения обратной задачи имеет ряд недостатков. Прежде всего, задавая благоприятное распределение скорости по обводам профиля, мы минимизируем лишь уровень потерь трения. Кромочные потери при этом предполагаются неизменными. Однако как показано в гл. 2, кромочные потери в решетке существенно зависят от ее формы, в том числе от угла отгиба,

определяющего характер течения вблизи спинки и, следовательно, толщину и структуру пограничного слоя на выходном участке спинки. Многочисленные опыты показывают, что с утонением пограничного слоя на спинке, т. е. с уменьшением потерь трения кромочные потери увеличиваются (из-за возрастания кромочного разрежения; см. разд. 5.1). Сказанное относится и к решеткам с ламинаризованными профилями (см. разд. 3.4), в которых также стараются минимизировать потери трения, путем смещения диффузорного участка течения и, следовательно, точки перехода в пограничном слое на спинке к выходной кромке.

Таким образом, оптимизация решетки путем решения обратной задачи не позволяет учитывать изменения второй важнейшей составляющей профильных потерь — кромочных потерь, величина которых в трансзвуковых решетках с толстыми кромками может намного превосходить потери трения.

Кроме того, форма решетки, полученная в результате решения обратной задачи, может не удовлетворять многочисленным требованиям, связанным с необходимостью ее охлаждения, ее прочностью, технологией и др. Поэтому реальный вариант решетки, учитывающий эти требования, может значительно отличаться от оптимального.

Из сказанного следует, что при оптимизации и проектировании трансзвуковых (охлаждаемых) решеток необходимо привлекать и другие модели, в частности, учитывающие влияние формы спинки на уровень кромочных потерь. В связи с большим количеством ограничений, возникающих в процессе проектирования и вынуждающих идти на компромиссные решения, наиболее целесообразно оптимальное проектирование выполнять в процессе решения ряда прямых и обратных задач.

Оптимизация решетки на стадии проектирования. Оптимизацию трансзвуковых турбинных решеток по уровню профильных потерь будем проводить в несколько этапов на основе совокупности разнородных моделей. На первом этапе используется аналитическая модель — разработанные в гл. 2 регрессионные методы оценки профильных потерь в зависимости от геометрических параметров решетки (2.6) и значения $\lambda_{2ад}$. На основе этих методов при заданных значениях таких параметров, как $\beta_{1к}$, $\beta_{2эф}$, d_1 , d_2 , $\lambda_{2ад}$, а также ряда других возможных ограничений определяется оптимальное сочетание остальных параметров, таких как t , δ , γ , ... из набора (2.6), обеспечивающее минимум профильных потерь. Будем называть этот этап оптимизацией геометрических параметров решетки.

Оптимизацию можно проводить градиентным методом, считая при указанных ограничениях профильные потери функцией варьируемых параметров, т. е.

$$\zeta_{гр} = f(c_{max}, t, \delta, \gamma, x_{cm}, y_{cm} \dots) \quad (3.1)$$

при $\beta_{1к}, \beta_{2эф}, d_1, d_2 \dots = const.$

При оптимизации следует использовать различные регрессионные модели и, в частности, метод локальной аппроксимации (см. разд. 2.3), согласно которому потери в интересующей нас точке пространства па-

раметров определяются путем аппроксимации экспериментальных данных вблизи этой точки линейным уравнением регрессии вида (2.20)

$$\hat{y} = b_0 + \sum_{p=1}^k b_p (x_p - x_{p0}) .$$

Коэффициенты b_p в этом уравнении представляют собой оценки частных производных $\frac{\partial \hat{y}}{\partial x_p}$, $p = 1, 2, \dots, k$ в точке x_{10}, \dots, x_{k0} , т. е. $\frac{\partial \hat{y}}{\partial x_1} \approx b_1, \dots, \frac{\partial \hat{y}}{\partial x_k} \approx b_k$ и по этому могут быть использованы для оценки градиента функции отклика в рассматриваемой точке пространства параметров.

Поскольку оптимизация проводится градиентным методом, функция отклика предполагается непрерывной однозначной, имеющей в исследуемой области один экстремум. Решается задача с ограничениями, т. е. для каждого определяющего параметра задан интервал его изменения $[x_{p\min}; x_{p\max}]$. Если параметр стремится выйти за пределы интервала, то ему присваивается значение на границе.

При оптимизации параметров решетки следует задать их начальное приближение. Оптимизация проводится в следующей последовательности. По параметрам начального приближения строится уравнение локальной аппроксимации. После этого варьируемым геометрическим параметрам даются приращения

$$\Delta x_p = -\alpha b_p \sigma_p, \quad (3.2)$$

где σ_p — среднеквадратичное отклонение параметра от среднего в совокупности решеток, входящих в банк данных; $\alpha = 0,5 \dots 1$ — коэффициент релаксации.

Такая форма приращения обеспечивает преимущественное изменение геометрических параметров, наиболее сильно влияющих на профильные потери в данной точке пространства параметров и сохраняет неизменными слабо влияющие параметры. При новых значениях определяющих параметров $\tilde{x}_p = x_p + \Delta x_p$ вновь строится уравнение локальной аппроксимации, вычисляются новые приращения этих параметров и т. д. Подобное движение по градиенту продолжается до тех пор, пока функция отклика \hat{y} уменьшается или пока все варьируемые геометрические параметры не достигнут границ своего изменения.

Разработанный комплекс программ обеспечивает проведение оптимизации параметров турбинных решеток в диалоговом режиме с выводом промежуточных числовых и графических результатов на терминал. Управляющая программа позволяет контролировать процесс движения к оптимальному решению и остановить оптимизацию на любом приемлемом для расчетчика промежуточном шаге.

Методика позволяет проводить оптимизацию параметров турбинной решетки по уровню профильных потерь при использовании произвольного числа определяющих параметров из набора (2.6), а также при произвольном выборе постоянных или варьируемых параметров. Однако наиболее целесообразно проводить оптимизацию по первым восьми параметрам:

$$\beta_{1k}; \beta_{2\text{эф}}; c_{\text{max}}; t; \delta; d_1; d_2; \gamma. \quad (3.3)$$

Эти параметры только незначительно закоррелированы между собой, что позволяет применять к уравнению (2.20) обычные методы математического анализа.

Оптимизацию решетки по параметрам можно проводить также градиентным методом, применяя его к среднему значению потерь, вычисленному по различным регрессионным соотношениям, перечисленным в разд. 2.3 (включая метод локальной аппроксимации). При этом направление движения по градиенту определяется в результате численного эксперимента в пространстве параметров на каждом шаге. Оптимизацию можно проводить и методом перебора, т. е. по результатам оценки средних потерь в различных вариантах проектируемой решетки.

При таком подходе традиционная задача о выборе оптимального шага в решетке становится более определенной. Она может быть сформулирована как задача о выборе максимального (предельного) относительного шага следующим образом: При заданных конструктивных ограничениях и варьировании свободными геометрическими параметрами выбрать такое максимальное значение относительного шага, при котором профильные потери в решетке сохраняются на приемлемом (невысоком) уровне. Поскольку масса и число лопаток в звенце, а также расход охлаждающего воздуха на лопатки обратно пропорциональны относительному шагу t , увеличение шага способствует уменьшению потерь от охлаждения, а также массы и числа деталей в турбине. Поэтому практически всегда выбор оптимальных параметров решетки должен проводиться при условии получения предельного относительного шага.

Выбрав оптимальное сочетание геометрических параметров (2.6), обеспечивающее минимальный уровень профильных потерь, можно построить решетку тем или иным аналитическим методом. На этом заканчивается первый этап проектирования, который можно рассматривать как решение обратной задачи на основе статистической (регрессионной) модели.

Как известно, оценка потерь по регрессионным зависимостям производится с некоторой погрешностью, вследствие чего действительные потери в спроектированной решетке могут оказаться как меньше, так и больше прогнозируемых. Поэтому на втором этапе с целью обеспечения минимального уровня потерь в решетке проводится ее оптимизация с использованием аналитических моделей, в частности, метода установления, методов расчета пограничного слоя на лопатках и др. Проверяются распределение приведенной скорости $\lambda_{ад}$ по профилю и в межлопаточном канале, интенсивность скачков на выходе из решетки, а также возможность отрыва потока. В случае необходимости (высокий уровень волновых потерь, возможность возникновения отрыва потока на спинке и др.) производится изменение формы спинки лопаток путем перераспределения ее кривизны (см. разд. 3.3), и все расчеты повторяются до получения решетки, имеющей невысокий уровень профильных потерь при благоприятной картине течения.

При корректировке обводов спинки профиля необходимо избегать

скачков уплотнения на спинке вблизи выходной кромки, особенно при наличии диффузорных участков или скачков на передней части спинки, которые приводят к утолщению пограничного слоя на спинке и отрыву его под действием скачка вблизи выходной кромки (см. гл. 5). При монотонном ускорении потока вдоль спинки пограничный слой имеет небольшую толщину, и отрыва потока при умеренной интенсивности скачка вблизи выходной кромки обычно не возникает.

Как указывалось, после оптимизации решетки по уровню профильных потерь (с учетом ограничений на толщину и форму охлаждаемых профилей) можно приступить к проектированию системы охлаждения. В частности, по картине распределения $\lambda_{ад}$ по обводам профиля проектируется система многорядного заградительного охлаждения, обеспечивающая при заданном внутреннем конвективном охлаждении минимальное изменение температуры металла по обводам профиля при умеренном расходе воздуха на пелену и небольших дополнительных потерях. В случае необходимости проводится коррекция формы решетки, в частности, некоторое увеличение шага при выбранной форме профиля с целью обеспечения минимума суммарных потерь (включая потери от охлаждения).

Оптимизация на стадии доводки. Для проверки и подтверждения прогнозируемой эффективности спроектированных лопаточных аппаратов целесообразно провести их экспериментальное исследование. Это относится к высоконагруженным решеткам с малой конфузурностью, большим углом поворота потока, с раскрытием или поджатием меридиональных обводов проточной части и др. Такие исследования могут быть проведены на плоских или прямых решетках (с профилированной торцевой поверхностью межлопаточных каналов). Конечно, эти испытания не снимают необходимости экспериментального исследования лопаточных аппаратов и ступени в целом по мере их создания и доводки.

Изготовление и испытание решеток, спроектированных на основе аналитических и регрессионных моделей, следует рассматривать как важный этап разработки высокоэффективной охлаждаемой турбины. Такие испытания позволяют в случае необходимости наметить мероприятия по совершенствованию окончательного варианта лопаточного аппарата.

Прежде всего к таким мероприятиям относится определение оптимального или предельного шага решетки при заданных профилях и $\beta_{2\text{эф}} = \text{const}$ (т. е. сохранении пропускной способности решетки). Подобная проблема может возникнуть и при доводке соплового или рабочего лопаточного аппарата в уже изготовленной ступени.

Оптимизацию решетки или лопаточного аппарата можно выполнить также при сохранении исходного шага и большинства других параметров, путем перераспределения кривизны спинки с целью уменьшения перерасширения и уровня волновых потерь на спинке. Выбор наиболее рациональной формы спинки может быть проведен как путем расчетного исследования различных ее вариантов, так и с помощью автоматизированного метода, изложенного в следующем разделе.

3.3. ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ СПИНКИ ПРОФИЛЯ ПО СТЕПЕНИ ПЕРЕРАСШИРЕНИЯ ПОТОКА В КОСОМ СРВЗЕ

Как указывалось, на картину течения и, следовательно, на газодинамическую эффективность трансзвуковой решетки сильное влияние оказывает форма спинки профиля и, в частности, распределение ее кривизны в косом срезе. Обычно форму этого участка характеризуют углом отгиба δ . Расчеты показывают, что путем перераспределения кривизны спинки в косом срезе даже при постоянном угле отгиба δ можно улучшить характер течения в решетке и, в частности, значительно уменьшить максимальное перерасширение потока на спинке.

Большая чувствительность трансзвукового потока даже к незначительным изменениям контура профиля, а также значительная сложность картины течения в межлопаточном канале на трансзвуковых режимах не позволяют выработать универсальных рекомендаций по целесообразному характеру распределения кривизны по обводам профиля, особенно на спинке. Для построения наиболее рациональной формы спинки профиля в трансзвуковой решетке (обеспечивающей наиболее благоприятную картину течения и, следовательно, снижение уровня профильных потерь) можно использовать автоматизированный метод, основанный на корреляции кривизны поверхности с местной скоростью обтекающего потока.

Как показывают расчетные и экспериментальные исследования, увеличение кривизны поверхности приводит к местному увеличению скорости потока, уменьшению кривизны — к его торможению.

Оптимизацию формы спинки профиля будем проводить при постоянных параметрах: хорде l , шаге t , угле установки γ , выходном сечении a_2

(или угле $\beta_{2\text{эф}} = \arcsin \frac{a_2}{l}$), толщинах d_1 и d_2 входной и выходной кромок, а также неизменной форме корытца. Такие параметры как угол отгиба δ , максимальная толщина профиля s_{max} и другие при оптимизации спинки могут несколько изменяться. Варьировать форму спинки при указанных условиях будем путем перераспределения кривизны по ее обводам.

Критерием качества распределения скорости можно выбрать максимальное перерасширение потока на спинке $\bar{\lambda}_{\text{ад max}} = \frac{\lambda_{\text{ад max}}}{\lambda_{2\text{ад}}}$. При уменьшении этого параметра уменьшается уровень волновых потерь и, возможно, потерь трения. Обычно при $\bar{\lambda}_{\text{ад max}} \leq 1,1 \dots 1,15$ распределение скорости на спинке считается удовлетворительным.

Оптимизация проводится путем решения серии прямых задач методом установления в итерационном процессе. На каждом шаге анализируется расчетное распределение скорости по спинке профиля, и в зависимости от ее уровня и характера распределения корректируется распределение кривизны спинки. В соответствии с отмеченным влиянием кривизны на уровень скорости кривизна в узлах расчетной сетки на спинке изменяется по следующей зависимости

$$\bar{K}r_i = Kr_i + \alpha \left(\frac{\bar{\lambda}_{\text{ад}} - k_{\text{max}}}{k_{\text{max}}} \right), \quad (3.4)$$

где Kr_i и $\bar{K}r_i$ — исходное и новое значения кривизны в i -м узле сетки; α — коэффициент релаксации; $k_{\text{max}} = 1,1 \dots 1,15$ — допустимая величина перерасширения потока на спинке; $\bar{\lambda}_{\text{ад}} = \lambda_{\text{ад}} / \lambda_{2\text{ад}}$.

Далее по измененному распределению кривизны восстанавливается контур спинки профиля и корректируется расчетная сетка вблизи спинки (при сохранении ортогональности ячеек). Затем путем доустановления от картины течения на предыдущем шаге вычисляется новое распределение скорости $\lambda_{\text{ад}}$ по обводам профиля. Процесс продолжается до получения решетки с перерасширением потока на спинке $\bar{\lambda}_{\text{ад max}} < 1,1 \dots 1,15$. Обычно для выполнения оптимизации формы спинки требуется 7...9 итераций с изменением распределения ее кривизны.

На каждом шаге изменение формы спинки производится, начиная с некоторой заданной точки x_0 ; y_0 на ее передней части, например, точки касания с входной кромкой. Координаты, первая производная и кривизна в этой точке сохраняются неизменными в процессе оптимизации. Восстановление формы спинки по откорректированной кривизне проводится путем интегрирования обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка, выражающего кривизну через первую и вторую производные,

$$y'' - Kr(x) (1 + y'^2)^{3/2} = 0 \quad (3.5)$$

при следующих граничных условиях в точке x_0 ; y_0 :

$$y(x_0) = y_0; \quad y'(x_0) = y'_0.$$

Полученная в результате решетка может иметь измененные значения a_2 и d_2 . Поэтому проводится дополнительная незначительная корректировка распределения кривизны на спинке с целью сохранения a_2 и d_2 неизменными.

Критерием качества распределения скорости по спинке оптимизированного профиля можно было бы считать и произвольный благоприятный закон ее изменения. Однако из-за большого числа указанных ограничений достижение заданного распределения возможно, как правило, лишь при одновременном варьировании и формой корытца профиля.

Изложенная методика во многом аналогична оптимизации трансзвуковых решеток путем решения обратной задачи [19, 30]. Отличие заключается лишь в механизме смещения обводов спинки к оптимальной форме, а также в большом количестве ограничений, поскольку методика предназначена лишь для коррекции спинки в решетке, оптимизированной на первом этапе по уровню профильных потерь на основе регрессионной модели.

Рассмотренный подход может быть применен и для оптимизации лопаточных аппаратов уже выполненных конкретных турбин. Поскольку, как указывалось, основная доля потерь связана с обтеканием спинки, можно

попытаться путем некоторого изменения ее формы улучшить картину течения и тем самым снизить уровень потерь. При этом форма оптимизированных лопаточных аппаратов только незначительно отличается от исходной, это позволяет в ряде случаев ограничиться доработкой имеющейся оснастки (в частности, прессформ). С другой стороны, сохранение числа лопаток и их важнейших геометрических характеристик, по-видимому, облегчает обеспечение их статической и динамической прочности.

3.4. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ ОПТИМИЗАЦИИ РЕШЕТОК

Оптимизация по уровню профильных потерь. В качестве иллюстрации эффективности разработанных методик оптимизации рассмотрим возможность снижения профильных потерь в сопловой решетке 1 (см. табл. 3.1) путем изменения ее шага при неизменной форме профилей и сохранении $\beta_{2\phi} = \text{const}$. На трансзвуковых режимах работы $\lambda_{2ад} = 1...1,2$ вследствие пониженного угла отгиба $\delta = 8^\circ$ и малой конфузурности межлопаточного канала на выходе ($E_2 = 1,4^\circ$) в решетке возникает интенсивный внутренний кромочный скачок уплотнения, пересекающий межлопаточный канал и падающий на спинку соседней лопатки. Помимо возникновения значительных волновых потерь это приводит к утолщению пограничного слоя на спинке лопаток и, возможно, к отрыву потока вблизи выходной кромки.

Таблица 3.1

Геометрические параметры исходных и улучшенных решеток

Решетка	$\beta_{1к}^\circ$	$\beta_{2\phi}^\circ$	c_{max}	t	δ°	d_1	d_2	γ°	$u_{кр}^\circ$	E_2°	E_1°	Примечание
1	95	16	0,18	0,67	8	0,11	0,1	41	2,2	1,4	30	Исходная
2	96	16	0,18	0,72	13	0,11	0,095	40	1,5	5,2	35	С увеличенным шагом
3	98	16	0,18	0,82	22	0,11	0,083	38	-0,4	14,7	45	
4	50	31	0,25	0,68	11	0,1	0,09	70,8	4	1,2	-2,5	Исходная
5	50	31	0,22	0,68	23	0,1	0,1	70,8	-1,2	7	-5	Оптимизированная
6	44	24,3	0,27	0,62	13	0,12	0,22	68,5	6,8	0	-11	Исходная
7	44	24,3	0,29	0,62	17	0,12	0,25	69,5	5,5	3,8	3,9	Оптимизированная

При увеличении относительного шага в диапазоне $t = 0,67...0,82$ быстро увеличивается угол отгиба δ , а также угол сужения межлопаточного канала E_2 (см. решетки 1...3 в табл. 3.1). Известно, что на трансзвуковых скоростях некоторое увеличение δ и E_2 способствует повышению эффективности решетки (см. рис. 2.3 и 2.4). Это связано, в частности, с уменьшением интенсивности внутреннего кромочного скачка, падающего на спинку соседней лопатки. Расчетный анализ картины течения и оценка потерь по регрессионным зависимостям показали, что увеличение отно-

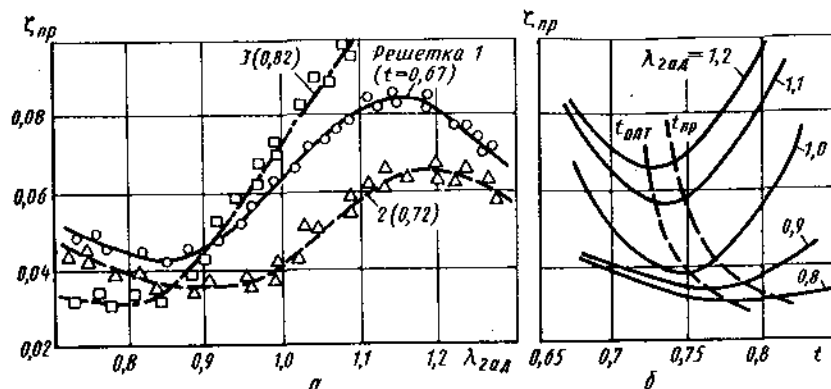


Рис. 3.1. Экспериментальные характеристики сопловой решетки при различных значениях относительного шага t и $\beta_{2\phi} \approx 16^\circ$:

а — зависимость $\zeta_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$ (решетки 1...3, табл. 3.1); б — зависимость $\zeta_{пр}$ от t при $\beta_{2\phi} \approx 16^\circ$ и $\lambda_{2ад} = \text{const}$

сительного шага до $t = 0,72$ способствует значительному снижению потерь.

Это хорошо подтверждается экспериментальными исследованиями. На рис. 3.1, а приведены зависимости $\zeta_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$ в исходной и разреженной решетках. Видно, что при увеличении шага до $t = 0,72$ профильные потери на трансзвуковых режимах работы уменьшились на $\delta\zeta \approx 0,02$ по сравнению с их уровнем в исходной решетке. При дальнейшем увеличении относительного шага ($t = 0,82$) на дозвуковых режимах потери продолжают снижаться, а на сверхзвуковых режимах — заметно возрастают. Это связано с перерасширением потока на спинке и возможным отрывом его вблизи выходной кромки вследствие повышенного угла отгиба $\delta = 22^\circ$.

Эти же результаты перестроены на рис. 3.1, б в виде зависимости $\zeta_{пр}$ от t при различных значениях $\lambda_{2ад}$. Пунктиром нанесены значения оптимального $t_{опт}$ и предельного $t_{пр}$ относительного шага. Видно, что на дозвуковых режимах в исследованных решетках $t_{опт} = 0,78...0,82$; на сверхзвуковых режимах он уменьшается до $0,72...0,75$ (при этом заметно уменьшается и угол отгиба δ). График относится лишь к решеткам с данной конкретной формой профиля.

Рассмотрим результаты оптимизации дозвуковой рабочей решетки, проведенной по методике предыдущего раздела путем изменения формы спинки лопаток. Расчетное значение приведенной скорости на выходе $\lambda_{2ад} = 0,8$. Геометрические параметры исходной и оптимизированной решеток даны в табл. 3.1 (соответственно решетки 4 и 5). Схемы решеток приведены на рис. 3.2, а. Исходная решетка была выполнена с повышенной толщиной профиля $c_{\text{max}} = 0,25$, углом отгиба $\delta = 11^\circ$, значительным углом отставания кромки $u_{кр} = 4^\circ$ и малой конфузурностью межлопаточного канала на выходе $E_2 = 1,2^\circ$.

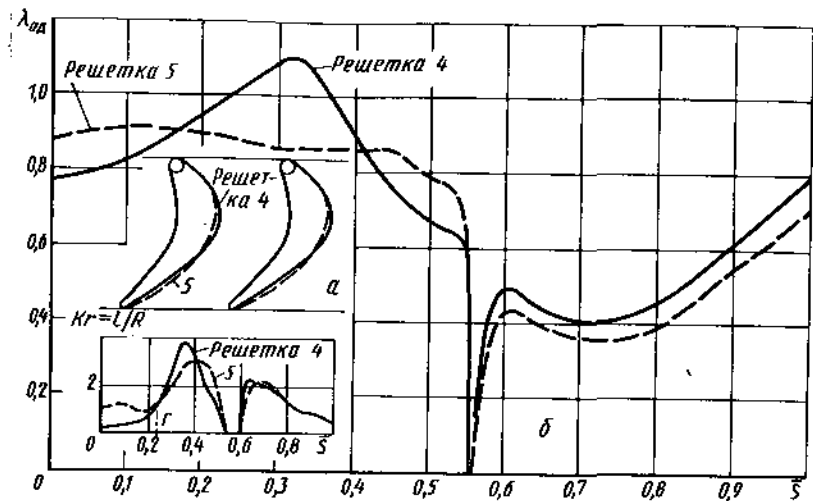


Рис. 3.2. Характеристики рабочих решеток 4 и 5 (табл. 3.1):
 а — геометрические характеристики решеток 4 и 5; б — расчетное распределение $\lambda_{ад}$ по δ

Расчетное исследование исходной решетки 4 показало ее невысокую газодинамическую эффективность. Распределение приведенной скорости $\lambda_{ад}$ по δ показано на рис. 3.2, б. Видно, что перерасширение потока на спинке весьма значительно $\lambda_{адmax} = 1,42$, причем на спинке имеется протяженный участок интенсивного диффузорного течения, начинающийся внутри межлопаточного канала. Уровень профильных потерь в этой решетке на расчетном режиме $\lambda_{2ад} = 0,8$ составляет $\zeta_{пр} = 0,048$.

В результате оптимизации спинки (при сохранении выходного сечения, толщин кромок и формы корытца неизменными) в решетке 5 удалось уменьшить максимальное перерасширение потока до $\lambda_{адmax} = 1,16$ и устранить участок диффузорного течения на спинке (рис. 3.2, б). Это привело к снижению уровня профильных потерь на $\delta\zeta \approx 0,02$, что объясняется в основном увеличением угла отгиба ($\delta = 23^\circ$ вместо 11° в решетке 4), некоторым уменьшением толщины профиля ($s_{max} = 0,22$ вместо $0,25$ в решетке 4) и большей конфузурностью канала в выходном сечении ($E_2 = 6,9^\circ$ вместо $1,2^\circ$ в решетке 4). Из рис. 3.2, а также видно, что изменение формы спинки профиля в оптимизированной решетке незначительно.

Рассмотрим результаты оптимизации трансзвуковой рабочей решетки 6 (табл. 3.1), имеющей умеренный угол отгиба $\delta = 13^\circ$, пониженную конфузурность межлопаточного канала на входе $E_2 = 0$ и диффузорный участок (бочкообразность) на выходе ($E_1 = -11^\circ$). В этой решетке на трансзвуковых режимах интенсивный внутренний кромочный скачок уплотнения пересекает межлопаточный канал и падает на спинку лопатки в зоне косога среза (рис. 3.3, а). Как указывалось, это приводит к утолщению пограничного слоя на спинке и отрыву его вблизи кромки под действием второго скачка уплотнения, замыкающего зону перерасширения

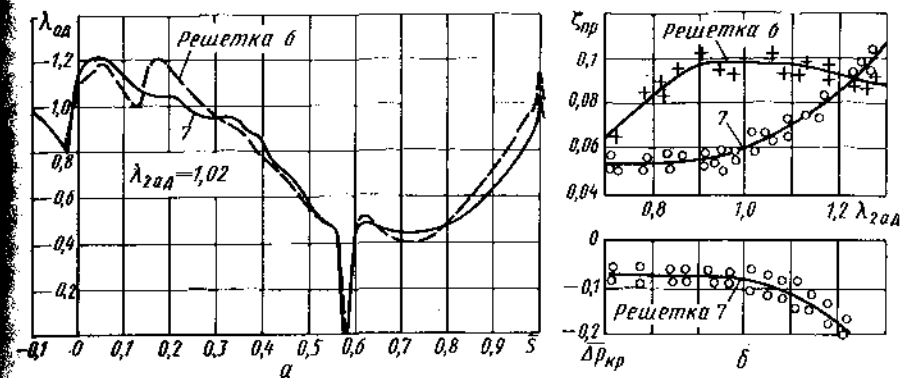


Рис. 3.3. Характеристики решеток 6 и 7 (табл. 3.1):

а — расчетное распределение $\lambda_{ад}$ по δ в решетках 6 и 7; б — зависимости $\zeta_{пр}$ и $\Delta P_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$

потока в косом срезе. Вследствие этого потери в решетке 6 на трансзвуковых режимах работы достигали $\zeta_{пр} \approx 0,1$ (рис. 3.3, б).

В оптимизированной решетке 7 угол отгиба увеличился до $\delta = 17,2^\circ$, а угол сужения межлопаточного канала на выходе — до $E_2 \approx 4^\circ$, что близко к его оптимальным значениям. Вследствие этого внутренний кромочный скачок практически исчез; распределение $\lambda_{ад}$ по спинке стало наиболее благоприятным — конфузурным вплоть до выходной кромки, где возникал замыкающий скачок уплотнения. Однако из-за малой толщины пограничного слоя это не приводило к отрыву потока вблизи кромки; при этом потери в широком диапазоне трансзвуковых скоростей сохранились на умеренном уровне $\zeta_{пр} = 0,05...0,06$.

Учитывая повышенную толщину выходных кромок ($\bar{d}_2 = 0,25$), а также большой угол поворота потока, эффективность решетки 7 следует признать удовлетворительной. На рис. 3.3, б приведена также зависимость коэффициента кромочного давления $\Delta P_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$, откуда следует, что уровень кромочных потерь в решетке 7 достигал $\zeta_{кр} \approx 0,02...0,025$. Таким образом, величина потерь трения $\zeta_{тр} = 0,03...0,035$, что хорошо согласуется с их значением, подсчитанным по параметрам пограничного слоя.

Оптимизация по уровню потерь трения; ламинаризованные профили. В низкочастотных (дозвуковых) последних ступенях многоступенчатых турбин число Re может иметь пониженное значение, вследствие чего значительную долю суммарных потерь в решетках составляют потери трения. Особенно значительными потери трения могут оказаться в рабочих решетках с большим углом поворота потока, где величина их может составлять $0,02...0,04$. Потери трения связаны в основном с обтеканием спинки и, главным образом, ее выходного участка, на котором течение в пограничном слое имеет турбулентный характер. Сокращение протяженности турбулентного участка течения на спинке может заметно уменьшить потери трения.

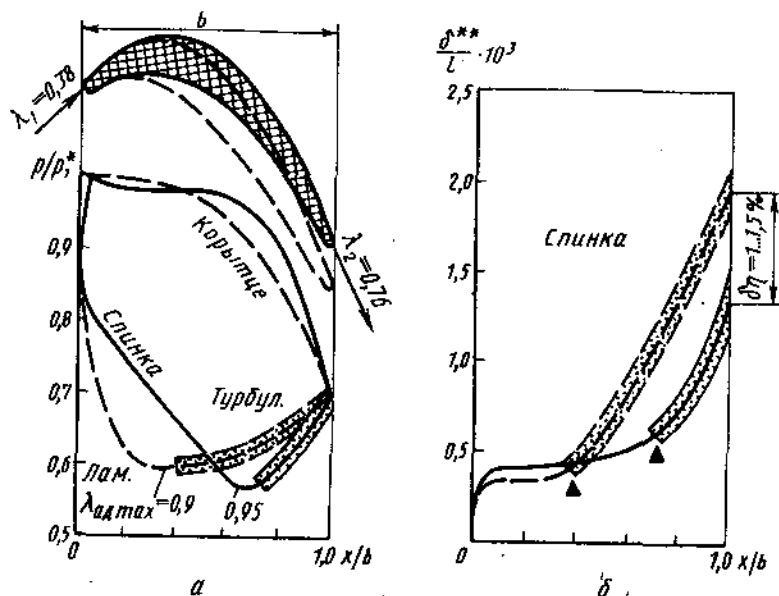


Рис. 3.4. Характеристики ламинированной решетки по данным [25]: а — распределение ρ/ρ^* по обводам профиля; б — распределение толщины потери импульса по спинке профиля; — — исходный профиль; — — ламинированный профиль; Δ — точка перехода в пограничном слое

С этой целью форму профиля в решетке следует изменить таким образом, чтобы на большей части спинки течение было ускоряющимся, а диффузорный участок и связанная с ним турбулизация пограничного слоя возникали лишь в конце спинки. В качестве иллюстрации рассмотрим результаты ламинаризации рабочей дозвуковой решетки ($M_2 = 0,74$), приведенные в работе [25]. Характеристики исходной и ламинированной решеток показаны на рис. 3.4. Видно, что уменьшение кривизны спинки значительно увеличило протяженность конфузорного участка. При этом заметно увеличилось перерасширение потока на спинке ($\lambda_{ад max} = 1,25$ вместо 1,18 в исходной решетке) и диффузорность выходного участка течения; однако толщина пограничного слоя в конце спинки, в частности, толщина потери импульса значительно уменьшилась. В связи с этим, в соответствии с формулой (1.48), уменьшились и потери трения на $\delta\zeta_{тр} = 0,01...0,015$.

Фактическое изменение профильных потерь в решетке будет определяться дополнительно и изменением кромочных потерь, которые в связи с утонением пограничного слоя на спинке должны несколько увеличиться. Оценить снижение потерь в ламинированной решетке можно по данным гл. 2 либо с помощью экспериментальной продувки.

Помимо уменьшения потерь трения в ламинированной решетке из-за утонения пограничного слоя уменьшается и возможность отрыва

потока на спинке. Эти результаты указывают, что перерасширение потока на спинке $\lambda_{ад max}$, которое часто используется как критерий качества при проектировании решеток в большом количестве работ, не является исчерпывающей характеристикой газодинамической эффективности решеток. Достоверно судить об эффективности решетки можно лишь на основании одновременного применения различных моделей: газодинамических (в том числе — вязких, в рамках пограничного слоя); регрессионных; а в случае повышенной информативности решетки (расположении ее в пространстве параметров в стороне от других решеток) — и экспериментальных.

Аналогичная задача проектирования плоской дозвуковой решетки с минимальными профильными потерями рассматривается в работе [3]. При этом определение оптимальной формы обводов профиля (типичная задача вариационного исчисления) проводится методами нелинейного программирования. Полагая кромочные потери равными $\zeta_{кр} = 0,1 \bar{d}_2$, авторы по существу проводят оптимизацию по уровню потерь трения $\zeta_{тр} = 2(\delta_c^{**} + \delta_k^{**})/a_2$. В результате при заданных углах $\beta_{1к}$ и $\beta_{2ф}$, толщинах входной и выходной кромок d_1 и d_2 , а также площади профиля F определяется форма спинки и корытца, обеспечивающая минимальные потери трения. Дополнительно накладывалось условие безотрывного течения в виде

$$\frac{\delta^{**}}{w} \frac{dw}{ds} (Re^{**})^{\frac{1}{m}} < B, \quad (3.6)$$

где $Re^{**} = Re \delta^{**}/l$; $m = 4...6$; $B = 0,013...0,02$.

Пограничный слой по обводам профиля считался турбулентным и определялся по результатам расчета потенциального обтекания решетки несжимаемой жидкостью. Форма спинки и корытца задавалась полиномами высоких степеней. В результате показана возможность уменьшения потерь трения при $\lambda_{2ад} = 0,4...0,65$ на $\delta\zeta \approx 0,0035$. Экспериментальное исследование в целом подтвердило результаты расчетов.

Особенности проектирования трансзвуковых решеток. Газодинамическое исследование, прогноз эффективности и проектирование трансзвуковых решеток наиболее целесообразно проводить на основе совокупности разнородных и независимых между собой моделей, в том числе аналитических (расчет невязкого течения методом установления, расчет пограничного слоя и др.), статистических (регрессионных зависимостей для оценки потерь) и экспериментальных.

При проектировании охлаждаемой трансзвуковой решетки в первую очередь целесообразно проводить оптимизацию по уровню профильных потерь. При этом сначала на основе регрессионных моделей оптимизируются ее определяющие геометрические параметры, а после построения по этим параметрам решетки проводится оптимизация на основе аналитических методов по картине течения вблизи спинки путем перераспределения ее кривизны.

При проектировании трансзвуковых решеток вряд ли имеет смысл говорить об оптимальном значении того или иного параметра, в частно-

сти, относительного шага t . Более целесообразно при заданных конструктивных ограничениях выявлять оптимальный набор варьируемых параметров, обеспечивающий минимальное значение профильных потерь. При этом обеспечение повышенного относительного шага решетки можно рассматривать в качестве дополнительного требования.

Для уменьшения потерь в трансзвуковых решетках целесообразно уменьшать перерасширение потока, а также интенсивность скачков в комом срезе, в том числе внутреннего кромочного скачка. Наиболее благоприятным является монотонное увеличение скорости вдоль спинки с минимальным диффузорным участком (или слабым скачком) вблизи выходной кромки.

Такому распределению скоростей способствует применение умеренных углов отгиба $\delta = 15...5^\circ$ и сужения межлопаточного канала на выходе $E_2 = 7...4^\circ$ и значений относительного шага $t = 0,8...0,65$ соответственно при $\lambda_{2\text{дл}} = 0,9...1,25$. Для корневых сечений рабочего колеса, имеющих как правило пониженную конфузорность, межлопаточные каналы должны иметь плавную сходящуюся форму. Наличие участков постоянной ширины и тем более пережатия ($E_2 < 0$) в выходной части межлопаточного канала не допускается.

ГЛАВА 4 ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕШЕТОК

4.1. ПОДХОД К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ ИССЛЕДОВАНИЮ

Как указывалось, характерными особенностями современных высоконагруженных охлаждаемых турбин является уменьшение относительной высоты проточной части, применение повышенных трансзвуковых скоростей на выходе из лопаточных аппаратов и их интенсивное охлаждение с выпуском охлаждающего воздуха в проточную часть. При этом доля вторичных и волновых потерь, а также потерь, связанных с охлаждением элементов турбины, существенно увеличивается. В этих условиях разработка методов проектирования высокоэффективных турбин является сложной задачей, для решения которой требуются систематические экспериментальные исследования пространственной структуры потока в проточной части.

Экспериментальное исследование картины течения в турбинной ступени, работающей в натуральных условиях (при $T_{r0}^* = 1600...1800\text{K}$), является чрезвычайно сложным. Даже при испытании натуральных турбин в модельных условиях (например, в системе газогенератора при пониженных параметрах газа) определяются в основном интегральные характеристики, в частности, КПД. Детальное исследование структуры потока, например за сопловым аппаратом, возможно лишь на специально препарированных турбинных ступенях, имеющих увеличенный осевой зазор и прорези в корпусе для траверсирования потока насадком. Подобные исследования дают большой объем информации, однако требуют значительных затрат времени и средств. Это ограничивает возможность проведения серийных исследований различных модификаций лопаточных аппаратов непосредственно в условиях ступени. Поэтому часто газодинамические (и тепловые) исследования проводятся на неподвижных кольцевых лопаточных аппаратах, на секторных решетках, представляющих собой часть кольцевого лопаточного аппарата, или на плоских прямых решетках, имитирующих какие-либо коаксиальные сечения лопаточного аппарата турбины.

Основной трудностью исследования кольцевых или секторных решеток является обеспечение близких к натурным граничных условий на входе и выходе, в частности, обеспечение радиального градиента давления во входном и выходном сечениях. При отсутствии радиального градиента на выходе (или при его недостаточной величине) за решеткой под действием поля центробежных сил возникает отрыв потока от втулки, резко искажающий картину течения (в том числе и уровень потерь). Возникновению отрыва способствуют также всякого рода уступы или осевые зазоры (кольцевые щели) на втулке; при их обтекании возникает местный отрыв, переходящий затем в развитый отрыв потока от втулки.

Относительно просто обеспечить граничные условия можно в кольцевых сопловых аппаратах, поскольку радиальный градиент давления на

входе практически отсутствует; на выходе он может быть обеспечен путем соответствующего оформления выходного устройства (например, установкой раскручивающей компрессорной решетки). В рабочих колесах обеспечить близкие к натурным граничные условия на входе и выходе в общем случае практически невозможно.

Действительно, в натуральных условиях рабочий лопаточный аппарат на входе имеет поля относительных скоростей $w_1(r)$ и статических давлений $p_1(r)$, определяемые закруткой потока в осевом зазоре за сопловым аппаратом и окружной скоростью вращения ротора. Эти поля можно частично имитировать с помощью специального направляющего устройства. Однако на выходе из неподвижной кольцевой рабочей решетки при цилиндрических обводах проточной части в поле центробежных сил возникает радиальный градиент давления, в то время как в натуральных условиях при осевом выходе потока из ступени он пренебрежимо мал. Устранить градиент давления, возникающий за неподвижной кольцевой рабочей решеткой, невозможно. При работе решетки на выхлоп в атмосферу давление по высоте лопаток выравнивается, однако при этом коаксиальность течения нарушается; на выходе возникает интенсивная радиальная составляющая скорости, что приводит к отрыву потока от втулки.

Поэтому исследование рабочих лопаточных аппаратов следует проводить в условиях вращения на турбинной ступени. Исследование простейших особенностей течения, в частности, влияния формы профиля или различных способов выпуска воздуха из лопаток на дополнительные потери в рабочем колесе целесообразно проводить на прямых и плоских решетках.

Исследование кольцевых сопловых аппаратов при обеспечении близких к натурным граничных условий на входе и выходе позволяет получить большой объем данных по структуре течения, по уровню местных и суммарных потерь, по пропускной способности и др. Однако исследование требует практически таких же энергетических затрат, что и испытания турбинных ступеней. Кроме того, изготовление комплекта сопловых лопаток, а также корпусов для установки кольцевого аппарата весьма трудоемко и дорого.

Указанные затруднения практически отсутствуют в случае проведения газодинамических исследований на секторных решетках, в частности, составленных из 7...10 натуральных лопаток (отбракованных по каким-либо причинам при изготовлении первого экспериментального изделия). Такие лопатки можно легко дорабатывать с целью исследования различных способов выпуска воздуха, а также тщательно препарировать для снятия полей параметров и выяснения локальных особенностей пространственного течения в лопаточных аппаратах. Потребный расход газа при испытании секторных решеток уменьшается в несколько раз; кроме того, они не требуют сложных и трудоемких корпусов. Более подробно особенности испытаний кольцевых и секторных решеток рассматриваются в разд. 4.4.

При газодинамическом исследовании решеток с открытым воздушным охлаждением возникает вопрос о возможности моделирования и переноса результатов модельного исследования на натуру. Как известно,

для обеспечения подобия газодинамических явлений в неохлаждаемых решетках требуется, помимо геометрического подобия, выполнение равенства трех основных критериев подобия:

$$Re_r = \frac{c_{1ад} l}{\nu} = idem; \quad M_r = \frac{c_{1ад}}{a} = idem; \quad k_r = \frac{c_p}{c_v} = idem. \quad (4.1)$$

Однако при испытаниях решеток на холодном воздухе не удается выдержать условие $k_r = idem$. Поэтому приходится идти на частичное моделирование по параметрам Re_r и M_r , а влияние различия k_r учитывать косвенно.

В охлаждаемых решетках число определяющих параметров и, следовательно, критериев подобия значительно возрастает. Так скорость потока c_1 за охлаждаемой решеткой, помимо ее геометрических параметров и критериев подобия по основному потоку (4.1), зависит также от параметров подобия, характеризующих течение охлаждающего воздуха, от его подогрева в системе охлаждения, от глубины охлаждения лопаток (неизотермичности пограничных слоев на лопатках) и т. д., т. е.

$$c_1 = f(Re_r; M_r; k_r; \bar{c}_v; \bar{G}_v; t_{в0}^*; R_v/R_r; k_v; \Delta T_v^*; T_r/T_{r0} \dots).$$

Обеспечить равенство критериев подобия при их столь большом количестве практически невозможно, в особенности при газодинамических исследованиях, когда система охлаждения лопаток выполняется упрощенной (предназначенной по существу лишь для подвода и выпуска охлаждающего воздуха на поверхность лопаток). Другими словами, невозможно более или менее полное моделирование газодинамических процессов в охлаждаемой решетке даже при испытаниях в неизотермических условиях ($t_{в0}^* = 0,5 \dots 0,8$) и тем более – в изотермических условиях ($t_{в0}^* \approx 1$).

Исходя из сказанного при газодинамическом исследовании охлаждаемых решеток целесообразно в первую очередь построить физическую и математическую модели явления. Одной из задач экспериментального исследования является проверка достоверности этих моделей при различных произвольных значениях критериев подобия. Непосредственный перенос численных результатов модельного исследования на натурные условия невозможен. Определение фактических параметров охлаждаемой решетки в натуральных условиях должно проводиться по отработанной в процессе исследований методике расчета.

4.2. ОСОБЕННОСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСЗВУКОВЫХ ОХЛАЖДАЕМЫХ РЕШЕТОК

Описание стенда для исследования решеток. Экспериментальные исследования трансзвуковых охлаждаемых решеток проводятся на специальных автоматизированных стендах. Схема одного из таких стендов изображена на рис. 4.1. Стенд работает на эксгаустерном режиме: на входе в решетку давление и температура основного потока близки к атмосферным; уровень турбулентных пульсаций не превышает $\epsilon_1 = 0,02 \dots 0,05$.

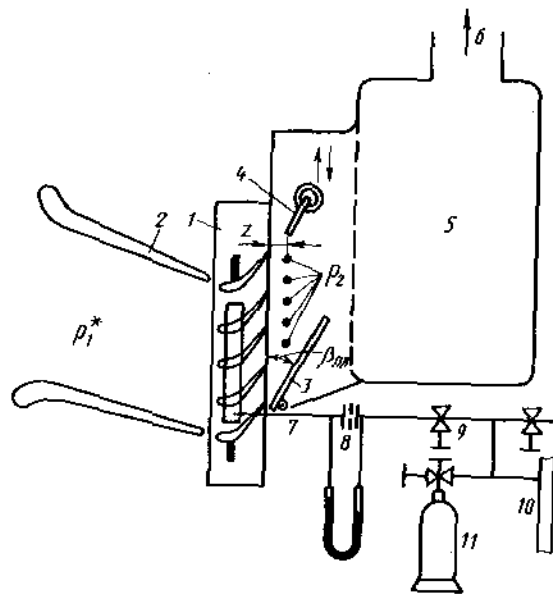


Рис. 4.1. Схема стенда для газодинамического исследования охлаждаемых решеток: 1 — решетка; 2, 3 — входные и выходные направляющие створки; 4 — насадок; 5 — ресивер; 6 — эксгаустер; 7 — подвод „охлаждающего” воздуха; 8 — измерительное устройство; 9 — регулирующие вентили; 10 — магистраль сжатого воздуха; 11 — баллон углекислого газа или жидкого азота

При изменении скорости потока за решеткой в пределах $\lambda_{2ад} = 0,8...1,4$ и хорде профиля $l = 50...80$ мм

$$Re = \frac{w_{2ад} l}{\nu} = b_0 \epsilon_1^* \epsilon \lambda_{2ад} l = (0,6...1) \cdot 10^6, \quad (4.2)$$

где b_0 — постоянный множитель; ϵ — газодинамическая функция. Стенд оборудован системой подачи „охлаждающего” воздуха и позволяет проводить исследования в основном в изотермических условиях ($T_{в0} \approx T_{г0} \approx 295K$).

В этих условиях изучается только основная составляющая дополнительных потерь, связанная с выпуском охлаждающего воздуха в проточную часть. Дополнительные потери, связанные с охлаждением, в том числе, термодинамические потери из-за отвода тепла в лопатку, из-за неизотермичности пограничных слоев на лопатках и другие при этом не выявляются. Оценка этих составляющих дополнительных потерь может быть проведена на основе специальных неизотермических испытаний либо расчетными методами.

Стенд позволяет проводить испытания также при выпуске из лопаток углекислого газа или заохлажденного воздуха (путем добавления в него

испаряющегося жидкого азота), имеющих параметры, отличные от параметров основного потока.

Экспериментальные решетки собираются из 8...9 лопаток постоянного сечения высотой $h_0 = 125$ мм. Для отсечки и слива пограничного слоя, образующегося на стенках установки до входа в решетку, на лопатки устанавливаются отсечные пластины на расстоянии 5...40 мм от торцевых поверхностей межлопаточного канала; фактическая высота лопаток между отсечными пластинами может составлять $h = 30...100$ мм. Лопатки выполняются пустотелыми с выпуском воздуха через отверстия или щели на разных участках профиля.

При испытаниях измеряются поля полных и статических давлений за решетками, в том числе на разных расстояниях $z = (0,3...1,5) a_2$ от выходных кромок. Статическое давление измеряется с помощью отбора давления через отверстия, расположенные на отсечной пластине в количестве 20...35 в пределах $(1,5...2) t$, а также в потоке с помощью специального комбинированного насадка. Измерения проводятся как правило за 2...3 средними лопатками в решетке. Кроме того, измеряется распределение давления по профилю лопатки, в том числе за выходными кромками с помощью отборов давления через отверстия диаметром $d = 0,4...0,5$ мм.

Перемещение насадка вдоль фронта между заранее установленными концевыми выключателями производится с малой постоянной скоростью $v_{нас} = 1...3$ мм/с, при которой отсутствует гистерезис в показаниях приборов. Все газодинамические параметры (p_2^* ; p_2 ; $\beta_2...$) в процессе движения насадка измеряются электрическими датчиками давления типа ИКД-27, ДМИ и др. Результаты измерений с частотой опроса каждого датчика $\nu_f = 10$ Гц записываются на магнитную ленту для последующей обработки. Для визуального наблюдения показания каждого датчика записываются также в виде эюр на ленты электронных потенциометров.

Стенды, работающие на эксгаустерных режимах, не позволяют произвольно изменять уровень Re и $\lambda_{2ад}$. Этот недостаток отсутствует у стендов, работающих по замкнутой схеме: с наддувом на входе и разрежением на выходе из решетки. Вследствие этого, изменение Re и $\lambda_{2ад}$ может производиться независимо друг от друга. Уровень турбулентности перед решеткой на таких стендах составляет $\epsilon_1 = 0,05...0,1$.

Особенности исследования трансзвуковых решеток. Как отмечалось, результаты экспериментального исследования трансзвуковых решеток, полученные разными авторами, имеют повышенный разброс. В значительной степени это обуславливается особенностями исследуемых решеток и экспериментальных стендов, а также отсутствием единой достаточной отработанной и надежной методики экспериментирования и обработки экспериментальных данных.

Для оценки влияния особенностей решеток и стендов, а также условий проведения эксперимента в работе [28] было проведено сопоставление результатов исследования идентичных плоских рабочих решеток в четырех различных организациях. Решетки были подобны между собой; однако размеры лопаток, их число в решетке, размеры и форма насадков, а также сами стенды, в том числе подводящие каналы в разных организациях были различными. Испытания показали, что характер течения в ре-

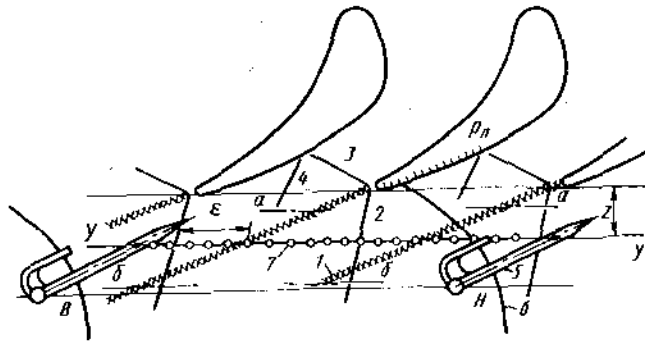


Рис. 4.2. Выбор сечения измерений за трансзвуковой решеткой:

1 — след за лопаткой; 2 и 3 — внешний и внутренний кромочные скачки; 4 — отраженный скачок; 5 — насадок; 6 — скачок; 7 — отборы статического давления; у — у — сечение измерений; е — смещение скачка от оси следа в сечении измерений

сетках на трансзвуковых режимах примерно одинаков, хотя запыриание решеток происходило при разных значениях $\lambda_{2ад}$ из-за разной толщины вытеснения на торцевых поверхностях каналов. Различие в потерях было примерно таким же, что и разброс результатов измерений в одной решетке за разными лопатками, и составляло $\delta \xi_{пр} = \pm 0,005...0,007$. С учетом влияния методов вторичной обработки результатов измерений на сверхзвуковых режимах разброс данных может увеличиться в 1,5...2 раза.

При исследовании турбинных решеток измерения обычно проводят вдоль фронта за решеткой на расстоянии по ее оси $z \approx a_2$ от выходных кромок (рис. 4.2), т. е. в сечении, где примерно располагаются входные кромки следующего лопаточного аппарата. При этом особенно тщательно измеряется поле полных давлений p_2 . Статическое давление p_2 за дозвуковой решеткой практически постоянно вдоль фронта, поэтому обычно ограничиваются его измерением в нескольких точках в пределах 2...3 шагов вдоль фронта. Выходная направляющая пластина 3 (см. рис. 4.1) устанавливается примерно под углом $\beta_{пл} \approx \beta_{2ф}$.

Основная трудность экспериментального исследования трансзвуковых решеток связана с существенной неоднородностью статического давления за решеткой из-за возникновения системы внешних кромочных скачков. На рис. 4.3, а показано распределение статического давления вдоль фронта за сопловой решеткой в сечении $z \approx a_2$. Резкое повышение давления соответствует положению внешнего кромочного скачка уплотнения. С увеличением \bar{d}_2 и $\lambda_{2ад}$ неравномерность потока за решеткой увеличивается. На рис. 4.3, б показана зависимость отношения p_{2max}/p_{2min} в пределах шага для сопловых решеток. Видно, что при $\lambda_{2ад} < 0,9...0,95$ неравномерность потока по статическому давлению пренебрежимо мала. При $\lambda_{2ад} > 1$ неравномерность резко возрастает; при $\lambda_{2ад} = 1,3$ $p_{2max}/p_{2min} = 2,1$ и 1,6 соответственно при $\bar{d}_2 = 0,12$ и 0,05. Аналогичное отношение полных давлений или температур за

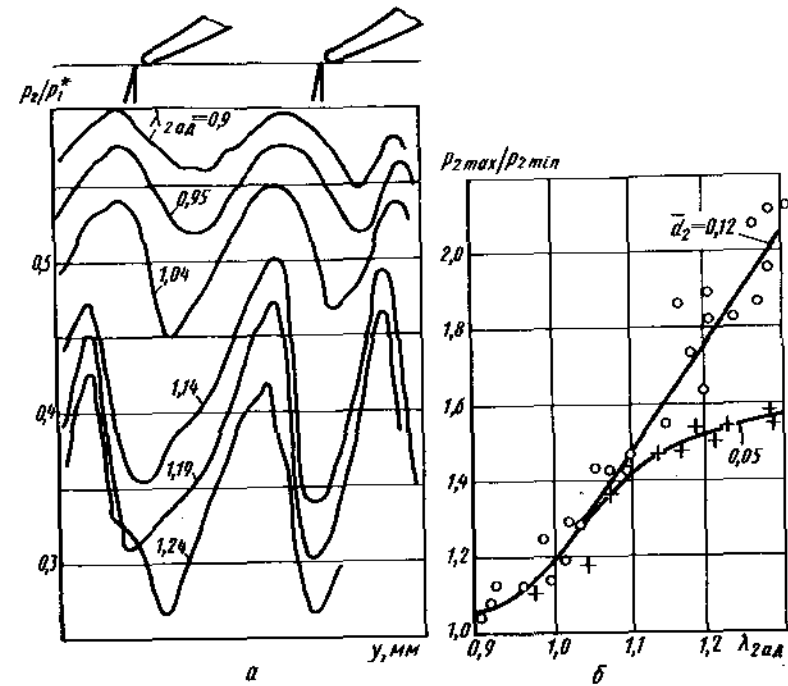


Рис. 4.3. Оценка неоднородности потока за трансзвуковой решеткой:

а — распределение p_2/p_1^* по фронту за сопловой решеткой; б — зависимость p_{2max}/p_{2min} от $\lambda_{2ад}$ в сопловых решетках

охлаждаемой решеткой может составлять $p_{2max}^*/p_{2min}^* = 1,2...1,3$ и $T_{2max}^*/T_{2min}^* = 1,3...1,4$.

Поэтому при исследовании трансзвуковых решеток необходимо тщательно измерять поля полного и статического давлений, а в случае охлаждаемых решеток — и поле полных температур. Измерения проводятся обычно с помощью комбинированного насадка, состоящего из трубки Пито (для измерения полного давления) и игольчатого насадка (для измерения статического давления), разнесенных по фронту с целью исключения их взаимного влияния друг на друга. Схема насадка показана на рис. 4.2.

Поскольку при обтекании трубки Пито сверхзвуковым потоком перед ней образуется прямой скачок уплотнения, измеренное полное давление $p_{2пол}^*$ будет меньше полного давления набегающего потока p_2^* на величину потерь в скачке. Измерение статического давления оттарированным игольчатым насадком обычно не сопровождается какой-либо существенной погрешностью.

На результаты измерений и на структуру потока в поле течения существенное влияние может оказывать положение насадка по фронту за

исследуемой решеткой. На рис. 4.2 буквами *H* и *B* отмечены два крайних положения насадка при траверсировании потока за решеткой. Из схемы видно, что на сверхзвуковых режимах работы перед державкой насадка в положении *H* возникает ударная волна, пересекающая поле течения, вследствие чего давление вниз по потоку от ударной волны повышается. Это приводит к значительному изменению распределения давления по фронту в сечении измерений, а также по обводам профиля по сравнению с их действительными значениями в невозмущенном потоке. Аналогичная ударная волна перед державкой насадка в положении *B* не влияет на поле течения в сечении измерений.

Отсюда следует, что измерение полей статического давления за трансзвуковой решеткой на торцевых поверхностях проточной части или по обводам профиля следует проводить только после выведения насадка в положение *B*, когда ударная волна от державки не искажает действительной структуры сверхзвукового потока на выходе из решетки. По аналогичной причине при исследовании сверхзвуковых потоков игольчатым насадком (см. рис. 4.2) необходимо размещать приемные отверстия статического давления (или угломера) на расстоянии $l_n > (7...8) d_d$ от державки (где d_d — диаметр державки). В этом случае ударная волна перед державкой не будет искажать (завышать) результаты измерения статического давления в потоке.

При измерении поля полного давления за трансзвуковой решеткой, в частности, при прохождении насадком внешнего кромочного скачка уплотнения из-за взаимодействия скачков на носике насадка и в потоке эпюра измеряемых давлений p_2^* , вообще говоря, может искажаться. Однако как показали специальные исследования В. Банника и К. Небелинга, взаимодействие насадка со скачком в потоке (и, следовательно, погрешность измерения полного давления) практически отсутствует.

Исследования показывают, что результаты измерений, в частности, значение коэффициента потерь $\zeta_{пр}$ существенно зависит от расстояния z за выходными кромками до сечения измерений. С увеличением z среднее по шагу давление за решеткой \bar{p}_2 и волновые потери заметно возрастают. Это объясняется увеличением общей протяженности внешних кромочных скачков в поле течения (ср. сечения *a* и *б* на рис. 4.2). В качестве иллюстрации на рис. 4.4, *a* показано отношение средних статических давлений, измеренных за сопловой решеткой на расстоянии $z = 25$ мм и 10 мм в зависимости от $\lambda_{2ад}$. Видно, что при значениях

$\lambda_{2ад} > 1,2$ это отношение $\bar{p}_2(z=25) \approx 1,1$, что значительно превышает увеличение давления, связанное с выравниванием параметров неоднородного потока.

Об увеличении волновых потерь за трансзвуковой решеткой можно судить по рис. 4.4, *б*, на котором показано отношение осредненного полного давления, измеренного на различном расстоянии z за решеткой, к аналогичной величине, измеренной в сечении $z = 7$ мм. Видно, что при увеличении расстояния от выходных кромок полное давление заметно уменьшается. Из сказанного следует, что с увеличением осевого зазора в

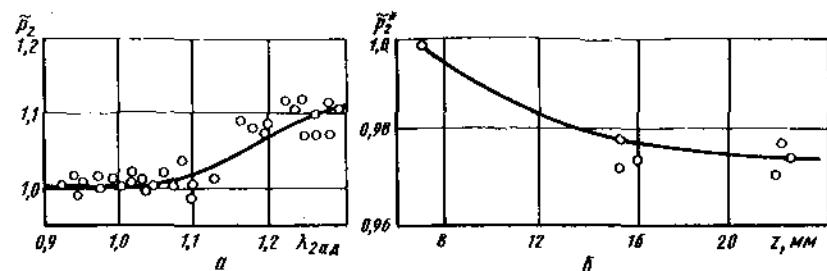


Рис. 4.4. Зависимости $p_2 = \frac{\bar{p}_2(z=25 \text{ мм})}{\bar{p}_2(z=10 \text{ мм})}$ от $\lambda_{2ад}$ (*a*) и $p_2^* = \frac{\bar{p}_2^*}{\bar{p}_2^*(z=7 \text{ мм})}$ от z при $\lambda_{2ад} = 1,24$ (*б*) за сопловой решеткой

трансзвуковой ступени ее КПД должен понижаться существенно интенсивней, чем это имеет место в дозвуковых ступенях. При этом, по-видимому, уменьшаются периодические нагрузки на рабочие лопатки, возникающие при прохождении внешних кромочных скачков и следов за сопловыми лопатками.

На картину течения за трансзвуковой решеткой сильное влияние оказывает положение выходной направляющей пластины 3 (см. рис. 4.1). В дозвуковых решетках, как указывалось, она устанавливается обычно под углом $\beta_{пл} \approx \beta_{2ф}$. Однако поскольку при исследовании трансзвуковых решеток в широком диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,8...1,4$ угол потока за решеткой может изменяться на $\delta\beta_2 = 3...5^\circ$, оказывается, что на большинстве режимов пластина либо поджимает поток на выходе (при $\beta_{пл} < \beta_2$), либо перерасширяет его за прилегающими межлопаточными каналами (при $\beta_{пл} > \beta_2$, когда течение вблизи створки напоминает течение с перерасширением в расширяющейся части сопла Лаваля). И в том и в другом случаях течение в прилегающих к створке межлопаточных каналах может существенно отличаться от течения в естественных нестесненных условиях, а периодическая структура потока по ширине решетки значительно искажается (возникает „перекос“ потока по ширине решетки).

Попытки выполнить направляющую пластину перфорированной, в том числе и для устранения отражения падающих на нее кромочных скачков от лопаток к успеху не привели. При исследовании разных трансзвуковых решеток ($\beta_{2ф} = 15...35^\circ$) в широком диапазоне $\lambda_{2ад}$ по-прежнему проявлялось сильное воздействие перфорированной пластины на течение в прилегающих каналах, хотя в целом картина течения за трансзвуковой решеткой стала более благоприятной (перекос потока по фронту уменьшился).

Для обеспечения близкой к натурной периодической структуры потока в сечении измерений может оказаться целесообразным устанавливать пластину под углом $\beta_{пл} \approx 2\beta_{2ф}$. В этом случае поток за решеткой можно рассматривать как плоскую свободную струю в затопленном пространстве. Поскольку условия на боковых границах струи из-за одинаковой

формы прилегающих объемов затопленного пространства примерно одинаковы, течение в средних каналах решетки, по-видимому, будет близким к реальному нестесненному течению в условиях ступени. (В некоторых случаях целесообразно вообще отказаться от применения выходной направляющей пластины.)

Вторичная обработка экспериментальных данных. Вторичная обработка результатов измерений проводится в следующей последовательности. По измеренным вдоль фронта решетки полям статического и полного давлений вычисляется поле приведенных скоростей

$$\lambda_{2iизм} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(1 - \pi_{2iизм}^{\frac{k-1}{k}}\right)}, \quad (4.3)$$

где $\pi_{2iизм} = \frac{p_{2i}}{p_{2iизм}^*}$; $p_{2iизм}^*$ и p_{2i} — измеренные трубкой Пито полное и статическое давления в i -й точке по шагу.

В случае $\lambda_{2iизм} > 1$ вводится поправка на скачок на носике насадка; действительное значение приведенной скорости λ_{2i} набегающего потока в данной точке определяется по измеренным значениям $p_{2iизм}^*$ и p_{2i} с помощью известной зависимости

$$\pi_{2iизм} = \left(\frac{1}{\lambda_{2i}^2} - \frac{k-1}{k+1}\right) \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \frac{1}{\lambda_{2i}^2}\right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad (4.4)$$

где λ_{2i} — действительное значение приведенной скорости в потоке.

Для упрощения расчетов величину λ_{2i} можно представить в виде

$$\lambda_{2i} = \lambda_{2iизм} (1 + \delta). \quad (4.5)$$

Полагая $\delta \ll 1$, из предыдущего соотношения легко получим

$$\delta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\pi_{2iизм} \lambda_{2iизм}^2}{\tau_{2iизм} C}\right) \frac{\tau_{2iизм} B}{B - \tau_{2iизм}}, \quad (4.6)$$

где

$$\tau_{2iизм} = \pi_{2iизм}^{\frac{k-1}{k}}; \quad B = (k+1) \lambda_{2iизм}^2 - (k-1); \quad C = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \frac{1}{\lambda_{2iизм}^2}\right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Используя полученное поле действительных значений приведенной скорости λ_{2i} , можно вычислить действительное значение коэффициента скорости φ по формулам разд. 4.3. На дозвуковых и умеренных трансзвуковых режимах работы средняя скорость потока и коэффициент скорости φ могут вычисляться по упрощенной методике, когда статическое и полное давление за решеткой осредняются по шагу.

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что в связи со сложной картиной течения в трансзвуковых решетках, использованием разных стенов и различных (часто упрощенных) методик вторичной обработки

данных, результаты испытаний трансзвуковых решеток, публикуемые в различных источниках, имеют значительный разброс.

4.3. ОСРЕДНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ЗА ТУРБИНОЙ РЕШЕТКОЙ

Условия осреднения параметров неоднородного потока. Как показано в [17], газовый поток в данном сечении характеризуется рядом интегральных параметров: потоком полной энтальпии J^* , потоком полного импульса P , массовым расходом газа G , потоком энтропии S и т. д. В зависимости от рассматриваемой задачи при осреднении предполагается неизменность каких-либо трех из указанных параметров в действительном потоке и в условном осредненном. Вычисленные значения остальных параметров могут не совпадать с их значениями в действительном потоке.

При исследовании течений в проточной части двигателей часто осреднение производится в предположении о постоянстве расхода G , потока полной энтальпии J^* и потока энтропии S . В этом случае правильно оцениваются потери энергии, происшедшие в потоке до рассматриваемого сечения, однако вычисленный поток полного импульса, статическое давление и количество движения в осредненном течении могут отличаться от их действительных значений.

При газодинамическом расчете турбинной ступени момент, действующий на рабочее колесо, определяют, согласно уравнению Эйлера, как разность моментов количества движения перед и за рабочим колесом. Поэтому при осреднении параметров закрученного потока за турбинными решетками необходимо, чтобы дополнительно сохранялся неизменным и момент количества движения M_k .

В работе [17] осреднение подобных закрученных потоков рекомендуется проводить путем введения канонического потока с окружными скоростями, распределенными по закону постоянной циркуляции, т. е.

$$c_u = \frac{\Gamma}{2\pi r} \quad \text{и} \quad c_d = \text{const.} \quad (4.7)$$

Другими словами, действительный поток с произвольным распределением параметров по высоте проточной части заменяется при осреднении потоком с указанным распределением скоростей (и соответствующим распределением других параметров) по радиусу. При этом в осредненном потоке сохраняются величины G , J^* , S , M_k .

Однако, как подчеркнуто в [17], подобное осреднение недопустимо, если нас интересуют особенности распределения параметров потока по высоте проточной части, в частности, при профилировании лопаточных аппаратов. Например, в случае профилирования турбинной ступени по законам $\alpha_1 = \text{const}$ или твердого тела действительные параметры за сопловым аппаратом по высоте проточной части могут резко отличаться от параметров канонического потока (4.7). В подобных случаях для обеспечения безударного входа газа в последующее рабочее колесо необходимо

знать действительные значения скоростей и углов потока за кольцевой решеткой на каждом радиусе.

Исходя из сказанного, при исследовании закрученного потока за кольцевой решеткой наиболее целесообразно проводить осреднение параметров потока в окружном направлении на каждом радиусе (в потоке единичной высоты), сохраняя, в частности, момент количества движения, среднюю скорость (или уровень статического давления) и угол потока такими же, что и в исходном неравномерном потоке. При этом задача сводится практически к осреднению параметров потока за плоской решеткой по ее фронту.

Момент количества движения для потока единичной высоты на данном радиусе рассчитывают по действительному расходу газа и его некоторой средней скорости. Поэтому, казалось бы, осреднение параметров потока за турбинной, в частности сопловой, решеткой следует проводить в предположении о постоянстве потока полной энтальпии J_1^* , потока полного импульса P_1 и расхода G_1 в действительном и осредненном течениях. Для плоского потока единичной высоты эти условия запишутся в следующем виде (уравнение полного импульса записано в проекциях на окружное и осевое направления; все интегралы берутся по шагу решетки t):

$$\begin{cases} \int c_p T_1^* \rho_1 c_1 \sin \alpha_1 dy = c_{pcp} T_{1cp}^* G_1 = I_1^* ; \\ \int \rho_1 c_1^2 \sin \alpha_1 \cos \alpha_1 dy = c_{1cp} \cos \alpha_{1cp} G_1 ; \\ \int (\rho_1 c_1^2 \sin^2 \alpha_1 + p_1) dy = c_{1cp} \sin \alpha_{1cp} G_1 + p_{1cp} t ; \\ \int \rho_1 c_1 \sin \alpha_1 dy = G_1 , \end{cases} \quad (4.8)$$

где $T_1^* = T_1 + c_1^2/2c_p$ — температура торможения в данной точке по фронту; c_1 ; P_1 — скорость и плотность потока в данной точке по фронту, подсчитанные по местным значениям p_1 ; p_1^* и T_1^* ; c_{1cp} , p_{1cp} , α_{1cp} — скорость, статическое давление и угол осредненного потока за решеткой; c_{pcp} , T_{1cp}^* — средние значения теплоемкости и температуры торможения потока за решеткой.

Значения c_1 ; P_1 ; c_{pcp} ; T_{1cp}^* определяется по формулам

$$c_1 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} ; \quad p_1 = \frac{p_1}{RT_1} = \frac{p_1^*}{RT_1^*} \left(\frac{p_1}{p_1^*} \right)^{\frac{1}{k}} ;$$

$$c_{pcp} = \frac{\int c_p \rho_1 c_1 \sin \alpha_1 dy}{G_1} ; \quad T_{1cp}^* = \frac{I_1^*}{c_{pcp} G_1} = \frac{\int c_p T_1^* \rho_1 c_1 \sin \alpha_1 dy}{c_{pcp} \int \rho_1 c_1 \sin \alpha_1 dy} . \quad (9)$$

Однако подобное осреднение эквивалентно выравниванию параметров потока в плоском канале за турбинной решеткой. При этом проекция вектора количества движения на окружное направление сохраняется неизменной, т. е.

$$K_{1u} = K_1 \cos \alpha_1 = c_{1cp} \cos \alpha_{1cp} G_1 = c_2 \cos \alpha_2 G_1 ,$$

где K_1 — количество движения в сечении 1-1. Индексом 2 отмечены параметры выровнявшегося потока в бесконечно удаленном сечении 2-2, равные, как указывалось, параметрам осредненного потока.

Проекция вектора количества движения на осевое направление при подобном осреднении уменьшается (поскольку выравнивание параметров при $G_1 = \text{const}$ приводит к уменьшению расходной составляющей скорости), т. е.

$$c_{1cp} \sin \alpha_{1cp} G_1 = c_2 \sin \alpha_2 G_1 < K_{1a} = K_1 \sin \alpha_1 .$$

Это приводит в осредненном потоке к увеличению статического давления p_{1cp} и уменьшению угла потока α_{1cp} по сравнению с их действительными значениями p_1 и α_1 в исходном неоднородном потоке, что может привести к погрешности при оценке угла входа потока в последующую (рабочую) решетку. Это весьма неудобно также и потому, что расчет решетки или турбины в целом производится по действительным (в частности, определенным экспериментально) значениям p_1 и α_1 . Схематически соотношения между указанными величинами представлены на рис. 4.5. Для наглядности значения параметров осредненного в сечении

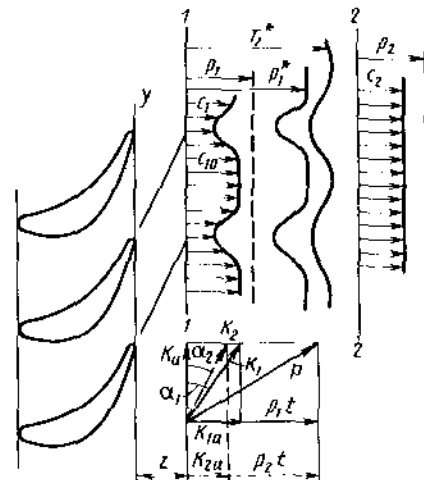


Рис. 4.5. Схема выравнивания и осреднения параметров потока за турбинной решеткой

1-1 потока, соответствующие параметрам выровнявшегося потока в сечении 2-2, совмещены с параметрами основного потока.

Осреднение параметров потока за решеткой при сохранении J_1^* , P_1 и K_1 . При осреднении параметров потока за турбинной решеткой более целесообразно исходить из неизменности потока полной энтальпии J_1^* , полного импульса P_1 и количества движения K_1 в рассматриваемом сечении. В системе уравнений (4.8) в этом случае следует уравнение расхода заменить на уравнение количества движения

$$\int \rho_1 c_1^2 \sin \alpha_1 dy = c_{1cp} G_1 = K_1.$$

Из этого соотношения средняя скорость потока может быть выражена в виде

$$c_{1cp} = \frac{K_1}{G_1} = \frac{\int \rho_1 c_1^2 \sin \alpha_1 dy}{\int \rho_1 c_1 \sin \alpha_1 dy}. \quad (4.10)$$

Из условия неизменности количества движения K_1 вытекает неизменность его проекций на осевое и окружное направление, т. е.

$$\int \rho_1 c_1^2 \sin \alpha_1 \sin \alpha_1 dy = K_1 \sin \alpha_{1cp} = K_a;$$

$$\int \rho_1 c_1^2 \sin \alpha_1 \cos \alpha_1 dy = K_1 \cos \alpha_{1cp} = K_u.$$

Поэтому из третьего уравнения системы (4.8) непосредственно следует, что

$$\rho_{1cp} = \frac{1}{t} \int \rho_1 dy = \bar{\rho}_1. \quad (4.11)$$

Средний угол потока за решеткой (угол вектора количества движения к окружному направлению) определяется в виде

$$\alpha_{1cp} = \operatorname{arctg} \frac{K_a}{K_u}. \quad (4.12)$$

За дозвуковыми решетками на расстоянии от выходных кромок по оси решетки $z \approx a_2$ статическое давление p_1 и угол потока α_1 можно принимать постоянными по фронту решетки. Из последних соотношений следует и их неизменность в исходном неоднородном и условном выровненном потоках, т. е.

$$p_{1cp} = p_1 \quad \text{и} \quad \alpha_{1cp} = \alpha_1.$$

Выражение для c_{1cp} в этом случае можно переписать в виде

$$c_{1cp} = \frac{\int \rho_1 c_1^2 dy}{\int \rho_1 c_1 dy}. \quad (4.13)$$

За трансзвуковыми решетками среднее статическое давление определяется соотношением (4.11). Кроме неоднородности по полному и статическому давлению за ними может наблюдаться значительная неоднородность и по углу потока α_1 . Однако это практически не сказывается на средней скорости потока, которую по-прежнему можно оценивать по формуле (4.13). Действительно, представим выражение для α_1 в виде $\alpha_1 = \alpha_{1cp} + \delta\alpha$, где $|\delta\alpha| < 2...3^\circ$ — отклонение угла потока от его среднего значения, и легко получим из (4.10)

$$c_{1cp} = \frac{\int \rho_1 c_1^2 dy}{\int \rho_1 c_1 dy} \frac{1+a}{1+b}, \quad (4.14)$$

$$\text{где } a = \frac{\int \rho_1 c_1^2 \frac{\sin \delta \alpha}{\sin \alpha_{1cp}} dy}{\int \rho_1 c_1^2 dy} \approx \left(\frac{\sin \delta \alpha}{\sin \alpha_{1cp}} \right)^* < 1;$$

$$b = \frac{\int \rho_1 c_1 \frac{\sin \delta \alpha}{\sin \alpha_{1cp}} dy}{\int \rho_1 c_1 dy} \approx \left(\frac{\sin \delta \alpha}{\sin \alpha_{1cp}} \right)^{**} < 1.$$

В этих выражениях $\left(\frac{\sin \delta \alpha}{\sin \alpha_{1cp}} \right)^*$ и $\left(\frac{\sin \delta \alpha}{\sin \alpha_{1cp}} \right)^{**}$ — некоторые средние (во-

обще говоря, различные, но близкие между собой) значения этого отношения в интервале его изменения, равном примерно $\pm 0,1$. Можно показать, что отличие второго сомножителя в (4.14) от единицы не превышает $\pm 0,002...0,003$. Поэтому для оценки c_{1cp} в первом приближении можно по-прежнему использовать формулу (4.13).

На практике вместо размерной скорости c_{1cp} обычно пользуются безразмерным коэффициентом скорости

$$\varphi = c_{1cp} / c_{1ад}, \quad (4.15)$$

где $c_{1ад} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{\bar{p}_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$ — адиабатическая скорость

потока, подсчитанная по его полным параметрам перед решеткой и среднему статическому давлению за решеткой.

При продувках неохлаждаемых решеток (или охлаждаемых – в изотермических условиях, т. е. при $T_{г0}^* \approx T_{в0}^*$) эту формулу можно привести к виду

$$\varphi = \frac{\int \frac{\pi_{1ад}}{\tau_1} \lambda_1^2 dy}{\lambda_{1ад} \int \frac{\pi_{1ад}}{\tau_1} \lambda_1 dy}, \quad (4.16)$$

где

$$\pi_{1ад} = \frac{p_1}{p_0^*}; \quad \pi_1 = \frac{p_1}{p_1^*}; \quad \lambda_1 = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(1 - \frac{k-1}{k} \pi_1 \right)}; \\ \tau_1 = \frac{T_1}{T_0^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2; \quad \lambda_{1ад} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{\bar{p}_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (4.17)$$

Осреднение при условии $J_1^*, P_1, K_1 = \text{idem}$ в потоке единичной высоты на данном радиусе приводит к завышению потерь по сравнению с их действительным значением в исходном неравномерном потоке. Однако это не имеет никакого значения, так как правильно оценивая по обобщенным экспериментальным данным момент количества движения, статическое давление и угол потока за решеткой, мы можем правильно определить мощность турбины и обеспечить минимальный уровень потерь при входе в последующий лопаточный аппарат. (Это не обеспечивается при осреднении, например, из условий $J_1^*, G_1, S_1 = \text{idem}$, когда потери оцениваются правильно, однако мощность турбины, углы потока, статические давления по сечениям и др. вычисляются с погрешностью.)

Действительный расход газа за решеткой G_1 может несколько отличаться от расхода газа, подсчитанного по средним параметрам за решеткой,

$$G_{1cp} = \rho_{1cp} c_{1cp} t \sin \alpha_{1cp}, \quad (4.18)$$

$$\text{где } \rho_{1cp} = \frac{p_{1cp}}{R T_{1cp}}; \quad T_{1cp} = T_{1cp}^* - \frac{c_{1cp}^2}{2c_{pcp}}.$$

Действительный расход можно оценить по соотношению

$$G_1 = \mu' G_{1cp}, \quad (4.19)$$

где $\mu' = 0,998...0,995$ – поправочный коэффициент (см. ниже, рис. 4.7).

Средняя полная температура потока за охлаждаемой решеткой определяется по формуле (4.9). Ее можно оценить также из уравнений смешения идеальных газов в виде

$$T_{1cp}^* = T_{г0}^* \frac{1 + \sum_i \bar{G}_{вi} \frac{c_{pвi}}{c_{pг}} \frac{T_{в0i}^*}{T_{г0}^*}}{1 + \sum_i \bar{G}_{вi} \frac{c_{pвi}}{c_{pг}}}. \quad (4.20)$$

Режим работы охлаждаемой трансзвуковой решетки наиболее целесообразно характеризовать осредненным по шагу значением статического давления (4.11) или адиабатической приведенной скоростью, подсчитанной по этому среднему давлению

$$\lambda_{1ад} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{\bar{p}_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (4.21)$$

Оценка погрешности упрощенных методов осреднения. При исследовании дозвуковых решеток, за которыми статическое давление практически постоянно по фронту, часто применяют упрощенный метод обработки экспериментальных данных, осредняя полное давление за решеткой по шагу, т. е. принимая

$$\bar{p}_{1cp}^* = \frac{1}{t} \int p_1^* dy = \bar{p}_1^*. \quad (4.22)$$

Коэффициент скорости определяется при этом по формуле (4.15), приведенной к виду

$$\varphi_t = \frac{T_{1cp}^*}{T_0^*} \frac{\left[1 - \left(\frac{p_1}{\bar{p}_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}{\left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (4.23)$$

Сопоставим значение φ_t (полученное по упрощенной методике) с действительным значением φ , полученным при осреднении в предположении о неизменности J_1^*, P_1 и K_1 . Для упрощения анализа действительные законы изменения p_1^* и T_1^* по фронту аппроксимируем простейшими функциями, например, вида

$$\frac{p_1^*}{p_0^*} = 1 - z \quad \text{и} \quad \frac{T_1^*}{T_0^*} = 1 - \theta, \quad (4.24)$$

где

$$z = 0,5 a_p \left[1 + \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{1 - 2\bar{y}}{b_p} \right) \right];$$

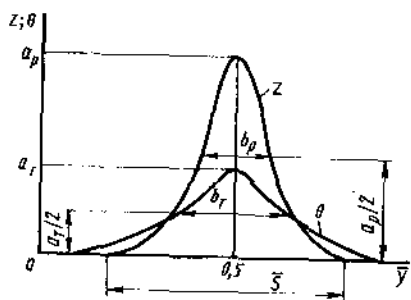
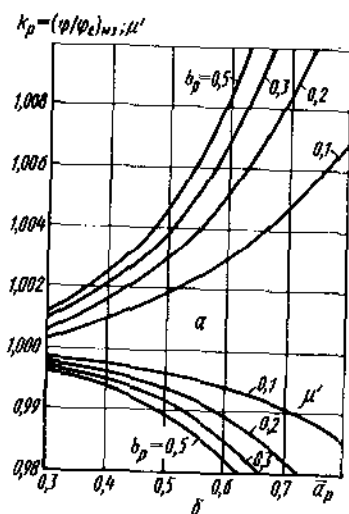


Рис. 4.6. Схема распределения $z = 1 - \frac{p_1^*}{p_0^*}$ и $\theta = 1 - \frac{T_1^*}{T_0^*}$ в следе за охлаждаемой лопаткой

Рис. 4.7. Влияние неоднородности потока на его осредненные параметры (след изотермический): a — зависимость $k_p = (\varphi/\varphi_1)_{из}$ от параметров a_p и a_T при $\lambda_{1ад} = 0,6$; b — влияние неоднородности на $\mu' = G_1/G_{1cp}$



$$\theta = 0,5 a_T \left[1 + \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{1-2\bar{y}}{b_T} \right) \right]; \quad (4.25)$$

$$a_p = \frac{p_0^* - p_{1min}^*}{p_0^*}; \quad a_T = \frac{T_0^* - T_{1min}^*}{T_0^*}; \quad y = y/t;$$

b_p и b_T — безразмерная ширина эпюр z или θ , измеренная на их полувысоте (см. схему на рис. 4.6); p_{1min}^* и T_{1min}^* — полное давление и температура торможения на оси следа.

Для выбранных выражений z и θ были проведены расчеты коэффициентов скорости φ и φ_1 в широком диапазоне изменения параметров a_p , b_p , a_T , b_T , $\lambda_{1ад}$ и др. Оказалось, что результаты практически не зависят от вида функции z . На рис. 4.7 представлена зависимость $k_p = \varphi/\varphi_1$ для изотермического следа от параметров $\bar{a}_p = \frac{p_0^* - p_{1min}^*}{p_0^* - p_1^*}$ и b_p при $\lambda_{1ад} = 0,6$.

Видно, что при повышенной динамической неоднородности (т. е. при больших значениях \bar{a}_p и b_p) действительное значение коэффициента скорости φ может на 1...1,2% превышать значения φ_1 , определенные по упрощенной методике. Вместе с тем при умеренной неоднородности ($\bar{a}_p < 0,3$ и $b_p < 0,3$) разница между φ и φ_1 можно пренебречь.

С увеличением $\lambda_{1ад}$ разница между φ и φ_1 также заметно уменьшается. В диапазоне $\lambda_{1ад} = 0,6...1$ можно принимать

$$k_p = 1 - (2 - 1,7 \lambda_{1ад}) (k_{p,\lambda=0,6} - 1). \quad (4.26)$$

На этом же рисунке показаны зависимости для поправочного коэффициента $\mu' = G_1/G_{1cp}$. Видно, что при повышенной неоднородности потока действительный расход газа G_1 может оказаться на 1...2% меньше расхода G_{1cp} , определенного по осредненному значению скорости (4.13). При $\bar{a}_p < 0,3$ и $b_p < 0,3$ разницей между G_1 и G_{1cp} можно пренебречь.

При неизотермическом следе среднemasовая температура газа T_{1cp}^* с увеличением a_T и b_T уменьшается. Коэффициент скорости φ_1 (4.23), а также φ/φ_1 , зависят в этом случае дополнительно от a_T и b_T . Однако отношение величины φ/φ_1 к аналогичной величине в изотермическом следе, т. е. $k_T = (\varphi/\varphi_1)/(\varphi/\varphi_1)_{из}$ не зависит от динамической неоднородности в следе (т. е. от величин \bar{a}_p и b_p). При $a_T < 0,3$ и $b_T < 0,5$ $k_T > 0,998$, т. е. влиянием этого фактора на φ_1 можно пренебречь.

При исследовании трансзвуковых решеток в изометрических условиях обработку экспериментальных данных также иногда проводят по упрощенной методике, осредняя по шагу полное и статическое давления за решеткой и вычисляя коэффициент скорости по формуле

$$\varphi_1 = \sqrt{\frac{1 - (\bar{p}_1/p_0^*)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - (\bar{p}_1/p_0^*)^{\frac{k-1}{k}}}}. \quad (4.27)$$

Аппроксимируя дополнительно распределение статического давления за решеткой выражением

$$p_1/p_0^* = \bar{p}_1/p_0^* + a \sin [2\pi(\bar{y} + \epsilon)], \quad (4.28)$$

где $a = (p_{1max} - p_{1min})/2p_0^*$ — амплитуда изменения статического давления за решеткой; $\bar{\epsilon} = \epsilon/l$ — сдвиг максимума статического давления (зоны скачка) относительно оси следа (рис. 4.2), можно показать, что в зависимости от параметра $\bar{\epsilon}$ значение φ_1 может отличаться от действительного значения φ (4.16) на $\pm (0,005...0,008)$. Величина $\bar{\epsilon}$ зависит как от расстояния z до сечения измерений, так и от режима работы решетки $\lambda_{1ад}$ (см. разд. 6.4); все это увеличивает разброс данных при упрощенном методе осреднения и $\lambda_{1ад} = 1,0...1,5$. При $\lambda_{1ад} > 1,6...1,7$ влиянием способа осреднения на коэффициент скорости можно пренебречь (при $\lambda_{1ад} > 2 \varphi \rightarrow 1$).

4.4. ОСОБЕННОСТИ ИСПЫТАНИЯ КОЛЬЦЕВЫХ И СЕКТОРНЫХ РЕШЕТОК

При исследовании кольцевых решеток на выходе необходимо обеспечить радиальный градиент давления, близкий к натурному. В дозвуковых решетках это достигается путем установки в выходном канале сеток или диафрагм, или спрямляющих решеток с переменным по высоте проточной части гидравлическим сопротивлением [4,6]. Однако в трансзвуковых решетках при обтекании сверхзвуковым потоком подобных неподвижных элементов на выходе возникают интенсивные скачки уплот-

нения; кроме того, неподвижные элементы могут отражать внешние кромочные скачки уплотнения от лопаток. Все это приводит к существенно-му искажению реальной регулярной структуры потока в зоне измерений за решеткой и к значительному увеличению измеряемых потерь.

Для уменьшения указанных негативных явлений на выходе за трансзвуковыми кольцевыми решетками устройство для создания радиального градиента давлений целесообразно выполнять в виде кольцевого выступа регулируемой высоты δ_k на периферии отводящего канала (см. рис. 6.1, а). При обтекании выступа потоком под углом β_2 линии тока отесняются к втулке, что и приводит к возникновению радиального градиента давления в сечении измерений. Подбирая высоту выступа, можно обеспечить практически любой потребный градиент давления.

При этом даже сверхзвуковой поток за решеткой сохраняет невозмущенную регулярную структуру, близкую к натурной, поскольку кольцевой выступ (высота которого не превышает обычно $\delta_k = 5 \dots 10$ мм) не отражает внешние кромочные скачки и не индуцирует никакие новые скачки уплотнения.

Как указывалось, закрученный поток за кольцевой решеткой склонен к отрыву от поверхности втулки, особенно при наличии на ней уступов, кольцевых щелей или при пониженном радиальном градиенте давления. Для уменьшения возможности отрыва желательно, чтобы осевая протяженность втулки z_v , превышала расстояние z_k от выходных кромок до выступа на наружном диаметре. В случае более короткой втулки отрыв потока, возникающий на ее срезе, распространяется вверх по потоку и может захватить сечение измерений и даже межлопаточные каналы у втулки. Естественно, что структура течения за решеткой при этом существенно изменяется, а потери вблизи втулки резко возрастают.

Исследование секторных решеток сопряжено с большими трудностями при обеспечении граничных условий на выходе. Это связано с тем, что помимо радиального градиента давлений за секторной решеткой необходимо обеспечить близкий к натурному характер течения и в крайних межлопаточных каналах. На дозвуковых режимах этого можно добиться, установив по боковым границам струи на выходе направляющие пластины (створки), выполненные примерно по плоскостям тока и являющиеся продолжением крайних лопаток.

Однако на трансзвуковых режимах это мероприятие не приводит к положительным результатам. Действительно, наличие боковой направляющей пластины со стороны внешней области затопленного пространства (области тупого угла между направлением струи и фронтом решетки) за трансзвуковой решеткой приводит к отражению в поле течения внешних кромочных скачков от лопаток, что может оказать сильное влияние на картину течения, в том числе на уровень профильных потерь. Для уменьшения отраженных скачков, как указывалось, направляющую пластину можно сделать перфорированной. Однако в условиях секторной решетки перфорация пластины не всегда улучшает картину течения.

Действительно, давление под пластиной практически постоянно по высоте лопаток и равно давлению в ресивере, куда происходит истечение. Поэтому при наличии радиального градиента давления в поле

течения за секторной решеткой будет происходить подтекание газа из затопленного пространства через перфорацию вблизи втулки и, напротив, вытекание рабочего тела в затопленное пространство на периферии. При этом втекание газа в проточную часть у втулки может привести к возникновению скачков уплотнения на пластине.

С целью сохранения близкой к натурной структуры потока в сечении измерений за трансзвуковой секторной решеткой наиболее целесообразно внешнюю и внутреннюю боковые направляющие пластины выполнять сплошными. Однако длина внешней пластины $l_{пл}$ выбирается из условия, чтобы она не достигала внешнего кромочного скачка уплотнения от соседней лопатки (см. рис. 6.1, б). Ориентировочно $l_{пл} = t / \cos \beta_{2\phi}$. Подбирая угол ее установки $\beta_{пл}$ можно обеспечить на расчетном режиме наиболее регулярную структуру потока в сечении измерений. Схематически деформация ядра потока за секторной решеткой по мере удаления от сечения измерений показана на рис. 6.1, в.

ГЛАВА 5 НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСЗВУКОВЫХ РЕШЕТОК

Исследование, прогноз эффективности и проектирование охлаждаемых трансзвуковых решеток целесообразно проводить на основе совокупности разнородных и независимых между собой моделей, поскольку это обеспечивает более полный и достоверный результат. В частности, для обеспечения более правильной стратегии и тактики, а также максимальной информативности эксперимента желательно предварительно провести анализ явления на основе его аналитической модели. Использование теоретических и статистических моделей целесообразно и при обработке экспериментальных данных, поскольку они позволяют более наглядно и обобщенно характеризовать соотношения между наблюдаемыми сторонами и свойствами явления.

В настоящей главе рассматриваются некоторые экспериментальные результаты, относящиеся к особенностям течения газа в трансзвуковых и сверхзвуковых решетках, в том числе с относительно короткими лопатками. Эти результаты не претендуют на обобщение, однако они помогут исследователю и конструктору, отталкиваясь от физической картины явления, выбрать правильное направление в исследованиях и разработке высокоэффективных высоконагруженных газовых турбин.

5.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДАВЛЕНИЯ ЗА ВЫХОДНЫМИ КРОМКАМИ ЛОПАТОК

Величина кромочного давления (разрежения) существенно влияет на кромочные потери. Некоторые данные по кромочному давлению в турбинных решетках приведены в работах [35, 36]. Однако их недостаточно даже для качественного понимания зависимости кромочного давления от основных параметров решетки и потока. Рассмотрим результаты исследования кромочного давления в турбинных решетках на режимах без выпуска из кромок охлаждающего воздуха.

Кромочное давление в дозвуковых решетках. При обтекании потоком вязкой несжимаемой жидкости выходной кромки пластины (рис. 5.1, а) за ней возникает отрыв потока с образованием поверхностей раздела и застойной зоны. Вследствие вязкости, а также турбулентной вязкости газа, вызываемой мелкомасштабными турбулентными пульсациями, возникающими на поверхности раздела, основной поток увлекает частицы газа из застойной зоны, и давление в ней может стать меньше давления в потоке. Крупномасштабные турбулентные пульсации, имеющие в основном потоке, по-видимому, слабо влияют на величину кромочного разрежения (если только они не изменяют характер течения в пограничном слое), что объясняется малыми размерами застойной зоны, соизмеримыми с толщиной кромки d .

Величина кромочного давления зависит, очевидно, от скорости c , плотности ρ и вязкости μ основного потока, от толщины обтекаемой

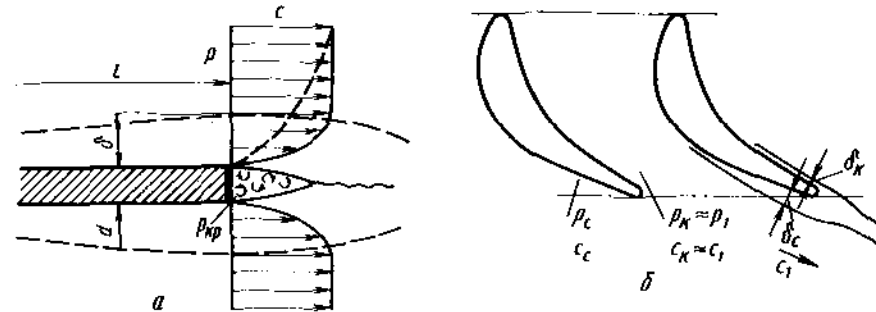


Рис. 5.1. Схема обтекания потоком выходной кромки:
а — пластина; б — лопатка

кромки d , толщины пограничного слоя δ на срезе кромки и его турбулентности. Действительно, с увеличением толщины пограничного слоя δ градиент скорости основного потока (наполненность профиля скоростей вблизи стенки) в точке отрыва уменьшается, вследствие чего уменьшается и его эжектирующее воздействие на застойную зону. (При бесконечном толстом пограничном слое скорость потока вблизи стенки и кромочное разрежение равны нулю). Поскольку толщина пограничного слоя δ на пластине и структура его определяются длиной пластины l в направлении обтекания, то вместо величины δ можно рассматривать длину l .

Связь между указанными шестью размерными параметрами $\bar{p}_{kp} - p = f(P; c; \mu; d; l)$ можно, согласно теории подобия и размерностей [17], заменить связью между тремя безразмерными параметрами (в данном случае число независимых размерностей равно трем: m, kg, s)

$$\Delta \bar{p}_{kp} = \frac{p_{kp} - p}{0,5 \rho c^2} = f(Re; d/l), \quad (5.1)$$

где $\Delta \bar{p}_{kp}$ — коэффициент кромочного давления; d/l — относительная толщина выходной кромки; $Re = cl\rho/\mu$ — число Рейнольдса.

Таким образом, коэффициент кромочного давления $\Delta \bar{p}_{kp}$ для пластины определяется относительной толщиной кромки и числом Рейнольдса потока.

Обтекание выходных кромок лопаток в решетке существенно осложняется тем, что давление, скорость потока, а также толщина и турбулентная структура пограничного слоя с обеих сторон кромки могут быть существенно различными. Так, для дозвуковых режимов со стороны корытца давление и скорость потока приближаются к их средним значениям за решеткой, а толщина пограничного слоя из-за конфузорного характера течения в пристеночной струйке тока мала. Кроме того, при обтекании вогнутой поверхности возникает дополнительная турбулизация пограничного слоя вихрями Гертлера–Тейлора, что усиливает интенсивность мелкомасштабных турбулентных пульсаций и, следовательно, турбулент-

ную вязкость поверхности раздела над зоной отрыва. Вследствие этого эжектирующее влияние потока со стороны корытца обычно велико.

На спинке профиля давление и скорость в пристеночной струйке тока могут существенно отличаться от средних параметров потока за решеткой, а толщина пограничного слоя из-за более высоких потерь и диффузорного характера течения в косом срезе может быть весьма значительной. При обтекании выпуклой спинки (в решетках с положительным углом отгиба δ) структура внутренних зон пограничного слоя делается более устойчивой, ламинаризованной. Под влиянием этого обстоятельства толщина ламинарного подслоя вблизи точки отрыва с выходной кромки увеличивается, а турбулентная вязкость поверхности раздела снижается. Поэтому эжектирующее воздействие потока со стороны спинки обычно намного слабее, чем со стороны корытца. При большой степени диффузорности, определяемой большими углами отгиба δ профиля, эжектирующей способностью потока со стороны спинки можно пренебречь. В этом случае давление за кромкой будет близким к давлению в пристеночной струйке тока, которое вблизи кромки может превосходить среднее давление за решеткой.

Напротив, в решетках с малыми углами отгиба диффузорность течения вблизи спинки и, следовательно, повышение давления в пристеночной струйке тока невелики, а пограничный слой остается относительно тонким. Вследствие малой кривизны спинки ламинаризация пограничного слоя (наблюдающаяся при обтекании выпуклой поверхности) снижается. Более того, в случае вогнутой спинки (отрицательные углы отгиба) возникает интенсивная турбулизация пограничного слоя вихрями Гёртлера-Тейлора, как это имеет место на корытце лопаток. Поэтому в решетках с малыми (и тем более — отрицательными) углами отгиба эжектирующая способность потока со стороны спинки значительно возрастает, что приводит к сильному уменьшению давления за кромками лопаток.

Таким образом, на величину кромочного давления решающее влияние оказывает характер течения потока со стороны спинки. Очевидно

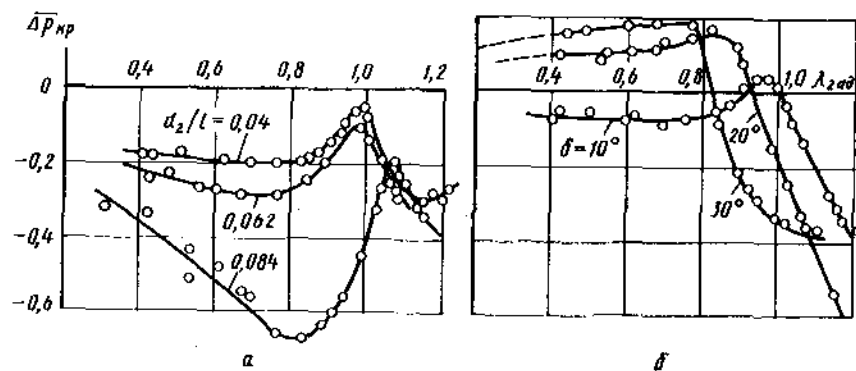
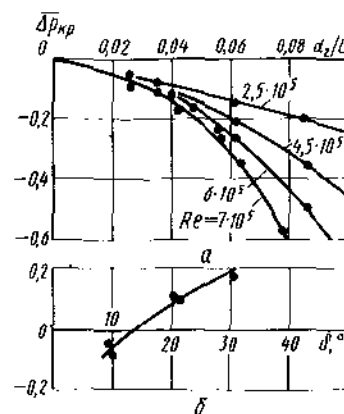


Рис. 5.2. Зависимость $\Delta \bar{p}_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$ в сопловой решетке:
а — $d_2/l = \text{var}$; $\delta = 6...8^\circ$; б — $d_2/l \approx 0,04$; $\delta = \text{var}$

Рис. 5.3. Зависимость $\Delta \bar{p}_{кр}$ от d_2/l при $\delta = 6...10^\circ$ (а) и от угла отгиба при $d_2/l = 0,04$ (б); $\lambda_{2ад} = 0,4...0,8$



кромочное давление будем минимальным в случае длинных прямых кромок в решетках с малыми углами отгиба. С увеличением угла отгиба давление за кромками $p_{кр}$ и коэффициент кромочного давления $\Delta \bar{p}_{кр}$ должны возрастать.

Проведенные экспериментальные исследования на различных решетках хорошо подтверждают сказанное. На рис. 5.2 приведена зависимость $\Delta \bar{p}_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$ для сопловой решетки, лопатки которой последовательно дорабатывались: а — выходные кромки утонялись со стороны корытца и спинки, угол отгиба при этом изменялся незначительно (в пределах $\delta = 6...8^\circ$); б — изменялся угол отгиба (путем утолщения и изменения формы спинки), при этом $d_2/l \approx 0,04 = \text{const}$.

Сак и следовало ожидать, при малых углах отгиба (рис. 5.2, а) кромочное разрежение было значительным и возрастало еще более с увеличением относительной толщины кромки d_2/l . При дозвуковой скорости течения ($\lambda_{2ад} < 0,8$) и тонких выходных кромках ($d_2/l < 0,04$) величина $\Delta \bar{p}_{кр}$ оказывается примерно автомодельной относительно числа $Re = w_2 l / \nu$, которое при испытании решеток на эксгаустерном режиме изменяется, в соответствии с формулой (4.2), прямо пропорционально $\lambda_{2ад}$.

При увеличении относительной толщины кромки область автомодельности уменьшается и при $d_2/l > 0,06$ исчезает вообще: величина $\Delta \bar{p}_{кр}$ с увеличением Re быстро уменьшается. Конечно при $\lambda_{2ад} > 0,65...0,7$ при обтекании толстых кромок может сказываться сжимаемость потока, способствующая снижению давления за кромками (см. ниже).

Обобщающая зависимость $\Delta \bar{p}_{кр} = f(Re, d_2/l)$ по результатам проведенных испытаний в диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,4...0,8$ приведена на рис. 5.3, а. Видно, что при относительно толстых кромках и повышенных числах Re величина $\Delta \bar{p}_{кр}$ может достигать $-(0,5...0,6)$. При более тонких кромках влияние числа Re уменьшается; для лопаток с $d_2/l < 0,03...0,04$ и малыми углами отгиба ориентировочно можно положить

$$\Delta \bar{p}_{кр} = - (2,5 \dots 3,5) \frac{d_2}{l} \quad (5.2)$$

Если при заданной толщине кромки d_2 увеличивать хорду профиля, то, несмотря на увеличение числа Re , давление за кромками будет возрастать из-за преобладающего влияния уменьшения d_2/l .

Из рис. 5.2, б видно, что с увеличением угла отгиба δ , т. е. с возрастанием диффузорности течения у спинки профиля, коэффициент кромочного давления возрастает и становится положительным. Зависимость $\Delta \bar{p}_{кр}$ от угла отгиба при $d_2/l = 0,04$ и $\lambda_{2ад} < 0,8$ приведена на рис. 5.3, б. При повышенных углах отгиба ($\delta = 20 \dots 30^\circ$) и $\lambda_{2ад} > 0,8$ на спинке лопаток вблизи выходной кромки возникает отрыв потока, и кромочное давление быстро снижается. Такая же картина наблюдалась и на других аналогичных решетках.

Некоторые испытания были проведены при различном уровне турбулентных пульсаций в потоке перед решеткой в пределах $\epsilon_1 = 0,02 \dots 0,1$.

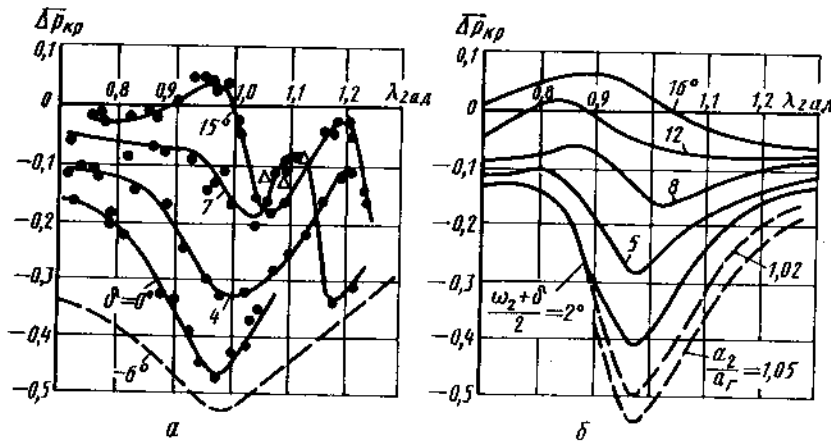


Рис. 5.4. Зависимость $\Delta \bar{p}_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$ в турбинных решетках: а — сопловые решетки; б — сопловые и рабочие по [36]; --- — вогнутая спинка

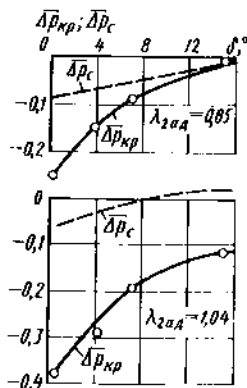


Рис. 5.5. Зависимость $\Delta \bar{p}_{кр}$ и $\Delta \bar{p}_с$ от угла отгиба δ

Оказалось, что при тонких кромках и малых углах отгиба уровень турбулентности внешнего потока почти не сказывается на давлении за кромками лопаток.

Кромочное давление в трансзвуковых решетках. На трансзвуковых режимах работы кромочное давление зависит дополнительно от приведенной скорости $\lambda_{2ад}$. На рис. 5.4, а приведены зависимости коэффициента кромочного давления $\Delta \bar{p}_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$ в сопловых решетках ($\beta_{1к} = 90^\circ$; $\beta_{2эф} = 20^\circ$; $c_{max} = 0,25$; $t = 0,73$; $d_1 = 0,17$; $d_2 = 0,12$; $\gamma = 50^\circ$), различающихся в основном лишь углом отгиба $\delta = 0$; 4; 7 и 15° . На рисунке хорошо прослеживается рассмотренное выше влияние угла отгиба δ : на дозвуковых режимах с уменьшением δ коэффициент кромочного давления значительно снижается.

В решетках с малыми углами отгиба ($\delta = 0$ и 4°) коэффициент кромочного давления быстро уменьшается при увеличении приведенной скорости в диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,7 \dots 1,05$. Это объясняется сверхзвуковым характером обтекания выходной кромки. Течение вблизи кромки напоминает течение Прандтля-Майера и сопровождается значительным перерасширением потока, что снижает давление за кромкой. Кроме того, обтекание спинки и выходной кромки приобретает конфузорный характер, что утоняет пограничный слой и увеличивает эжектирующее влияние потока. Точки отрыва на закругленной кромке смещаются при этом вниз по потоку, что уменьшает и фактическую ширину зоны отрыва $d_{2эф}$.

Оценим влияние перерасширения потока за кромками на величину $\Delta \bar{p}_{кр}$. На рис. 5.5 приведены экспериментальные значения $\Delta \bar{p}_{кр}$ в этих же решетках на режимах $\lambda_{2ад} = 0,85$ и $1,04$. Пунктиром на графиках нанесены значения аналогичного коэффициента давления на спинке профиля вблизи выходной кромки $\Delta \bar{p}_с = (p_c - p_{2кр}) / 0,5 \rho_2 \omega_{2ад}^2$. Видно, что на дозвуковых режимах ($\lambda_{2ад} = 0,85$) при малых углах отгиба ($\delta < 4 \dots 6^\circ$) вследствие повышенной эжектирующей способности потока давление за кромкой оказывается намного ниже, чем давление в потоке со стороны спинки. При повышенных углах отгиба ($\delta > 10 \dots 15^\circ$), как указывалось, эжектирующая способность потока уменьшается и давление за кромкой становится примерно равным давлению в потоке со стороны спинки.

На трансзвуковых режимах ($\lambda_{2ад} = 1,04$) из-за перерасширения потока при обтекании кромок разница между давлением за кромкой и на спинке вблизи кромки значительно увеличивается.

Для количественной оценки перерасширения и величины давления за выходными кромками при $\lambda_{2ад} > 1$ можно использовать соотношение

$$q(\lambda_{кр}) = q(\lambda_{кр0}) \frac{1}{1 + \epsilon d_2} \quad (5.3)$$

где $\lambda_{кр0}$ и $\lambda_{кр}$ — приведенные скорости потока до начала перерасширения и в конце перерасширения за выходной кромкой; $\epsilon = \frac{d_2 - d_{ен}}{d_2}$ — безразмерное приращение площади потока непосредственно за кромкой; $d_{ен}$ — ширина следа за кромкой. Ориентировочно можно принимать $\epsilon = 0,3 \dots 0,5$.

Из формулы (5.3) видно, что одно и то же увеличение площади попе-

речного сечения потока за выходными кромками, характеризуемое величиной

$$1 + \varepsilon \bar{d}_2 = 1 + \frac{d_2 - d_{сп}}{d_2}$$

при околосвуковой скорости $\lambda_{кр0}$ приводит к более значительному возрастанию перерасширения, чем при повышенных сверхзвуковых значениях $\lambda_{кр0}$. В частности, если ориентировочно принять $\lambda_{кр0} \approx \lambda_{2ад}$, легко получим, что при $\varepsilon \bar{d}_2 = 0,05$ коэффициент кромочного давления в зависимости от $\lambda_{2ад}$ принимает следующие значения:

$\lambda_{2ад}$	1	1,1	1,25
$\Delta \bar{p}_{кр}$	-0,4	-0,21	-0,11

Отсюда следует, что при $\lambda_{2ад} > 1...1,1$ величина $\Delta \bar{p}_{кр}$ должна возрастать; это подтверждается характером экспериментальных зависимостей рис. 5.4.

При $\lambda_{2ад} > 1,2...1,3$ в решетках с большим углом отгиба под влиянием внутреннего кромочного скачка уплотнения на спинке профиля может возникнуть отрыв потока. Это соответствует как бы утолщению выходной кромки, поэтому давление за кромкой значительно снижается. При дальнейшем увеличении $\lambda_{2ад}$ скачок делается более косым, точка отрыва смещается к выходной кромке, так что ширина зоны отрыва уменьшается, а кромочное давление возрастает.

В решетках с большими углами отгиба на дозвуковых режимах, как указывалось, кромочное разрежение может практически отсутствовать. На трансзвуковых режимах работы изменение коэффициента кромочного давления в зависимости от $\lambda_{2ад}$ имеет примерно такой же характер, что и в решетках с малыми углами отгиба.

Приведенные данные, а также результаты, полученные на других решетках (в том числе, рабочих), свидетельствуют о том, что в трансзвуковом диапазоне скоростей $\lambda_{2ад} = 0,8...1,2$

$$\Delta \bar{p}_{кр} = f(d_2/l; \lambda_{2ад}; \delta). \quad (5.4)$$

Аналогичные результаты были получены в работе [36]. В частности, на рис. 5.4, б приведена обобщенная зависимость $\Delta \bar{p}_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$, полученная на сопловых и рабочих решетках при $\beta_2 = 20...30^\circ$; $d_2/l = 0,02...0,04$. В качестве параметра на кривых нанесено значение $\frac{\omega_2 + \delta}{2}$. Поскольку в большинстве исследованных решеток значения углов ω_2 и δ различались не более чем на $2...3^\circ$, ориентировочно можно принимать $\frac{\omega_2 + \delta}{2} \approx \delta$. Видно, что при повышенных углах отгиба давление за кромкой может заметно превышать среднее давление за решеткой. С уменьше-

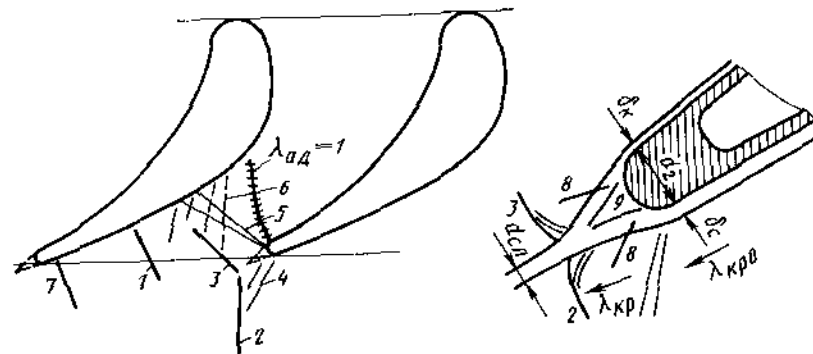


Рис. 5.6. Схема волнового спектра в трансзвуковой решетке:
1 и 7 – скачки, замыкающие зоны перерасширения на спинке; 2 и 3 – внешний и внутренний кромочные скачки; 4, 5 и 6 – волны разрежения; 8 – скачки, связанные с отрывом потока на выходной кромке; 9 – зона отрыва

нием угла отгиба кромочное давление интенсивно снижается, достигая минимальных значений в решетках с расширяющейся проточной частью на выходе ($\delta < 0$).

5.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСЗВУКОВЫХ РЕШЕТОК ($\lambda_{2ад} = 0,9...1,25$)

Схема волнового спектра в трансзвуковой решетке представлена на рис. 5.6. На повышенных дозвуковых режимах работы ($\lambda_{2ад} = 0,8...0,9$) вблизи спинки может возникнуть местный скачок уплотнения 1, замыкающий местную сверхзвуковую область течения.

На режимах $\lambda_{2ад} > 0,9...1$ возникают кромочные скачки уплотнения 2 и 3, обусловленные сверхзвуковым обтеканием выходных кромок. По мере удаления от выходной кромки внешний кромочный скачок 2 несколько ослабляется вследствие воздействия волн разрежения 4. Внутренний кромочный скачок 3 подвергается воздействию отраженных от спинки волн разрежения 5, а также волн разрежения 6, возникающих при ее сверхзвуковом обтекании. Поэтому по мере удаления от выходной кромки он быстро размывается и ослабляется; в ряде случаев он может достигать выпуклой поверхности профиля в виде волн сжатия (диффузорный участок). В зависимости от геометрических параметров решетки и режима работы внутренний кромочный скачок 3 может взаимодействовать со скачком 1, как сливаясь с ним, так и изменяя его расположение и интенсивность (вследствие изменения параметров потока перед скачком 1).

При значительной кривизне выходного участка спинки, когда имеет место вторичное перерасширение потока, вблизи выходной кромки со стороны спинки возникает дополнительный скачок уплотнения 7, который в большинстве случаев приводит к отрыву потока (вследствие уве-

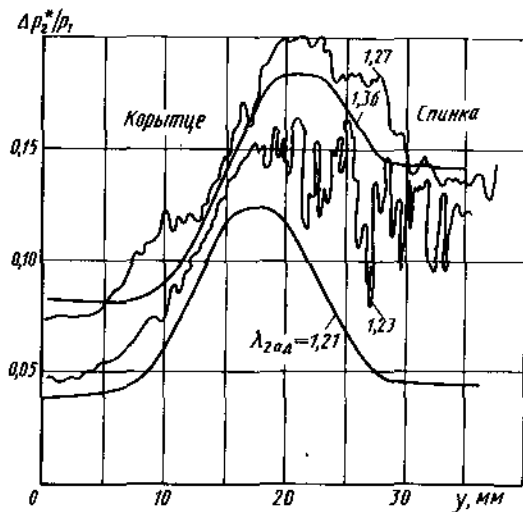


Рис. 5.7. Распределение потерь¹ полного давления в следе за лопаткой в сопловой решетке, $\delta = 15^\circ$

личной толщины пограничного слоя на спинке из-за влияния скачков 1 и 3).

Экспериментальные и численные исследования показывают, что в сопловых решетках в диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,95...1,15$ внутренний кромочный скачок падает на спинку соседней лопатки практически под прямым углом. При уровне скоростей перед скачком $\lambda_{1ск} = 1,25...1,35$, что часто наблюдается в современных охлаждаемых решетках с толстыми профилями, волновые потери могут составлять $\zeta_{ск} = 0,02...0,03$. Несмотря на значительную интенсивность, как показано Г. Л. Гродзовским, эти скачки не вызывают отрыва потока. Отчасти это объясняется тем, что из-за конфузорного характера течения вблизи спинки толщина пограничного слоя перед скачком, как правило, невелика.

При увеличении $\lambda_{2ад}$ в сверхзвуковой области внутренний кромочный скачок становится косым, значительно ослабевает и падает на спинку соседней лопатки ближе к выходной кромке. При этом, как указывалось, взаимодействие косого скачка с пограничным слоем на выходном участке спинки может привести к отрыву потока, в особенности при повышенных значениях местной приведенной скорости $\lambda_{ад}$.

Возникновение отрыва потока под действием косого скачка уплотнения рассмотрим на примере сопловой решетки с углом отгиба $\delta = 15^\circ$ (см. разд. 5.1). На рис. 5.7 показаны эпюры потерь полного давления в следе за лопаткой в этой решетке, снятые малоинерционным электрическим датчиком давления. Видно, что при $\lambda_{2ад} = 1,21$ эпюра имеет обычную симметричную форму и стационарный характер. Однако уже при увеличении скорости за решеткой до $\lambda_{2ад} = 1,22...1,23$ уровень потерь в следе резко возрастает, а эпюра приобретает существенно нестационарный характер, в особенности со стороны спинки профиля. Это можно объяснить возникновением нестационарного отрыва на спинке под действием косого

скачка уплотнения. При $\lambda_{2ад} = 1,27$ эпюра потерь полного давления возрастает еще больше, однако вид ее заметно стабилизируется. Это указывает на развитый стационарный отрыв потока. При $\lambda_{2ад} > 1,3$ потери в следе заметно уменьшаются. Это объясняется смещением зоны отрыва (зоны падения скачка) к выходной кромке; ширина зоны отрыва при этом уменьшается.

Аналогичная картина наблюдалась и в других решетках, в том числе и при малых углах отгиба ($\delta < 7^\circ$).

При повышенной толщине выходных кромок профильные потери $\zeta_{пр}$ в околозвуковом диапазоне скоростей $\lambda_{2ад} = 0,95...1,05$ обычно значительно возрастают. Это объясняется отчасти перерасширением потока за выходными кромками и возникновением волновых потерь. Кроме того, при этом значительно уменьшается кромочное давление, что приводит к увеличению кромочных потерь.

Как показано в разд. 5.1, уровень кромочного давления и, следовательно, кромочных потерь в трансзвуковых решетках существенно зависит от угла отгиба, т. е. от кривизны спинки. От этого же параметра зависит перерасширение потока у спинки и интенсивность волновых явлений. Таким образом, кривизна спинки во многом определяет величину профильных потерь.

Влияние кривизны спинки на профильные потери в трансзвуковой сопловой решетке можно проследить на примере решеток, различаю-

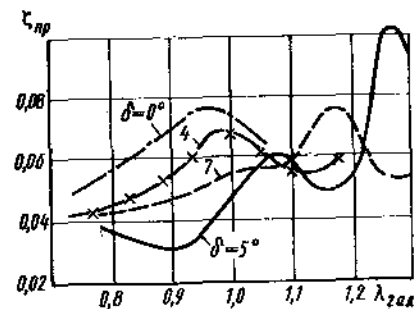


Рис. 5.8. Зависимость $\zeta_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$ в сопловых решетках при различном угле отгиба δ ($t = 0,73$; $c_{max} = 0,25$; $\beta_{2эф} = 19^\circ$; $\bar{d}_2 = 0,12$).

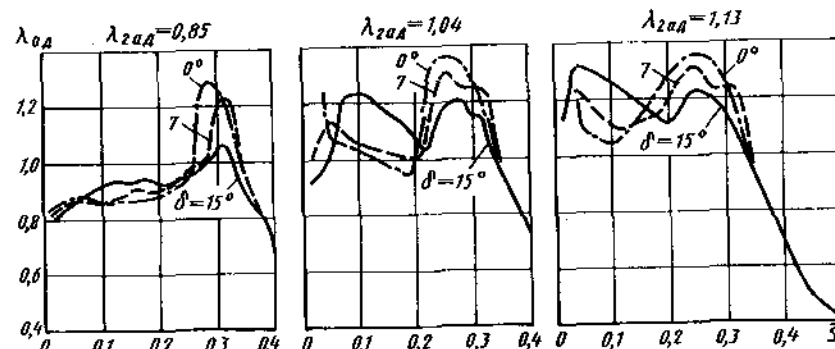


Рис. 5.9. Расчетное распределение $\lambda_{ад}$ по спинке профиля в сопловых решетках

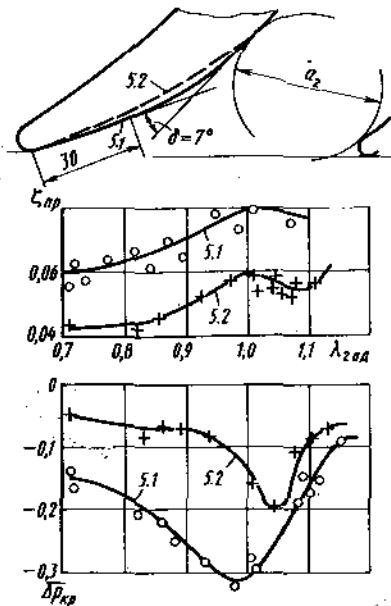


Рис. 5.10. Зависимость $\zeta_{пр}$ и $\Delta \bar{p}_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$ в сопловой решетке 5 (табл. 7.1): 5.1 — решетка с прямолинейным участком спинки вблизи выходной кромки; 5.2 — решетка с равномерным распределением кривизны спинки в косом срезе

щихся только углами отгиба $\delta = 0; 4; 7$ и 15° (см. разд. 5.1). Экспериментальные зависимости $\zeta_{пр}(\lambda_{2ад})$ показаны на рис. 5.8. На рис. 5.9 представлено расчетное распределение $\lambda_{ад}$ по спинке лопаток в этих решетках при различных значениях $\lambda_{2ад}$, полученное методом установления.

Из рис. 5.8 и 5.4 видно, что зависимости $\zeta_{пр}(\lambda_{2ад})$ как бы зеркально отображают аналогичные зависимости для коэффициента кромочного давления $\Delta \bar{p}_{кр}$. Так, при $\delta = 0^\circ$ уровень кромочного давления был наиболее низким, а внутренний кромочный скачок на околозвуковых режимах имел повышенную интенсивность. Поэтому профильные потери в диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,8...1,1$ достигали максимальных значений $\zeta_{пр} = 0,06...0,075$.

В решетке с углом отгиба $\delta = 15^\circ$ на дозвуковых режимах кромочное разрежение и внутренний кромочный скачок практически отсутствуют; вследствие этого профильные потери уменьшаются до $\zeta_{пр} = 0,03...0,04$. На небольших сверхзвуковых режимах интенсивность внутреннего кромочного скачка заметно возрастала; вследствие значительной кривизны спинки ниже его по течению возникло вторичное перерасширение потока, заканчивающееся скачком уплотнения вблизи выходной кромки (см. рис. 5.9). Как показывают экспериментальные исследования, под влиянием таких скачков происходит утолщение пограничного слоя на спинке, смещение скачка от кромки вверх по потоку и отрыв потока. При этом кромочное давление понижается. Все это приводит к увеличению профильных потерь в диапазоне $\lambda_{2ад} = 1,0...1,1$ до $\zeta_{пр} \approx 0,06$.

При увеличении $\lambda_{2ад} > 1,1$ скачок и зона отрыва смещаются к выходной кромке, и потери несколько уменьшаются. Однако при $\lambda_{2ад} > 1,2$ в

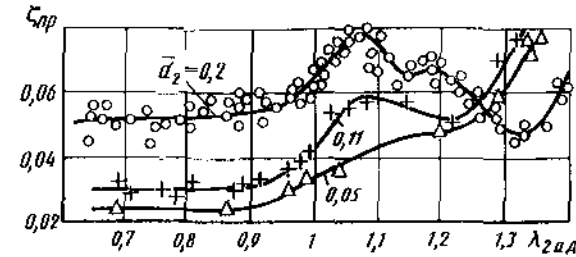


Рис. 5.11. Зависимость $\zeta_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$ в сопловой решетке при $\bar{d}_2 = 0,2; 0,11$ и $0,05$ по данным В. В. Гольцева

этой решетке повторно возникал интенсивный отрыв потока на спинке под действием внутреннего кромочного косога скачка уплотнения, и потери опять резко увеличивались. В некоторых решетках с повышенным углом отгиба снижения потерь перед повторным отрывом не происходит, и профильные потери монотонно увеличиваются, начиная с околозвуковых режимов.

Таким образом, в диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,8...1,05$ увеличение угла отгиба от 0 до 15° приводит к снижению профильных потерь на $0,03...0,04$. На рис. 5.8 видно, что при $\lambda_{2ад} = 1,1$ зависимости $\zeta_{пр} = f(\lambda_{2ад})$ пересекаются между собой. Это объясняется тем, что при повышенных сверхзвуковых скоростях влияние угла отгиба δ на течение и на величину потерь изменяет свой характер на противоположный.

При одном и том же угле отгиба δ кривизна спинки в зоне косога среза может быть распределена по различным законам, что может привести к изменению потерь в решетке. В частности, на рис. 5.10 приведены результаты испытания сопловой решетки с углом отгиба $\delta = 7^\circ$, но при разной форме спинки в косом срезе. Основные параметры решетки приведены в табл. 7.1 (решетка 5). Как видно из рисунка, в решетке 5, имевшей протяженный прямолинейный участок в конце спинки и повышенную ее кривизну в косом срезе, кромочное давление существенно меньше, а коэффициент профильных потерь выше, чем в этой же решетке с более плавным распределением кривизны. Это хорошо согласуется с рассмотренным выше характером влияния кривизны спинки в косом срезе на эжектирующую способность потока и уровень донного давления за кромкой.

Как отмечалось, на околозвуковых режимах работы влияние толщины выходных кромок на потери будет особенно сильным. При увеличении скорости на выходе ($\lambda_{2ад} > 1,1...1,2$) вследствие уменьшения перерасширения за кромками и повышения кромочного давления кромочные потери уменьшаются и могут сделаться незначительными. Это хорошо подтверждается экспериментальными исследованиями. В качестве иллюстрации на рис. 5.11 показаны полученные В. В. Гольцевым зависимости $\zeta_{пр}(\lambda_{2ад})$ в сопловой решетке ($\beta_{1к} = 90^\circ; \beta_{2эф} \approx 17^\circ; t = 0,68; \delta = 10^\circ$) при различной толщине выходных кромок $\bar{d}_2 = 0,2; 0,11$ и $0,05$.

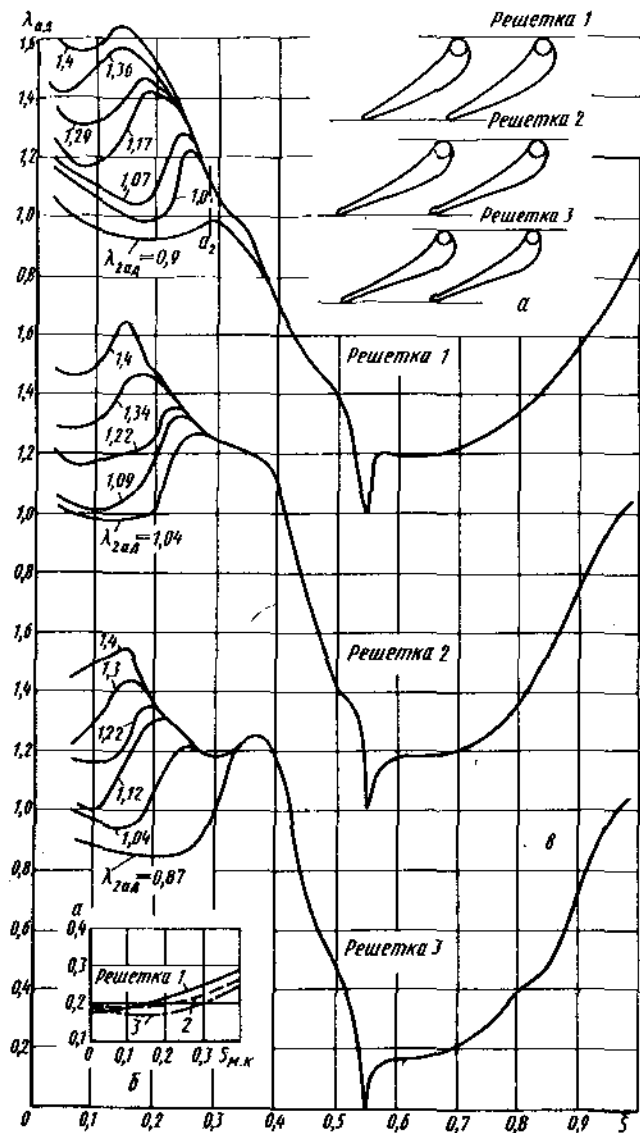


Рис. 5.12. Характеристики решеток 1...3 (табл. 5.1):
 а — схема решеток; б — изменение а по $S_{м.к}$; в — экспериментальные распределения $\lambda_{ад}$ по S
 в решетках 1...3

Таблица 5.1

Основные геометрические параметры решеток

Решетка	β_1^*	$\beta_{эф}^*$	ϵ_{max}	t	δ^*	d_1	\bar{d}_2	γ	$\psi_{ср}$	B_2^*	Сечение	Примечание
1	90	16	0,22	0,66	10,6	0,14	0,2	40	2,4	4	Среднее	Плоская
2	90	16,3	0,21	0,73	0,6	0,12	0,16	35,6	5,7	-5,5	—	—
3	90	16,6	0,19	0,68	-4,2	0,1	0,15	34,7	4,7	-5,8	—	—
4	90	16,4	0,18	0,67	8,6	0,11	0,11	41,5	3	3,2	—	Секторная
5	94	15,3	0,19	0,73	6,8	0,09	0,13	34,2	3	14	—	Кольцевая
6	90	15,6	0,2	0,73	5,6	0,11	0,06	35	2	3	Периферия	СА I
7	90	15,2	0,2	0,68	2,6	0,11	0,07	35	2,4	0,1	Среднее	—
8	90	15	0,2	0,62	0,7	0,11	0,08	35	2,7	-1,8	Внутра	—
9	90	15,3	0,22	0,7	12,2	0,13	0,06	37,8	-1,7	8	Периферия	СА II
10	90	14,7	0,225	0,68	10,5	0,138	0,07	38,3	-1,1	7,5	Среднее	—
11	90	14	0,23	0,65	9,2	0,144	0,08	38,8	-0,4	6	Внутра	—
12	70	31,7	0,21	0,68	16,6	0,14	0,06	62,5	-0,8	8	Среднее	Плоская
13	95	17	0,13	0,67	16,4	0,1	0,08	34,8	1,2	4,2	—	—

Видно, что профильные потери при $\lambda_{2ад} = 1,25$ практически не зависят от толщины выходной кромки. При $\lambda_{2ад} > 1,25$ в решетке возникал отрыв потока и потери, независимо от значения d_2 , монотонно возрастали.

5.3. СОПЛОВЫЕ РЕШЕТКИ НА СВЕРХЗВУКОВЫХ РЕЖИМАХ ($\lambda_{2ад} = 1,1...1,4$)

Рассмотрим особенности течения в плоских сверхзвуковых сопловых решетках, составленных из утолщенных профилей с относительно толстыми выходными кромками. Схема решеток дана на рис. 5.12, а; основные геометрические параметры представлены в табл. 5.1. Решетки различались в основном формой спинки профиля, а также конфузурностью выходного участка межлопаточного канала. Решетка 1 была составлена из профилей с выпуклой спинкой, имела повышенный угол отгиба $\delta = 10,6^\circ$ и значительную конфузурность межлопаточного канала на выходе ($E_2 = 4^\circ$). Решетки 2 и 3 были составлены соответственно из лопаток с прямолинейной и вогнутой спинками (углы отгиба составляли $\delta = 0,6^\circ$ и $-4,2^\circ$) и имели расширяющийся канал на выходе ($E_2 \approx -5,5^\circ$ и $-5,8^\circ$). Другими словами, геометрическое горло в решетках 2 и 3 было смещено от выходного сечения a_2 вглубь межлопаточного канала.

Анализ картины течения в сверхзвуковых решетках 1...3. На рис. 5.12, в представлены экспериментальные распределения адиабатической приведенной скорости $\lambda_{ад}$ по обводам профиля в решетках 1...3. Видно, что во всех решетках на околозвуковых и сверхзвуковых режимах работы наблюдается значительное перерасширение потока на спинке вблизи горлового сечения. На рис. 5.13, а показана зависимость максимального перерасширения на спинке лопаток $\lambda_{ад\max}$ от $\lambda_{2ад}$ в этих решетках. В частности, в решетке 1 с выпуклой спинкой с увеличением $\lambda_{2ад}$ перерасширение заметно увеличивается. Зона перерасширения (см. рис. 5.12) замыкается внутренним скачком уплотнения. Размазывание скачков уплотнения в экспериментальных распределениях скорости объясняется, как известно, утолщением пограничного слоя на стенке перед скачком, что приводит к возникновению волн сжатия, в которых резкий перепад давления во внешнем потоке преобразуется в более сглаженное распределение на поверхности профиля.

Поскольку за скачком скорость остается сверхзвуковой, а спинка как бы отстает от потока, течение снова начинает интенсивно ускоряться вплоть до выходной кромки. Значения скорости на спинке перед кромкой $\lambda_{ад\text{кр}}$, отнесенные к $\lambda_{2ад}$, нанесены на рис. 5.13, б в зависимости от $\lambda_{2ад}$. Видно, что в решетке 1 поток разгоняется вблизи спинки в косом срезе до значений $\lambda_{ад\text{кр}} = (1,1...1,2) \lambda_{2ад}$.

При увеличении $\lambda_{2ад}$ до 1,2...1,3 в решетке 1 интенсивность внутреннего скачка уплотнения заметно уменьшается; он становится косым и место его падения на спинку соседней лопатки смещается в сторону выходной кромки. Однако перерасширение потока на спинке и за кромками лопаток продолжает увеличиваться; поэтому внешний кромочный скачок становится особенно интенсивным. Об интенсивности этого

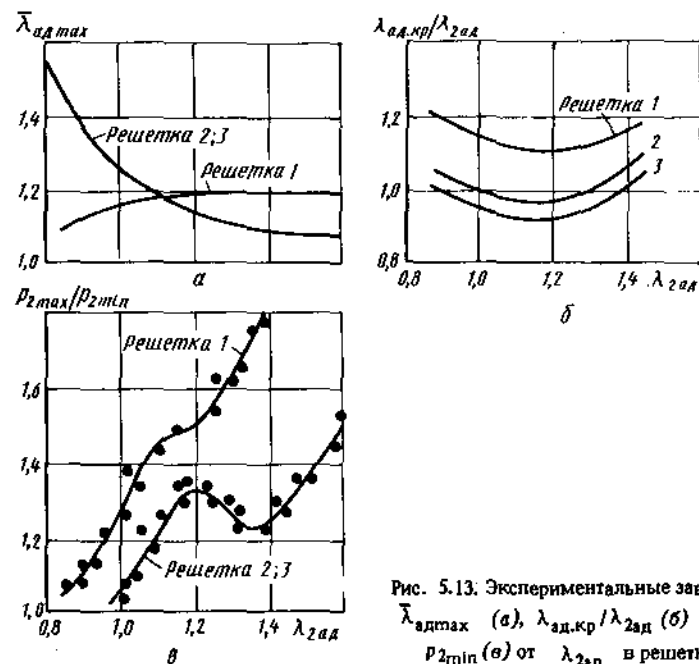


Рис. 5.13. Экспериментальные зависимости $\lambda_{ад\max}$ (а), $\lambda_{ад\text{кр}}/\lambda_{2ад}$ (б) и $p_{2\max}/p_{2\min}$ (в) от $\lambda_{2ад}$ в решетках 1...3

скачка можно судить по величине отношения $\frac{p_{2\max}}{p_{2\min}}$ в пределах шага по

фронту за решеткой, представленной на рис. 5.13, в в зависимости от $\lambda_{2ад}$. Видно, что при $\lambda_{2ад} > 1,2$ это отношение может достигать 1,5...1,6.

При $\lambda_{2ад} > 1,3$ местная максимальная скорость на спинке в решетке 1 может составлять $\lambda_{ад\max} = 1,5...1,6$; внутренний кромочный скачок становится еще более косым и размытым, что приводит к утолщению пограничного слоя на спинке вблизи выходной кромки и отрыву потока на спинке. При этом внешний кромочный скачок перемещается в точку отрыва, и неоднородность потока по фронту за решеткой возрастает особенно интенсивно (см. рис. 5.13, в).

Существенно иная картина течения наблюдается в решетке 2 с прямолинейной спинкой и тем более — в решетке 3 с вогнутой спинкой. Как видно на рис. 5.12, из-за повышенной кривизны начального участка спинки поток разгоняется на этом участке гораздо интенсивнее, причем перерасширение потока уже при дозвуковых значениях $\lambda_{2ад} = 0,85...0,9$ достигает $\lambda_{ад\max} = 1,4...1,5$ (см. рис. 5.13, а). Зона перерасширения замыкается мощным практически прямым скачком уплотнения, по-видимому, совпадающим с внутренним кромочным скачком. Внешний кромочный скачок уплотнения при этом отсутствует; это подтверждается отсутствием неоднородности статического давления по фронту за решетками 2 и 3 при $\lambda_{2ад} < 1$ (см. рис. 5.13, в). Течение в решетках при этом идентично течению в сопле Лавала на дозвуковых режимах работы.

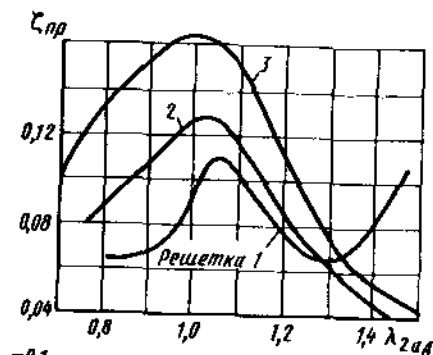


Рис. 5.14. Экспериментальные зависимости $\zeta_{пр}$ и $\Delta \bar{P}_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$ в решетках 1...3

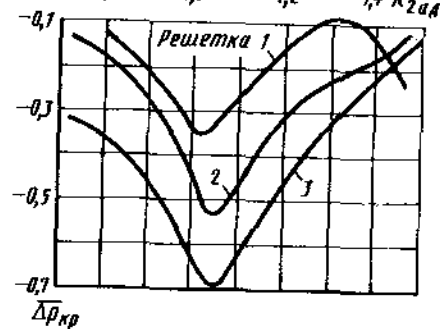
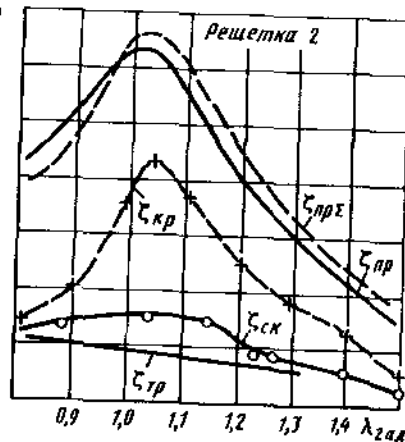
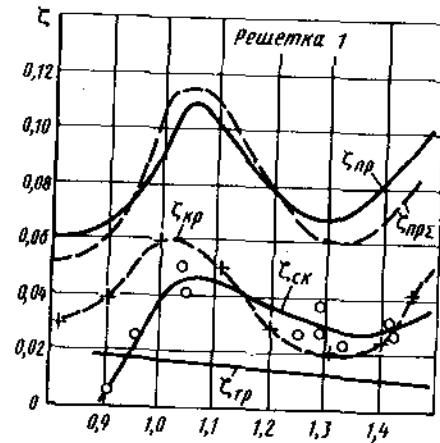


Рис. 5.15. Зависимость составляющих профилейных потерь от $\lambda_{2ад}$ в решетках 1 и 2



При увеличении $\lambda_{2ад}$ до значений 1,1...1,2 перерасширение потока вблизи спинки быстро уменьшается; внутренний кромочный скачок становится косым и ослабевает; зона его падения на спинку соседней лопатки смещается в сторону выходной кромки. Поток у спинки за скачком может остаться сверхзвуковым, однако из-за прямолинейности спинки в решетке 2 или вогнутости ее в решетке 3 (стенка как бы наступает на по-

ток) заметного перерасширения потока на оставшейся части спинки не возникает. Это хорошо видно на рис. 5.13, б: скорость потока на спинке вблизи выходной кромки в решетках 2 и 3 составляет лишь $\lambda_{ад.кр} = (0,9...1,0) \lambda_{2ад}$.

Конечно при обтекании с небольшой сверхзвуковой скоростью выходной кромки в решетках 2 и 3 возникает дополнительное перерасширение потока, заканчивающееся внешним кромочным скачком уплотнения. Однако его интенсивность заметно меньше, чем в решетке 1 с выпуклой спинкой. Это хорошо видно на рис. 5.13, в: неравномерность статического давления по фронту за решетками 2 и 3 значительно меньше, чем за решеткой 1.

При дальнейшем увеличении $\lambda_{2ад}$ ($\lambda_{2ад} > 1,2$) перерасширение потока на спинке продолжает уменьшаться (см. рис. 5.13, а); интенсивность внутреннего и внешнего кромочных скачков ослабевает и они становятся еще более косыми. В частности, из рис. 5.13, в следует, что неоднородность статического давления по фронту за решетками 2 и 3 (характеризующая интенсивность внешнего кромочного скачка) при $\lambda_{2ад} = 1,25...1,35$ значительно уменьшается. Все это свидетельствует о снижении волновых потерь в решетках 2 и 3 на повышенных сверхзвуковых режимах работы.

Анализ потерь в решетках 1...3. На рис. 5.14 приведены экспериментальные зависимости коэффициента профилейных потерь $\zeta_{пр}$, а также коэффициента кромочного давления $\Delta \bar{P}_{кр}$ от $\lambda_{2ад}$ в исследованных решетках 1...3 (экспериментальные точки на кривых не нанесены, чтобы не загромождать графики). На рисунке хорошо видно, что зависимость $\zeta_{пр}(\lambda_{2ад})$ отслеживает особенности изменения коэффициента кромочного давления $\Delta \bar{P}_{кр}$ по $\lambda_{2ад}$. Это указывает на высокий уровень кромочных потерь в решетках, в особенности на околозвуковых режимах работы.

Немонотонный характер изменения $\zeta_{пр}$ по $\lambda_{2ад}$ на трансзвуковых режимах зависит, как указывалось в разд. 5.2, от особенностей изменения кромочных и волновых потерь. Проанализируем эти особенности в решетках с выпуклой спинкой на примере решетки 1. С этой целью по экспериментальным распределениям $\lambda_{ад}$ (\bar{S}), распределениям статического p_2 и полного давлений p_2^* по фронту за решеткой оценим потери в скачках уплотнения за решеткой. В частности, данные рис. 5.12 позволяют оценить интенсивность внутренних кромочных скачков, а данные рис. 5.13, в – внешних кромочных скачков. О суммарных волновых потерях во внутреннем и внешнем скачках уплотнения можно судить по величине потерь полного давления Δp_2^* в ядре между следами лопаток. Определенные таким образом волновые потери $\zeta_{ск}$ в решетке 1 нанесены точками на рис. 5.15. Видно, что максимальных значений волновые потери достигают в диапазоне $\lambda_{2ад} = 1...1,1$.

Согласно расчетному анализу картины течения идеального газа в решетках с повышенным углом отгиба с увеличением $\lambda_{2ад}$ перерасширение потока на спинке и, следовательно, интенсивность скачков уплотнения и волновых потерь должны возрастать. Однако, как указывалось, под действием внутреннего кромочного косога скачка уплотнения (в сочетании с высоким уровнем приведенной скорости потока) на спинке возникает

отрыв потока, что и приводит к уменьшению перерасширения и волновых потерь при сверхзвуковых значениях $\lambda_{2ад}$.

Другой важнейшей составляющей профильных потерь в трансзвуковых решетках являются кромочные потери, связанные с возникновением кромочного разрежения. Как видно на рис. 5.14, разрежение за выходными кромками лопаток в решетке 1 при $\lambda_{2ад} > 1,05$ уменьшается ($\Delta\bar{p}_{кр}$ возрастает), что способствует уменьшению кромочных потерь. Однако при $\lambda_{2ад} > 1,3$ вследствие отрыва потока на спинке разрежение за кромками начинает снова интенсивно возрастать. Значения кромочных потерь $\zeta_{кр}$ в решетке 1, подсчитанные по формуле (1.49) с использованием измеренной величины $\Delta\bar{p}_{кр}$, а также потерь трения $\zeta_{тр}$, подсчитанные по формуле (1.48), показаны на рис. 5.15. На рисунке видно, что сумма указанных составляющих $\zeta_{пр\Sigma} = \zeta_{тр} + \zeta_{кр} + \zeta_{ск}$, полученных по косвенным данным, хорошо согласуется с величиной профильных потерь $\zeta_{пр}$, полученных непосредственным измерением.

Рассмотрим теперь особенности изменения кромочных и волновых потерь по $\lambda_{2ад}$ в решетке с малыми углами отгиба на примере решетки 2 с прямолинейной спинкой лопаток. Результаты анализа составляющих потерь в решетке 2 в зависимости от $\lambda_{2ад}$ приведены также на рис. 5.15.

Как указывалось, в решетке 2 при $\lambda_{2ад} < 1$ перерасширение на спинке и внутренний кромочный скачок имеют высокую интенсивность. Поэтому уровень волновых потерь в решетке 2 на околозвуковых режимах работы составляет $\zeta_{ск} \approx 0,03$.

Как следует из рис. 5.14, кромочное разрежение в решетке 2 существенно увеличивалось, особенно при повышенных значениях $\lambda_{2ад}$. Это объясняется, главным образом, повышенной эжектирующей способностью потока со стороны спинки. Действительно, вследствие прямолинейной формы спинки в пограничном слое отсутствует стабилизирующий эффект, проявляющийся при обтекании выпуклой поверхности и приводящий к ламинаризации пограничного слоя (что имело место в решетке 1). Поэтому уровень кромочных потерь в решетке 2 на околозвуковых режимах существенно повышается.

При увеличении $\lambda_{2ад}$ в диапазоне 1,1...1,5 интенсивность внешнего кромочного скачка уплотнения в решетке 2 уменьшается (см. рис. 5.13,в); уменьшается и внутренний скачок уплотнения. Поэтому волновые потери в решетке монотонно снижаются. Кромочное разрежение и, следовательно, кромочные потери из-за уменьшения перерасширения потока за кромками при увеличении $\lambda_{2ад}$ монотонно снижаются. В силу отмеченных обстоятельств уровень профильных потерь в решетке 2 понижается и достигает при $\lambda_{2ад} = 1,4...1,5$ значений $\zeta_{пр} = 0,03...0,04$. Сумма составляющих потерь $\zeta_{пр\Sigma}$ в решетке 2 удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями $\zeta_{пр}$.

Совершенно аналогично ведут себя составляющие профильных потерь в решетке 3 с вогнутой спинкой лопаток ($\delta = -4^\circ$). Как видно из рис. 5.12, уже на околозвуковых режимах работы перерасширение на спинке и, следовательно, внутренний скачок уплотнения имеют повышенное значение. Вследствие вогнутой формы под влиянием вихрей Гертлера-Тейлора на спинке возникает дополнительная турбулизация погранично-

го слоя, в том числе ламинарного подслоя. Это приводит к значительному увеличению турбулентной вязкости поверхности раздела и, следовательно, кромочного разрежения (см. рис. 5.14). При этом кромочные потери в решетке 3 могут достигать $\zeta_{кр} \approx 0,1$. Поэтому на околозвуковых режимах уровень профильных потерь особенно высок и достигает $\zeta_{пр} = 0,14...0,16$.

При увеличении $\lambda_{2ад}$ в области сверхзвуковых режимов работы под влиянием тех же факторов, что и в решетке 2 профильные потери $\zeta_{пр}$ монотонно уменьшаются. В области повышенных сверхзвуковых значений $\lambda_{2ад}$ профильные потери в решетке 3 примерно на 0,02...0,01 больше, чем в решетке 2, что объясняется более высоким уровнем кромочных потерь в решетке 3.

Проведенное исследование показывает, что в трансзвуковых сопловых решетках основными составляющими потерь являются потери в следах, связанные с возникновением повышенного кромочного разрежения, и волновые потери в кромочных скачках уплотнения. Потери трения, согласно расчетным оценкам, невелики и составляют $\zeta_{тр} = 0,015...0,02$. При повышенных углах отгиба и больших сверхзвуковых значениях $\lambda_{2ад}$ на спинке профиля возникает отрыв потока, вследствие чего профильные потери в решетке значительно возрастают.

В заключение отметим, что с увеличением расстояния за выходными кромками в диапазоне $z/a_2 = 0,5...1,1$ профильные потери на сверхзвуковых режимах возрастали на $\delta\zeta = 0,005...0,01$. На дозвуковых режимах уровень потерь при этом практически не изменялся. Коэффициент вторичных потерь в решетках 1...3 при $h/l = 0,6$ на сверхзвуковых режимах не превышал $\zeta_{вт} = 0,01...0,013$.

Газодинамические особенности сверхзвуковых решеток. В современных охлаждаемых трансзвуковых решетках с толстыми профилями и выходными кромками основными составляющими профильных потерь являются кромочные потери, связанные с возникновением разрежения за выходными кромками, и волновые потери, связанные с перерасширением потока и возникновением замыкающих скачков уплотнения (в том числе кромочных). В решетках с повышенным углом отгиба на выходной части спинки может возникнуть отрыв потока, что также приводит к увеличению потерь.

С увеличением расстояния за выходными кромками лопаток (вследствие увеличения общей протяженности кромочных скачков в поле течения, а также некоторого выравнивания параметров существенно неоднородного потока) потери в трансзвуковых решетках заметно возрастают.

Давление за выходными кромками лопаток существенно зависит от режима работы и от кривизны спинки в косом срезе, достигая минимальных значений на режимах $\lambda_{2ад} = 0,95...1,05$, что объясняется перерасширением сверхзвукового потока при обтекании кромки. На дозвуковых режимах при повышенной кривизне спинки (большие углы отгиба) давление за кромкой может превосходить среднее давление за решеткой (кромочное разрежение отсутствует). При уменьшении кривизны спинки, и тем более — при ее отрицательной кривизне, из-за повышения эжектирующей способности потока, связанной с усилением турбулентности погра-

нического слоя на спинке, давление в донной области за кромками понижается. Уменьшению донного давления способствует также увеличение конфузурности решетки и относительной толщины кромки d_2/λ .

На сверхзвуковых режимах ($\lambda_{2дл} > 1,1 \dots 1,2$) донное давление начинает увеличиваться и приближается к среднему давлению за решеткой, если только не возникает отрыв потока на спинке, под действием которого оно вновь значительно понижается.

ГЛАВА 6 НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТОК

Как указывалось, одной из главных причин снижения КПД современных охлаждаемых турбин (по сравнению с их максимально возможными значениями) являются высокие потери в лопаточных аппаратах. В настоящее время в связи с уменьшением относительных размеров проточной части в общем балансе потерь все больше увеличивается доля вторичных (концевых) потерь. Поэтому все большую актуальность приобретают методы расчетного и экспериментального исследования пространственных решеток. Рассмотрим кратко некоторые результаты таких исследований.

6.1. ИССЛЕДОВАНИЕ СЕКТОРНОЙ СОПЛОВОЙ РЕШЕТКИ

Схема секторной решетки, составленной из 7 лопаток СА высоконагруженной охлаждаемой турбины, с входным и отводящим устройствами показана на рис. 6.1, а. Схема плоской решетки на среднем диаметре показана на рис. 6.1, б; во всех цилиндрических сечениях по радиусу решетки были подобны между собой; основные геометрические параметры приведены в табл. 5.1 (решетка 4). В три средние лопатки подводился „охлаждающий” воздух, имеющий такую же температуру, что и основной поток ($t_{в0}^* \approx 1$).

Воздух выпускался через перфорацию на передней части профиля; схема расположения рядов перфорации по обводам профиля показана на рис. 6.1, б. Суммарная относительная площадь всех отверстий перфорации $\bar{F}_п = F_п/F_c = 0,16$ (где F_c — площадь горлового сечения межлопаточного канала); относительный расход выпускаемого воздуха при его давлении в полости перфорации $\bar{p}_{в0}^* = 1,02$ составлял $\bar{G}_{в,п} = 0,04$ (в натуральных условиях при $t_{в0}^* \approx 0,6$ $\bar{G}_{в,п} \approx 0,05$). Кроме того, воздух выпускался из выходных кромок, подрезанных со стороны корытца, через щели шириной $\Delta = 0,7$ мм; в щели на расстоянии 1,5 мм от выходного сечения установлены штыри диаметром 1,5 мм с шагом 3 мм. Расход воздуха через кромку составлял $\bar{G}_в \approx 0,016$. В процессе испытаний обеспечивался расчетный радиальный градиент давления.

На рис. 6.2 показаны распределения статического давления по фронту за решеткой на периферии и у втулки, измеренные с помощью отборов на стенках. Видно, что на дозвуковых режимах (приведенная скорость на среднем диаметре $\lambda_{2дл, ср} = 0,88$ и $0,93$) статическое давление практически не изменяется по шагу решетки; на сверхзвуковых режимах ($\lambda_{2дл, ср} = 1,1$ и $1,2$) на периферии и у втулки вследствие возникновения системы внешних кромочных скачков за лопатками наблюдается сильная неоднородность статического давления по шагу. (Отметим, что при пониженном радиальном градиенте давления в сечении измерений наблюдался отрыв потока от втулки и статическое давление у втулки по фронту практиче-

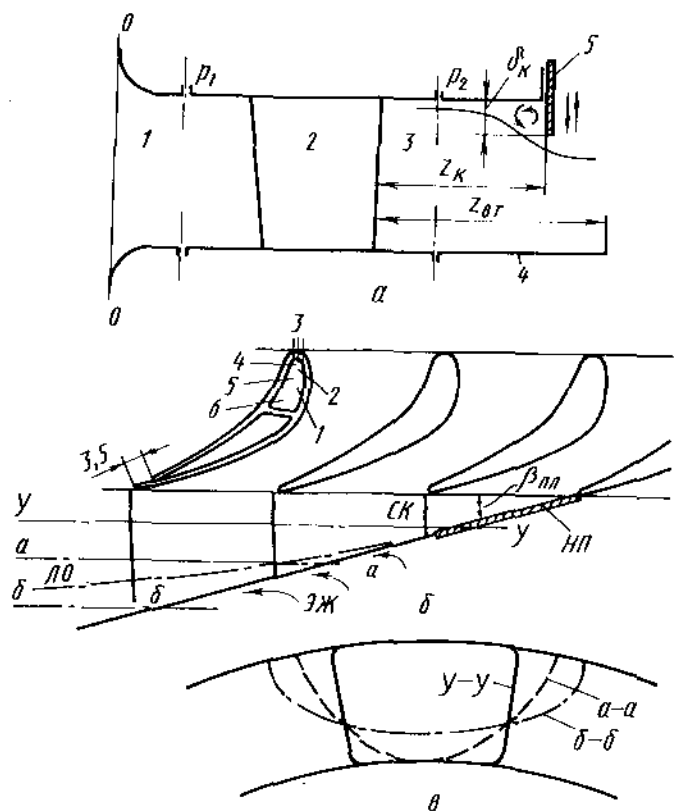


Рис. 6.1. Схема течения за секторной решеткой:

a — схема продувочного устройства: 1 — входное устройство; 2 — лопатки; 3 — отводящее устройство; 4 — втулка; 5 — кольцевой выступ; *б* — схема решетки на среднем диаметре; СК — внешний кромочный скачок; НП — внешняя направляющая пластина; ЭЖ — эжекция газа из затопленного пространства; ЛО — линия отрыва потока от втулки; 1...6 — ряды отверстий перфорации; *y-y* — сечение измерений; *в* — схема деформации струи по мере удаления от выходных кромок

ски не изменялось. Потери у втулки при этом значительно возрастали). Измерения проводились за тремя средними лопатками; результаты, в частности, подтвердили удовлетворительную периодичность течения за секторной решеткой.

Отношение p_{2max}/p_{2min} в пределах шага по измерениям на периферийной поверхности, в потоке на среднем диаметре и на втулке в зависимости от местного значения $\lambda_{2ад}$ показано на рис. 6.3, *a*. Результаты измерений на периферии и в потоке на среднем диаметре хорошо ложатся на одну кривую. У втулки интенсивность внешнего скачка уплотнения при тех же местных значениях $\lambda_{2ад}$ заметно снижается. По-видимому, это объяс-

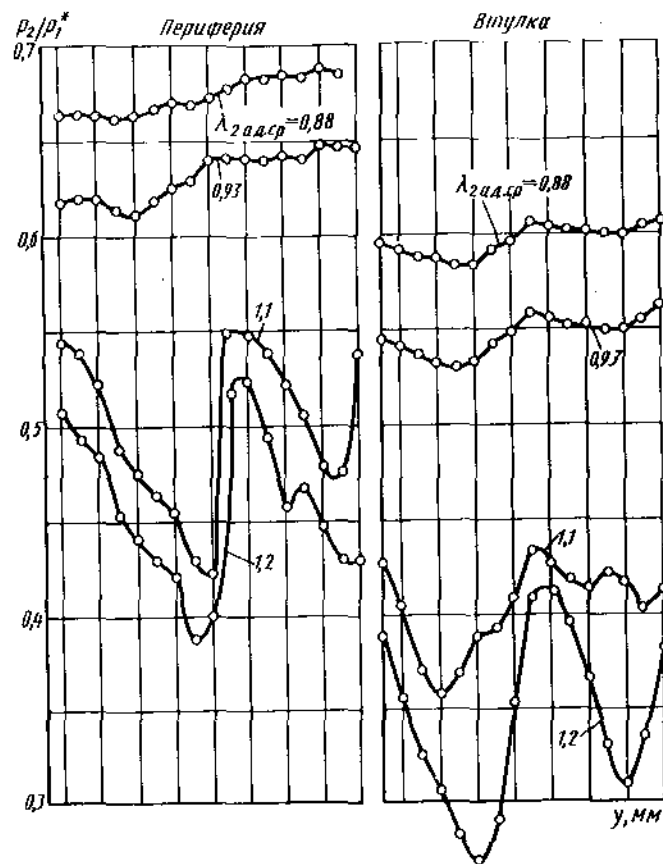


Рис. 6.2. Изменение p_2/\bar{p}_1^* вдоль фронта за секторной решеткой на периферии и на втулке при различных значениях $\lambda_{2ад,ср}$

няется размыванием скачка спектром волн разрежения, отходящих от поверхности втулки при ее обтекании сверхзвуковым потоком.

Распределение приведенной скорости $\lambda_{2ад}$ за решеткой по высоте проточной части при натурном градиенте давления показано на рис. 6.3, *б*. Значения $\lambda_{2ад}$ определились по осредненному по шагу статическому давлению, измеряемому в потоке насадком; крайние точки на графиках получены по измерениям на стенках с помощью отборов. Видно, что характер изменения скорости $\lambda_{2ад}$ по высоте лопаток удовлетворительно соответствует условиям течения в осевом зазоре турбинной ступени.

На рис. 6.4 показана масляно-графитовая картина линий тока на спинке лопаток после работы решетки на режиме $\lambda_{2ад,ср} = 1,15$. Видно, что суммарная протяженность зон вторичных течений у втулки и на перифе-

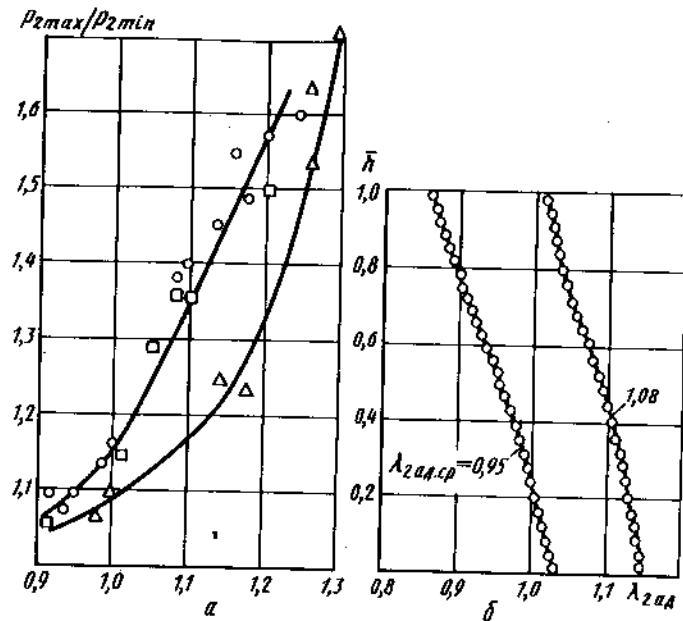


Рис. 6.3. Оценка структуры потока за секторной решеткой в сечении измерений:
 а — зависимость P_{2max}/P_{2min} в пределах шага от $\lambda_{2ад.ср}$; □ — на периферийной поверхности;
 ○ — в потоке на среднем диаметре; △ — на втулке; б — распределение $\lambda_{2ад.ср}$ по высоте проточной части при натурном радиальном градиенте давления

рии не превышает 20...25% от высоты лопаток, т. е. относительно невелика. Это свидетельствует об умеренном уровне вторичных потерь в исследованном СА на трансзвуковых режимах работы. Можно также отметить, что зона вторичных течений у втулки заметно меньше, чем на периферии, что объясняется более высоким уровнем приведенной скорости у втулки.

Склонность потока за кольцевыми и секторными решетками к отрыву от втулки, в особенности при отсутствии близкого к натурному радиального градиента давления на выходе, наблюдалась рядом исследователей и ранее. Это проявлялось, в частности, в повышенном уровне измеренных потерь у втулки. Однако, как показывают тщательно организованные эксперименты на кольцевых и секторных решетках, а также прямое траверсирование потока в осевом зазоре между сопловым аппаратом и рабочим колесом в турбинной ступени, в условиях натуральных ступеней существенного отрыва потока от втулки как правило не наблюдается, и потери у втулки имеют величину, обычную для безотрывного течения в концевых зонах сопловых решеток.

На графиках распределения коэффициента потерь по высоте лопаток при различных значениях $\lambda_{2ад.ср}$ и выпуске воздуха через перфорацию на

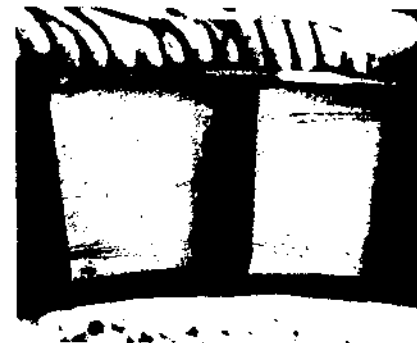


Рис. 6.4. Масляно-графитовая картина линий тока на спинке лопаток в секторной решетке, $\lambda_{2ад.ср} = 1,15$

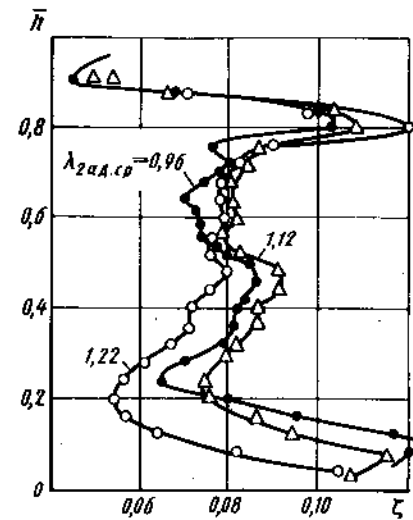


Рис. 6.5. Изменение коэффициента потерь ζ по \bar{h} в секторной решетке при $\bar{G}_{в.л} = 0,04$ и $\bar{G}_{в} = 0,016$

передней части профиля ($\bar{G}_{в.л} = 0,04$) и через щели в выходных кромках ($\bar{G}_{в} = 0,016$), приведенных на рис. 6.5, хорошо виден невысокий уровень вторичных потерь на периферии и у втулки; причем у втулки зона вторичных потерь смещена в сторону торцевой поверхности межлопаточных каналов. С увеличением $\lambda_{2ад.ср}$ это смещение усиливается, а интенсивность вторичных потерь быстро уменьшается, что объясняется высокой геометрической и газодинамической конфузурностью течения у втулки. В целом эти результаты хорошо согласуются с масляно-графитовой картиной течения при $\lambda_{2ад.ср} = 1,15$.

На рис. 6.6, а приведено изменение угла потока β_2 по фронту, измеренное на среднем диаметре при различных значениях $\lambda_{2ад.ср}$ и выпуске воздуха через перфорацию и из выходных кромок. Видно, что угол потока во внешнем кромочном скачке уплотнения возрастает на 6...7° и достигает 22...23° (при $\beta_{2эф} = 16,4^\circ$). При смещении вдоль фронта в направлении потока угол потока β_2 быстро уменьшается и непосредственно перед кромочным скачком от соседней лопатки составляет 15...16°. На характере кривых $\beta_2(y)$ сказывается влияние отраженного от спинки соседней лопатки внутреннего кромочного скачка уплотнения, приводящее к некоторому местному увеличению β_2 .

Значительное возрастание угла потока при прохождении через внешний кромочный скачок уплотнения в сочетании с уменьшением скорости в скачке резко увеличивает неоднородность потока на входе в рабочее колесо, в том числе угол потока в относительном движении. Помимо увеличения вибрационных напряжений это приводит к увеличению потерь в

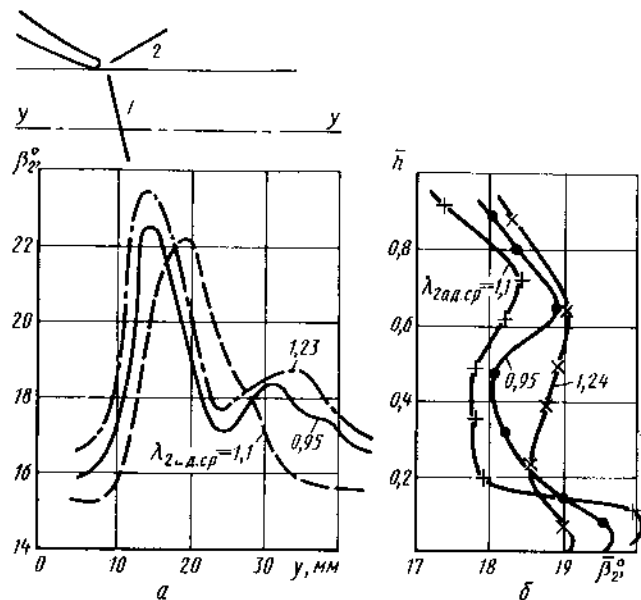


Рис. 6.6. Изменение угла потока β_2 по фронту на среднем диаметре (а) и осредненного по шагу угла потока β_2 по \bar{h} (б) за секторной решеткой: 1, 2 — кромочные скачки

рабочем колесе. Данных о влиянии начальной периодической неоднородности потока на потери в рабочем колесе современной газовой турбины недостаточно. Поэтому проведение таких исследований является важной и актуальной задачей.

На рис. 6.6, б показано изменение осредненного по шагу угла потока за решеткой β_2 по высоте проточной части при различных значениях приведенной скорости на среднем диаметре $\lambda_{2ад.ср}$. Видно, что вблизи втулки угол потока заметно больше, чем на периферии; это объясняется в основном более высоким уровнем приведенной скорости $\lambda_{2ад}$, а также потерей у втулки.

6.2. ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЬЦЕВОГО СОПЛОВОГО АППАРАТА

Исследование проводилось на кольцевом сопловом аппарате, составленном из лопаток постоянного сечения. Схема решетки на среднем диаметре показана на рис. 6.7, а; параметры приведены в табл. 5.1 (решетка 5). Испытания проводились как в изотермических условиях (при $t_{г0}^* \approx 1$; $T_{г0}^* \approx 295\text{K}$), так и в неизотермических модельных условиях (при $t_{г0}^* \approx 0,5$; $T_{г0}^* \approx 600\text{K}$). Охлаждающий воздух выпускался через перфорацию общей площадью $\bar{F}_п = F_п/F_r = 0,086$ на передней части профиля и на корытце; относительный расход составлял $G_{в.п} = 0,04$ при давлении в полости перфорации $\bar{p}_{в0}^* = 1,03$. На профиле схематически показано распо-

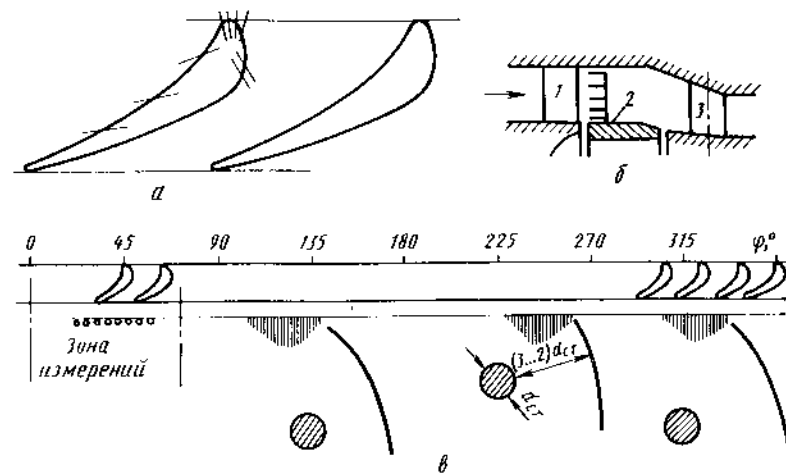


Рис. 6.7. Схема течения за кольцевой решеткой:

а — схема решетки на среднем диаметре; б — схема стэнда: 1 — решетка; 2 — поворотная траверса с гребенками; 3 — стойки; в — развертка кольцевой решетки (вертикальной штриховкой отмечены зоны повышенного давления в сечении измерений на выходе)

ложение рядов перфорации. Кроме того, воздух выпускался через щели шириной $\Delta = 0,8\text{ мм}$ в выходных кромках $G_{в} = 0,02$. В щели на расстоянии 2 мм от среза располагались переемычки диаметром 2 мм с шагом в ряду 4 мм.

Схема стэнда показана на рис. 6.7, б. Выхлопной патрубком за исследуемой кольцевой решеткой имел коническую форму, так что поток отжимался наружными стенками к оси канала. Это приводило к возникновению радиального градиента давления, близкого к натурному (но, как показано ниже, не совпадающему с ним в точности).

Поля параметров на выходе измерялись с помощью гребенок, установленных на поворотной траверсе. Сначала были исследованы поля параметров по всей окружности за СА. Оказалось, что на сверхзвуковых режимах работы статическое давление по окружности в трех зонах существенно увеличивалось по сравнению с его средним значением на данном радиусе. Это объяснялось наличием в выходном патрубке трех стоек относительно большего диаметра $d_{ст}$. При сверхзвуковых скоростях на выходе $\lambda_{2ад} = 1,2 \dots 1,4$ перед стойками на расстоянии соответственно $(3 \dots 2)d_{ст}$ возникали отошедшие ударные волны, влияние которых распространялось и на сечение измерений.

На развертке соплового аппарата по углу φ (рис. 6.7, в) условно штриховыми линиями показаны зоны повышенного статического давления, возникающие под действием ударных волн. Для исследования эффективности решетки была выбрана зона, лежащая в стороне от указанных возмущений (показанная слева на рисунке). Это зона, составляющая по углу φ примерно 60° была тщательно препарирована для измерения полей ста-

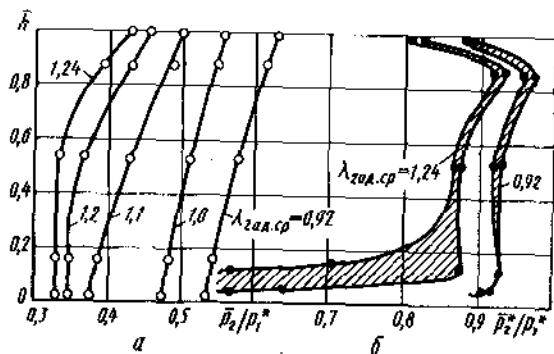


Рис. 6.8. Распределение \bar{p}_2/\bar{p}_1^* (а) и \bar{p}_2^*/\bar{p}_1^* (б) по h за кольцевой решеткой

Рис. 6.9. Характеристики кольцевой решетки:

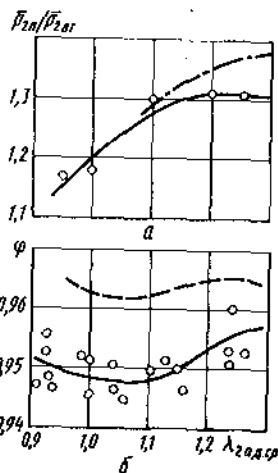
а — зависимость $\bar{p}_{2п}/\bar{p}_{2вт}$ от $\lambda_{2д.ср}$; — — — — — эта же зависимость в условиях ступени;
 б — зависимость коэффициента скорости φ в кольцевой решетке на среднем диаметре от $\lambda_{2д.ср}$ при $t_{в0}^* = 0,5$; $\bar{C}_{в.л} = 0,04$ и $\bar{C}_{в.кр} = 0,02$; — — — — — плоская решетка среднего сечения при $\bar{C}_{в} = 0$

тического давления на периферии и на поверхности втулки; поля параметров в потоке также измерялись преимущественно в этом секторе.

Результаты измерений показали, что на сверхзвуковых режимах работы неоднородность статического давления по фронту за решеткой быстро возрастает. В частности, при изменении приведенной скорости потока в диапазоне $\lambda_{2д} = 1...1,24$ отношение p_{2max}/p_{2min} в пределах шага увеличивается в диапазоне $1...1,8$.

Изменение осредненного по фронту статического давления p_2/p_1^* по высоте лопаток при различных значениях приведенной скорости на среднем диаметре $\lambda_{2д.ср}$ показано на рис. 6.8, а. На дозвуковых режимах статическое давление за кольцевой решеткой монотонно увеличивается от втулки к периферии. При повышенной сверхзвуковой скорости потока за решеткой радиальный градиент на значительной части длины лопаток у втулки практически отсутствовал. Это указывает на возникновение отрыва потока от втулки. Возникновение отрыва потока от втулки в сечении измерений при высоких значениях $\lambda_{2д.ср}$ подтверждается картиной распределения полного давления за решеткой по высоте проточной части, показанной на рис. 6.8, б. О возникновении отрыва свидетельствует большой разброс значений \bar{p}_2^*/\bar{p}_1^* вблизи втулки на режиме $\lambda_{2д.ср} = 1,24$.

Для режимов $\lambda_{2д.ср} < 1,1...1,15$ экспериментальное значение $\bar{p}_{2п}/\bar{p}_{2вт}$ близко к натурному. При повышенных значениях $\lambda_{2д.ср}$ выходное



устройство не обеспечивало требуемого радиального градиента давления за решеткой (рис. 6.9, а), вследствие чего возникал отрыв потока от втулки, и течение в сечении измерений существенно искажалось.

Проведенное исследование показало, что на сверхзвуковых режимах достоверность результатов измерений вблизи втулки невелика из-за возникающего в условиях испытания отрыва потока у втулки. (В натуральных условиях такого отрыва потока перед рабочим колесом, как указывалось, не возникает). Вместе с тем, на среднем диаметре измеренные значения параметров, по-видимому, близки к натурным в условиях ступени. Поэтому их можно использовать для оценки эффективности исследуемой решетки в первом приближении. Детальный анализ течения за СА по всей высоте проточной части (например, с целью оптимизации ступени в целом) возможен только после обеспечения близкого к натурному градиента осредненного по фронту статического давления \bar{p}_2 по высоте проточной части.

На рис. 6.9, б показана зависимость коэффициента скорости φ на среднем диаметре от $\lambda_{2д.ср}$. Для сравнения на рисунке пунктирной линией показана зависимость $\varphi(\lambda_{2д})$ для плоской решетки среднего сечения этого СА. Плоская решетка испытывалась без выпуска воздуха из лопаток; уровень профильных потерь в ней на режимах $\lambda_{2д} = 1,1...1,3$ составлял $\zeta_{пр} = 0,07$. Увеличение потерь в решетке при выпуске воздуха через перфорацию $\bar{C}_{в.л} = 0,04$, согласно данным гл. 7 и 8, составляет $\delta\zeta = 0,004$; при выпуске воздуха через щели в выходных кромках $\bar{C}_{в} = 0,02$ увеличение потерь составит $\delta\zeta = 0,015$. Таким образом, с учетом потерь, связанных с выпуском воздуха из лопаток, уровень потерь в указанном диапазоне $\lambda_{2д}$ составит $\zeta_{пр0} + \zeta_{охп} = 0,085...0,09$, а коэффициент скорости в соответствии с формулой (1.33) $\varphi \approx 0,955$. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в кольцевом СА на среднем диаметре.

При уменьшении $\lambda_{2д}$ до околозвуковых значений дополнительные потери, связанные с охлаждением и выпуском воздуха, несколько увеличиваются. Поэтому можно считать, что по характеру зависимости $\varphi(\lambda_{2д})$ в плоской решетке и в кольцевой решетке на среднем диаметре хорошо согласуются между собой.

6.3. РАСХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНСЗВУКОВЫХ СОПЛОВЫХ АППАРАТОВ

Расход газа через кольцевой сопловой аппарат является одной из важнейших характеристик, поскольку ошибка в определении расхода может значительно изменить режим работы как данной ступени, так и турбомшины в целом. Как показывает практика, расчетная оценка расхода проводится с погрешностью, достигающей в ряде случаев 3...5%. С одной стороны, это обусловливается погрешностью модели течения, используемой в инженерных расчетах, в которой обычно предполагается, что течение в окрестности геометрического горла СА одномерное и что критическое сечение совпадает с горловым [1,18]. С другой стороны, при серийном изготовлении сопловых аппаратов площадь горлового сечения может изменяться в пределах допусков иногда до $\pm 1...2\%$.

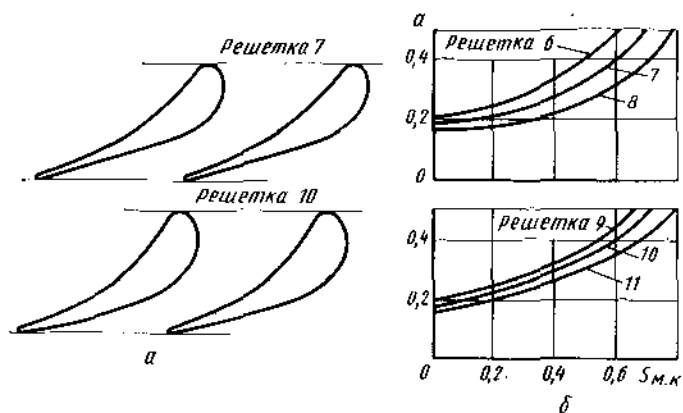


Рис. 6.10. Геометрические характеристики решеток СА I и II: а — схема решеток на среднем диаметре; б — изменение а по $S_{м.к}$

Как показывают экспериментальные исследования и расчеты (см., например, [9]), структура течения в современных турбинных решетках, особенно трансзвуковых, существенно отличается от одномерной, в том числе в зоне горлового сечения и в косом срезе. В ряде случаев критическое сечение может не совпадать с горловым и смещается в косой срез решетки. При этом в горловом сечении скорость остается существенно дозвуковой, вследствие чего расход газа будет меньше вычисленного в предположении, что в горле устанавливается скорость звука. Такие решетки остаются незапертыми по расходу и при сверхзвуковых перепадах давления; с увеличением перепада расход газа через решетку продолжает монотонно возрастать. Подобное явление впервые описано в работе [6] применительно к периферийным сечениям рабочих колес (в решетках с малым углом поворота потока и большим относительным шагом $t = 1,1 \dots 1,3$).

Для анализа этого явления и оценки его влияния на расходные характеристики лопаточных аппаратов рассмотрим результаты сравнительного расчетного и экспериментального исследования двух кольцевых сопловых аппаратов I и II, различающихся в основном лишь формой канала в зоне косого среза. Основные геометрические параметры решеток этих СА приведены в табл. 5.1 (решетки 6...11); распределение безразмерной ширины межлопаточного канала по его длине $S_{м.к}$, а также схема средних сечений этих СА (решетки 7 и 10) показаны на рис. 6.10.

Решетки 6...8, соответствующие периферийному, среднему и корневому сечениям СА I, имели пониженные углы отгиба $\delta \approx 6 \dots 1^\circ$, малую конфузурность выходного участка межлопаточного канала и прямолинейную спинку в косом срезе. Решетка 8 корневого сечения в зоне выходного сечения имела некоторое пережатие: угол сужения межлопаточного канала на выходе $E_2 = -1,8^\circ$. Кроме того, конструктивный угол ре-

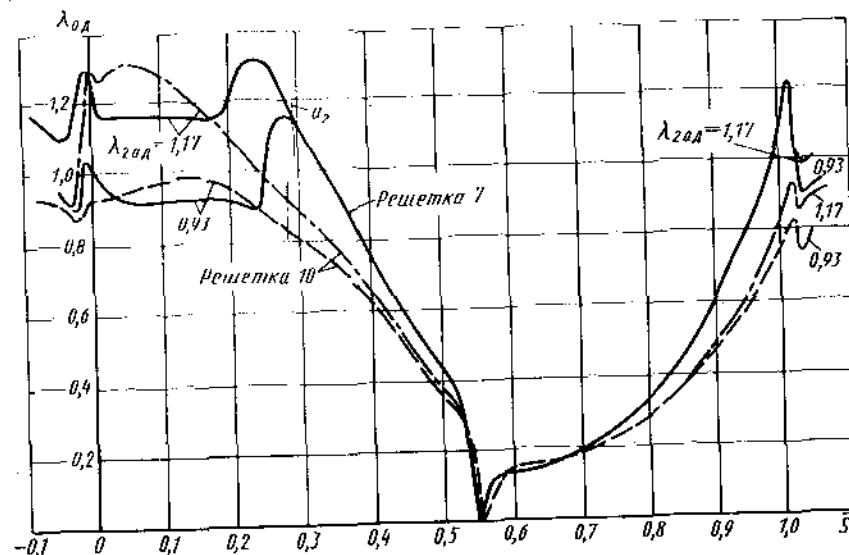


Рис. 6.11. Распределение $\lambda_{ад}$ по \bar{S} в решетках 7 и 10 на режимах $\lambda_{2ад} = 0,93$ и 1,17

шеток на выходе $\beta_{2к}$ заметно превышал эффективный угол $\beta_{2эф}$, так что угол отставания выходной кромки $u_{кр} = \beta_{2к} - \beta_{2эф} = 2 \dots 2,7^\circ$.

Решетки 9...11 СА II имели примерно такие же значения параметров $\beta_{2эф}$, t , \bar{d}_2 , Γ , как и решетки 6...8. Однако спинка в косом срезе была выпуклой — с плавным распределением кривизны, так что углы отгиба имели повышенное значение $\delta = 12 \dots 9^\circ$. Межлопаточные каналы на выходе в этих решетках имели повышенную конфузурность (рис. 6.10, б); угол сужения канала на выходе $E_2 = 8 \dots 6^\circ$. Конструктивный угол выхода $\beta_{2к}$ был меньше эффективного угла выхода $\beta_{2эф}$, так что угол отставания выходной кромки принимал отрицательные значения $u_{кр} = -1,7 \dots -0,4^\circ$.

На рис. 6.11 приведены расчетные распределения скорости $\lambda_{ад}$ по обводам профилей в решетках 7 и 10 среднего сечения СА I и II на режимах $\lambda_{2ад} = 0,93$ и 1,17. Распределение линий $\lambda_{ад} = \text{const}$ в межлопаточном канале решетки 7 на режиме $\lambda_{2ад} = 0,93$ и решетки 10 на режиме $\lambda_{2ад} = 1,17$ показано на рис. 6.12. Расчеты проводились по методике [2]. Аналогичный характер имеет картина течения в решетках 6 и 9 периферийного сечения и решетках 8 и 11 корневого сечения этих СА (данные по этим решеткам здесь не приводятся).

Из рисунка видно, что в решетке 7 на передней части спинки профиля скорость быстро увеличивается, и уже при $\lambda_{2ад} = 0,93$ происходит загибание решетки: звуковая линия пересекает межлопаточный канал вблизи выходного сечения. Ниже по течению перерасширенный до сверхзвуковых скоростей поток тормозится в интенсивном внутреннем кромочном

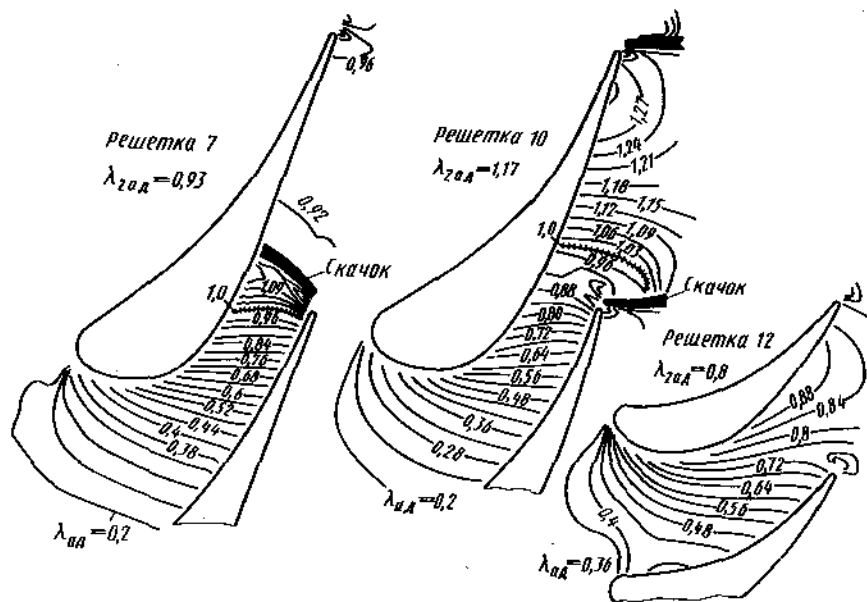


Рис. 6.12. Распределение $\lambda_{ад}$ в межлопаточном канале решеток 7 ($\lambda_{2ад} = 0,93$), 10 ($\lambda_{2ад} = 1,17$) и 12 ($\lambda_{2ад} = 0,8$)

скачке уплотнения, падающем на спинку профиля от соседней лопатки. При этом внешний кромочный скачок уплотнения практически отсутствует. Об интенсивности кромочных скачков можно судить, в частности, по характеру протекания кривых на рис. 6.11 при $\bar{S} < 0$ и $\bar{S} > 1$. При увеличении скорости до $\lambda_{2ад} = 1,17$ распределение $\lambda_{ад}$ по обводам профиля практически не изменилось (поскольку решетка заперта); интенсивность внутреннего кромочного скачка уплотнения существенно снизилась. Еще более выпукло рассмотренные особенности течения проявляются в решетке 8, имеющей вблизи выходного сечения сходящийся – расходящийся канал с углом на выходе $E_2 = -1,8^\circ$.

Другая картина течения наблюдается в решетках 9...11. В частности, на рис. 6.11 видно, что вследствие меньшей кривизны передней части спинки скорость в решетке 10 вдоль спинки возрастает менее интенсивно. Кроме того, даже на сверхзвуковом режиме работы $\lambda_{2ад} = 1,17$ скорость остается в выходном сечении a_2 дозвуковой. При течении вдоль спинки в косом срезе поток продолжает ускоряться вплоть до выходной кромки и тормозится затем в интенсивном внешнем кромочном скачке уплотнения (см. рис. 6.12). Со стороны корытца при этом скорость на срезе выходной кромки остается дозвуковой, и внутренний кромочный скачок полностью отсутствует.

Из рис. 6.12 видно, что в решетке 10 даже на сверхзвуковом режиме работы ($\lambda_{2ад} = 1,17$) скорость в горловом сечении не превышает

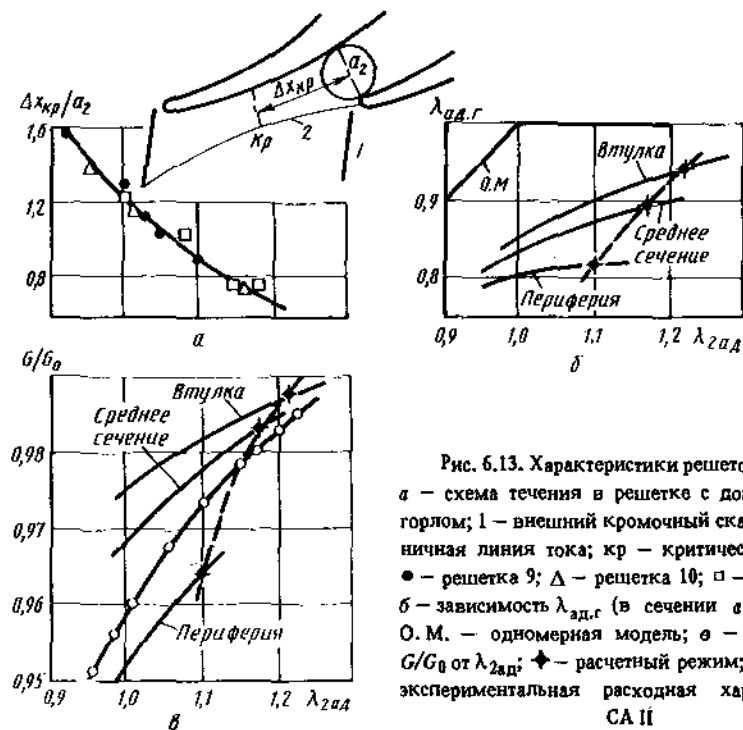


Рис. 6.13. Характеристики решеток СА II:
 а – схема течения в решетке с докритическим горлом; 1 – внешний кромочный скачок; 2 – граница линии тока; кр – критическое сечение; ● – решетка 9; Δ – решетка 10; □ – решетка 11;
 б – зависимость $\lambda_{ад,г}$ (в сечении a_2) от $\lambda_{2ад}$; О. М. – одномерная модель; ◊ – зависимость G/G_0 от $\lambda_{2ад}$; ◆ – расчетный режим; ○ – экспериментальная расходная характеристика СА II

$\lambda_{ад,г} \approx 0,88$. При этом звуковая линия располагается в косом срезе, ниже по течению от геометрического горла. Аналогичный характер течения наблюдается и в решетках 9 и 11 этого СА.

Рассмотренная картина течения в решетках 9...11 объясняется, в первую очередь, повышенными углами отгиба δ , повышенной конфузурностью выходного участка межлопаточного канала ($E_2 = 8...6^\circ$) и, главное, отрицательными значениями угла отставания выходной кромки $u_{кр}$. Вследствие этого линия тока, сходящая с выходной кромки, направлена под углом к обводам спинки соседней лопатки, так что поперечное сечение потока продолжает уменьшаться и за выходным сечением в зоне косога среза решетки. Подобное явление хорошо изучено при истечении газа из сходящегося насадка [6]. Конечно, в решетках из-за влияния спинки соседней лопатки оно имеет более сложный характер.

Из-за повышенных углов отгиба в решетках 9...11 (спинка профиля как бы отстает от потока) в области косога среза возникает критическое сечение, за которым сечение струи начинает увеличиваться, а скорость сверхзвукового потока возрастает. Схема течения показана на рис. 6.13, а.

Аналогичный характер течения наблюдался также в сопловой решетке, рассмотренной ниже в разд. 6.4. В этой решетке вследствие боль-

шого угла отгиба и повышенной конфузурности выходного участка межлопаточного канала скоростью в горловом сечении также оставалась дозвуковой на повышенных сверхзвуковых режимах работы; при этом в решетке возникал лишь внешний кромочный скачок уплотнения, внутренний скачок полностью отсутствовал. Уровень волновых потерь в таких решетках уже при $\lambda_{2ад} = 1,1...1,15$ может достигать $\zeta_{ск} = 0,02...0,03$.

Будем называть подобные решетки (имеющие коэффициент сужения струи за выходным сечением $\epsilon = a_{кр}/a_2 < 1$) решетками с докритическим горлом. Поскольку в сечении a_2 скорость остается дозвуковой и при $\lambda_{2ад} > 1$, расход газа через такие решетки может оказаться на 3...4% меньше расхода G_0 , рассчитанного в предположении об одномерности течения и о том, что критическое сечение совпадает с горловым.

При увеличении приведенной скорости $\lambda_{2ад}$ уровень скорости $\lambda_{ад,г}$ в выходном сечении в решетках 9...11 увеличивается, а смещение критического сечения от выходного $\Delta x_{кр}/a_2$ уменьшается. Это хорошо видно на рис. 6.13, а, где приведена зависимость $\Delta x_{кр}/a_2$ от $\lambda_{2ад}$ для этих решеток. Как показано в [6], смещение критического сечения от горлового будет минимальным при установлении второго критического отношения давлений $p_2/p_{г0}^*$, когда параметры в горловом сечении перестают изменяться (решетка запирается по расходу). Соответствующее этому отношению значение $\lambda_{2ад}$ в зависимости от конструктивных особенностей решетки может составлять 1,2...1,4.

На рис. 6.13, б даны расчетные зависимости приведенной скорости $\lambda_{ад,г}$ в геометрическом горле решеток 9...11 от $\lambda_{2ад}$. Видно, что при $\lambda_{2ад} = 1,0...1,2$ приведенная скорость в горле значительно меньше единицы. На графике нанесена аналогичная зависимость для одномерной модели. Вычисленный для каждой решетки по значениям $\lambda_{ад,г}$ расход, отнесенный к расходу G_0 , подсчитанному в предположении об одномерности течения и о совпадении критического сечения с горловым, в зависимости от $\lambda_{2ад}$ также представлен на рис. 6.13, в. На рисунке приведена экспериментальная расходная характеристика СА II. Видно, что расчетные и экспериментальные значения расходов в решетках СА II существенно меньше определенных по упрощенной одномерной модели течения. При этом среднее значение расхода, подсчитанное по действительным параметрам потока в горле каждой решетки, удовлетворительно согласуется с измеренным.

Интересно сравнить СА I и II по газодинамической эффективности. Расчетные оценки $\zeta_{пр}$ по уравнению регрессии (2.16) показывают, что решетки СА II заметно эффективнее на дозвуковых режимах работы и уступают в эффективности решеткам СА I на повышенных сверхзвуковых режимах работы. Это объясняется, главным образом, повышенными углами отгиба δ и сужения межлопаточного канала на выходе E_2 в решетках СА II.

Указанный эффект – сужение струи в косом срезе на выходе из межлопаточного канала – проявляется в таких решетках и на дозвуковых режимах работы. При этом действительный расход будет также меньше расхода, подсчитанного в предположении о том, что в горловом сечении

устанавливается скорость, близкая к адиабатической скорости потока за решеткой.

Различие между действительным и рассчитанным по упрощенной модели течения расходами может наблюдаться и вследствие существенной неоднородности течения в выходном сечении. В частности, на рис. 6.12 показано расчетное распределение линий $\lambda_{ад} = \text{const}$ в межлопаточном канале рабочей решетки 12 (табл. 5.1). Видно, что в выходном сечении значение приведенной скорости изменяется от $\lambda_{ад} = 0,68$ у корытца до 0,88 у спинки при средней скорости за решеткой $\lambda_{2ад} = 0,8$.

Проведенный анализ показывает, что расход газа через лопаточный аппарат (а также коэффициент расхода, приведенный расход и др.) следует определять с учетом пространственной картины течения вблизи горлового сечения. Наиболее просто это можно сделать в квазитрехмерной постановке: интегрируя по высоте проточной части результаты расчетов методом установления плоского (или в слое переменной толщины) течения в периферийном, среднем и корневом сечениях лопаточного аппарата.

Теоретический расход через кольцевую решетку определяется по полным параметрам рабочего тела перед решеткой (в общем случае переменным по сечению) и его параметрам в горловом сечении по обычной формуле

$$G_r = \sqrt{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{k}{R} z_c \int_{h_2} \frac{p_1^*}{\sqrt{T_1^*}} q(\lambda_{ад,г}) da dh}, \quad (6.1)$$

где z_c – число лопаток; a – координата поперек потока в горловом сечении; h – высота лопаток; R – универсальная газовая постоянная.

Полученный результат следует откорректировать на толщину вытеснения, определенную из расчета пограничного слоя по данным внешнего обтекания профилей и торцевых поверхностей межлопаточного канала невязким газом.

Как указывалось, при серийном изготовлении сопловых аппаратов из-за неизбежного разброса в проходных сечениях (в пределах допусков) погрешность оценки пропускной способности лопаточных аппаратов, в частности СА, увеличивается еще больше. Поэтому для определения фактической пропускной способности СА проводят их экспериментальную продувку в модельных условиях на холодном или подогретом воздухе. Очевидно отклонение фактического расхода газа через СА от номинального будет минимальным, если оценка его проводилась с учетом пространственной структуры потока в выходном сечении. При этом отклонение будет определяться только разбросом фактической площади выходного сечения.

Для обеспечения номинального расхода газа через СА обычно поле допусков выбирается таким образом, чтобы максимально возможная площадь выходного сечения не превышала номинальной. Тогда обеспечение номинальной площади производится по результатам испытаний,

например, подрезкой выходных кромок на 1...2 мм по длине средней линии профиля. Так, подрезка выходных кромок в СА II на 2 мм по их длине привела к увеличению площади примерно на 4%. Такое сильное влияние подрезки на площадь горлового сечения объясняется повышенной конфузурностью выходного участка межлопаточного канала.

В решетках 6...8 СА I такая подрезка практически не приводит к увеличению площади из-за малой конфузурности канала в зоне горлового сечения. Поэтому в них следует применять другие мероприятия для коррекции площади горлового сечения, например, шлифование выходной кромки со стороны корытца и др.

В большинстве случаев экспериментальные расходные характеристики кольцевых решеток определяются при работе на выхлоп в атмосферу или в ресивер без каких-либо устройств на выходе, обеспечивающих близкий к натурному радиальный градиент давления. При продувках трансзвуковых СА обычно считают, что как только в горловом сечении у корня и на периферии возникает скорость звука, аппарат запирается, и дальнейшее увеличение перепада давлений не приводит к изменению приведенного расхода. Исходя из этого, испытания сверхзвуковых сопловых аппаратов ($\lambda_{2ад.ср} > 1,2...1,3$) проводят при небольшом сверхзвуковом перепаде давлений.

Однако в подобных случаях из-за отсутствия радиального градиента давления на выходе под действием поля центробежных сил уже в области косога среза может возникнуть отрыв потока от втулки, что естественно, приведет к погрешности измерения.

Картина течения еще более осложняется при продувке кольцевого СА с докритическим горлом. При работе СА в турбинной ступени вследствие радиального градиента давления на выходе каждое сечение — периферийное, среднее и корневое — работает при различных значениях $\lambda_{2ад}$. Суммарный расход газа через решетку определяется соотношением площадей и значениями $\lambda_{ад.г}$ в каждом сечении. При испытании решетки на выхлоп в атмосферу все сечения лопаток работают при одинаковом значении $\lambda_{2ад}$. Естественно, это приведет к дополнительной погрешности при экспериментальной оценке расхода.

Для уменьшения погрешности экспериментального определения пропускной способности кольцевых СА необходимо при испытаниях обеспечивать близкий к натурному радиальный градиент давления на выходе, а в случае решеток с докритическим горлом — и расчетное значение приведенной скорости на выходе $\lambda_{2ад}$ в каждом сечении.

6.4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЯМОЙ РЕШЕТКИ С ОДНОСТОРОННИМ ПОДЖАТИЕМ

Одним из способов снижения потерь в турбинной ступени с относительно короткими лопатками является сужение периферийных обводов проточной части СА по потоку [6, 22, 23]. При этом как правило потери в его периферийных сечениях возрастают из-за возникновения радиальных составляющих скорости, направленных вдоль спинки к оси проточной

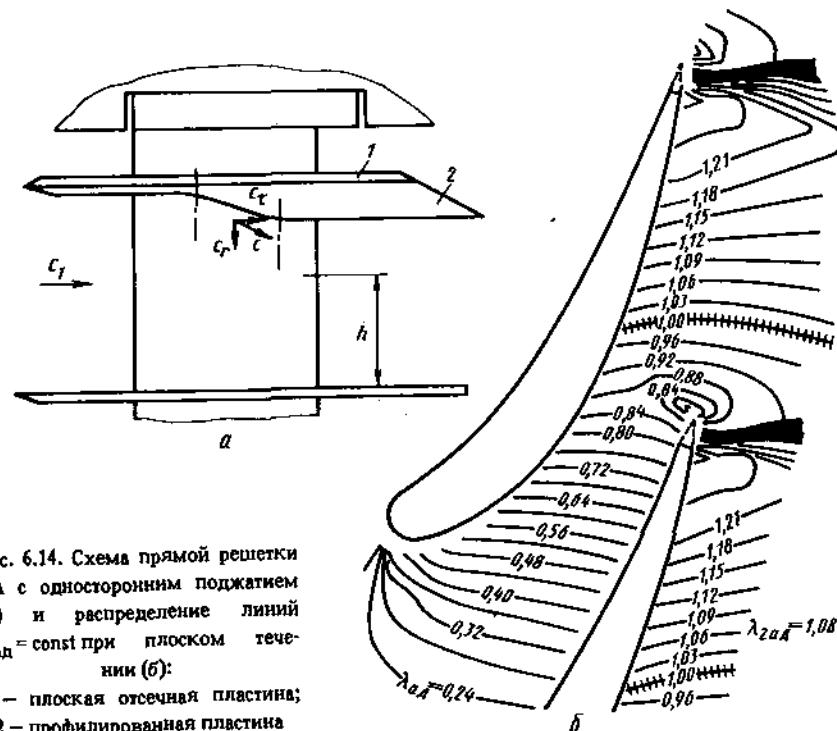


Рис. 6.14. Схема прямой решетки СА с односторонним поджатием (а) и распределение линий $\lambda_{ад} = const$ при плоском течении (б):

1 — плоская отсечная пластина;
2 — профилированная пластина

части и усиливающих вторичные течения. Однако потери в привтулочных сечениях СА могут при этом уменьшиться. Кроме того, радиальная составляющая скорости, направленная к оси турбины сохраняется и за СА, что уменьшает радиальный градиент давления в осевом зазоре. Реактивность у втулки при этом возрастает, что благоприятно сказывается на эффективности корневых сечений РК (имеющих как правило малую конфузурность и большой поворот потока). Поэтому суммарные потери в ступени могут уменьшиться.

Исследование проводилось на прямой сопловой решетке с односторонним поджатием в меридиональной плоскости. Схема решетки показана на рис. 6.14, а, параметры решетки даны в табл. 5.1 (решетка 13). Решетка испытывалась сначала при плоских отсечных пластинах 1, а затем была установлена профилированная пластина 2, обеспечивающая одностороннее поджатие потока. Относительная высота лопаток на выходе $h_2/l \approx 0,6$; отношение $h_2/a_2 = 3,1$; угол решетки на выходе $\beta_{2дф} = 17^\circ$. Коэффициент меридиональности $\Delta_m = (h_2 - h_1) / h_2 = -0,16$. Измерения проводились в сечении, удаленном от выходных кромок лопаток на расстояние $z \approx 1,5a_2$.

Исследование структуры потока в плоской решетке. На рис. 6.15 приведена зависимость профильных потерь $\zeta_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$ (в среднем сечении по

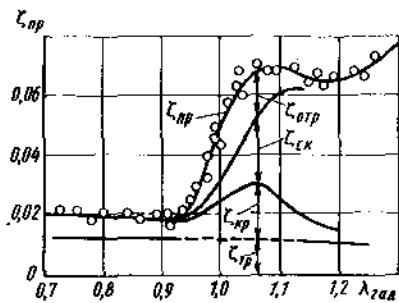


Рис. 6.15. Зависимость $\zeta_{пр}$ от $\lambda_{2ад}$ в плоской решетке СА:

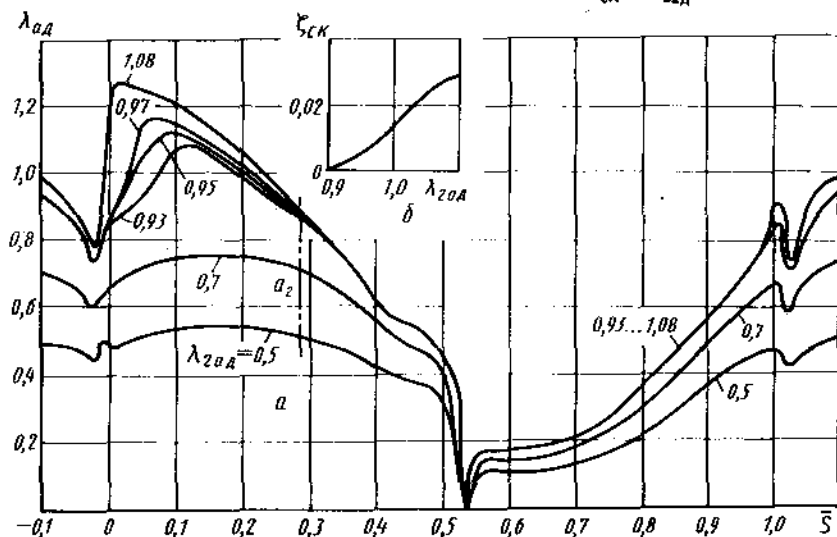


Рис. 6.16. Расчетные характеристики течения в плоской решетке СА:
а — распределение $\lambda_{ад}$ по \bar{S} ; б — зависимость $\zeta_{ск}$ от $\lambda_{2ад}$

высоте проточной части) при плоских отсечных пластинах. Видно, что на дозвуковых режимах ($\lambda_{2ад} < 0,95$) потери в решетке незначительны и составляют $\zeta_{пр} = 0,02$. Это объясняется в основном повышенным углом отгиба $\delta = 16^\circ$, что снижает кромочные потери на дозвуковых режимах.

При $\lambda_{2ад} > 0,95$ повышенный угол отгиба приводит к значительному перерасширению потока у спинки и увеличению волновых потерь. Расчетное распределение приведенной скорости $\lambda_{ад}$ по обводам профиля в этой решетке при различных значениях $\lambda_{2ад}$ представлено на рис. 6.16, а. Видно, что при $\lambda_{2ад} > 0,95$ максимальное перерасширение на спинке $\lambda_{ад, max} > 1,2$. При этом на спинке вблизи кромки возникает интенсивный скачок уплотнения. Это приводит к отрыву потока на спинке вблизи кромки и резко возрастанию профильных потерь.

При $\lambda_{2ад} > 1,08$ скачок уходит за пределы профиля и превращается в интенсивный внешний кромочный скачок с высоким уровнем волновых потерь. Зависимость коэффициента волновых потерь $\zeta_{ск}$ (подсчитанного

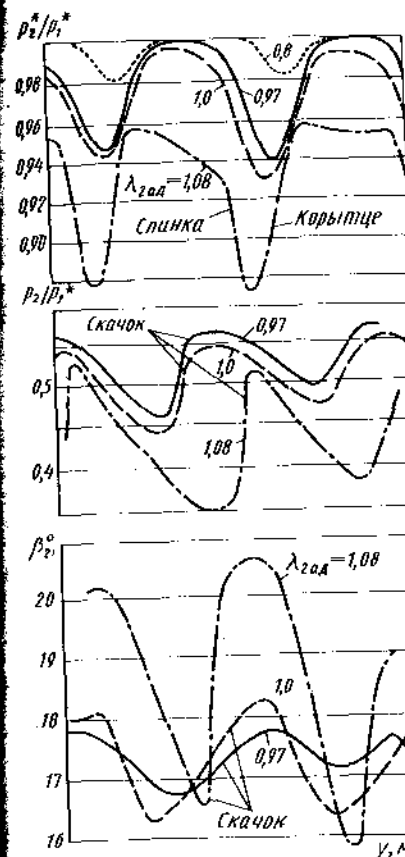
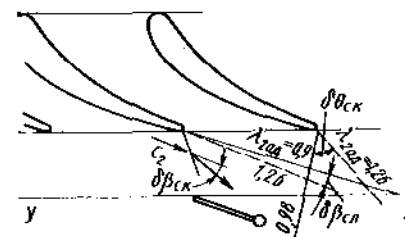


Рис. 6.17. Распределение p_2^*/p_1^* , p_2/p_1^* и β_2 по фронту за плоской решеткой СА

Рис. 6.18. Расположение следов и кромочных скачков за плоской решеткой СА



по соотношению скоростей в скачке) от $\lambda_{2ад}$ приведена на рис. 6.16, б. В диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,9...1,1$ коэффициент волновых потерь возрастает от нуля до 0,03.

На рис. 6.14, б показано расчетное распределение $\lambda_{ад}$ в межлопаточном канале этой решетки при $\lambda_{2ад} = 1,08$. Видно, что на трансзвуковых режимах возникает только внешний кромочный скачок; внутренний кромочный скачок полностью отсутствует. Более того, в выходном сечении a_2 при этом течение остается существенно дозвуковым ($\lambda_{ад, г.} = 0,8...0,84$); таким образом, рассматриваемая решетка относится к решеткам с докритическим горлом. Схема течения в косом срезе таких решеток показана на рис. 6.13, а.

На рис. 6.15 нанесены также составляющие профильных потерь в этой решетке. Потери трения $\zeta_{тр}$ подсчитывались по формуле (1.48) на основании расчета пограничных слоев на лопатке. Поскольку в диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,95...1,1$ на спинке профиля возникает отрыв потока, эта часть кри-

вой $\zeta_{пр}$ ($\lambda_{2ад}$) нанесена условно пунктиром. Вследствие большого угла отгиба кромочные потери в этой решетке, как указывалось, невелики. Здесь же показаны ориентировочные значения волновых потерь и потерь, связанных с отрывом потока на спинке лопаток.

Распределение относительного полного p_2^*/p_1^* и статического p_2/p_1^* давлений, а также угла выхода потока β_2 по фронту за решеткой при различных значениях $\lambda_{2ад}$ показано на рис. 6.17. Схема расположения следов и кромочных скачков представлена на рис. 6.18. Рисунки наглядно иллюстрируют неоднородность потока за трансзвуковой решеткой по ее фронту. Например, при $\lambda_{2ад} = 1,08$ в пределах шага полное давление в следах изменяется примерно на 6...8%; статическое давление — на 50...60% и угол потока — на 5...7°. Расчетное отклонение угла потока в кромочных скачках хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Как видно из рис. 6.18, при изменении $\lambda_{2ад}$ в диапазоне 0,9...1,26 след за выходной кромкой отклоняется на $\delta\beta_{сл} \approx 5^\circ$; угол наклона кромочного скачка к скорости потока изменяется на $\delta\theta_{ск} \approx 55^\circ$. При этом в плоскости измерений у-у скачок может располагаться как слева, так и справа от следа за соседней лопаткой. Это может увеличивать разброс экспериментальных данных по профильным потерям при использовании упрощенных методов осреднения.

На рис. 6.19 показана зависимость осредненного по фронту угла потока за решеткой $\bar{\beta}_2$ от $\lambda_{2ад}$ в случае плоского течения (средняя кривая). Видно, что отставание среднего угла потока от эффективного угла $\beta_{2эф} = 17^\circ$ при $\lambda_{2ад} = 0,9...1,0$ составляет примерно 1° . При $\lambda_{2ад} = 1,25$ отставание составляет 6° , что хорошо согласуется с данными по смещению следа в сечении измерений. Угол потока β_2 заметно возрастает и при снижении $\lambda_{2ад}$ до значений 0,6...0,7.

Расчетное изменение $\bar{\beta}_2$ в зависимости от $\lambda_{2ад}$, полученное методом установления (пунктирная кривая) хорошо согласуется с экспериментальными данными при сверхзвуковых значениях $\lambda_{2ад}$. На дозвуковых режимах работы ($\lambda_{2ад} = 0,7...0,8$) экспериментальные значения примерно на 1,5...2° больше расчетных. По-видимому, это объясняется влиянием вторичных течений.

Действительно, при малой дозвуковой скорости $\lambda_{2ад}$ влияние вторичных течений значительно возрастает и распространяется, по-видимому, до середины высоты лопаток (при $h/l = 0,6$). У отсечных пластин вторичные течения направлены от корытца к спинке, что уменьшает угол потока вблизи торцевых поверхностей межлопаточного канала; в сред-

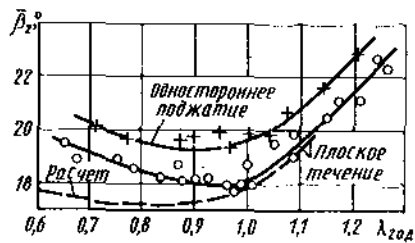


Рис. 6.19. Зависимость осредненного по фронту угла $\bar{\beta}_2$ потока от $\lambda_{2ад}$ в решетке СА в среднем сечении:

— — — расчет методом установления плоского течения

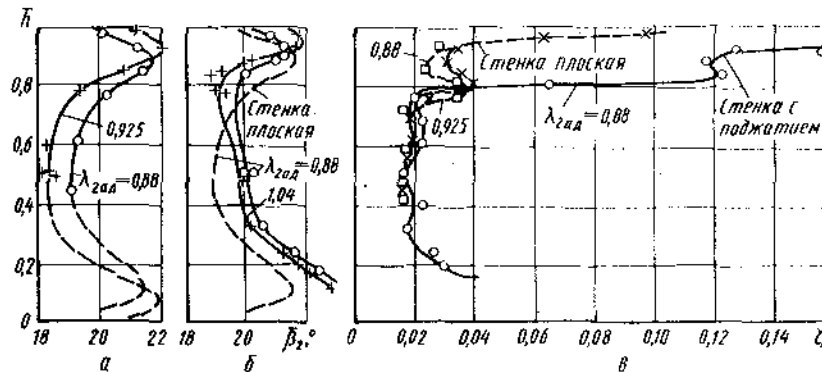


Рис. 6.20. Изменение осредненного по фронту угла потока $\bar{\beta}_2$ по высоте лопаток при плоском течении (а); то же при течении с односторонним поджатием (б); изменение коэффициента потерь ζ по высоте лопатки (в) при плоском течении (— — —) и течении с односторонним поджатием (—)

ней по высоте лопаток зоне вторичные течения от парного вихря складываются между собой и направлены от спинки к корытцу, что увеличивает угол потока.

На рис. 6.20, а показано распределение среднего по шагу угла потока $\bar{\beta}_2$ по высоте лопаток при плоском течении; ввиду симметричности течения измерения проводились только на половине высоты лопаток. Видно, что в средней по высоте лопаток части каналов отставание потока от эффективного угла невелико. В зоне вторичных течений из-за отрыва набухающего пограничного слоя на спинке лопаток отставание увеличивается до $\delta\beta \approx 4...5^\circ$.

На рис. 6.20, в пунктирными линиями показано распределение коэффициента потерь ζ по высоте лопаток в решетке с плоскими отсечными пластинами при $\lambda_{2ад} = 0,88$ и $0,925$. Коэффициент вторичных потерь составляет при плоском течении в решетке $\zeta_{вт} \approx 0,02$, что хорошо согласуется с его величиной в аналогичных плоских сопловых решетках.

Исследование структуры потока в решетке с односторонним поджатием. Вследствие невысокого значения коэффициента меридиональности ($\Delta_{пр} = -0,16$) распределение $\lambda_{ад}$ по обводам профиля в слое вблизи стенки с поджатием только незначительно отличается от аналогичных распределений в плоском течении (см. рис. 6.16). Вместе с тем, под влиянием поджатия торцевой поверхности межлопаточного канала в решетке возникают существенные радиальные перетекания. Распределение радиальной составляющей скорости λ , по спинке и по корытцу показано на рис. 6.21, а. Видно, что величина λ , вблизи спинки существенно больше, чем у корытца, и направлена к оси проточной части, что усиливает вторичные течения и вторичные потери у профилированной поверхности.

При этом зона максимальных значений λ , у спинки в слое вблизи

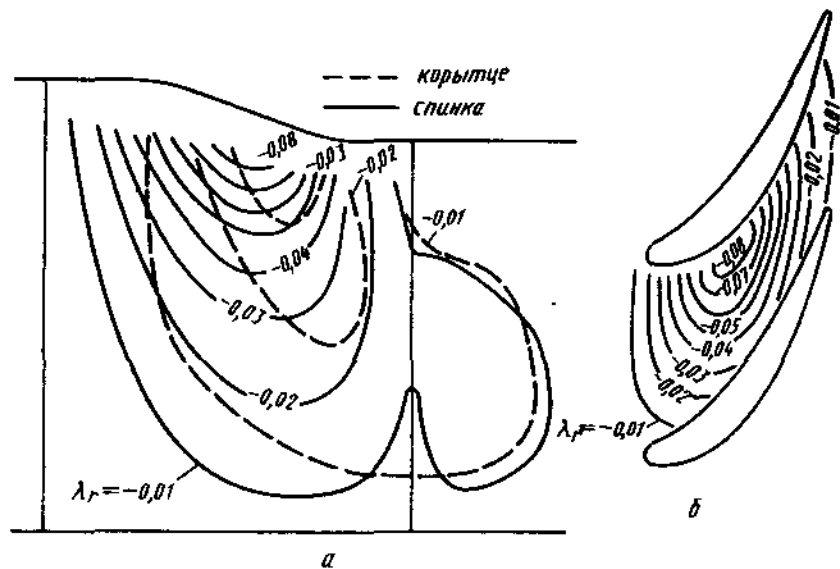


Рис. 6.21. Особенности течения в прямой решетке с односторонним поджатием: расчетное распределение λ_r по спинке и корытцу (а) и в слое вблизи поверхности с поджатием (б) при $\lambda_{2ад} = 0,95$

этой поверхности смещена в среднюю часть межлопаточного канала (рис. 6.21, б). По-видимому, это приводит к интенсивному увеличению вторичных потерь в решетке.

Сказанное хорошо подтверждается экспериментальными исследованиями. Как видно из распределения потерь по высоте проточной части (см. рис. 6.20, в), вблизи поверхности с поджатием под действием указанных перетеканий на спинке возникает отрыв потока, и потери в этой зоне значительно возрастают. Если отнести величину дополнительных потерь ко всей высоте лопатки, то коэффициент вторичных потерь составит $\zeta_{вт} = 0,04$, что примерно на 0,02 больше, чем в случае плоских торцевых стенок.

Отрыв потока на спинке вблизи поверхности с поджатием (а также вблизи выходной кромки при $\lambda_{2ад} > 0,95$) хорошо заметен на масляно-графитовой картине течения на спинке лопаток.

Под действием радиальной составляющей скорости газа происходит увеличение осевой скорости и, следовательно, угла потока $\beta_u(\zeta_s; \zeta_u)$ у плоской торцевой поверхности. Расчетные оценки показывают, что в исследуемой решетке в сечении измерений угол потока β_u у плоской поверхности должен быть на 2...2,5° больше, чем у профилированной поверхности. Этот результат хорошо подтверждается экспериментально.

На рис. 6.20, б показано распределение среднего по шагу угла выхода потока β_2 по высоте лопаток h в решетке с односторонним поджатием при $\lambda_{2ад} = 0,88$ и 1,04. Для сравнения пунктиром показана аналогичная зависимость для плоского течения. Видно, что вблизи плоской поверхности средний угол потока β_2 увеличился на 1,5...2°. У профилированной поверхности угол потока, напротив, уменьшился на 1...1,5°. Это объясняется снижением давления на выходе из межлопаточных каналов под действием кривизны профилированной поверхности в этой зоне. Выравнивание параметров потока за решеткой (до сечения измерений) приводит к некоторому восстановлению давления, т. е. к уменьшению осевой скорости и, следовательно, угла β_2 . Непосредственно у профилированной стенки из-за упомянутого выше отрыва потока на спинке лопаток угол β_2 заметно увеличивается.

В заключение отметим, что осредненный по всему сечению угол потока β_2 увеличился по сравнению с его значением при плоском течении примерно на 0,7...1°. Это объясняется возникновением в решетке и на выходе из нее радиальной составляющей скорости потока, что при переходе к плоскому течению за решеткой приводит к увеличению осевой скорости и, следовательно, угла β_2 .

Сравнительные исследования плоских, кольцевых и секторных решеток показывают, что основные результаты испытаний удовлетворительно согласуются между собой. Поэтому при разработке трансзвуковых лопаточных аппаратов выяснение их основных газодинамических особенностей и оптимизацию на первом уровне следует проводить на плоских и прямых решетках; исследование пространственной структуры течения в оптимизированных конструкциях с целью разработки окончательного варианта следует проводить на кольцевых или секторных решетках с обеспечением близких к натурным граничных условий на входе и выходе.

ГЛАВА 7 РЕШЕТКИ С ВНУТРЕННИМ КОНВЕКТИВНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

В главе 1 было показано, что коэффициент скорости охлаждаемой решетки φ можно представить как сумму коэффициента скорости φ_0 этой же решетки при отсутствии охлаждения и выпуска воздуха и его приращения $\delta\varphi_{\text{охл}}$ связанного с охлаждением и выпуском воздуха в проточную часть. Оценка значения φ_0 и оптимизация решетки по величине обычных профильных потерь $\zeta_{\text{пр}}$ могут быть проведены на основании результатов, изложенных в гл. 2 и 3.

В настоящей и последующей главах рассмотрим в упрощенной одномерной постановке приращение коэффициента скорости $\delta\varphi_{\text{охл}}$ связанное с охлаждением и выпуском воздуха в проточную часть. Дополнительные потери в охлаждаемой решетке зависят от глубины охлаждения, относительного расхода охлаждающего воздуха \bar{G}_v и способа выпуска его в проточную часть.

Анализ приращения коэффициента скорости охлаждаемой решетки будем проводить с помощью соотношения (1.36), которое для наглядности выпишем здесь еще раз

$$\delta\varphi_{\text{охл}} \approx -0,5\zeta_{\text{охл}} = 0,5(\zeta_v - \zeta_{\text{см}} - \zeta_Q - \delta\zeta_{\text{пр}} - \bar{G}_v), \quad (7.1)$$

где ζ_v ; $\zeta_{\text{см}}$; ζ_Q — коэффициенты, учитывающие соответственно, энергию выпускаемого воздуха, потери смешения и отвод тепла в лопатку (при конвективном охлаждении); $\delta\zeta_{\text{пр}}$ — изменение профильных потерь в охлаждаемой решетке вследствие увеличения потерь трения в неизотермическом пограничном слое на охлаждаемой поверхности лопаток, а также вследствие изменения потерь трения или кромочных потерь за зоной выпуска охлаждающего воздуха.

В большинстве случаев в лопаточных аппаратах одновременно применяется несколько различных способов выпуска воздуха в проточную часть. Экспериментальные исследования показывают, что в первом приближении их влияние на эффективность решетки можно принимать не зависящим друг от друга. Отсюда следует, что суммарный коэффициент дополнительных потерь от охлаждения и выпуска воздуха в таких решетках можно оценить по формуле

$$\zeta_{\text{охл}} = \sum_i \zeta_{\text{охл}i}, \quad (7.2)$$

где $\zeta_{\text{охл}i}$ — коэффициент дополнительных потерь от i -го выпуска воздуха в проточную часть решетки.

При анализе охлаждаемых лопаточных аппаратов возникает вопрос о том, как сильно повлияло ухудшение охлаждаемых профилей (в первую очередь, их утолщение) по сравнению с неохлаждаемыми на уровень профильных потерь, а также не приведет ли наличие на поверхности охлаждаемых лопаток щелей или отверстий для выпуска воздуха к заметному

изменению профильных потерь по сравнению с их значением в этих же решетках при гладких обводах лопаток. Рассмотрим некоторые экспериментальные результаты, относящиеся к этому вопросу.

7.1. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПРОФИЛЯ И РАСПОЛОЖЕНИЯ ЩЕЛЕЙ НА КОЭФФИЦИЕНТ СКОРОСТИ φ_0 (ПРИ $\bar{G}_v = 0$)

Рассмотрим прежде влияние конструктивных параметров охлаждаемых решеток на коэффициент скорости φ_0 (при $\bar{G}_v = 0$, т. е. без охлаждения и выпуска воздуха). Оценки, проведенные на основании результатов, изложенных в гл. 2...5, показывают, что в среднем утолщение профилей и выходных кромок в охлаждаемых лопатках до $s_{\text{max}} = 0,2...0,3$ и $\bar{d}_2 = 0,1...0,15$ (вместо $s_{\text{max}} = 0,15...0,2$ и $d_2 = 0,05...0,1$ в неохлаждаемых лопатках) привело к увеличению потерь трения и кромочных потерь соответственно на $\delta\zeta_{\text{тр}} = 0,003...0,005$ и $\delta\zeta_{\text{кр}} = 0,01...0,02$. Увеличение потерь способствовало также применению высоких трансзвуковых скоростей на выходе из решетки $\lambda_{2\text{ад}} = 1...1,3$.

Наличие на поверхности лопаток щелей для выпуска охлаждающего воздуха может оказать влияние на потери в решетке. Для оценки влияния формы, размеров и места расположения щелей на профильные потери было проведено сравнительное экспериментальное исследование ряда сопловых и рабочих решеток со щелями по вар. I...IV (рис. 7.1, а) вблизи выходной кромки на режиме $\bar{G}_v = 0$ и при отсутствии щелей на лопатках. Щели шириной $\Delta = 0,5...1,1$ мм выходили на поверхность корытца или спинки под углами $\theta = 20...45^\circ$. Щели по вар. IV выходили в выфрезерованные на корытце лопаток карманы практически под углом $\theta_k = 0^\circ$; выходные кромки при этом значительно утонялись. Испытания показали, что на дозвуковых режимах коэффициент скорости φ_0 практически не зависит от места расположения щели, если при этом не нарушается существенно плавность обводов профиля ($\Delta/l < 0,02...0,03$). В частности, наличие щели в выходной кромке никак не влияет на эффективность решетки при $\bar{G}_v = 0$. При значительном нарушении плавности обводов профиля коэффициент скорости φ_0 может заметно уменьшаться.

Наличие на корытце лопаток уступа (карманов для выхода щелей) может привести к заметному снижению эффективности решетки по сравнению со случаем гладких лопаток, имеющих такую же фактическую толщину выходных кромок d_2 (см. рис. 7.1, вар. IV). Это объясняется возникновением дополнительных потерь при обтекании уступа, которые можно представить в виде

$$\zeta_y = k_y \frac{\delta_{\text{ст}} + \Delta}{a_2}, \quad (7.3)$$

где $(\delta_{\text{ст}} + \Delta)/a_2$ — относительная высота уступа; $\delta_{\text{ст}}$ — толщина стенки щели в зоне уступа; k_y — экспериментальный коэффициент.

В дозвуковых решетках при активной или диффузорной форме участка, лежащего за уступом, ($a_2'/a_2 < 1$) по полученным результатам $k_y \approx 0,2$, что хорошо согласуется со средним значением коэффициента пропорцио-

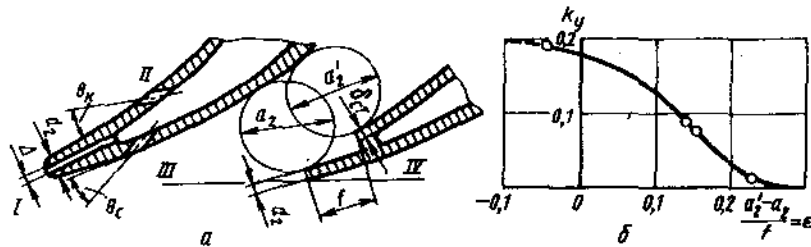


Рис. 7.1. Схема расположения щелей I...IV вблизи выходной кромки (а) и зависимость k_y от $\varepsilon = \frac{a_2' - a_2}{f}$ для вар. IV (б)

нальности в формуле Флюгеля–Степанова (1.50) для оценки кромочных потерь. При этом суммарная величина потерь при обтекании выходной части профиля соответствует сумме кромочных потерь и потерь при обтекании уступа, т. е. $\zeta_{кр} + \zeta_y$.

При конфузормом канале ($a_2'/a_2 > 1,2...1,25$) значение $k_y \approx 0$, т. е. потери при обтекании уступа пренебрежимо малы. Это объясняется локализацией зоны отрыва потока вблизи уступа под влиянием отрицательного градиента давления в конфузормом канале. Ориентировочная зависимость k_y от параметра $\varepsilon = (a_2' - a_2) / f$ по проведенным испытаниям для дозвуковых решеток показана на рис. 7.1, б.

7.2. ОЦЕНКА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ, СВЯЗАННЫХ С ОХЛАЖДЕНИЕМ И ВЫПУСКОМ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ЩЕЛИ В ВЫХОДНЫХ КРОМКАХ

Основные расчетные соотношения. В охлаждаемой решетке с выпуском воздуха в выходные кромки лопаток изменение профильных потерь $\delta\zeta_{пр}$ в выражении (7.1) возможно вследствие изменения потерь трения в неизоэнтермическом пограничном слое и уменьшения кромочных потерь, т. е. $\delta\zeta_{пр} = \delta\zeta_{тр} - \delta\zeta_{кр}$.

Расчеты пограничного слоя в современных охлаждаемых решетках, проведенные, в частности, с использованием алгебраической модели турбулентности показывают, что потери трения в неизоэнтермическом пограничном слое при $T_n / T_0^* = 0,8...0,75$ увеличиваются в среднем на 20...30% по сравнению с их значением в аналогичной неохлаждаемой решетке. Это объясняется большей полнотой неизоэнтермического пограничного слоя и хорошо подтверждается имеющимися экспериментальными данными. В первом приближении можно принимать

$$\delta\zeta_{тр} = 0,005...0,01, \quad (7.4)$$

где большие значения относятся к рабочим решеткам с утолщенными профилями и повышенной глубине охлаждения ($T_n / T_0^* = 0,7...0,75$).

Как указывалось, в соответствии с формулой (1.49), кромочные поте-

ри существенно зависят от кромочного разрежения. Поэтому в общем случае кромочные потери $\zeta_{кр}$ будут определяться следующими параметрами

$$\frac{d_2}{a_2}; \frac{d_2}{l}; Re = \frac{c_1 l}{\nu}; \delta; \lambda_{ад}...$$

При выпуске из кромок охлаждающего воздуха происходит заполнение отрывной зоны, интенсификация закрочного следа и уменьшение кромочного разрежения. Относительное уменьшение кромочных потерь в зоне щели при этом зависит от относительной ширины щели Δ / d_2 , а также относительных скорости и плотности воздуха, т. е.

$$\delta\zeta_{кр} = \frac{\delta\zeta_{кр}}{\zeta_{кр0}} = f\left(\frac{\Delta}{d_2}; \bar{c}_в; \frac{\rho_в}{\rho_r}\right),$$

где $\zeta_{кр0}$ – кромочные потери в этой же решетке при отсутствии охлаждения и выпуска воздуха (см. разд. 2.3). Статистическая обработка экспериментальных данных, полученных автором более чем на 20 различных решетках, показала, что в первом приближении эту зависимость можно представить в виде

$$\delta\zeta_{кр} = \alpha_{кр} \sqrt{\frac{\Delta}{d_2} \frac{\rho_в}{\rho_r}} \sqrt[3]{\bar{c}_в}, \quad (7.5)$$

где $\alpha_{кр} = 2...2,5$ – экспериментальный коэффициент.

Эта зависимость при $\alpha_{кр} = 2,5$ и различных значениях $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{d_2} \frac{\rho_в}{\rho_r}$

приведена на рис. 7.2, а. Видно, что относительное уменьшение кромочных потерь при выпуске воздуха может в несколько раз превышать относительную ширину щели Δ / d_2 . Это объясняется быстрым уменьшением кромочного разрежения при выпуске.

Таким образом, для оценки уменьшения кромочных потерь в зоне щели при выпуске воздуха в кромку можно использовать следующую формулу:

$$\delta\zeta_{кр} = \alpha_{кр} \sqrt{\frac{\Delta}{d_2} \frac{\rho_в}{\rho_r}} \sqrt[3]{\bar{c}_в} \zeta_{кр0}. \quad (7.6)$$

В случае $\delta\zeta_{кр} > \zeta_{кр0}$ следует принимать $\delta\zeta_{кр} \approx \zeta_{кр0}$.

Относительную скорость выпуска воздуха можно определить из уравнений расхода воздуха $G_в = F_{щ} c_в \rho_в$ и газа $G_r = F_r c_r \rho_r$:

$$\bar{c}_в = c_в / c_r = k_F \bar{G}_в, \quad (7.7)$$

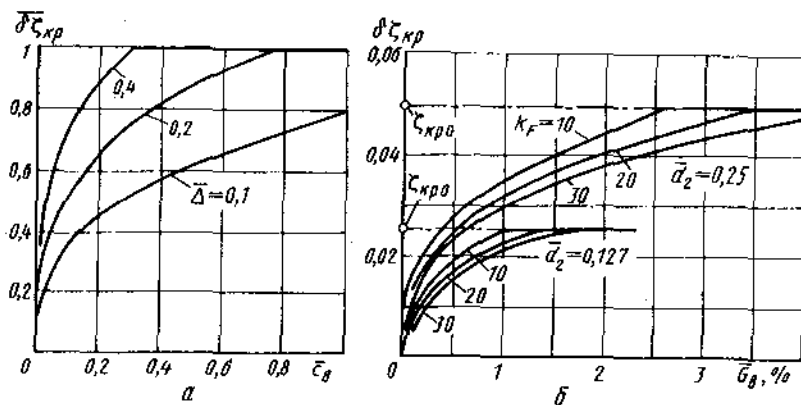


Рис. 7.2. Зависимости $\delta \zeta_{кр}$ от \bar{c}_g в зоне щели (а) и $\delta \zeta_{кр}$ от \bar{c}_g при сплошной щели и $\zeta_{кр0} \approx 0,2 \bar{a}_2$ (б)

$$\text{где } k_F = \frac{F_r}{F_{щ}} \frac{\rho_r}{\rho_b} \approx \frac{F_r}{F_{щ}} \frac{T_b}{T_r}; \quad (7.8)$$

$F_r = a_2 h_n$ и $F_{щ} = \Delta l_{щ\Sigma}$ — площадь горлового сечения межлопаточного канала и фактическая площадь щели на выходе; $l_{щ\Sigma}$ — суммарная длина щели.

На рис. 7.2, б показана ориентировочная зависимость $\delta \zeta_{кр}$ от \bar{c}_g для сплошной щели (перемычки в щели отсутствуют, $l_{щ\Sigma} = h_n$) при $\zeta_{кр0} \approx 0,2 \bar{a}_2$ в решетках с тонкими ($\bar{a}_2 = 0,127$) и с толстыми ($\bar{a}_2 = 0,25$) выходными кромками и различных значениях $k_F = \frac{a_2}{\Delta} \frac{T_b}{T_r}$. Видно, что при тонких кромках кромочные потери практически исчезают при $\bar{c}_g = 0,01 \dots 0,015$; при толстых кромках и тех же значениях k_F кромочные потери исчезают лишь при $\bar{c}_g = 0,03 \dots 0,04$.

Соотношение (7.6) получено для зоны щели и учитывает интенсификацию следа выпускаемого воздухом. Согласно экспериментальным данным при наличии в щели перемычек закругленной формы интенсификации следа за ними не происходит. Поэтому осредненное по шагу щель-перемычка (по высоте лопаток) снижение кромочных потерь под действием выпуска воздуха можно оценивать по формуле

$$\delta \zeta_{кр,ср} = \delta \zeta_{кр} \frac{l_{щ}}{l_{щ} + l_{пер}}. \quad (7.9)$$

В случае подторцованных перемычек кромочное разрежение за ними при выпуске воздуха увеличивается (см. ниже). Вследствие этого кромочные потери в решетке при выпуске воздуха будут уменьшаться значительно медленнее, чем в соответствии с (7.9).

Коэффициент, учитывающий энергию выпускаемого воздуха (равную при выпуске из кромок его кинетической энергии), можно оценить по очевидной формуле

$$\zeta_b = \frac{G_b c_b^2}{G_r c_r^2} = \bar{c}_b \bar{c}_b^2 = k_F^2 \bar{c}_b^3. \quad (7.10)$$

Коэффициент потерь смешения (учитывающий уменьшение кинетической энергии смеси по сравнению с кинетической энергией смешивающихся потоков) в предположении о том, что процесс смешения и выравнивания параметров происходит уже на небольшом расстоянии за выходными кромками, можно представить в виде

$$\zeta_{см} = \frac{\bar{c}_b}{1 + G_b} (1 - \bar{c}_b)^2 \approx \bar{c}_b (1 - k_F \bar{c}_b)^2. \quad (7.11)$$

Элементарный анализ этого соотношения показывает, что потери смешения в конкретной решетке достигают максимума при $\bar{c}_b = \frac{1}{3k_F}$ (в этом случае $\bar{c}_b = 0,33$); при $\bar{c}_b > \frac{1}{3k_F}$ потери смешения уменьшаются, обращаясь в нуль при $\bar{c}_b = 1/k_F$ (вследствие $c_b = c_r$).

Схематически изменение состояния основного потока в межлопаточных каналах и охлаждающего воздуха в системе охлаждения лопаток показано на рис. 1.1. Потери, связанные с отводом от газа части теплоты в лопатки, можно оценить по формуле

$$A_Q \approx (q_r - T_{1ад} \Delta s) G_r,$$

где $q_r = \bar{G}_b c_{рв} (T_b^* - T_{б0}^*)$ — теплота, отведенная в лопатки от 1 кг газа; $T_{б0}^*$ и T_b^* — полная температура охлаждающего воздуха на входе в лопатку и на выходе из щели; $\Delta s \approx \frac{q_r}{T_{г0}^* + T_{1ад}}$ — уменьшение энтропии газа вследствие отвода части теплоты. Относя величину A_Q к располагаемой энергии газа

$$\zeta_{г.ад}^2/2 = c_{рг} T_{г0}^* (1 - \tau_{1ад}), \quad \text{где } \tau_{1ад} = T_{1ад}/T_{г0}^*,$$

легко получим

$$\zeta_Q = B \bar{c}_b, \quad (7.12)$$

где $B \approx (0,6 \dots 0,7) \frac{c_{рв}}{c_{рг}} \frac{T_b^* - T_{б0}^*}{T_{г0}^*} \frac{1}{1 + \tau_{1ад}}$ — безразмерный коэффициент

(характеризует подогрев воздуха в лопатках). В этом выражении множитель $0,6 \dots 0,7$ учитывает то обстоятельство, что охлаждение выходной части спинки лопатки не сопровождается термодинамическими

потерями, поскольку отвод тепла от газа происходит при давлении $p \approx p_1$.

При вычислении всех составляющих дополнительных потерь значения $T_{в0}^*$, $T_{в1}^*$, $T_{в2}^*$, T_1 , $c_{в1}$, F_1 , $F_{ш}$, $\bar{c}_в$, t_1 и другие берутся из теплогидравлического расчета системы охлаждения и проточной части турбины. Если эти данные отсутствуют, ориентировочно можно принимать, что температура воздуха на выходе из щели $T_{в1}^* \approx T_n - (100...150^\circ)$, где T_n — температура выходной кромки; $T_1 = t_1$; $T_{в0}^*$ и $T_{в1}^* \approx (0,9...0,95) T_{в1}^*$. Относительную скорость выпуска воздуха $\bar{c}_в$ можно оценить по соотношению (7.7); для грубых оценок в первом приближении можно принимать, что при умеренном сопротивлении системы охлаждения $\bar{c}_в = 0,4...0,5$.

Зависимость $\delta\varphi_{охл}$ от $\bar{c}_в$ в конкретной решетке ($\Delta = \text{const}$, $\bar{c}_в = \text{var}$) и в проектируемой решетке ($\Delta = \text{var}$, $\bar{c}_в = \text{const}$). В качестве иллюстрации на рис. 7.3 показано расчетное и экспериментальное изменение $\delta\varphi_{охл} = \varphi - \varphi_0$ в зависимости от $\bar{c}_в$ для решеток 2 ($a_2 = 20,6$ мм; $d_2 = 2,6$ мм; $\Delta = 0,9$ мм) и 11 ($a_2 = 23$ мм; $d_2 = 5,1$ мм; $\Delta = 1,1$ мм) из табл. 7.1. На рисунке приведены данные и для решеток 4 и 6. Видно удовлетворительное совпадение расчета с экспериментальными данными, полученными в изотермических условиях: $T_{в0}^* \approx T_{в1}^*$, $\delta\zeta_{пр} \approx \delta\zeta_{кр}$, $\zeta_{с0} = 0$.

Видно также, что при увеличении $\bar{c}_в$ изменение коэффициента скорости φ , а также величины $\delta\varphi_{охл}$ происходит немонотонно. Сначала величина $\delta\varphi_{охл}$ заметно увеличивается, затем может несколько уменьшаться, а при повышенных значениях $\bar{c}_в$ начинает снова интенсивно возрастать. Такое протекание зависимости объясняется тем, что при малом, среднем и повышенном расходах воздуха преобладает соответственно: уменьшение кромочных потерь, увеличение потерь смешения, увеличение вносимой с воздухом дополнительной энергии.

Таблица 7.1

Параметры решеток с выпуском воздуха через щели в выходной кромке лопаток

Решетка	$\beta_{1к}^*$	$\beta_{2эф}^*$	c_{max}	t	δ^*	d_1	\bar{d}_2	γ^*
1	94	16,5	0,18	0,68	20	0,08	0,21	42
2	90	19	0,13	0,72	13	0,16	0,14	38
3	90	22,8	0,27	0,74	12	0,16	0,14	52
4	90	17,5	0,21	0,63	9	0,16	0,24	44
5	90	20	0,25	0,73	7	0,17	0,12	50
6	90	21	0,25	0,73	15	0,17	0,12	50
7	90	20	0,25	0,73	7	0,17	0,05	50
8	75	27,5	0,22	0,7	15	0,07	0,11	60
9	70	22,6	0,21	0,67	16	0,08	0,18	55
10	59	19,3	0,26	0,68	14	0,09	0,25	57
11	55	29	0,19	0,66	12	0,1	0,22	69
12	52	25,4	0,26	0,68	16	0,09	0,19	64
13	40	14,5	0,32	0,61	7	0,04	0,31	70

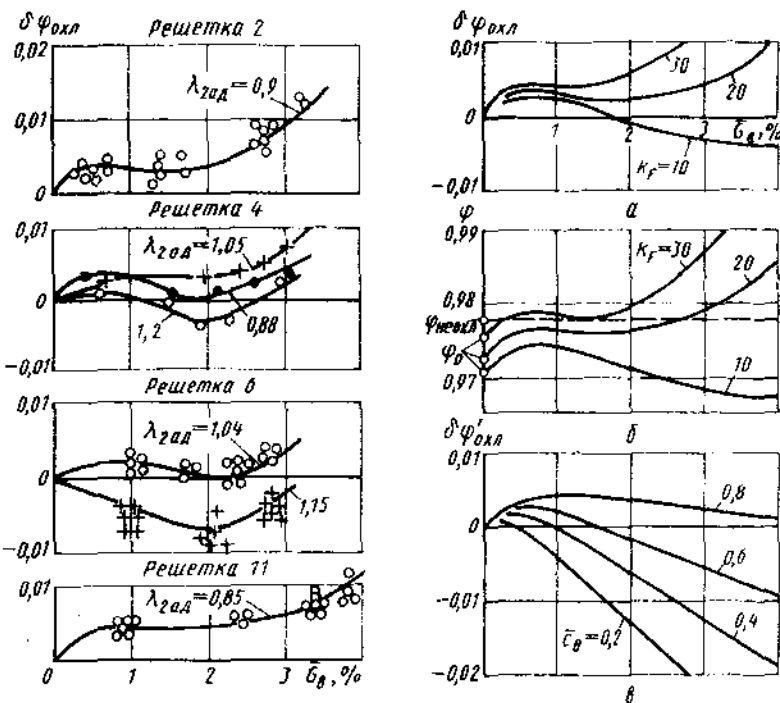


Рис. 7.3. Зависимость $\delta\varphi_{охл} = \varphi - \varphi_0$ от $\bar{c}_в$ в решетках 2, 4, 6, 11 (табл. 7.1) при выпуске в кромку (щель сплошная):
— расчет; \circ \bullet — эксперимент

Рис. 7.4. Зависимости $\delta\varphi_{охл}$ от $\bar{c}_в$ при $\bar{d}_2 = 0,127$ и различных значениях k_F (а), φ от $\bar{c}_в$ при суммарной толщине стенок щели $\delta_{с1\Sigma} = \delta_{2неохл} = \text{const}$ и различных значениях k_F (б), $\delta\varphi'_{охл} = \varphi - \varphi_{неохл}$ от $\bar{c}_в$ при $\delta_{с1\Sigma} = \delta_{2неохл} = \text{const}$ и различных значениях $\bar{c}_в$ (в) при выпуске в кромку (щель сплошная)

На рис. 7.4, а показаны расчетные зависимости величины $\delta\varphi_{охл}$ в охлаждаемой решетке от $\bar{c}_в$ при $d_2 = \text{const}$ и различной ширине сплошной щели Δ (т. е. различной величине k_F). Для определенности принималось $\zeta_{крв} \approx 0,2 \bar{d}_2$; $\bar{d}_2 = 0,127$; $\alpha_{кр} = 2,5$; $T_{в1}^*/T_1 = 0,8$ и $V = 0,1$. Видно, что при $d_2 = \text{const}$ увеличение ширины щели приводит к снижению коэффициента скорости φ (из-за уменьшения скорости выпуска воздуха $\bar{c}_в$).

Если увеличение ширины щели производится при сохранении суммарной толщины ее стенок, то коэффициент скорости φ_0 (на режиме $\bar{c}_в = 0$) будет уменьшаться из-за утолщения выходных кромок. На рис. 7.4, б показано изменение φ при выпуске воздуха в идентичных решетках, имею-

ших различную ширину щели Δ при одинаковой суммарной толщине ее стенок $\delta_{ст\Sigma}$, равной толщине выходной кромки неохлаждаемой лопатки $\bar{d}_2_{неохл.} = 0,1$.

В большей части случаев располагаемый перепад давлений в системе охлаждения и, следовательно, относительная скорость выпуска $\bar{c}_в = c_в/c_r$ ограничены. Поэтому потребное изменение глубины охлаждения (т. е. расхода $\bar{G}_в$) приводит к необходимости увеличения ширины щели. Как видно из формул (7.10...7.12), при $\bar{c}_в = const$ коэффициенты $\zeta_в$, $\zeta_{см}$ и ζ_Q увеличиваются прямо пропорционально $\bar{G}_в$. Если суммарная толщина стенок сплошной щели $\delta_{ст\Sigma} = \bar{d}_2_{неохл.} = const$, то кромочные потери по сравнению с их значением в неохлаждаемой решетке (в предположении, что $\zeta_{кр0} \approx 0,2\bar{d}_2$) изменятся на величину

$$\delta\zeta_{кр} \approx -0,2 \frac{\Delta}{a_2} + \alpha_{кр} \sqrt{\frac{\Delta}{a_2} \frac{\rho_в}{\rho_r}} \sqrt[3]{\bar{c}_в} \quad 0,2\bar{d}_2 \quad (7.13)$$

Для сплошной щели с учетом выражений $k_F = \frac{a_2}{\Delta} \cdot \frac{T_в}{T_1}$, $\bar{c}_в = k_F \bar{G}_в$, а также (7.10...7.12) в предположении $\bar{c}_в = const$ и $\alpha_{кр} = 2,5$ можно привести соотношение (7.1) для оценки изменения коэффициента скорости в охлаждаемой решетке по сравнению с его значением в неохлаждаемой решетке к виду

$$\delta\varphi'_{охл} = \varphi - \varphi_{неохл} = 0,5 \sqrt{\left(\bar{d}_2_{неохл.} + \frac{T_в}{T_1} \frac{1}{k_F}\right) \frac{1}{k_F}} \sqrt[3]{\bar{c}_в + k_F \bar{G}_в} \quad (7.14)$$

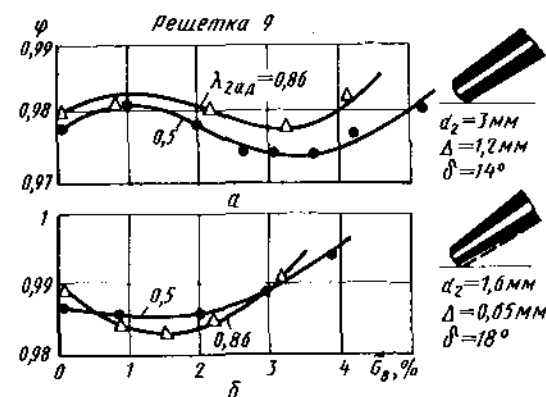
где $k_\varphi = \bar{c}_в - 1 - 0,5V - \frac{0,1}{\bar{c}_в} \frac{T_в}{T_1}$.

В качестве иллюстрации на рис. 7.4, в нанесены значения $\delta\varphi'_{охл}$ в зависимости от $\bar{G}_в$ при различных значениях $\bar{c}_в$; $\bar{d}_2_{неохл.} = 0,1$; $T_в/T_1 = 0,8$ и $V = 0,1$. Видно, что при скорости выпуска, типичной для соплового аппарата первой ступени, $\bar{c}_в = 0,3...0,5$ и $\bar{G}_в > 0,01$ величина $\delta\varphi'_{охл} < 0$; т. е. введение охлаждения приводит к снижению коэффициента скорости φ даже при сплошной щели, когда имеет место максимальное уменьшение кромочных потерь при выпуске воздуха. В реальных конструкциях при наличии в щели перемычек (штырей) снижение коэффициента скорости в охлаждаемой конструкции будет еще более значительным.

Из рисунка также следует, что с увеличением относительной скорости выпуска воздуха $\bar{c}_в$ снижение φ и КПД решетки η_r (1.37) значительно замедляются. Это указывает на целесообразность снижения потерь по тракту охлаждающего воздуха, недопустимость дросселирования его в системе охлаждения и т. д. Конечно, сказанное не относится к потерям, связанным с интенсификацией теплообмена в охлаждающих каналах.

Подчеркнем, что полученные результаты относятся к среднему уровню кромочных потерь $\zeta_{кр0} \approx 0,2\bar{d}_2$. Влияние уровня кромочного разрежения и кромочных потерь, а также режима работы (значения $\lambda_{зд}$), конст-

Рис. 7.5. Зависимость φ от $\bar{G}_в$ в решетке 9 (табл. 7.1);
а, б - варианты выходной кромки



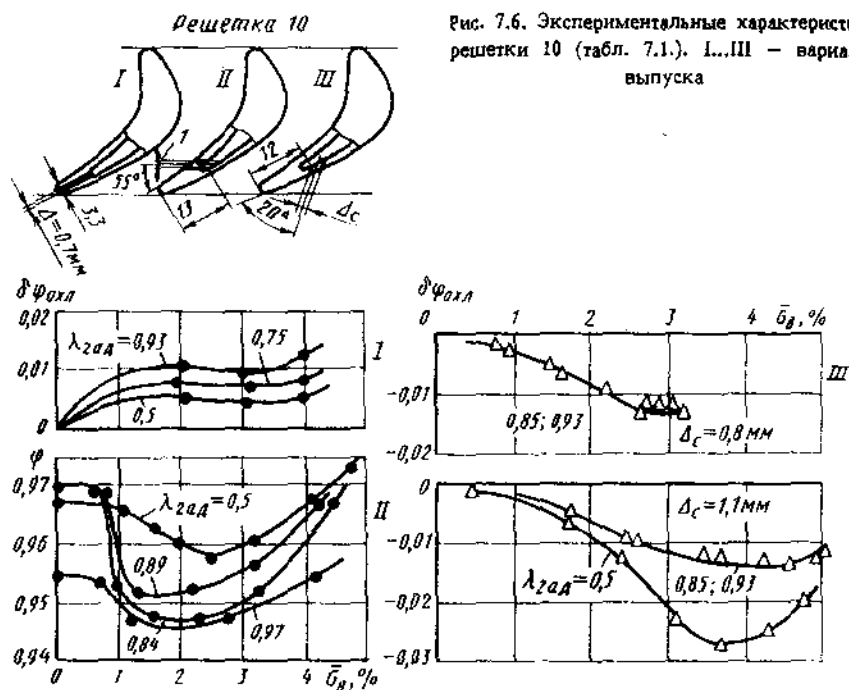
руктивных особенностей и др. на дополнительные потери в охлаждаемых решетках рассматривается ниже.

7.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОК ПРИ ВЫПУСКЕ ВОЗДУХА ИЗ ВЫХОДНЫХ КРОМОК

Структура потока и дополнительные потери при выпуске воздуха через сплошные щели. При увеличении расхода воздуха через щели в выходной кромке лопаток коэффициент скорости φ в зависимости от $\bar{G}_в$ изменяется в различных решетках по-разному. На рис. 7.5 показана экспериментальная зависимость φ от $\bar{G}_в$ в решетке 9 при различных значениях \bar{d}_2 и Δ . Видно, что при уменьшении \bar{d}_2 (рис. 7.5, б) полуволна при $\bar{G}_в \approx 0,01$ практически исчезла, что объясняется невысоким исходным уровнем кромочных потерь. Кроме того, из-за увеличения скорости выпуска воздуха (связанного с уменьшением ширины щели Δ) коэффициент скорости φ возрастает при $\bar{G}_в > 0,02$ гораздо интенсивней, чем в исходной решетке с широкой щелью и толстой кромкой (рис. 7.5, а). Похожие результаты были получены и в других исследованных решетках, например в решетке 10. Из рис. 7.6 видно, что с увеличением $\bar{G}_в$ величина φ в этой решетке возрастает особенно интенсивно. Это объясняется повышенным уровнем кромочных потерь при $\bar{G}_в = 0$ ($\bar{d}_2 = 0,25$). Аналогичные данные приведены также в работах Б. А. Кумирова, Х. Праста и др.

Рассмотрим влияние выпуска воздуха из выходных кромок на структуру потока за охлаждаемой решеткой на примере решетки 8 (табл. 7.1). Исследования проводились при последовательном утолщении выходных кромок в диапазоне $\bar{d}_2 = 2,3...4,8$ мм; ширина щели при этом оставалась неизменной $\Delta = 0,7$ мм.

На рис. 7.7, а приведены поля полного давления, снятые микронасадком непосредственно у среза выходной кромки (на расстоянии по потоку $x = 2$ мм) при различной толщине кромки \bar{d}_2 , $\lambda_{зд} = 0,85$ и $\bar{G}_в = 0...0,035$. На рисунке нанесен также уровень статического давления за решеткой.



Видно, что давление за выходной кромкой оказалось значительно меньше статического давления за решеткой (особенно при $d_1 = 4,8$ мм).

При толстой выходной кромке ($d_2 = 4,8$ мм; $\Delta/d_1 = 0,14$) с увеличением \bar{C}_a струя воздуха принимает все более отчетливую форму, полное давление в ней может значительно повышаться. Однако давление на торцевых поверхностях кромки при этом даже несколько понижается. Это объясняется, по-видимому, дополнительным эжектирующим действием вытекающей струи воздуха. При этом пограничные слои на корытце и спинке и сама ширина следа изменяются слабо. При более тонких кромках вследствие турбулентного перемешивания в следе влияние выпуска быстро распространяется на всю ширину следа.

Увеличение расхода (и скорости) выпускаемого воздуха приводит к монотонному уменьшению площади эпюры потерь полного давления за кромкой, что указывает на монотонное возрастание суммарной кинетической энергии потоков в этом сечении (потери смешения вблизи кромки еще не проявляются).

С увеличением расстояния от выходных кромок течение в следе становится аналогичным спутному течению за плохообтекаемым телом. Это хорошо видно на рис. 7.7, б, на котором приведены аналогичные эпюры потерь полного давления, измеренные за лопаткой с толщиной кромки $d_2 = 4,8$ мм на расстоянии по потоку $x = 25$ мм от среза кромки. Эпюры, независимо от интенсивности выдува, приобрели синусоидальную форму,

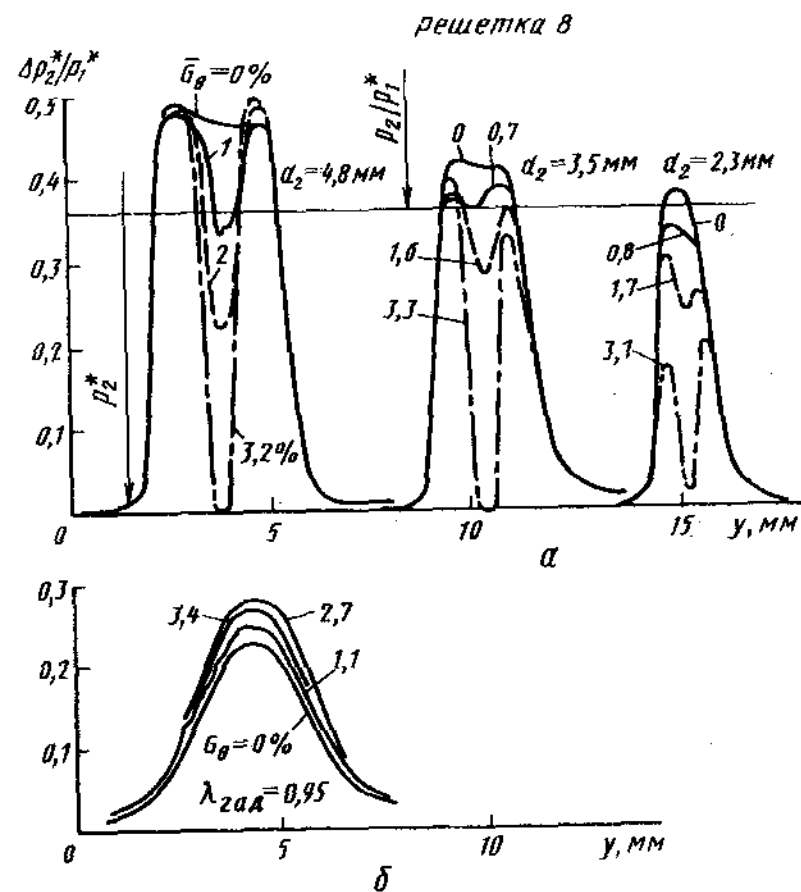


Рис. 7.7. Эпюры потерь полного давления за выходными кромками лопаток в решетке 8 (выпуск в кромку):

$a - x = 2$ мм, $\lambda_{2\alpha\Delta} = 0,85$, $d_2 = \text{вар}$; $\delta - x = 25$ мм, $d_2 = 4,8$ мм

обычную для спутного течения вдали от тела. В этом сечении потери смешения проявляются, по-видимому, практически полностью.

Влияние перемычек в щели. Влияние перемычек в щели на изменение коэффициента скорости φ при выпуске воздуха можно проиллюстрировать на примере сопловой решетки 2. На рис. 7.8, а показано изменение величины φ по высоте лопатки. Перемычки в щели по вар. II были выполнены литьем и имели овальную форму. Видно, что в зоне вытекающих струй коэффициент скорости φ возрастает, особенно при повышенном расходе воздуха. За перемычкой коэффициент φ изменяется незначительно.

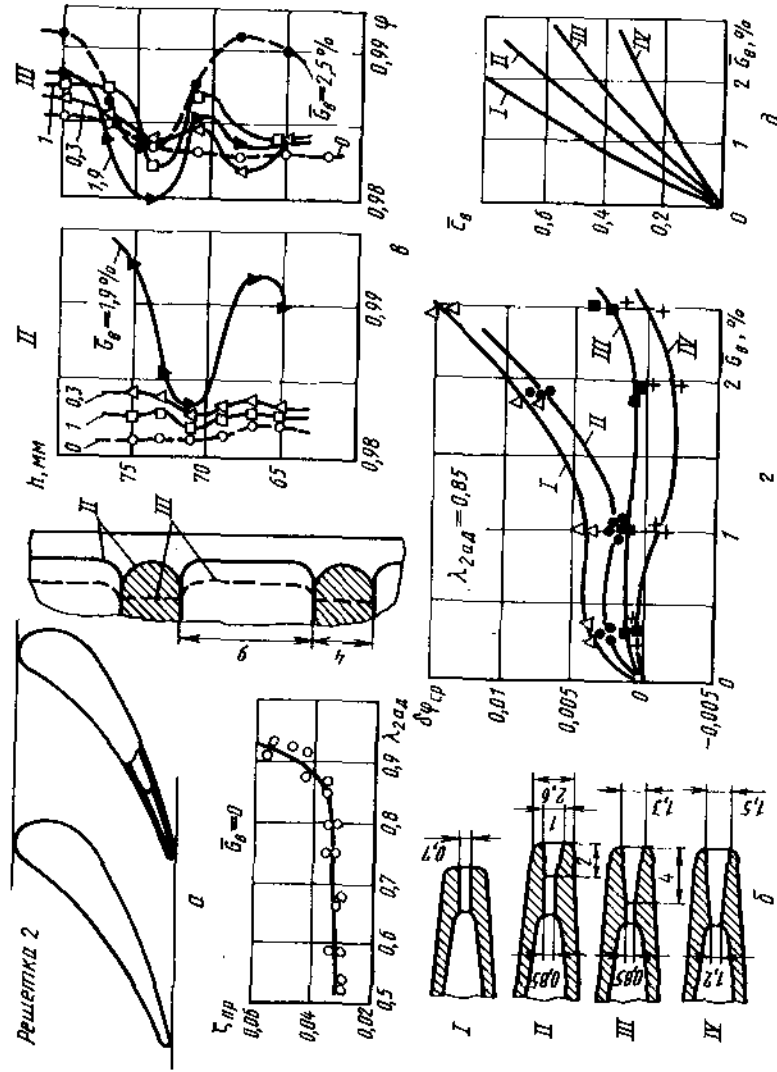


Рис. 7.8. Экспериментальные характеристики решетки 2:

а — схема решетки; б — варианты I...IV щели; в — изменение φ по высоте лопатки (щели по вар. II и III); г — зависимость $\delta\varphi_{cp}$ (\bar{C}_v); д — зависимость ζ_{cp} (\bar{C}_v); е — зависимость $\delta\varphi_{cp}$ (\bar{C}_v); ж — зависимость $\delta\varphi_{cp}$ (\bar{C}_v).

При доработке щели по вар. III выходная часть перемычек была подрезана и приняла прямоугольную форму; при этом ширина щели на выходе была несколько увеличена. Из рис. 7.8, в видно, что при тех же значениях \bar{C}_v за перемычкой происходит заметное уменьшение коэффициента скорости φ . Это объясняется, по-видимому, отрывом струй воздуха на острых гранях перемычки, вследствие чего давление за ней уменьшается, а кромочные потери — возрастают.

Аналогичные результаты были получены и на других решетках. Таким образом, за перемычкой с острыми гранями происходит заметное снижение коэффициента скорости φ . Для уменьшения вредного влияния перемычек их число должно быть минимальным, а выходная часть должна иметь закругленную (обтекаемую) форму. Целесообразно также применять утолщенные перемычки, при этом суммарная площадь щели должна уменьшаться к выходному сечению.

Как видно из рис. 7.8, в, в решетке 2 по вар. III из-за увеличения ширины щели на выходе возрастание φ в зоне струек воздуха при повышенных значениях \bar{C}_v происходит менее интенсивно, чем при меньшей ширине щели по вар. II. При дальнейшей доработке щели по вар. IV ширина щели на выходе была увеличена еще более, а перемычки — удалены (сплошная щель). В этом случае возрастание φ при повышенных значениях \bar{C}_v замедлилось еще более. Подобное влияние ширины щели на протекание зависимости φ от \bar{C}_v , как указывалось, объясняется снижением скорости выпуска (см. рис. 7.8, д), что при тех же величинах \bar{C}_v приводит к увеличению потерь смешения и уменьшению энергии, вносимой охлаждающим воздухом (см. также рис. 7.4).

На рис. 7.8, г показана зависимость осредненного по высоте лопатки коэффициента скорости φ_{cp} от \bar{C}_v для всех вариантов выполнения щели в решетке 2, подсчитанная по изложенной методике. Экспериментальные результаты, отмеченные точками, хорошо подтверждают результаты расчетов.

Влияние кромочного разрежения и режима работы. Как указывалось, в зависимости от кромочного разрежения и режима работы величина кромочных потерь в различных решетках может составлять $\zeta_{кр0} = (0,05...0,5)\bar{d}_2$. Естественно, это сказывается на характере изменения коэффициента скорости φ в зависимости от \bar{C}_v . Рассмотрим влияние исходного уровня кромочного разрежения (при $\bar{C}_v = 0$) на указанную зависимость φ (\bar{C}_v) на примере решеток 5.1 и 5.2 (варианты решетки 5 табл. 7.1; см. рис. 5.10).

В этих решетках щели в выходных кромках были выполнены шириной $\Delta = 0,8$ мм с перемычками, достигающими торцевой поверхности выходной кромки; протяженность щели и перемычки $l_{щ} = 6$ мм и $l_{пер} = 2$ мм. Решетки, как указывалось в разд. 5.2, различались только формой спинки в косом срезе (см. рис. 5.10). В решетке 5.1 из-за немонотонного распределения кривизны спинки в косом срезе кромочное давление и коэффициент скорости φ в диапазоне скоростей $\lambda_{2ад} = 0,7...1,1$ были значительно ниже, чем в решетке 5.2.

На рис. 7.9, а приведены зависимости $\delta\varphi_{охл}$ от \bar{C}_v в решетках 5.1 и 5.2 при выпуске воздуха через выходную кромку. Как указывалось, при

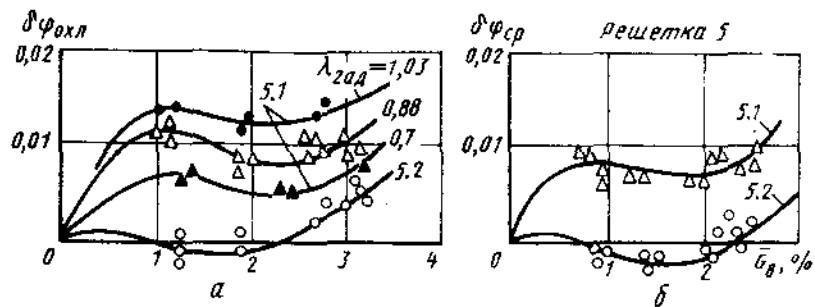


Рис. 7.9. Зависимости $\delta\varphi_{oxl}$ от \bar{G}_b в зоне щели (а) и $\delta\varphi_{spr}$ от \bar{G}_b (б) в решетке 5 (табл. 7.1) при $\lambda_{2ад} = 0,7...1,03$:
5.1, 5.2 — варианты решетки (см. рис. 5.10)

этом в первую очередь увеличивается давление за выходными кромками в зоне щели, что приводит к увеличению φ . Поэтому в решетке 5.1 из-за пониженного исходного уровня давления за кромками коэффициент скорости φ при выпуске воздуха $\bar{G}_b = 0...0,03$ и $\lambda_{2ад} = 0,7...1,03$ изменяется весьма значительно даже при небольших расходах воздуха ($\bar{G}_b < 0,01$). В решетке 5.2 из-за более высокого исходного уровня кромочного давления, напротив, происходит лишь незначительное увеличение φ .

На рис. 7.9, б приведена аналогичная зависимость для $\delta\varphi_{oxl}$, осредненная по высоте лопатки (по шагу щель — перемычка). Видно, что при $\bar{G}_b > 0,01$ зависимости $\delta\varphi_{spr}$ от \bar{G}_b в решетках 5.1 и 5.2 становятся примерно эквидистантными. Это свидетельствует о том, что после компенсации кромочных потерь механизм взаимодействия выпускаемого воздуха с основным потоком в этих решетках примерно одинаков.

С увеличением $\lambda_{2ад}$, как было показано, кромочное давление понижается. Это означает, что выпуск воздуха на околозвуковых режимах должен приводить к более значительному увеличению коэффициента скорости φ , чем при невысоких дозвуковых режимах работы. Это хорошо прослеживается на рис. 7.9, а. Видно, что при выпуске воздуха $\bar{G}_b > 0,01$ в решетке 5.1 с увеличением $\lambda_{2ад}$ от 0,7 до 1,03 приращение коэффициента скорости $\delta\varphi_{oxl}$ значительно возрастает. В решетке 5.2 изменение φ при выпуске воздуха незначительно (см. рис. 5.10).

На рис. 7.3 показана зависимость величины $\delta\varphi_{oxl}$ от \bar{G}_b в решетке 4 ($d_2 = 2,2$ мм; $\Delta = 0,4$ мм, $\bar{c}_b \approx 0,3 \bar{G}_b$). При дозвуковой скорости ($\lambda_{2ад} = 0,88$) изменение φ (\bar{G}_b) имеет обычный вид и хорошо согласуется с формулами разд. 7.2. При $\lambda_{2ад} = 1,05$ величина $\delta\varphi_{oxl}$ возрастает заметно интенсивней, чем на дозвуковых режимах. Это объясняется пониженным исходным уровнем кромочного давления, который при выпуске воздуха заметно повышается.

На сверхзвуковых режимах ($\lambda_{2ад} = 1,2$) исходный уровень давления за кромками высок. Поэтому при выпуске воздуха уменьшение потерь, связанных с обтеканием выходной кромки, невелико, и величина φ из-за преобладающего влияния потерь смешения снижается.

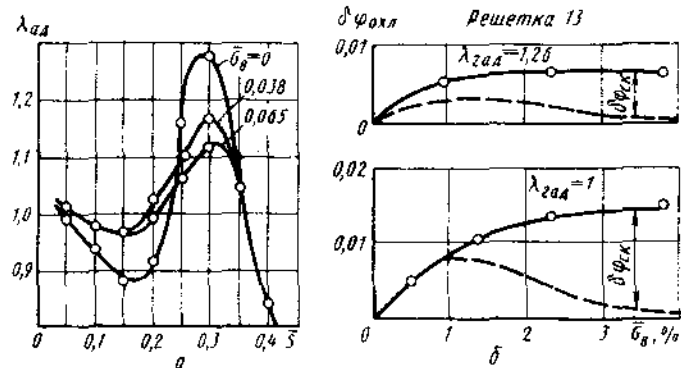


Рис. 7.10. Экспериментальные характеристики решетки 13 (табл. 7.1):

а — распределение $\lambda_{ад}$ по спинке профиля, $d_2 = 2,5$ мм, $\Delta = 1,2$ мм, $\lambda_{2ад} = 1,04$; б — зависимость $\delta\varphi_{oxl} = \varphi - \varphi_0$ от \bar{G}_b , — — — расчет без учета изменения волновых потерь при выпуске воздуха

Подобные результаты, полученные на решетке 6 ($d_2 = 2,7$ мм; $\Delta = 1$ мм; $l_{щ} = 6$ мм; $l_{гпр} = 2$ мм), также показаны на рис. 7.3. Видно, что при $\lambda_{2ад} = 1,04$ вследствие низкого кромочного давления ($\Delta\bar{p}_{кр} = -0,18$) приращение φ при выпуске воздуха оказалось более значительным, чем при $\lambda_{2ад} = 1,15$, когда кромочное давление было выше ($\Delta\bar{p}_{кр} \approx -0,05$).

На трансзвуковых режимах работы при выпуске воздуха через кромку происходит заполнение закромочной зоны и увеличение эффективной ширины следа $d_{св}$, что уменьшает перерасширение потока за кромками и, следовательно, интенсивность волновых потерь (см. рис. 5.6). В качестве примера на рис. 7.10, а показано экспериментальное распределение приведенной скорости $\lambda_{ад}$ по спинке профиля в решетке 13 ($d_2 = 0,31$; $d_2 = 2,5$ мм; $\Delta = 1,2$ мм) при $\lambda_{2ад} = 1,04$ и различных расходах воздуха \bar{G}_b . Видно, что при наличии расхода воздуха интенсивность внутреннего кромочного скачка (падающего на спинку от соседней лопатки) значительно уменьшается.

Вследствие указанных причин на режиме $\lambda_{2ад} = 1$ (см. рис. 7.10, б) выпуск воздуха из выходных кромок приводит к более сильному возрастанию коэффициента скорости φ , чем на режиме $\lambda_{2ад} = 1,26$. На рисунке приведены расчетные зависимости $\delta\varphi_{oxl}(\bar{G}_b)$ без учета изменения волновых потерь в решетке (пунктирные линии). Разность между экспериментальными и расчетными значениями $\delta\varphi_{oxl}$ характеризует уменьшение волновых потерь при выпуске воздуха в кромку.

Таким образом, значительное изменение (увеличение) коэффициента скорости φ при выпуске воздуха в выходную кромку происходит в тех решетках и на тех режимах работы, при которых велики исходный уровень (при $\bar{G}_b = 0$) кромочного разрежения или волновых потерь.

7.4. ВЫПУСК ВОЗДУХА НА КОРЫТЦЕ ИЛИ СПИНКУ ЛОПАТОК

Оценка дополнительных потерь при выпуске воздуха на корытце. Рассмотрим особенности обтекания корытца с уступом в зоне выхода щелей на поверхность. При диффузорном характере течения на выходном участке межлопаточного канала ($a_2/a_1 < 1$), как указывалось, потери при обтекании уступа могут оказаться значительными. При выпуске через щели воздуха эти потери уменьшаются. Для оценки их изменения можно применять зависимость, аналогичную (7.6), вида

$$\delta \zeta_y = (2 \dots 2,5) \sqrt{\frac{\Delta}{\Delta + \delta_{ст}}} \frac{\rho_B}{\rho_r} - \sqrt[3]{c_B} \zeta_{y0}, \quad (7.15)$$

где ζ_{y0} — потери при обтекании уступа на режиме $\bar{G}_B = 0$ оцениваются по формуле (7.3). Остальные составляющие потерь определяются так же, как и при выпуске воздуха через щели в выходной кромке.

В качестве иллюстрации на рис. 7.11 представлены экспериментальные зависимости $\delta \varphi_{охл}$ от \bar{G}_B , полученные в решетке 12 вар. IV $a_2/a_1 = 0,96$; $d_2 = 1,8$ мм; $\Delta = 1,2$ мм при выпуске воздуха через щели под уступом. На рисунке хорошо виден немонотонный характер изменения φ в зависимости от \bar{G}_B , аналогично тому, как это наблюдается при выпуске воздуха в кромку. Это можно объяснить уменьшением потерь при обтекании уступа: выдуваемый воздух заполняет пространство за уступом, вследствие чего отрыв основного потока в этой зоне и потери на вихреобразование уменьшаются. Поскольку при малом расходе охлаждающего воздуха потери на смешение малы, то общие потери при обтекании лопатки уменьшаются. При увеличении расхода охлаждающего воздуха начинают преобладать потери на смешение, и эффективность решетки падает. Наконец, при очень больших расходе и скорости выдуваемого воздуха потери смешения уменьшаются, и эффективность решетки начинает возрастать. Расчетные и экспериментальные результаты хорошо согласуются между собой.

При конфузорном характере течения на выходном участке межлопаточного канала ($a_2/a_1 > 1$) потери при обтекании уступа малы, поэтому их изменение при выпуске воздуха можно не учитывать. Однако в решетках с малыми углами отгиба и длинными прямыми выходными кромками при выпуске воздуха на корытце вследствие утолщения пограничного

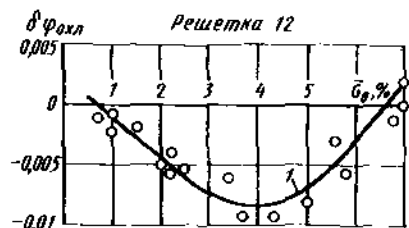


Рис. 7.11. Зависимость $\delta \varphi_{охл}$ от \bar{G}_B в решетке 12, вар. IV (выпуск на корытце):
1 — расчетная кривая

слоя и снижения эжектирующей способности потока со стороны корытца, кромочное разрежение и кромочные потери могут заметно уменьшиться. Ориентировочно, можно принимать в этом случае

$$\delta \zeta_{кр} \approx (0,3 \dots 0,4) \zeta_{кр0}. \quad (7.16)$$

Коэффициент ζ_B , учитывающий энергию выпускаемого воздуха, можно представить в виде

$$\zeta_B = \zeta_k + \zeta_p, \quad (7.17)$$

где ζ_k и ζ_p — коэффициенты, учитывающие соответственно кинетическую энергию воздуха и работу расширения воздуха от давления p' в месте выпуска до давления p_2 за решеткой.

Значение ζ_k можно оценить по формуле

$$\zeta_k = \left(\frac{c_r'}{c_{r,ад}} \right)^2 \bar{c}_B^2 \bar{G}_B, \quad (7.18)$$

где $\bar{c}_B = c_B/c_r'$ — относительная скорость выпуска воздуха; c_r' — скорость основного потока в месте выпуска.

Работу расширения выпускаемого воздуха можно оценить по обычной формуле

$$A_p = G_B \frac{k}{k-1} R T_B' \left[1 - \left(\frac{p_2}{p'} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right],$$

где $T_B' \approx T_B^*$ — температура воздуха при выходе из щели. Пренебрегая различием в показателе адиабаты для выпускаемого воздуха и основного потока и относя величину A_p к адиабатной работе основного потока

$$H_{r,ад} = G_r \frac{k}{k-1} R T_{r0}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{r0}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right],$$

получим после элементарных преобразований

$$\zeta_p = \bar{G}_B \frac{T_B^*}{T_{r0}^*} \frac{1 - \tau_2/\tau'}{1 - \tau_2}, \quad (7.19)$$

где $\tau_2 = (p_2/p_{r0}^*)^{\frac{k-1}{k}}$ и $\tau' = (p'/p_{r0}^*)^{\frac{k-1}{k}}$ — газодинамическая функция τ за решеткой и в зоне выпуска воздуха.

Исследования, проведенные с помощью микронасадка, показали, что в условиях, близких к натурным ($\lambda_{2ад} = 0,8 \dots 0,95$ и $Re = \frac{c_r' l}{\nu} \approx 10^5 \dots 10^6$), выравнивание скоростей выпускаемой плоской полуограниченной струи

воздуха и основного потока происходит уже на расстоянии $S/\Delta < 10 \dots 12$ от зоны выпуска. Поэтому потери смешения можно оценить по следующей формуле, аналогичной (7.11):

$$\xi_{см} = \left(\frac{c'_r}{c_{r,ад}} \right)^2 \bar{G}_B (1 - \bar{\xi}_B)^2. \quad (7.20)$$

Из формул (7.19) и (7.20) видно, что при значительной конфузурности участка, лежащего за зоной выдува, ($c'_r/c_{r,ад} \ll 1$) потери смешения невелики, а работоспособность воздуха может быть значительной. Поэтому в конфузурных решетках при выпуске воздуха на корытце лопаток под малым углом к обводам профиля ($\theta_k < 25 \dots 30^\circ$) потери в решетке изменяются незначительно. В частности, из рис. 7.12 видно, что в решетке I (см. табл. 7.1), имеющей повышенную конфузурность ($K \approx 3,4$), выпуск воздуха на корытце под углом $\theta_k = 30^\circ$ через щель $\Delta = 0,7$ мм приводит к снижению φ не более чем на 0,005. С увеличением угла θ_k и ширины щели потери, связанные с выпуском воздуха, возрастали, однако отрыва потока, по-видимому, не происходило.

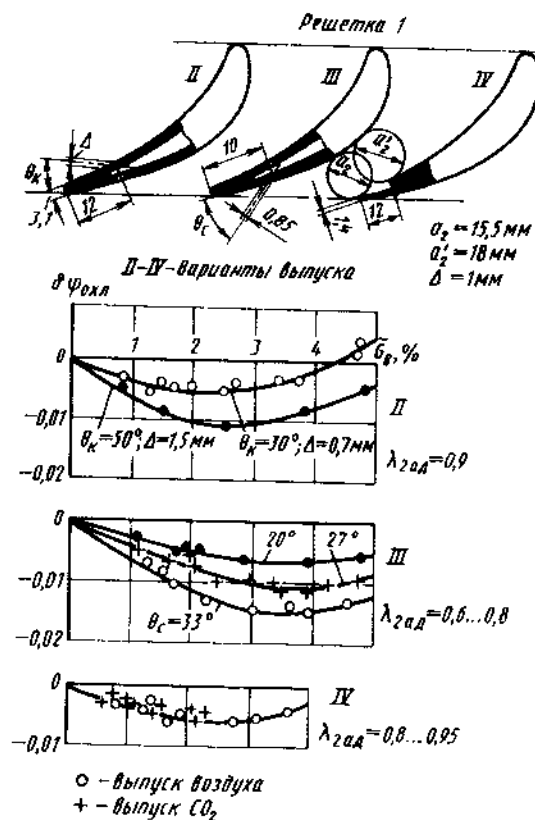


Рис. 7.12. Экспериментальные характеристики решетки I при различных способах (II...IV) выпуска воздуха

В решетке I подрезка и утонение выходных кромок со стороны корытца по вар. IV привели к значительному снижению профильных потерь на режиме $\bar{G}_B = 0$ ($a'_2/a_2 > 1$). При выпуске из лопаток по вар. IV воздуха $\bar{G}_B = 0,02 \dots 0,03$ значение φ уменьшалось не более чем на 0,005. Совершенно такой же результат получался и при выпуске через щели углекислого газа CO_2 , более полно моделирующего процессы смешения в зоне выпуска.

При уменьшении конфузурности решетки, особенно при повышенных углах θ_k и $\bar{c}_B > 0,5 \dots 0,6$ в зоне выпуска может возникнуть отрыв потока. В качестве иллюстрации на рис. 7.6 даны зависимости φ (\bar{G}_B) в решетке 10 вар. II при выпуске через щели на корытце ($\theta_k = 55^\circ$; $l = 13$ мм; $\Delta = 1$). Видно, что при $\lambda_{2ад} < 0,8$ изменение φ при увеличении \bar{G}_B незначительно и имеет обычный (плавный) характер. Однако при $\lambda_{2ад} > 0,8$ и $\bar{G}_B > 0,01$ происходит отрыв потока и коэффициент скорости уменьшается на $\delta\varphi_{отл} = 0,02 \dots 0,025$. Давление перед щелью при этом значительно возрастает, а за щелью, напротив, уменьшается.

Изменение пропускной способности решетки при выпуске воздуха на корытце лопаток. При выпуске воздуха на корытце лопаток пропускная способность решетки изменяется вследствие изменения потерь до горлового сечения и загромождения его выпускаемым воздухом. Оценим влияние выпуска на пропускную способность решетки при неизменных параметрах $p_{г0}$, $T_{г0}$ и p_2 . Для упрощения пренебрежем влиянием обычных потерь на трение о стенки до горлового сечения; параметры смеси в горле будем считать полностью выровнявшимися. Кроме того, положим $c_{г1} \approx c_{рв}$ и $k_g \approx k_B$.

В этом случае действительную скорость, полную температуру и приведенную скорость смеси в горловом сечении можно оценить по формулам

$$c_{см,г} = (1 + \delta\varphi_r) c_{г,r};$$

$$T_{см}^* = T_{г0}^* \frac{1 + \bar{G}_B T_{г0}^*/T_{г0}^*}{1 + \bar{G}_B}; \quad (7.21)$$

$$\lambda_{см,г} = \frac{c_{см,г}}{\sqrt{\frac{2k}{k+1} R T_{см}^*}}$$

где $\delta\varphi_r = \varphi_r - \varphi_{0r}$ — изменение коэффициента скорости до горлового сечения в решетке, обусловленное выпуском воздуха; $c_{г,r}$ — скорость газа в горле при нулевом расходе воздуха.

Отнеся расход смеси

$$G_{см} = G_r + G_B = G_0 + \delta G_0 + G_B = \frac{m_{кр} \gamma (\lambda_{см,г}) p_g F_g}{\sqrt{R T_{см}^*}}$$

к расходу газа при нулевом выдуве

$$G_0 = \frac{m_{кр} \gamma (\lambda_{г,г}) p_r F_r}{\sqrt{R T_{г0}^*}}$$

получим

$$\frac{G_{см}}{G_0} = 1 + \frac{\delta G_0}{G_0} + \bar{G}_в = \frac{\gamma (\lambda_{см,г})}{\gamma (\lambda_{г,г})} \frac{\sqrt{T_{г0}^*}}{\sqrt{T_{см}^*}} \quad (7.22)$$

где $\delta G_0 = G_r - G_0$ — изменение расхода газа (основного потока) через решетку при выпуске воздуха; $\bar{G}_в$ — расход охлаждающего воздуха, выпускаемого до горла. Подставляя выражения для $\gamma(\lambda)$, получим после сложных преобразований

$$\frac{\delta G_0}{G_0} = \delta \varphi_r - \bar{G}_в \bar{i}_{в0}^* + \frac{k-1}{k+1} \frac{\lambda_{г,г}^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{г,г}^2} [2\delta \varphi_r + \bar{G}_в (1 - \bar{i}_{в0}^*)] \quad (7.23)$$

В качестве примера укажем, что для охлаждаемой решетки при $\bar{G}_в = 0,02$, $\delta \varphi_r = -0,01$, отношении температур $\frac{T_{в0}^*}{T_{г0}^*} = 0,5$ и значении $\lambda_{г,г} = 0,9$ относительное уменьшение расхода газа $\delta G_0/G_0 = 0,021$, т. е. приблизительно равно относительному расходу охлаждающего воздуха. Другими словами, расход смеси через решетку лишь незначительно отличается от расхода газа на режиме $\bar{G}_в = 0$.

Выпуск воздуха на спинку лопаток. При выпуске воздуха в тех же решетках на спинку лопаток по вар. III потери возрастают в 2...3 раза интенсивнее, чем при выпуске на корытце. Например, в сопловой решетке I при $\theta_c = 33^\circ$, $\Delta = 0,85$ мм и $\bar{G}_в = 0,02...0,03$ снижение φ составило 0,012... 0,015 (см. рис. 7.12). Это объясняется повышенным уровнем скорости и, следовательно, потерь смещения вблизи спинки. Отрыва потока в исследованном диапазоне углов $\theta_c = 20...33^\circ$, по-видимому, не происходило.

С уменьшением угла θ_c до 20° потери в решетке значительно снижаются. Это свидетельствует о целесообразности применения пониженных углов выхода щелей на поверхность спинки $\theta_c < 20...25^\circ$. Более детально влияние угла выхода отверстий или щелей на поверхность лопатки анализируется в гл. 8 (применительно к решеткам с заградительным охлаждением лопаток).

При выпуске воздуха на спинку в рабочей решетке 10 под углом $\theta_c = 20^\circ$ потери возрастали значительно интенсивнее, чем в более конфузурной решетке I. Так, из рис. 7.6 видно, что при $\bar{G}_в = 0,02...0,03$, $\Delta = 0,8...1,1$ мм и $\lambda_{г,г} = 0,85...0,93$ коэффициент скорости снизился на $\delta \varphi_{охл} = 0,01...0,013$. Это объясняется значительным перерасширением потока вблизи спинки и увеличением потерь смещения в рабочей решетке.

Как известно, уменьшение $\lambda_{г,г}$ приводит к уменьшению газодинамической конфузурности решетки (характеризующейся отношением $\lambda_{г,г}/\lambda_{г,г}$). Поэтому на режиме $\lambda_{г,г} = 0,5$ снижение φ в решетке 10 при выпуске воздуха на спинку происходило особенно интенсивно; возможно при этом возникал отрыв потока (поскольку при $\bar{G}_в = 0,03...0,04$ $\delta \varphi_{охл} \approx 0,025...0,03$, что значительно превосходит влияние обычных потерь смещения).

7.5. СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОК ПРИ ВЫПУСКЕ ВОЗДУХА ИЗ ВЫХОДНЫХ КРОМОК ИЛИ НА КОРЫТЦЕ ЛОПАТОК

При выпуске охлаждающего воздуха на корытце лопаток при одновременном утонении выходных кромок потери в охлаждаемой решетке могут уменьшиться по сравнению с выпуском в кромку. Однако надежность одностороннего охлаждения утоненной кромки снижается. Поэтому может оказаться полезным выпускать дополнительно некоторое количество охлаждающего воздуха на спинке вблизи выходной кромки.

Рассмотрим указанные способы выпуска воздуха вблизи выходной кромки на примере сопловой решетки 3. Исследовались варианты выпуска I и IV (см. рис. 7.1), а также доработанный вар. IV, а. Щели в выходной кромке вар. I ($\Delta = 1,15$ мм; $d_2 = 2,8$ мм; $a_2 = 20,1$ мм) были выполнены с перемычками, $l_{щ} = 6$ мм, $l_{пер} = 2$ мм. В вар. IV выходная часть лопаток была шлифована со стороны корытца (при этом $\Delta = 1,4$ мм; $d_2 = 1$ мм; $\delta_{сг} = 0,3$ мм). Для обеспечения прежнего расхода газа (основного потока) горловое сечение было увеличено примерно на 2% и составляло $a_2 = 20,5$ мм. В вар. IV, а на спинке лопаток вблизи кромки дополнительно был выполнен ряд отверстий перфорации ($d_{п} \approx 0,8$ мм; $t_{п} = 1,5$ мм; $\theta_c = 35^\circ$). Относительная площадь отверстий перфорации $\bar{F}_{п} = F_{п}/F_r \approx 0,015$.

На рис. 7.13, а приведены зависимости коэффициента скорости φ от $\lambda_{г,г}$ при $\bar{G}_в = 0$ для всех вариантов. Видно, что в вар. IV вследствие утонения выходных кромок величина φ возросла на $\delta \varphi = 0,012...0,015$, что несколько превосходит ожидаемое значение $\delta \varphi \approx 0,01$. Это объясняется повышенными кромочными потерями за лопатками вар. I, имевшими плохо закругленную форму кромки. Дополнительное введение перфорации на спинке в вар. IV, а несколько понижает значение φ (в особенности при $\lambda_{г,г} > 0,8$), из-за перетекания газа с корытца на спинку через отверстия перфорации. При $\lambda_{г,г} > 0,8$ коэффициент скорости для всех вариантов начинает заметно снижаться, что объясняется значительным перерасширением потока и возникновением волновых потерь вблизи спинки из-за ее повышенной кривизны.

При выпуске воздуха из выходных кромок (вар. I) в зонах щелей с увеличением $\bar{G}_в$ величина φ сначала несколько возрастает, далее уменьшается, а затем начинает увеличиваться. За перемычками величина φ снижается. Это объясняется отрывом потока на гранях перемычек,

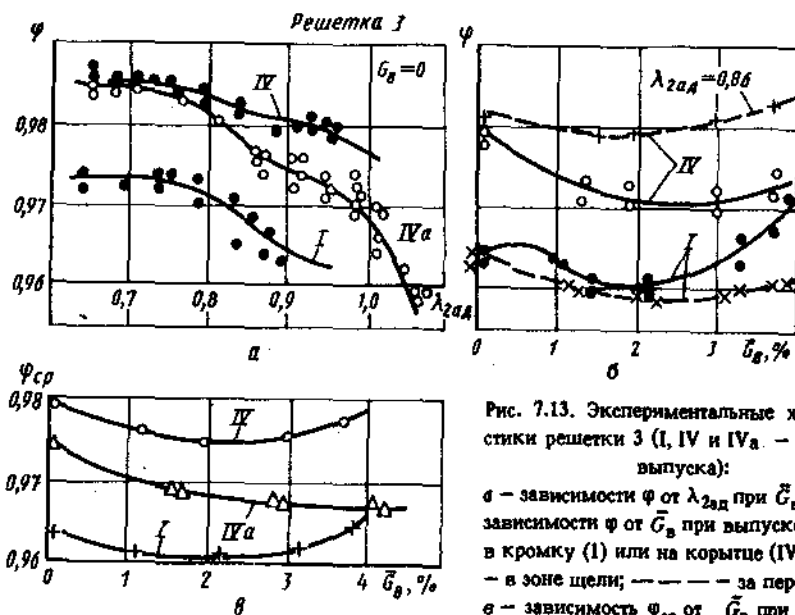


Рис. 7.13. Экспериментальные характеристики решетки 3 (I, IV и IVa — варианты выпуска):
 а — зависимости φ от $\lambda_{2a/d}$ при $\bar{G}_0 = 0$; б — зависимости φ от \bar{G}_0 при выпуске воздуха в кромку (I) или на корытце (IV); — — — в зоне щели; — — — за перемычкой; в — зависимость $\varphi_{ср}$ от \bar{G}_0 при выпуске воздуха по вар. I, IV и IV, а

вследствие чего кромочное разрежение и кромочные потери в этой зоне возрастают.

В случае выполнения кромки по вар. IV уже при $\bar{G}_0 = 0$ изменение φ по высоте лопатки немонотонно: за перемычками значение φ несколько возрастает, в зоне выхода щелей на корытце — уменьшается. Как указывалось, это объясняется дополнительными потерями при обтекании уступа. В среднем за уступом величина φ оказалась примерно на 0,3...0,35% меньше, чем за перемычками, что соответствует величине $\zeta_y = 0,006...0,007$ и $k_y = 0,08$. Это хорошо согласуется с данными, представленными на рис. 7.1. Вследствие конфузурности выходного участка в решетке 3 вар. IV ($a_2/a_1 = 1,02$) отрыв потока на уступе локализовался в пределах межлопаточного канала.

При выпуске воздуха через щели на корытце величина φ в зонах щелей снижалась заметно интенсивнее, чем в вар. I. Это объясняется преобладающим влиянием потерь смешения. Кромочные потери при этом также несколько уменьшаются, однако из-за их невысокого исходного уровня это слабо сказывается на протекании зависимости $\varphi(\bar{G}_0)$. За перемычками величина φ изменяется незначительно.

На рис. 7.13, б показана зависимость $\varphi(\bar{G}_0)$ в зоне щелей и за перемычками для вар. I и IV. Видно, что в зоне щели вследствие более значительного снижения φ при выпуске воздуха на корытце кривые для обоих вариантов сближаются; при $\bar{G}_0 = 0,035...0,04$ кромочные потери в вар. I

уменьшаются практически до нуля, и величина φ становится примерно такой же, что и в вар. IV.

За перемычками вследствие указанных выше причин разница между значениями φ при увеличении \bar{G}_0 заметно увеличивается. Поэтому значения $\varphi_{ср}$ (осредненные по высоте лопатки) для вар. I и IV изменяются практически эквидистантно (см. рис. 7.13, в). В среднем можно принимать, что переход к выпуску на корытце при одновременном утонении выходных кромок по вар. IV привел к увеличению коэффициента скорости на $\delta\varphi = 0,012...0,015$.

Следует отметить, что в более совершенных конструкциях (например, при малом количестве хорошо обтекаемых перемычек, тонких стенках щели и т. д.) аналогичный переход к выпуску воздуха на корытце привел бы к меньшему выигрышу. Выигрыш может оказаться незначительным и в решетках с диффузностью выходного участка межлопаточного канала, поскольку, как указывалось, вследствие возникновения отрыва потока на уступе обтекание выходной части профиля будет примерно таким же, что и при выпуске воздуха в кромку толщиной $d_2 + \Delta + \delta_{ст}$.

На рис. 7.13, в приведены также данные, полученные при выпуске дополнительно некоторого количества охлаждающего воздуха через перфорацию на спинке по вар. IV, а, что заметно снизило значение $\varphi_{ср}$. Однако при $\bar{G}_0 = 0,02...0,03$ величина $\varphi_{ср}$ остается по-прежнему на $\delta\varphi = 0,008...0,006$ выше, чем в исходной решетке с выпуском в кромку. Это указывает на целесообразность выпуска воздуха при высокой температуре газа по вар. IV, а.

Аналогичные результаты получились и при сравнительных исследованиях трансзвуковых сопловых решеток 5 и 7 (см. табл. 7.1), различающихся лишь формой выходной части профиля. В решетке 5 воздух выпускался через щели в выходной кромке ($\Delta = 0,8$ мм; $d_2 = 2,5$ мм; $a_2 = 20,6$ мм). В решетке 7, полученной из решетки 5 шлифовкой лопаток по корытцу (вар. IV; рис. 7.1), воздух выпускался через щели в карманы на корытце ($\Delta = 1$ мм; $d_2 = 1,1$ мм; $a_2 = 21,5$ мм). При $\lambda_{2a/d} < 1,15$ и $\bar{G}_0 = 0$ коэффициент скорости φ в решетке 7 увеличился из-за утонения выходных кромок на $\delta\varphi = 0,007...0,01$. На режимах $\lambda_{2a/d} = 1,2...1,3$ влияние кромок, как указывалось, уменьшается и величина φ в обеих решетках примерно одинакова.

В решетке 7 картина обтекания уступов в зоне выхода щелей на корытце, величина дополнительных потерь и характер их изменения при выпуске воздуха оказались практически такими же, как и в решетке 3, вар. IV. При выпуске воздуха $\bar{G}_0 = 0...0,025$ и $\lambda_{2a/d} = 0,8...1,3$ коэффициент скорости φ из-за влияния потерь смешения несколько понижался. Для уменьшения потерь смешения необходимо, чтобы течение вдоль корытца сохраняло конфузурный характер, а при сверхзвуковых режимах работы скорость в зоне уступа оставалась дозвуковой. В частности, в решетке 7 при $0,9 < \lambda_{2a/d} < 1,3$ скорость в зоне уступа составляла $\lambda_{зд} = 0,7$, поэтому потери смешения в ней были незначительны.

Проведенные экспериментальные исследования охлаждаемых решеток показывают, что утолщение профилей и выходных кромок в охлаждаемых решетках привело к увеличению профильных потерь на ре-

жимах $\bar{G}_b = 0$ в среднем на $\delta\zeta = 0,01...0,02$. Наличие на поверхности лопаток щелей или отверстий для выпуска воздуха, в том числе в выходных кромках, при отсутствии выпуска или перетеканий газа не оказывает влияния на эффективность решетки (если только при этом не нарушается существенно плавность обводов профиля).

При выпуске охлаждающего воздуха эффективность решетки изменяется под влиянием: возникновения потерь смещения воздуха с основным потоком, добавления в поток энергии воздуха, изменения профильных потерь и возможного отрыва потока (при выпуске на корытце или спинку лопаток).

При выпуске в выходную кромку с увеличением \bar{G}_b коэффициент скорости φ сначала заметно увеличивается, затем уменьшается, а при повышенных значениях \bar{G}_b начинает интенсивно возрастать, что объясняется соответственно превалирующим влиянием: уменьшения кромочных потерь, возрастания потерь смещения, возрастания вносимой с воздухом энергии. Наиболее значительно коэффициент скорости изменяется при выпуске воздуха в тех решетках и на тех режимах работы, при которых велики исходный уровень (при $\bar{G}_b = 0$) кромочного разрежения или волновых потерь.

При $\bar{G}_b = 0,015...0,025$ и относительной скорости выпуска $\bar{c}_b = 0,5...0,3$ КПД охлаждаемой решетки может уменьшиться на $\delta\eta_{охл} = 0,02...0,04$ по сравнению с его значением в аналогичной неохлаждаемой решетке с тонкой выходной кромкой. Для уменьшения потерь, связанных с охлаждением, необходимо уменьшать потери по тракту охлаждающего воздуха (повышать \bar{c}_b), применять утепленные хорошо обтекаемые перемычки и сокращать их количество.

При умеренной температуре газа в конфузорных (сопловых) решетках целесообразно применять выпуск охлаждающего воздуха на вогнутую поверхность лопаток вблизи утоненных выходных кромок (если при этом обеспечивается их надежное охлаждение); это может привести к снижению дополнительных потерь от охлаждения в решетке на $\Delta\zeta_{охл} = 0,01...0,03$.

При выпуске воздуха на спинку лопаток дополнительные потери возрастают особенно интенсивно, что связано с повышенными потерями смещения и возможным отрывом потока. Для уменьшения потерь при выпуске воздуха на спинку или корыто угол выхода щелей не должен превышать соответственно $\theta_c = 20...25^\circ$ и $\theta_k = 30...35^\circ$.

В современном высокотемпературном газотурбостроении широкое распространение получили системы заградительного (пленочного) охлаждения. Такие системы относительно просты и весьма эффективны. Они позволяют легко улучшать и оптимизировать охлаждение лопаток без значительного изменения их конструкции. Наиболее часто на практике применяют комбинированное, конвективно-пленочное охлаждение элементов проточной части. Сочетание внутреннего конвективного охлаждения при течении воздуха через внутренние каналы лопатки с заградительным эффектом пелены обеспечивает высокую глубину и надежность охлаждения при умеренном расходе охлаждающего воздуха.

Различают три основных способа выпуска воздуха на поверхность лопатки:

равномерно через пористую внешнюю оболочку лопатки или через слоистую оболочку типа „лампиллой“; при этом обычно скорость воздуха мала ($\bar{c}_b = c_b / c_{st} \ll 1$) и направлена к обводам профиля под углом $\theta_1 \approx 90^\circ$; дискретно; через регулярно выполненные отверстия (перфорацию) на внешней оболочке лопатки; при этом обычно $\bar{c}_b < 1$ и $\theta_1 \ll 90^\circ$;

в виде пелены через щели, расположенные вдоль образующих пера лопаток.

При пористом охлаждении потребный расход воздуха оказывается минимальным. Однако применение его в реальных конструкциях встречает значительные трудности, связанные с ухудшением проницаемости оболочки из-за засорения пор или окисления материала оболочки [15]. Поэтому особенно широко в настоящее время применяется и исследуется выпуск воздуха через перфорацию.

Газодинамическая эффективность решеток с заградительным охлаждением рассматривается в ряде работ [8, 24, 26, 31, 34].

Критический анализ значительного числа отечественных и зарубежных публикаций, посвященных этой проблеме, сделан в [7] и [15]. Показано, что газодинамические исследования решеток с заградительным охлаждением имеют разрозненный характер; большинство публикаций относится к испытаниям конкретных решеток и не содержит обобщенных рекомендаций по оценке потерь от заградительного охлаждения.

При заградительном охлаждении часть теплоты от газа передается в заградительную пелену. Однако, как следует из уравнений смещения, суммарная располагаемая энергия расширения смеси при этом практически не изменяется. Поэтому для упрощения анализа дополнительных потерь от заградительного охлаждения теплообмен между основным потоком и пеленой можно не рассматривать и принимать в выражении (1.34) $\zeta_Q = 0$. Таким образом, изменение коэффициента скорости и КПД в решетках с заградительным охлаждением

$$\delta\varphi_{охл} = \varphi - \varphi_0 \approx 0,5(\zeta_b - \zeta_{см} - \delta\zeta_{пр} - \bar{G}_b); \quad (8.1)$$

$$\frac{\delta \eta_{охл}}{\eta_0} = 2 \frac{\delta \varphi_{охл}}{\varphi_0} + \bar{G}_B \left(1 - \frac{H_{в.ад}}{H_{г.ад}} \right). \quad (8.2)$$

Рассмотрим подробнее слагаемые в правой части соотношения (8.1) при различных способах выпуска.

8.1. ОЦЕНКА ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ ПРИ ВЫПУСКЕ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ ОБОЛОЧКУ ЛОПАТОК

Потери смешения выпускаемого воздуха с основным потоком можно оценить из уравнений сохранения энергии и количества движения, записанных в одномерной постановке в предположении, что выравнивание параметров смеси происходит вблизи зоны выпуска. При подмешивании к основному потоку, движущемуся со скоростью c , элементарной массы воздуха dG_B , выпускаемого через пористую оболочку нормально к поверхности на участке dS , потери смешения $dA_{см} = \frac{c^2}{2} dG_B$.

При равномерно распределенном выпуске $dG_B = \frac{G_B}{L} dS$,

где L — длина охлаждаемой поверхности. Производя интегрирование по всей длине L и относя суммарную величину потерь смешения к располагаемой энергии основного потока $G_T c_{г.ад}^2/2$, получим

$$\zeta_{см} = \int_L \left(\frac{c}{c_{г.ад}} \right)^2 d\bar{G}_B = \bar{G}_B \int_L \left(\frac{c}{c_{г.ад}} \right)^2 dS. \quad (8.3)$$

Работа расширения dG_B охлаждающего воздуха, выпускаемого в сечении S , на оставшейся части межлопаточного канала в первом приближении $dA_B = c_{рв} T_B \left[1 - \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{k_B-1}{k_B}} \right] dG_B$, где вследствие высокого сопротивления пористой оболочки можно принимать $T_B \approx T_{в0}^*$. Используя очевидное соотношение (при $k_B \approx k_T = k$)

$$1 - \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{c_{рв} T_r} \left(\frac{c_{г.ад}^2}{2} - \frac{c^2}{2} \right)$$

и относя суммарную работу расширения к располагаемой энергии основного потока, получим

$$\zeta_B = \bar{G}_B^* \int_L \frac{1}{\tau} \left[1 - \left(\frac{c}{c_{г.ад}} \right)^2 \right] d\bar{G}_B = \bar{G}_B^* \int_L \frac{1}{\tau} \left[1 - \left(\frac{c}{c_{г.ад}} \right)^2 \right] dS, \quad (8.4)$$

где $\tau = \frac{T_r}{T_{г0}^*} = 1 - \frac{c^2}{2c_{рв} T_{г0}^*}$ — газодинамическая функция τ по газу.

На рис. 8.1, а показано типичное распределение скорости газа вдоль корытца и спинки в сопловой решетке. Для оценок в первом приближении аппроксимируем действительные законы изменения скорости вдоль спинки или корытца простейшими зависимостями

$$\zeta_c = c/c_0 = (1 + \alpha \bar{S})^{0,25}; \quad (8.5)$$

$$\zeta_k = (1 + \beta \bar{S})^2, \quad (8.6)$$

где $\alpha = \left(\frac{c_{max}}{c_0} \right)^4 - 1$ и $\beta = \left(\frac{c_{max}}{c_0} \right)^{0,5} - 1$ — коэффициенты, характеризующие изменение скорости вдоль безразмерной длины поверхности $\bar{S} = S/L$; c_0 и c_{max} — скорость потока в начале и в конце рассматриваемого участка.

Протекание этих зависимостей по длине спинки или корытца при $\lambda_{инд} = 0,95$ показано на рис. 8.1, а пунктиром. Поскольку на спинке всегда имеет место значительное перерасширение потока, можно ориентировочно принять $c_{max} \approx 1,2 c_1$; для корытца $c_{max} \approx c_1$ (при этом $c_1 \approx c_{г.ад}$).

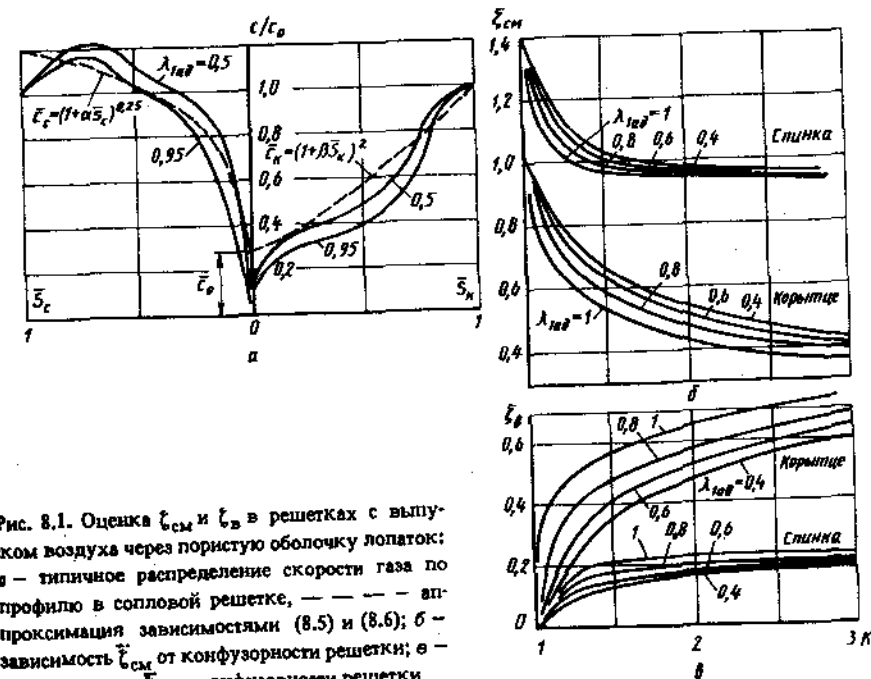


Рис. 8.1. Оценка $\zeta_{см}$ и ζ_B в решетках с выпуском воздуха через пористую оболочку лопаток: а — типичное распределение скорости газа по профилю в сопловой решетке, — — — аппроксимация зависимостями (8.5) и (8.6); б — зависимость $\zeta_{см}$ от конфузурности решетки; в — зависимость ζ_B от конфузурности решетки

Подставляя соотношения (8.5) и (8.6) в (8.3), получим соответственно для корытца и спинки профиля:

$$\zeta_{см,к} \approx 0,2 \left[1 + \left(\frac{c_0}{c_1} \right)^{0,5} + \frac{c_0}{c_1} + \left(\frac{c_0}{c_1} \right)^{1,5} + \left(\frac{c_0}{c_1} \right)^2 \right] \bar{G}_{в,к}; \quad (8.7)$$

$$\zeta_{см,с} \approx 0,93 \frac{1 + \left(\frac{c_0}{c_1} \right)^2 + \left(\frac{c_0}{c_1} \right)^4}{1 + \left(\frac{c_0}{c_1} \right)^2} \bar{G}_{в,с}. \quad (8.8)$$

На рис. 8.1, б приведены значения $\zeta_{см} = \zeta_{см}/\bar{G}_в$ при выпуске воздуха на корытце или на спинку лопатки в зависимости от степени конфузурности решетки $K = \frac{h_0}{h_1} \frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha_1}$ и значения $\lambda_{ад}$ за решеткой. Видно, что потери смещения особенно велики при малой степени конфузурности решетки. С увеличением конфузурности потери смещения снижаются; при $K \approx 3$ для корытца и спинки соответственно $\zeta_{см} \approx 0,4$ и $0,95$.

Подставляя выражения (8.5) и (8.6), а также выражение для τ в (8.4), получим после преобразований и отбрасывания малых высшего порядка, соответственно для корытца и спинки профиля

$$\zeta_{в,к} = \bar{G}_в \bar{\tau}_{в0}^* (1 - \tau_1 \zeta_{см,к}); \quad (8.9)$$

$$\zeta_{в,с} = 0,5 \bar{G}_в \bar{\tau}_{в0}^* \left(1 - \tau_1 \frac{\zeta_{см,с}}{1,4} \right), \quad (8.10)$$

где $\tau_1 = T_1/T_{г0}^* = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{ад}^2$

Множитель 0,5 в последнем выражении учитывает то обстоятельство, что воздух, выпускаемый на выходной части спинки, не совершает работы расширения, поскольку давление на этом участке не превышает давления за решеткой.

Значения $\bar{\zeta}_в = \zeta_в / (\bar{G}_в \bar{\tau}_{в0}^*)$ при выпуске воздуха на корытце или спинку профиля в зависимости от конфузурности решетки K и $\lambda_{ад}$ приведены на рис. 8.1, в. Видно, что в активных решетках значения $\bar{\zeta}_{в,к}$ и $\bar{\zeta}_{в,с} \approx 0$, т. е. работоспособность воздуха можно пренебречь. В реактивных решетках работоспособность выпускаемого воздуха может быть значительной (особенно при выпуске на корытце лопаток).

При выпуске воздуха через пористую поверхность коэффициент трения основного потока о поверхность, как известно, уменьшается. Это объясняется уменьшением градиента скорости в пограничном слое при выпуске: распределение скоростей в пограничном слое приобретает S-образную форму. Как было показано В. Д. Совершенным, на пористой пластине при выпуске через поры такого же газа, что и в основном потоке, коэффициент трения можно оценить по формуле

$$c_f = c_{f0} \exp \left[- \frac{(Pc)_{ст}}{(Pc)_{\infty}} \frac{1}{c_{f0}} \right], \quad (8.11)$$

где c_{f0} — коэффициент трения при отсутствии выпуска; $(Pc)_{\infty}$ и $(Pc)_{ст}$ — плотность потока массы основного потока и выпускаемого газа (интенсивность выпуска).

Оценки по этой формуле показывают, что при интенсивности выпуска, соответствующей расходу воздуха в охлаждаемой решетке $\bar{G}_в = 0,01 \dots 0,02$, коэффициент потерь трения на пластине (при отсутствии продольного градиента давления) может уменьшиться в 1,5...2 раза. При наличии отрицательного градиента давления в потоке, согласно экспериментальным данным [24], деформация пограничного слоя на проницаемой поверхности при выпуске воздуха и, следовательно, снижение коэффициента трения c_f замедляются. На величине c_f может сказаться также неизоэнтермичность пограничного слоя и турбулизация его выпускаемым воздухом; влияние этих факторов можно оценить только экспериментально. При очень интенсивном местном выпуске может возникнуть отрыв потока, и потери в решетке значительно возрастут.

При выпуске воздуха на отдельных участках профиля, для которых $c_{г1}/c_{г,ад} \approx \text{const}$, выражения (8.3) и (8.4) для оценки потерь смещения и работы расширения выпускаемого воздуха в предположении

$$\frac{T_в}{T_г} = \frac{\tau_в T_{в0}^*}{\tau_г T_{г0}^*} \approx \frac{T_{в0}^*}{\tau_г T_{г0}^*}$$

можно привести к простому виду

$$\zeta_{см} = \bar{G}_в (c_{г1}/c_{г,ад})^2, \quad (8.12)$$

$$\zeta_в = \bar{G}_в \frac{i_{в0}^*}{\tau_г} \left[1 - (c_{г1}/c_{г,ад})^2 \right],$$

где $\bar{G}_в$ — относительный расход воздуха на данном участке; $c_{г1}$ и $\tau_г$ — скорость и газодинамическая функция τ основного потока в зоне выпуска.

8.2. ОЦЕНКА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕШЕТОК ПРИ ВЫПУСКЕ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ПЕРФОРАЦИЮ

Оценка дополнительных потерь. В большинстве случаев отверстия перфорации (или щели) выполняются наклонными под острым углом к обводам профиля (а также к радиальной образующей пера лопатки), так что получается составляющая скорости воздуха, направленная по потоку газа. Поэтому потери смещения будут меньше, а вносимая с воздухом энергия — больше, чем в случае выпуска через пористую поверхность.

Пусть некоторое количество охлаждающего воздуха $G_{вi}$ выпускается через отверстия i -го ряда перфорации под углом ω_i к радиальной образующей пера лопатки и под углом θ_i к обводам профиля (рис. 8.2) с

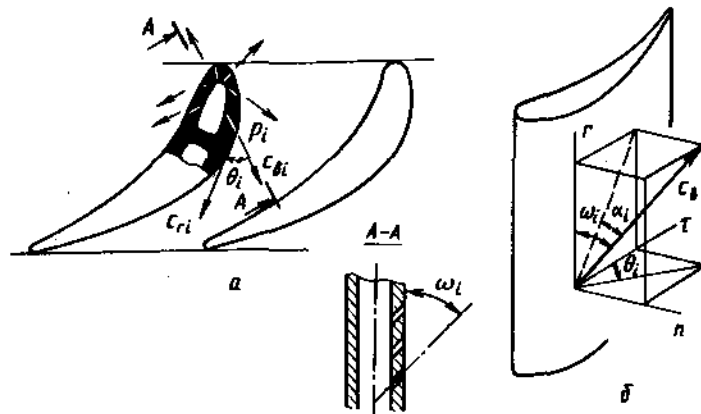


Рис. 8.2. Схема решетки с выпуском воздуха через перфорацию (а) и схема выпуска воздуха из отверстия (б)

составляющей скорости $c_{wi} \sin \omega_i \cos \theta_i$ в направлении основного потока и подмешивается к газу, имеющему в зоне смешения скорость c_{gi} . Тогда потери смешения можно оценить по следующей формуле, полученной из уравнений сохранения количества движения и энергии (учитывающих в одномерной постановке только члены, пропорциональные составляющей скорости воздуха $c_{wi} \sin \omega_i \cos \theta_i$, направленной по скорости газа c_{gi}) в предположении о том, что выравнивание параметров смеси происходит вблизи зоны выпуска:

$$A_{смi} = G_{wi} \frac{c_{gi}^2}{2} \left(1 - \frac{c_{wi} \sin \omega_i \cos \theta_i}{c_{gi}} \right)^2.$$

Относя эту величину к располагаемой энергии газа $G_r \frac{c_{г.ад}^2}{2}$ и суммируя результат по всем n рядам отверстий, получим

$$\zeta_{см} = \sum_{i=1}^n \bar{G}_{wi} \left(\frac{c_{gi}}{c_{г.ад}} \right)^2 \left(1 - \frac{c_{wi} \sin \omega_i \cos \theta_i}{c_{gi}} \right)^2. \quad (8.13)$$

При выпуске воздуха под углом $\theta_i = 90^\circ$, что характерно для отверстий, расположенных непосредственно на входной кромке (а также для проницаемой поверхности типа „лампилей“),

$$\zeta_{см} = \sum_i \bar{G}_{wi} \left(\frac{c_{gi}}{c_{г.ад}} \right)^2. \quad (8.14)$$

Энергия, вносимая в поток выпускаемым воздухом, складывается из его начальной кинетической энергии и работы расширения от давления p_i в зоне выпуска до давления p_1 за решеткой. При выпуске воздуха G_{wi}

в i -м ряду полезно используется только часть кинетической энергии воздуха (пропорциональная в одномерной постановке составляющей скорости воздуха $c_{wi} \sin \omega_i \cos \theta_i$), т. е.

$$\Delta E_{wi} = G_{wi} (c_{wi} \sin \omega_i \cos \theta_i)^2 / 2.$$

Работа расширения этого же количества воздуха

$$A_{wi} = G_{wi} c_{pi} T_{wi} \left[1 - (p_1/p_i)^{\frac{k_B-1}{k_B}} \right],$$

где T_{wi} и p_i — температура воздуха и давление в месте выпуска.

Относя величину $\Delta E_{wi} + A_{wi}$ к $G_r c_{г.ад}^2 / 2$ и суммируя результат по всем рядам отверстий, получим в предположении $d_{b0} \approx d_{b0}^*$, $\tau_{wi} \approx \tau_{gi}$ и

$\frac{T_{wi}}{T_{gi}} = \frac{\tau_{wi} T_{в0}^*}{\tau_{gi} T_{г0}^*} \approx \frac{T_{в0}^*}{T_{г0}^*}$ для оценки энергии, вносимой охлаждающим воздухом, выражение

$$\zeta_{в} = \sum_i \bar{G}_{wi} \left\{ \bar{\tau}_{в0}^* \left[1 - \left(\frac{c_{gi}}{c_{г.ад}} \right)^2 \right] + \left(\frac{c_{gi}}{c_{г.ад}} \right)^2 \left(\frac{c_{wi} \sin \omega_i \cos \theta_i}{c_{gi}} \right)^2 \right\}. \quad (8.15)$$

При выпуске под углом $\theta = 90^\circ$ величина $\zeta_{в}$ достигает минимального значения, соответствующего только работе расширения воздуха в межлопаточных каналах,

$$\zeta_{в} = \sum_i \bar{G}_{wi} \bar{\tau}_{в0}^* \left[1 - (c_{gi}/c_{г.ад})^2 \right]. \quad (8.16)$$

При выпуске воздуха через перфорацию также возможно изменение профильных потерь вследствие изменения структуры пограничного слоя и турбулизации его струями воздуха. Однако, как показывают экспериментальные исследования, при умеренной глубине охлаждения влияние этих факторов на профильные потери невелико. Поэтому в первом приближении можно принять $\delta \zeta_{пр} = 0$. При интенсивном выпуске воздуха через отверстия перфорации под большим углом к обводам профиля ($\theta_i \approx 90^\circ$) в зоне выпуска может возникнуть отрыв потока и потери в решетке значительно возрастут.

Коэффициент расхода и потери в отверстиях перфорации. Характер истечения струи воздуха через наклонное отверстие в тонкой стенке, как известно, во многом определяется относительной толщиной стенки $\delta_{ст} = \delta_{ст}/d_n$ (рис. 8.3). При малой относительной толщине стенки ($\delta_{ст} < 0,6 \dots 0,8$) и малом угле α струя отрывается от острых граней входе в отверстие, вследствие чего угол выхода струи α_d может оказаться значительно больше угла α выхода отверстия на поверхность.

Коэффициент расхода воздуха через отверстие

$$\mu_{в} = \frac{G_{в}}{G_{в0}} = \epsilon \varphi_{отв}, \quad (8.17)$$

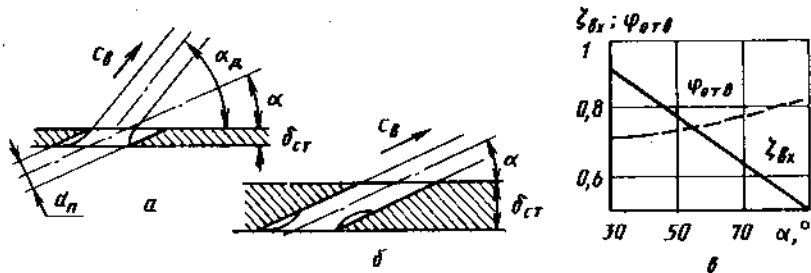


Рис. 8.3. Схема истечения через наклонное отверстие в стенке: а — тонкая стенка ($\delta_{cr}/d_n < 1$); б — толстая стенка ($\delta_{cr}/d_n > 1$); в — зависимость $\zeta_{вх}$ и $\varphi_{отв}$ от α при $\delta_{cr}/d_n > 1$

где $G_v = P_v c_v F_d$ и $G_{в0} = P_{в.ад} c_{в.ад} F_0$ — действительный и теоретический расходы воздуха; F_d и $F_0 = \pi d_n^2/4$ — площадь струи и аксиальная площадь отверстия; d_n — диаметр отверстия; $P_{в.ад}$ и $c_{в.ад}$ — плотность и скорость воздуха при истечении без потерь; $\epsilon = F_d/F_0$ — относительная площадь струи на выходе; $\varphi_{отв} = c_v/c_{в.ад}$ — коэффициент скорости истечения струи.

Коэффициент расхода μ_v может принимать высокие значения, в том числе больше единицы. (В случае $\delta_{cr} \rightarrow 0$ и малых значениях α теоретическое значение коэффициента расхода $\mu_v = \frac{0,61}{\sin \alpha} > 1$).

Согласно экспериментальным данным, при $\delta_{cr} > 1$ струя на выходе из отверстия прилипает к его стенкам; поэтому $\alpha_d = \alpha$; $\epsilon = 1$ и $\mu_v = \varphi_{отв}$. В этом случае в диапазоне $1 < \delta_{cr} < 2...3$ потери энергии определяются в основном потерями при входе в отверстие, связанными, как известно, с местным отрывом потока и последующим выравниванием параметров струи. Зависимость коэффициента потерь при входе в наклонное отверстие от угла наклона α в диапазоне $Re = c_v d_n / \nu > 10^4$ и $\lambda_v > 0,7...0,8$ может быть представлена эмпирической зависимостью

$$\zeta_{вх} = \frac{\Delta H_{вх}}{\frac{c_v^2}{2}} = 0,5 + 0,3 \cos \alpha + 0,2 \cos^2 \alpha, \quad (8.18)$$

где $\Delta H_{вх}$ — потери энергии при входе в отверстие.

Из очевидного соотношения $(1 + \zeta_{вх}) \frac{c_v^2}{2} = \frac{c_{в.ад}^2}{2}$ получим

$$\varphi_{отв} = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{вх}}}. \quad (8.19)$$

Зависимость $\zeta_{вх}$, а также $\varphi_{отв}$ от угла α представлена на рис. 8.3, в. Видно, что с уменьшением угла α потери при входе потока в отверстие

значительно возрастают; при этом значение коэффициента скорости наклонных отверстий перфорации уменьшается в диапазоне $\varphi_{отв} = 0,83...0,73$. (При наличии на входе в отверстие конического участка с углом при вершине конуса $\beta_{вх} = 40...50^\circ$ коэффициент потерь $\zeta_{вх}$ может уменьшиться в 2...3 раза. Однако при выполнении отверстий перфорации электроэрозией подобная конусность на входе отсутствует).

При выпуске воздуха через отверстия перфорации, наклоненные под углом ω , к радиальному направлению и θ_i к обводам профиля, (см. рис. 8.2, б) легко можно получить

$$\cos \alpha_i = \sqrt{\cos^2 \omega_i + \sin^2 \omega_i \cos^2 \theta_i}.$$

Боковой обдув струи основным потоком на выходе из отверстия при величине $q_n = \frac{P_v c_v^2}{P_r c_r^2} \approx 1$ (что имеет место при $\frac{P_{в0}}{P_{r0}} \approx 1,05...1,1$), значениях $\lambda_{r1} < 0,4...0,5$ и относительном шаге отверстий в ряду $t_n/d_n > 3$, практически не влияет на характер истечения и коэффициент расхода μ_v . При повышенном сопротивлении системы подвода воздуха к отверстиям может оказаться $q_n < 1$. В этом случае боковой обдув может привести к деформации струи и уменьшению ее площади на выходе из отверстия. Для оценок в первом приближении, согласно обобщению экспериментальных данных, можно положить в формуле (8.17) в диапазоне $q_n = 0,5...1$ и $\lambda_{r1} = 0,3...0,9$

$$\epsilon = 1 - a_1 (1,5 - q_n) - a_2 (1 - q_n) (\lambda_{r1} - 0,3)^2, \quad (8.20)$$

где $a_1 = 0,07...0,1$ и $a_2 = 0,25...0,3$ — эмпирические коэффициенты.

Влияние выпуска воздуха через перфорацию на коэффициент скорости φ и КПД охлаждаемой решетки. Подставим выражения (8.13) и (8.15) в (8.1) и, полагая $\delta \zeta_{np} = 0$, получим после простых преобразований

$$\delta \varphi_{охл} = -0,5 \left[\bar{G}_v (1 - \bar{i}_{в0}^*) + \sum_i G_{вi} \left(\frac{c_{ri}}{c_{r.ад}} \right)^2 \left(1 + \bar{i}_{в0}^* - 2 \frac{c_{вi} \sin \omega_i \cos \theta_i}{c_{ri}} \right) \right]. \quad (8.21)$$

Полагая для первого соплового аппарата $p_{в0}^* \approx p_{r0}^*$, из очевидных соотношений

$$c_{вi} = \varphi_{отв} \sqrt{2 c_{pв} T_{в0}^* \left[1 - \left(\frac{p_i}{p_{в0}^*} \right)^{\frac{k_v-1}{k_v}} \right]}; \quad c_{ri} \approx \sqrt{2 c_{pр} T_{r0}^* \left[1 - \left(\frac{p_i}{p_{r0}^*} \right)^{\frac{k_r-1}{k_r}} \right]};$$

получим в первом приближении

$$\frac{c_{вi}}{c_{ri}} \approx \varphi_{отв} \sqrt{\frac{T_{в0}^*}{T_{r0}^*}}. \quad (8.22)$$

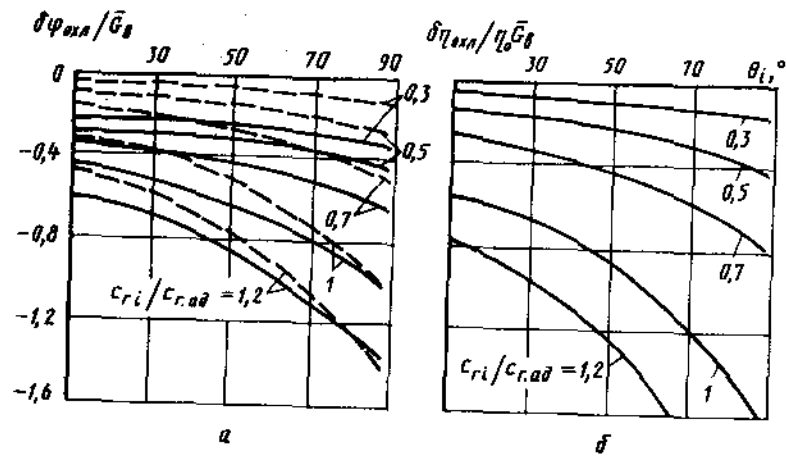


Рис. 8.4. Зависимость $\delta \bar{\varphi} = \frac{\delta \varphi_{\text{окл}}}{\bar{G}_B}$ (а) и $\delta \bar{\eta} = \frac{\delta \eta_{\text{окл}}}{\eta_0 \bar{G}_B}$ (б) от θ_i при выпуске воздуха через перфорацию, $p_{\text{в}0}^* \approx p_{\text{г}0}^*$, $\omega_i = 90^\circ$, $i_{\text{в}0}^* = 0,6$ (----- $i_{\text{в}0}^* = 1$)

С учетом этого соотношения выражение (8.21) при выпуске на отдельных участках профиля можно переписать в виде

$$\delta \varphi_{\text{окл}} = -0,5 \bar{G}_B \left[(1 - i_{\text{в}0}^*) + \left(\frac{c_{r1}}{c_{r.ad}} \right)^2 (1 + i_{\text{в}0}^* - 2 \sqrt{i_{\text{в}0}^*} \varphi_{\text{отв}} \sin \omega_i \cos \theta_i) \right]. \quad (8.23)$$

Значения удельного снижения коэффициента скорости (на 1% выпускаемого воздуха) $\delta \bar{\varphi} = \frac{\delta \varphi_{\text{окл}}}{\bar{G}_B}$, подсчитанные по этой формуле с учетом (8.18) и (8.19) при $i_{\text{в}0}^* = 0,6$ и $\omega_i = 90^\circ$, приведены на рис. 8.4, а в зависимости от угла θ_i выхода отверстий на поверхность при различной безразмерной скорости газа $c_{r1} / c_{r.ad}$ в месте выпуска. Видно, что с увеличением угла θ_i коэффициент скорости φ при выпуске воздуха снижается быстрее, в особенности при выпуске на спинке ($c_{r1} / c_{r.ad} = 1 \dots 1,2$). Для сравнения на рисунке пунктиром нанесены результаты, относящиеся к случаю $i_{\text{в}0}^* = 1$.

Более наглядно газодинамическая эффективность охлаждаемой решетки характеризуется, как указывалось, ее КПД η_p . В случае $p_{\text{в}0}^* \approx p_{\text{г}0}^*$ получим

$$\frac{H_{\text{в.ад}}}{H_{\text{г.ад}}} = \frac{c_{pв}}{c_{pг}} \frac{T_{\text{в}0}^*}{T_{\text{г}0}^*} = i_{\text{в}0}^*. \quad (8.24)$$

Подставляя это соотношение, а также выражение (8.23) в (8.2), получим в первом приближении

$$\frac{\delta \eta_{\text{окл}}}{\eta_0} = - \sum_i \bar{G}_{\text{в}i} \left(\frac{c_{r1}}{c_{r.ad}} \right)^2 (1 + i_{\text{в}0}^* - 2 \varphi_{\text{отв}} \sqrt{i_{\text{в}0}^*} \sin \omega_i \cos \theta_i). \quad (8.25)$$

При выпуске воздуха через перфорацию на отдельных участках обводов профиля (при $c_{r1} / c_{r.ad} = \text{const}$ и $\theta_i = \text{const}$) это соотношение можно переписать в виде

$$\frac{\delta \eta_{\text{окл}}}{\eta_0} = -K_{\text{см}} \bar{G}_B \left(\frac{c_{r1}}{c_{r.ad}} \right)^2, \quad (8.26)$$

где $K_{\text{см}}$ — коэффициент, характеризующий потери смешения, отнесенные к местной скорости основного потока, оценивается по формуле

$$K_{\text{см}} = 1 + i_{\text{в}0}^* - 2 \varphi_{\text{отв}} \sqrt{i_{\text{в}0}^*} \sin \omega_i \cos \theta_i; \quad (8.27)$$

$c_{r1} / c_{r.ad}$ — безразмерная местная скорость газа в зоне смешения, характеризует расположение зоны выпуска по обводам профиля.

$$\text{Значения удельного снижения КПД, } \delta \eta = \frac{\delta \eta_{\text{окл}}}{\eta_0 \bar{G}_B} = -K_{\text{см}} \left(\frac{c_{r1}}{c_{r.ad}} \right)^2,$$

подсчитанные по этим формулам с учетом (8.18) и (8.19) при $i_{\text{в}0}^* = 0,6$ и $\omega_i = 90^\circ$, приведены на рис. 8.4, б в зависимости от θ_i при различных значениях $c_{r1} / c_{r.ad}$. Видно, что потери, связанные с выпуском воздуха через перфорацию, при увеличении угла θ_i возрастают, в особенности интенсивно на спинке лопаток. При выпуске воздуха на входной части профиля и на корытце ($c_{r1} / c_{r.ad} < 0,4$) снижение КПД решетки не превышает (0,2...0,25) \bar{G}_B . При выпуске воздуха на спинке профиля ($c_{r1} / c_{r.ad} = 1 \dots 1,2$) и $\theta_i = 50 \dots 60^\circ$ снижение КПД может достигать (1...1,5) \bar{G}_B . Поэтому при выпуске на спинке лопаток недопустимо применять углы $\theta_i > 20 \dots 25^\circ$. На корытце лопаток и на входной кромке ($c_{r1} / c_{r.ad} = 0,3 \dots 0,5$) влияние угла θ_i на потери относительно невелико, поэтому можно допускать $\theta_i = 40 \dots 45^\circ$.

Зависимость $K_{\text{см}}$ от $i_{\text{в}0}^*$, подсчитанная по (8.27) с учетом (8.18) и (8.19) для случая $\omega_i = 90^\circ$, показана на рис. 8.5. Для сравнения на графике пунктиром нанесены значения $K_{\text{см}}$, подсчитанные в предположении отсутствия потерь в системе охлаждения и выпуске воздуха касательно к обводам профиля, т. е. при $\varphi_{\text{отв}} = 1$ и $\theta_i = 0$. Кривая характеризует уровень местных потерь смешения, возникающих только из-за неравенства начальных температур выпускаемого воздуха и основного потока. Уровень этих потерь невысок; при $i_{\text{в}0}^* = 1$ выпускаемый воздух эквивалентен основному потоку и потери смешения, а также $\delta \eta_{\text{окл}}$ равны нулю. В реальном диапазоне $i_{\text{в}0}^* = 0,4 \dots 0,8$ и $\theta_i = 25 \dots 30^\circ$ потери в отверстиях перфорации (8.18) и (8.19) приводят к возрастанию $K_{\text{см}}$ до 0,6. Увеличение угла выхода θ_i приводит к дальнейшему увеличению $K_{\text{см}}$ и снижению КПД решетки.

С увеличением сопротивления системы подвода охлаждающего воздуха к отверстиям перфорации (например, при постановке дефлектора с дросселирующими отверстиями в полости перфорации) скорость истечения воздуха из отверстий уменьшается, что приводит к уменьшению последнего слагаемого в (8.27). При очень большом сопротивлении системы охлаждения ($\varphi_{\text{отв}} \rightarrow 0$) последним слагаемым можно пренебречь. При этом величина $K_{\text{см}}$ достигает максимального значения и не зависит

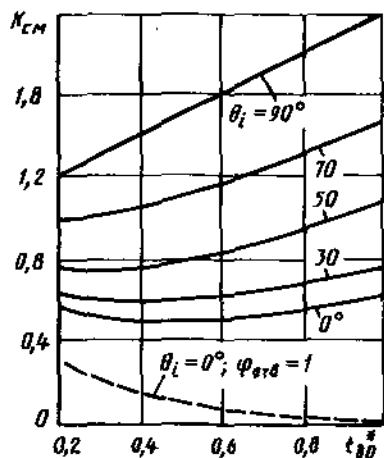


Рис. 8.5. Зависимость K_{cm} от θ_i при выпуске воздуха через перфорацию, $\rho_{в0} \approx \rho_{г0}$, $\omega_i = 90^\circ$

от углов $\theta_i = 90^\circ$ (выпуск воздуха через пористую оболочку или оболочку типа „лампой”). Сказанное наглядно иллюстрирует сильное влияние сопротивления системы заградительного охлаждения на снижение КПД охлаждаемой решетки.

Для создания заградительной пелены на лопатках воздух может выпускаться также через щели по обводам профиля. Такой способ выпуска во многом идентичен выпуску через перфорацию. Поэтому потери смешения и энергию выпускаемого воздуха можно оценивать по тем же формулам.

При выпуске воздуха через щели возмущения, возникающие в месте выпуска, несколько возрастают по сравнению с выпуском через отверстия перфорации, вследствие чего отрыв потока может возникать при меньшей интенсивности выпуска и меньших углах θ_i . Поэтому угол выхода щелей на поверхность целесообразно выполнять минимально возможным ($\theta_c < 20...25^\circ$; $\theta_c < 30...35^\circ$). В заключение отметим, что изменение пропускной способности решетки с заградительным охлаждением можно оценить по формулам (7.22 и 7.23).

8.3. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОК С ВЫПУСКОМ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ ОБОЛОЧКУ ЛОПАТОК

Влияние выпуска воздуха через пористую оболочку лопаток исследовалось на решетках 1...3, параметры которых даны в табл. 8.1. Схема решеток показана на рис. 8.6 (решетка 2 была получена из решетки 1 путем увеличения угла установки γ на 10°). Для изготовления пористой оболочки использовались пластины толщиной 1 мм, полученные прокаткой четырех слоев сетки, подвергнутых термодиффузионному спеканию при высокой температуре и давлении. Число ячеек в исходных сетках было равно 4...5 на 1 мм^2 . После спекания и прокатки ячейки принимают

Таблица 8.1

Параметры решеток с выпуском воздуха через пористую оболочку

Решетка	$\beta_{1к}^*$	$\beta_{2эф}^*$	ϵ_{max}	t	δ^*	d_1	d_2	γ^*	K
1	79	20	0,19	0,63	18	0,13	0,09	50	2,8
2	69	30	0,19	0,63	15	0,13	0,06	60	1,8
3	45	37	0,18	0,56	7	0,12	0,07	75	1,18

неправильную щелеобразную форму; число их, по-видимому, существенно не изменяется. Измерения показали, что пористость пластины достаточно однородна. Изменяя степень прокатки (толщину пластины), можно в широких пределах изменять ее пористость (проницаемость).

Лопатки решеток 1 и 2 были выполнены двухполостными. Воздух подводился в переднюю полость, давление в задней полости уменьшалось вследствие дросселирования воздуха в узких щелях между оболочкой и центральным телом лопатки. Пористость оболочки на корытце была выше, чем на спинке; это обеспечивало примерно одинаковый расход охлаждающего воздуха по обводам профиля. Лопатки решетки 3 были сделаны многокамерными; воздух в каждую камеру подводился из общей полости через дросселирующие устройства, обеспечивающие примерно одинаковый расход воздуха через камеру независимо от противодавления в потоке газа.

На рис. 8.7, а показаны результаты исследования сопловых решеток 1 при равномерном выпуске воздуха по обводам профиля и различных значениях скорости потока $\lambda_{зад}$. Видно, что с увеличением C_b коэффициент скорости φ заметно уменьшается, в особенности при малых значениях $\lambda_{зад}$: при $\lambda_{зад} = 0,7...0,9$ и $C_b = 0,02...0,03$ $\delta\varphi_{охл} = -(0,005...0,007)$. Отметим, что коэффициент скорости φ на режиме $C_b = 0$ был практически таким же, что и в случае сплошных лопаток. Это обуславливалось незначительной проницаемостью оболочки, вследствие чего перетекания со стороны корытца на спинку на этом режиме были пренебрежимо малы.

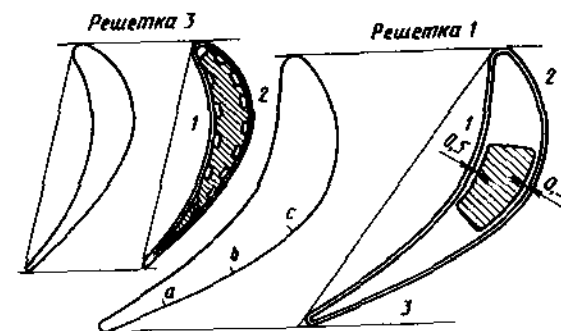


Рис. 8.6. Схемы решеток 1 и 3 (табл. 8.1) с пористой оболочкой лопаток: 1, 2, 3 — зоны выпуска воздуха; а, б, с — отборы статического давления

При возрастании скорости за решеткой до $\lambda_{2ад} \approx 1$ влияние выпуска воздуха уменьшается, что объясняется отчасти увеличением конфузорности течения в решетке. Это приводит к снижению потерь смешения и увеличению работоспособности выпускаемого воздуха. Кроме того, при выпуске воздуха на спинке могут уменьшаться волновые потери в решетке.

Затем были проведены испытания этой решетки, но с выпуском воздуха лишь на корытце (1), на спинке (2), на диффузорном участке спинки (3), а также на входной кромке. На рис. 8.8 приведены снятые с помощью микронасадка эпюры полных давлений за выходными кромками лопаток при выпуске воздуха на этих участках. Видно, что выпуск на корытце (1) приводит лишь к незначительной деформации поверхностных слоев пограничного слоя, что свидетельствует о невысоком уровне потерь смешения вблизи этой поверхности. Видно также, что влияние выпуска воздуха распространяется на значительное расстояние в ядро потока. Это объясняется интенсивным перемешиванием воздуха с основным потоком вследствие повышенного уровня турбулентности в пограничном слое на вогнутой поверхности под влиянием вихрей Гертлера-Тейлора в пределах пограничного слоя.

Выпуск воздуха на спинке приводит к значительному увеличению потерь. Особенно сильно потери возрастают при выпуске на диффузорном участке спинки (3) из-за повышенных потерь на смешение и практически нулевой работоспособности воздуха.

При выпуске воздуха через пористую оболочку на входной части профиля потери в решетке практически не изменялись. При отсосе части рабочего тела через пористую оболочку, в особенности на спинке в косом срезе потери в пограничном слое и в следе заметно уменьшались (однако при этом уменьшался и расход рабочего тела за решеткой).

На рис. 8.7, б показано снижение коэффициента скорости φ для всех рассмотренных зон выпуска в решетке 1; видно, что с увеличением $\lambda_{2ад}$ снижение коэффициента скорости φ при выпуске воздуха замедляется, особенно на спинке лопаток. По-видимому, это объясняется благоприятным влиянием выпуска воздуха на перерасширение потока и уровень волновых потерь, возникающих вблизи спинки в зоне косого среза. Действительно, как видно из рис. 8.9, выпуск воздуха на режимах $\lambda_{2ад} > 0,8$ приводит к заметному уменьшению перерасширения. Это можно объяснить турбулизацией пристеночных слоев, выпускаемым воздухом, вследствие чего интенсивность обмена энергией между струйками тока возрастает, а местное перерасширение — уменьшается.

Измерения параметров потока за решеткой показывают, что на трансзвуковых режимах ($\lambda_{2ад} > 0,9$) при выпуске воздуха на спинку потери в следе существенно возрастают, однако в ядре потока между следами (где и проявляются волновые потери в кромочных скачках уплотнения) они заметно снижаются.

Как указывалось, при выпуске воздуха через проникаемую оболочку уменьшаются потери трения. Кроме того, вследствие утолщения пограничных слоев может уменьшиться кромочное разрежение и, следовательно, величина кромочных потерь.

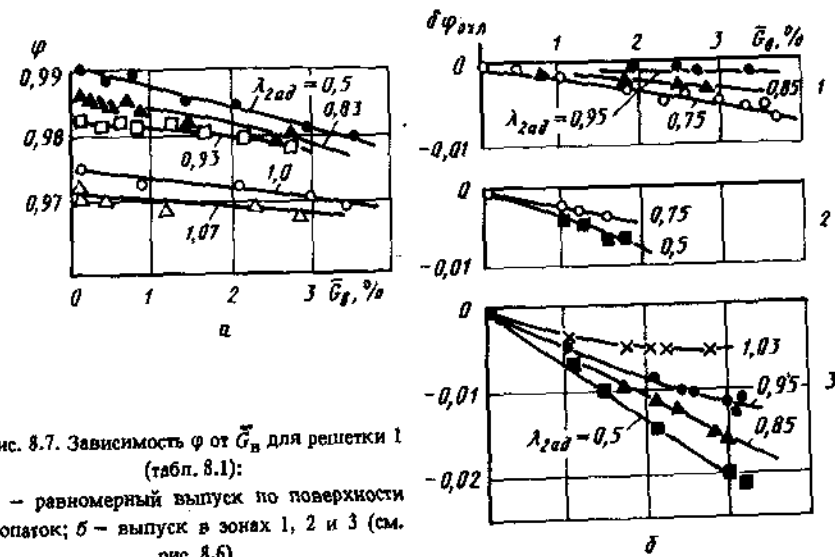


Рис. 8.7. Зависимость φ от \bar{C}_p для решетки 1 (табл. 8.1):

а — равномерный выпуск по поверхности лопаток; б — выпуск в зонах 1, 2 и 3 (см. рис. 8.6)

Суммарное влияние всех указанных факторов на изменение профильных потерь в решетке при выпуске воздуха через проникаемую оболочку на корытце или спинке лопаток показано на рис. 8.10. Видно, что при выпуске на корытце удельное изменение коэффициента профильных потерь, связанное с уменьшением потерь трения и кромочных потерь, составляет $\delta \zeta_{пр} / \bar{C}_p \approx -0,2$. При выпуске воздуха на спинку на дозвуковых режимах ($\lambda_{2ад} < 0,8$) из-за более высокого уровня потерь трения величина $\delta \zeta_{пр} / \bar{C}_p \approx -(0,25...0,3)$. На трансзвуковых режимах работы ($\lambda_{2ад} > 0,9$) из-за благоприятного влияния выпуска воздуха на уровень волновых потерь удельное изменение профильных потерь может составлять $\delta \zeta_{пр} / \bar{C}_p = -(0,6...0,8)$.

Аналогичные результаты были получены и при исследовании решетки 2 и 3. В частности, на рис. 8.11 показаны зависимости $\varphi(\bar{C}_p)$ в рабочей решетке 3 при выпуске воздуха на корытце (а) или на корытце и спинку (б) лопаток. Оказалось, что при выпуске на корытце φ практически не снижается. Это объясняется отмеченным влиянием снижения потерь трения (значения $\delta \zeta_{пр} / \bar{C}_p$ оказались примерно такими же, как и в решетках 1 и 2; см. рис. 8.10), что компенсировало потери смешения вблизи корытца.

При выпуске воздуха на корытце и спинку лопаток коэффициент скорости φ существенно уменьшался, в особенности при низких значениях $\lambda_{2ад}$. Так, при $\lambda_{2ад} < 0,76$ уменьшение φ составляло $(0,6...0,9) \bar{C}_p$. При $\lambda_{2ад} > 0,85$ влияние выпуска на величину φ незначительно. По-видимому, выпуск воздуха на спинке рабочих лопаток приводит к уменьшению профильных потерь примерно так же, как и в сопловой решетке (см. рис. 8.10).

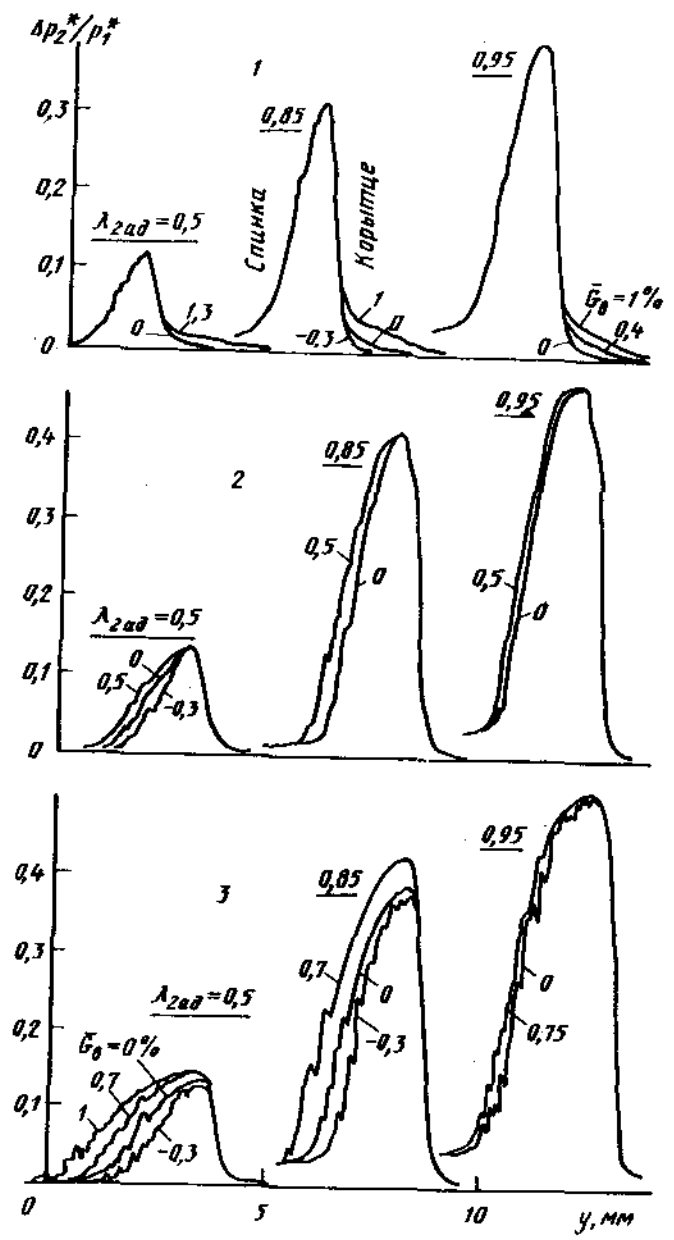


Рис. 8.8. Эпюры полного давления за выходными кромками лопаток в решетке 1 (табл. 8.1) при выпуске воздуха на корытце (1), на спинке (2), на спинке в зоне косого среза (3)

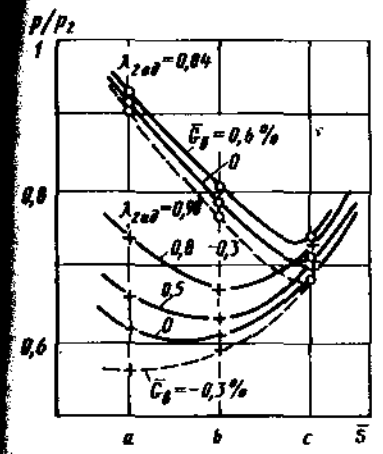


Рис. 8.9. Распределение относительного давления p/p_2 по спинке лопаток в решетке 1: а, б, с, — места измерения (см. рис. 8.6)

Следует подчеркнуть, что пористая оболочка была получена прокаткой и имела гладкую поверхность. Поэтому уровень профильных потерь во всех исследованных решетках на режимах $G_0 = 0$ и в отсутствии перетеканий с корытца на спинку был примерно таким же, что и в аналогичных решетках со сплошными лопатками. Согласно литературным данным [8], в ряде случаев пористая оболочка лопаток может иметь повышенную шероховатость, что может привести на указанных режимах к значительному увеличению профильных потерь. Естественно, что влияние выпуска воздуха через поры в подобных решетках может отличаться от полученных результатов.

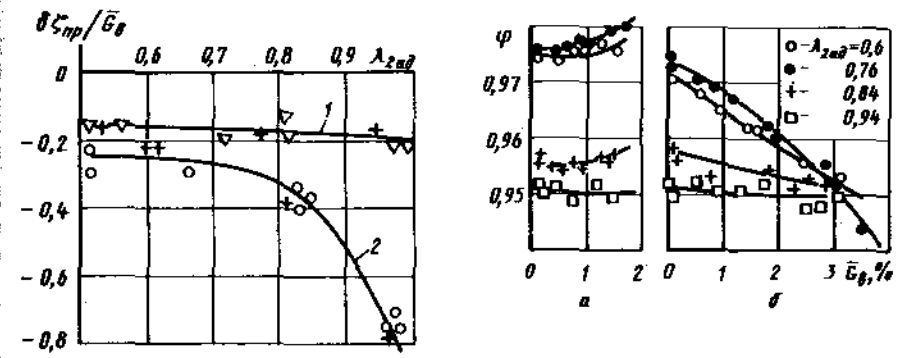


Рис. 8.10. Изменение профильных потерь при выпуске воздуха через пористую оболочку лопаток в решетках 1...3 (табл. 8.1): 1 — выпуск на корытце, 2 — выпуск на спинку, ○ — решетка 1, Δ — решетка 2, + — решетка 3

Рис. 8.11. Зависимость φ от G_0 в рабочей решетке 3 (табл. 8.1) при выпуске воздуха через пористую оболочку на корытце (а) и на обе стороны профиля (б)

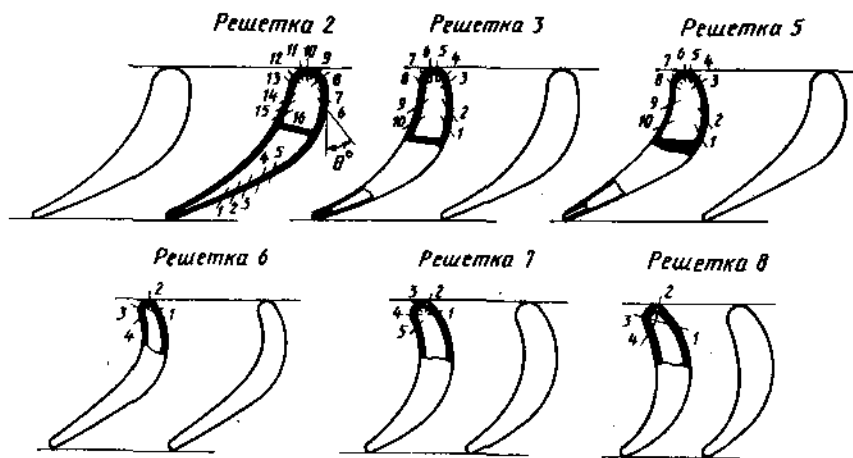


Рис. 8.12. Схемы решеток 2, 3, 5...8 (табл. 8.2)

При повышенной проницаемости оболочки и отсутствии индивидуального подвода охлаждающего воздуха к отдельным зонам обводов профиля на режимах $\bar{G}_b = 0$ может возникнуть интенсивное перетекание рабочего тела со стороны входной кромки и корытца на спинку лопаток. Это приведет к возникновению потерь смещения на спинке и снижению эффективности решетки. В ряде случаев при интенсивном выпуске воздуха на спинку лопаток в косом срезе решетки возникает отрыв потока и потери значительно возрастают. Более детально это явление рассмотрено в следующем разделе.

8.4. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОК С ВЫПУСКОМ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ПЕРФОРАЦИЮ

Особенности экспериментальных решеток. Влияние выпуска воздуха через перфорацию на газодинамическую эффективность турбинных решеток было исследовано на сопловых и рабочих решетках, основные параметры которых приведены в табл. 8.2, а схемы на рис. 8.12, 8.13 и 8.16. Решетки исследовались при расположении перфорации на различных участках профиля, а также при различных параметрах перфорации: угле θ_i выхода отверстий на поверхность, диаметре отверстий d_m , шаге отверстий в ряду t_n и т. д. Параметры перфорации (включая относительную площадь отверстий i -го ряда $\bar{F}_i = F_i / F_r$ и всех рядов перфорации $\bar{F}_\Sigma = F_\Sigma / F_r$) приведены в табл. 8.3. Отверстия перфорации выполнялись электроэрозией. Особенно детально были исследованы решетки 1 и 4. Параметры перфорации этих решеток приведены в табл. 8.4.

Решетка 1 была составлена из семи сопловых лопаток в виде сектора и имела на выходе канал, выполненный примерно по линиям тока. Градиент давления по высоте лопаток на выходе из решетки поддержи-

вался близким в натурному, что обеспечивалось установкой на наружном диаметре отводящего канала козырька высотой 5 мм. Все остальные решетки – плоские ($h = 125$ или 70 мм, число лопаток $z = 7...9$; $l = 50...90$ мм).

Таблица 8.2

Параметры решеток с выпуском воздуха через перфорацию

Решетка	$\beta_{1к}^*$	$\beta_{2эф}^*$	c_{max}	t	δ^*	d_1	\bar{d}_2	γ^*	K
1	90	22,8	0,27	0,74	12	0,16	0,14	52,5	2,6
2	90	22	0,21	0,66	13	0,17	0,13	47	2,6
3	90	22	0,20	0,67	7	0,13	0,12	50	2,7
4	90	19	0,19	0,72	13	0,16	0,14	38	3,1
5	90	19	0,25	0,73	7	0,17	0,13	50	3,1
6	60	26	0,15	0,72	10	0,11	0,21	56	1,95
7	52	30	0,19	0,62	13	0,14	0,21	68	1,6
8	45	33	0,24	0,56	15	0,16	0,21	80	1,3

Экспериментальные результаты сопоставлялись с расчетными по расходу охлаждающего воздуха \bar{G}_b и коэффициенту скорости $\varphi = c_1 / c_{г.ад}$. Кроме того, проводилось сопоставление решеток по их КПД – η_p . Исследование, вторичная обработка и расчеты проводились для всех решеток практически одинаково. В результате была подтверждена достоверность формул для оценки влияния заградительного охлаждения на газодинамическую эффективность решеток, а также получены скорректированные данные по пропускной способности системы отверстий перфорации (см. разд. 8.2).

Исследование сопловых решеток. Лопатки секторной сопловой решетки 1 были выполнены двухполостными. Воздух из передней полости выпускался через перфорацию, из задней полости – через щели в выходных кромках. Расходы воздуха через обе полости регулировались независимо. Все измерения проводились на среднем диаметре за двумя средними лопатками.

На рис. 8.13, б показана зависимость φ ($\lambda_{2ад}$) в решетке 1 с различными вариантами перфорации (см. табл. 8.4) при $\bar{G}_b = 0$. Видно, что из-за перетекания рабочего тела через полость перфорации под действием разности давлений от корытца на спинку величина φ значительно снижается.

Измерения распределения статического давления по обводам входной части профиля в этой решетке, а также в других решетках при выпуске воздуха через перфорацию $\bar{G}_b = 0,03...0,05$ и при отсутствии перфорации на лопатках показали, что введение перфорации и выпуск воздуха несколько изменяет распределение давлений, в особенности на спинке. Однако в первом приближении при оценке расхода воздуха через перфорацию распределение давлений по обводам профиля можно считать не

Таблица 8.3

Параметры перфорации решеток 2, 3, 5...8

Решетка	Ряды	d_n , мм	t_n , мм	θ_i°	ω_i°	\bar{F}_i	\bar{F}_Σ
2	1...7	0,55	5	45	90	0,002	0,05
	8...13	0,55	2,5	90	60	0,004	
	14...16	0,55	3	45	90	0,003	
3	1...2	1,22	3,4	45	90	0,014	0,094
	3...4	0,7	2,8	90	45	0,006	
	5...6	0,7	3,6	90	45	0,0045	
	7...8	0,7	2,8	90	45	0,006	
	9...10	1,35	3,7	45	90	0,017	
5	1...2	1,22	3,4	45	90	0,016	0,107
	3...4	0,7	2,8	90	45	0,0065	
	5...6	0,7	3,6	90	45	0,005	
	7...8	0,7	2,8	90	45	0,0065	
	9...10	1,35	3,7	45	90	0,019	
6	1	0,95	5	55	90	0,006	0,025
	2...3	0,95	5	90	45	0,006	
	4	0,95	5	65	90	0,006	
7	1	0,78	4	65	90	0,0063	0,033
	2	0,78	4	90	45	0,0063	
	3	1,18	7,8	90	45	0,0075	
	4	0,78	4	90	45	0,0063	
	5	0,78	4	85	90	0,0063	
8	1	0,86	4,5	63	90	0,006	0,025
	2...3	0,86	4,5	90	45	0,006	
	4	0,86	4,5	85	90	0,006	

зависящим от выпуска воздуха и принимать его таким же, как при сплошных лопатках. Конечно, при интенсивном выпуске воздуха, например, через щели и под повышенными углами θ_i к обводам профиля распределение давлений в зоне выдува может изменяться весьма существенно, особенно в случае отрыва потока под влиянием выдува.

На рис. 8.14, а показано расчетное распределение расходов воздуха по рядам отверстий в решетке 1.1 в зависимости от $\bar{p}_{\Sigma 0}^*$ для $\zeta_0 = 1$ (условия эксперимента) и $t_{\Sigma 0}^* = 0,6$ (натурные условия). Видно хорошее совпадение расчетного и экспериментального расходов воздуха при выпуске через все 10 рядов отверстий. Видно также, что расход через ряды 1...2 на спинке примерно в 1,5...2 раза больше, чем через аналогичные ряды 9...10 на корытце.

При уменьшении $\bar{p}_{\Sigma 0}^*$ расход воздуха через ряды 3...10 быстро уменьшается из-за снижения располагаемого перепада давлений и при

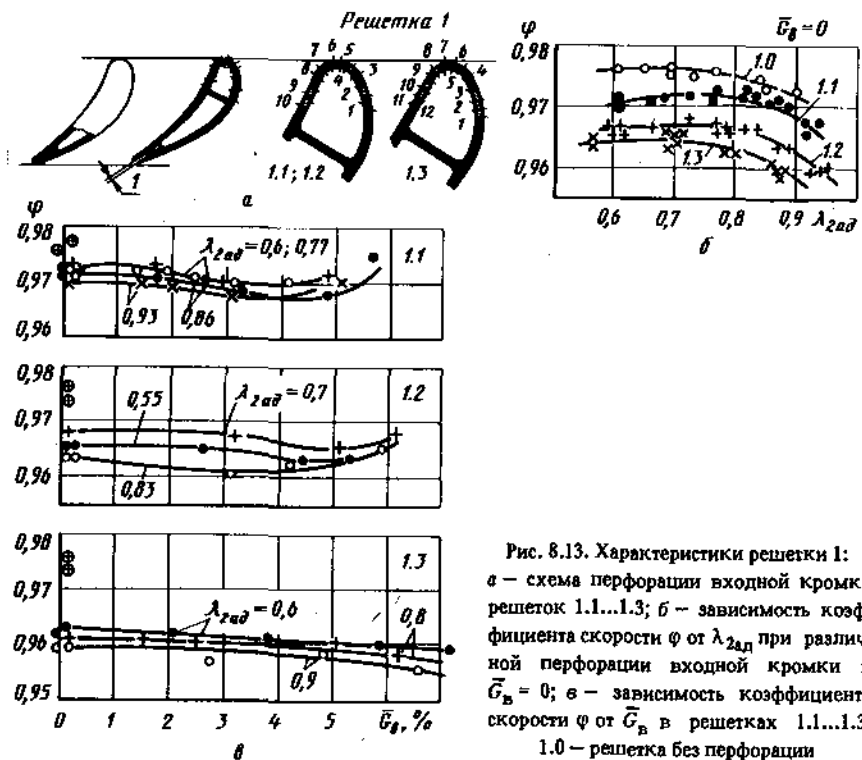
Таблица 8.4

Параметры перфорации решеток 1 и 4

Решетка (вариант)	Ряды	d_n , мм	t_n , мм	θ_i°	ω_i°	\bar{F}_i	\bar{F}_Σ
1.1	1...2	1,23	4	52	90	0,015	0,088
	3...8	0,55	2,8	90	45	0,004	
	9...10	1,23	3,6	50	90	0,017	
1.2	1...2	1,75	4	52	90	0,03	0,152
	3...8	0,55	2,8	90	45	0,004	
	9...10	1,75	3,6	50	90	0,034	
1.3	1...3	1,05	2	50	90	0,022	0,165
	4...9	0,55	2,8	90	45	0,004	
	10...12	1,05	1,8	50	90	0,025	
4.1	1	0,5	1	45	90	0,01	0,1
	2			60			
	3			70			
	4...10			90			
4.2	1...5	0,5	3	50	90	0,0033	0,017
4.3	1...5	0,66	3	83; 41; 26	90	0,0055	0,028
4.4	1	1,4	3	55	90	0,026	0,05
	2	0,5		50		0,0033	
	3	0,5		60		0,0033	
	4...8	0,5		90		0,0033	

$\bar{p}_{\Sigma 0}^* \approx 0,95$ становится отрицательным, т. е. начинается втекание рабочего тела в лопатку. При $\bar{p}_{\Sigma 0}^* \approx 0,93$ суммарный расход через перфорацию $\bar{G}_B = 0$, однако за счет втекания рабочего тела через ряды 3...10 расход его через ряды 1...2 на спинке $\bar{G}_{B, 1-2} = 0,012...0,013$. Поэтому при уменьшении расхода воздуха через перфорацию в диапазоне $\bar{G}_B = 0,035...0$ расход его через ряды 1...2 на спинке и, следовательно, дополнительные потери в решетке изменяются только незначительно.

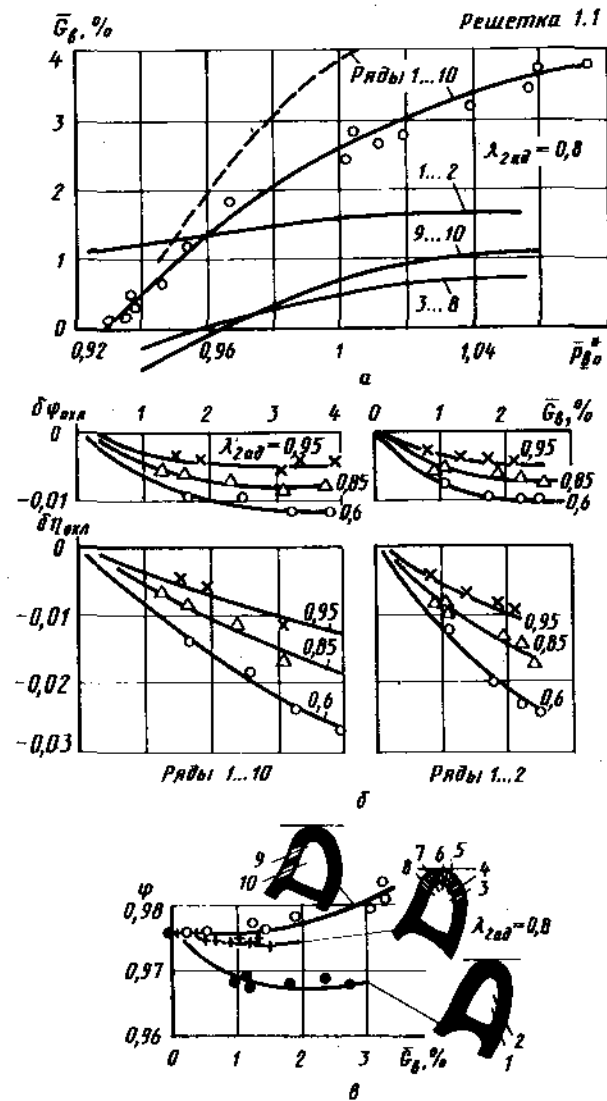
Это хорошо прослеживается на рис. 8.13, в, на котором представлены зависимости $\varphi(\bar{G}_B)$ в решетке 1 при различных вариантах перфорации. Для наглядности на оси ординат нанесены значения φ_0 , полученные на решетке 1.0 со сплошными лопатками. На рис. 8.14, б приведены зависимости $\delta\varphi_{\text{окл}} = \varphi - \varphi_0$ и $\delta\eta_{\text{окл}} = \eta_p - \eta_0$ (где $\eta_0 = \varphi_0^2$ - КПД решетки со сплошными лопатками) от \bar{G}_B в решетке 1.1. Видно удовлетворительное совпадение расчетных (сплошные линии) и экспериментальных результатов. Видно также, что снижение φ и η_p решетки определяется в основном выпуском на спинку, $\delta\varphi_{\text{окл}}$ и $\delta\eta_{\text{окл}}$ при выпуске через ряды 1...2



$\bar{G}_b = 0,015...0,02$ практически такие же, что и при выпуске через все ряды 1...10 $\bar{G}_b = 0,03...0,04$.

Выпуск воздуха на корытце, а также непосредственно на входной кромке практически не влияет на эффективность решетки, что объясняется невысоким уровнем потерь смешения и повышенной работоспособностью воздуха, выпускаемого в зоне низких скоростей основного потока. Это наглядно показано также на рис. 8.14, в, на котором приведены значения φ в решетке 1.1 при выпуске воздуха через перфорацию на различных участках обводов профиля.

Из рис. 8.14, б видно также, что с увеличением $\lambda_{2ад}$ снижение φ и η_p в решетке с выпуском воздуха на передней части профиля значительно замедляется. Так, при $\bar{G}_b = 0,035$ и $\lambda_{2ад} = 0,6$ снижение КПД $\delta\eta_{охл} = -0,025$; при $\lambda_{2ад} = 0,95$ $\delta\eta_{охл} = -0,012$. Это объясняется, с одной стороны, увеличением конфузорности течения в решетке с ростом $\lambda_{2ад}$. С другой стороны, при $\lambda_{2ад} > 0,8...0,85$ решетки практически запираются, т. е. скорость на передней части профиля и, следовательно, потери смешения при выпуске воздуха остаются постоянными, в то время как располагаемая энергия газа возрастает пропорционально $\lambda_{2ад}^2$. Аналогичные резуль-



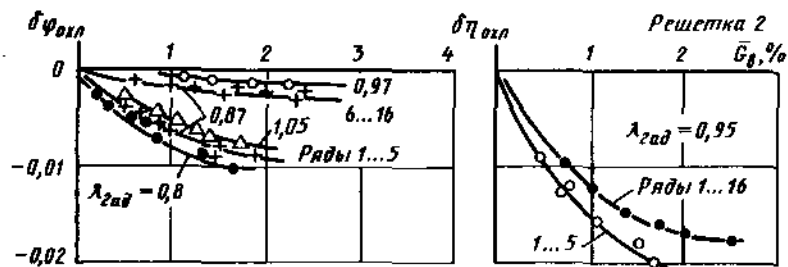


Рис. 8.15. Зависимость $\delta\varphi_{\text{окл}}$ и $\delta\eta_{\text{окл}}$ от \bar{G}_b в решетке 2

таты были получены и при всех других вариантах перфорации решетки 1 (см. рис. 8.20).

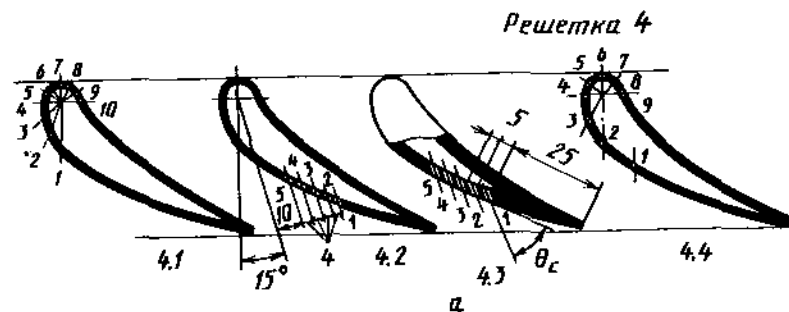
Результаты исследования решетки 2 приведены на рис. 8.15 (сплошные линии соответствуют расчету при $t_{20}^* = 1$). Видно, что выпуск воздуха на входной части профиля и на корытце (ряды 6...16) приводит лишь к незначительному снижению эффективности решетки. Выпуск воздуха на спинке в зоне косого среза (ряды 1...5) приводит к существенному снижению коэффициента скорости φ и КПД решетки: при выпуске $\bar{G}_b = 0,01$ величина $\delta\eta_{\text{окл}} \approx -0,015$. Расчетные и экспериментальные результаты хорошо согласуются между собой, это указывает на отсутствие отрыва на спинке при умеренной интенсивности выпуска воздуха.

Рассмотрим результаты исследования решетки 4. Как видно из рис. 8.16, а и табл. 8.4, в решетке 4.1 производился интенсивный выпуск воздуха на передней части профиля (10 рядов мелкой перфорации $d_n = 0,5$ мм; $t_n = 1$ мм; $\bar{F}_l = 0,01$; $\theta_l = 45...90^\circ$). Согласно расчетным оценкам, умеренный выпуск воздуха в этой зоне не должен приводить к повышенным потерям. Однако экспериментальное исследование показало, что при выпуске воздуха в зоне рядов 3...5 ($\theta_l = 50...90^\circ$) на спинке возникал отрыв потока и потери значительно возрастали по сравнению с расчетом.

Отрыв потока в решетке 4.1 возникал даже на режиме $\bar{G}_b = 0$ под влиянием перетечек рабочего тела через полость перфорации. Это хорошо видно на рис. 8.16, б (верхняя кривая на левом графике относится к лопаткам без перфорации). Видно, что под влиянием перетечек и отрыва потока коэффициент скорости φ уменьшался на $0,03...0,05$. Выпуск воздуха только на спинке через ряды 1...5 приводил к снижению φ на $0,02...0,025$ уже при $\bar{G}_b = 0,01...0,015$ (см. правый график на рис. 8.16, б).

В варианте 4.4 интенсивность выпуска на входном участке спинки была уменьшена (в рядах 2...5 $d_n = 0,5$ мм; $t_n = 3$ мм; $\bar{F}_l = 0,0033$). Это привело к исчезновению отрыва на входном участке спинки и резкому уменьшению потерь: при выпуске через ряды 2...5 $\bar{G}_b = 0,01...0,015$ $\delta\varphi_{\text{окл}} \approx 0,002$. Дополнительный выпуск воздуха через ряд 1 крупной перфорации ($d_n = 1,4$ мм; $t_n = 3$ мм) на спинке профиля приводил к снижению коэффициента скорости еще на $\delta\varphi_{\text{окл}} = 0,005$.

В варианте 4.2 (5 рядов отверстий на спинке в косом срезе $d_n = 0,5$ мм; $t_n = 3$ мм; $\theta_l = 50^\circ$) выпуск воздуха приводил к заметному уменьшению



Решетка 4.1

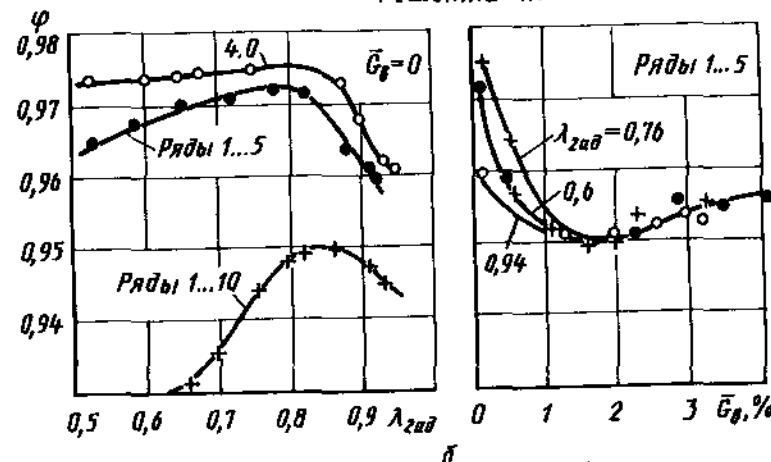
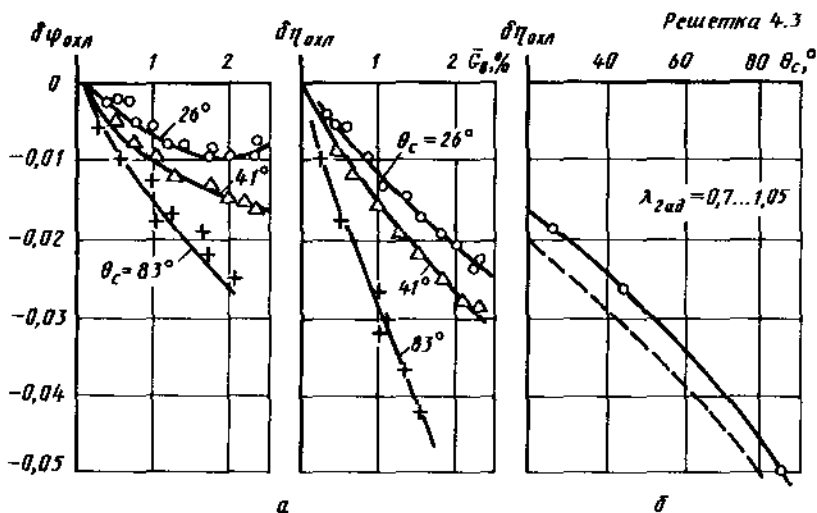


Рис. 8.16. Схема решетки 4 (а) и экспериментальные характеристики решетки 4.1 (б); 4.0 — решетка без перфорации; 4.1...4.4 — варианты решетки с различной перфорацией

φ примерно одинаково при значениях $\lambda_{2ад} = 0,6...0,94$. Так, уже при $\bar{G}_b = 0,01...0,015$ $\delta\varphi_{\text{окл}} \approx -0,005$.

Влияние угла выхода отверстий на спинку θ_c было исследовано на решетке 4.3 (5 рядов на спинке $d_n = 0,66$ мм; $t_n = 3$ мм; $\theta_c = 83^\circ, 41^\circ$ и 26°). Из рис. 8.17, а, в частности, видно, что с уменьшением θ_c снижение φ при выпуске воздуха существенно замедляется. При уменьшении θ_c от 83° до 26° снижение КПД решетки при выпуске воздуха на спинке замедляется в 2...2,5 раза. Поэтому в случае выпуска воздуха на спинке лопаток целесообразно применять углы $\theta_c < 20...25^\circ$.

На рис. 8.17, б приведена зависимость $\delta\eta_{\text{окл}}$ от угла выхода отверстий на поверхность лопаток θ_c при давлении в полости перфорации $\bar{p}_{20}^* = 1,03$; при этом $\bar{G}_b \approx 0,02$. Видно, что удельное снижение КПД решет-



8.17. Характеристики решетки 4.3 при $\lambda_{2ад} = 0,7...1,05$:
 а — зависимость $\delta\varphi_{охл}$ и $\delta\eta_{охл}$ от $\bar{G}_в$; б — зависимость $\delta\eta_{охл}$ от θ_c при $\bar{p}_{в0}^* = 1,03$, $\bar{G}_в = 0,02$;
 — расчет при $t_{в0}^* = 1$, - - - - - расчет при $t_{в0}^* = 0,6$

ки 4.3 при выпуске воздуха на спинке в зависимости от угла θ_c может составлять $\delta\eta = \frac{\delta\eta_{охл}}{\eta_0 \bar{G}_в} = 1,0...2,5$.

На рис. 8.17 видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. Это свидетельствует об отсутствии дополнительных потерь в решетке, в частности, об отсутствии отрыва на спинке в зоне выпуска, что объясняется относительно редким расположением отверстий в ряду и малой интенсивностью выпуска ($\bar{F}_\Sigma = 0,028$; см. табл. 8.4).

Исследование сопловых решеток 3 и 5 показало, что вследствие выпуска воздуха в зоне невысоких скоростей основного потока снижение коэффициента скорости φ и КПД η_p в них относительно невелики.

С увеличением $\lambda_{2ад}$ потери, связанные с выпуском воздуха через перфорацию, заметно уменьшаются. Зависимости $\delta\eta_{охл}$ от $\lambda_{2ад}$ в этих решетках при давлении в полости перфорации $\bar{p}_{в0}^* = 1,03$ показаны на рис. 8.20; некоторые результаты расчетов приведены в табл. 8.5.

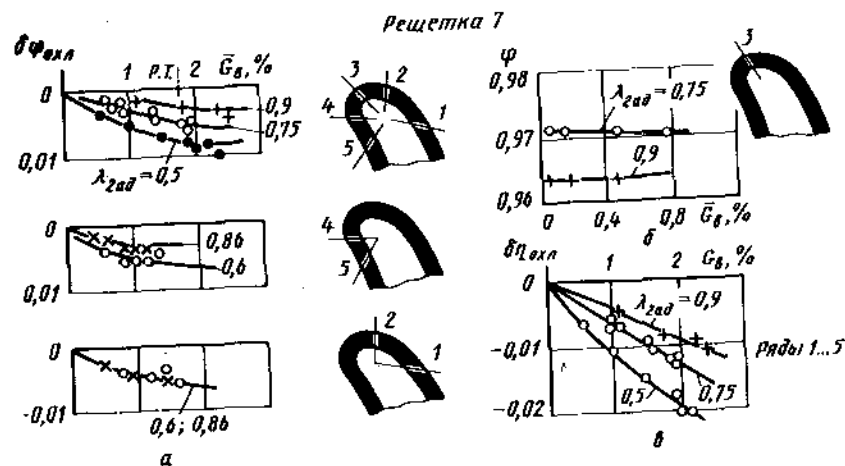
Исследование рабочих решеток. Решетка 6 соответствовала периферийному сечению рабочего колеса. Умеренная перфорация входной кромки (см. табл. 8.3) обеспечивает невысокий уровень дополнительных потерь, связанных с организацией заградительного охлаждения. При давлении в полости перфорации $\bar{p}_{в0}^* = 1,05$ относительный расход воздуха составлял в условиях эксперимента $\bar{G}_в \approx 0,015$, а снижение КПД решетки в диапазоне $\lambda_{2ад} = 0,85...0,9$ не превышало $\delta\eta_{охл} = -0,006$ (см. рис. 8.20 и табл. 8.5).

Значения $\bar{G}_в$ и $\delta\eta_{охл}$ в исследованных решетках

Решетка	$t_{в0}^* = 1$				$t_{в0}^* = 0,6$			$\lambda_{2ад}$	$\bar{p}_{в0}^*$
	$\bar{G}_{вр}, \%$	$\bar{G}_{в,акс}, \%$	$\delta\eta_{охл,р}$	$\delta\eta_{охл,акс}$	$\bar{G}_{вр}, \%$	$\delta\eta_{охл,р}$	$\delta\bar{\eta}$		
1,1	3,2	3	0,014	0,013	4,6	0,017	0,37	0,85	1,03
2	2,2	2,4	0,016	0,017	3,1	0,019	0,61	0,95	1,03
3	3,5	3,7	0,005	0,006	4,7	0,007	0,15	1,1	1,03
4,3*	2,1	2	0,029	0,028	2,7	0,029	1,08	0,95	1,03
5	4,2	4,2	0,007	0,008	5,8	0,008	0,14	1,1	1,03
6	1,4	1,5	0,005	0,006	2,1	0,006	0,28	0,85	1,05
7	1,6	1,7	0,011	0,012	2,5	0,012	0,48	0,85	1,05
8	1,8	2	0,022	0,03	2,3	0,024	1,05	0,85	1,05

Экспериментальные характеристики решетки 7, соответствующей среднему сечению рабочего класса приведены на рис. 8.18. На рисунке можно видеть, что при выпуске воздуха в зоне нулевой линии тока (ряд 3, $\theta_i = 90^\circ$ и $\omega_i = 45^\circ$) потери практически отсутствуют, поскольку в этой зоне скорость основного потока и, следовательно, потери смещения незначительны. При выпуске $\bar{G}_в \approx 0,02$ через все ряды перфорации в этой решетке изменение КПД при $\lambda_{2ад} = 0,8...0,9$ составляет $\delta\eta_{охл} \approx -0,012$.

Характеристики решетки 8, соответствующей корневому сечению рабочего колеса, приведены на рис. 8.19. На рис. 8.19, а показаны зависи-



8.18. Экспериментальные характеристики решетки 7:
 а, б — зависимости $\delta\varphi_{охл}$ и φ от $\bar{G}_в$ — при выпуске воздуха через различные ряды перфорации;
 в — зависимость $\delta\eta_{охл}$ от $\bar{G}_в$ при выпуске через ряды 1...5

* $\theta_c = 41^\circ$.

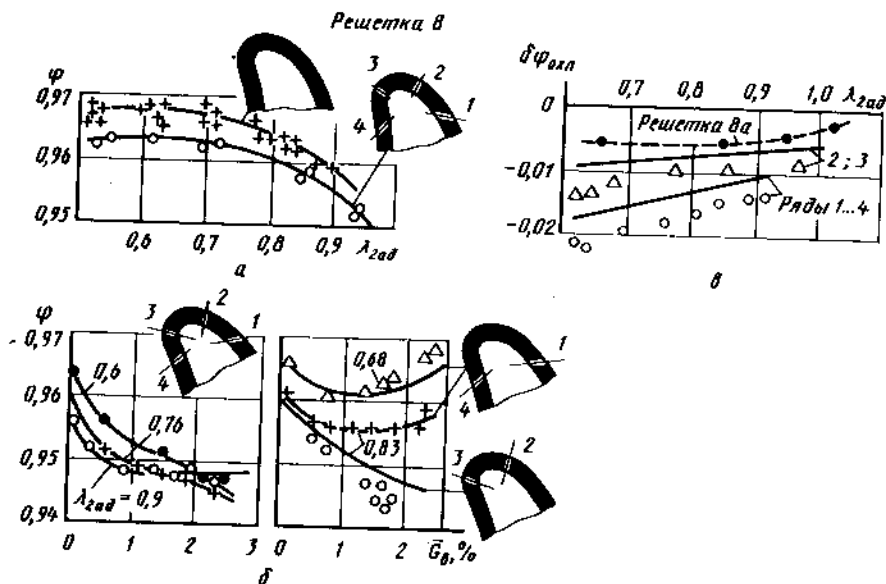


Рис. 8.19. Экспериментальные характеристики решетки 8: а — зависимость φ от $\lambda_{2ад}$ при $\bar{G}_b = 0$; б — зависимость φ от \bar{G}_b при выпуске воздуха через различные ряды отверстий; в — зависимость $\delta\varphi_{охл}$ от $\lambda_{2ад}$ при $\bar{p}_{b0}^* = 1,05$; — — расчет; \circ Δ — эксперимент, \bullet \bullet \bullet — эксперимент в решетке 8а

мости $\varphi(\lambda_{2ад})$ при $\bar{G}_b = 0$. Видно, что из-за низкой степени конфузурности и значительного возрастания скорости на спинке, потери, связанные с перетеканиями на режиме $\bar{G}_b = 0$, приводят к снижению коэффициента скорости φ примерно на 0,005.

Из рис. 8.19, б видно, что при выпуске воздуха через ряды 2...3 ($\theta_i = 90^\circ$, $\omega_i = 45^\circ$) в зоне выпуска, по-видимому, возникал отрыв потока: экспериментальные значения $\delta\varphi_{охл}$ оказались ниже расчетных (сплошная линия). На рис. 8.19, в показано изменение $\delta\varphi_{охл}$ по $\lambda_{2ад}$ в решетке 8 при $\bar{p}_{b0}^* = 1,05$ и выпуске воздуха через ряды 2...3 и через ряды 1...4. Видно, что вследствие указанного отрыва вблизи рядов 2...3 экспериментальные значения $\delta\varphi_{охл}$ лежат заметно ниже расчетных зависимостей (сплошные линии).

На этом же рисунке приведены результаты испытания решетки 8а, полученной из решетки 8 путем уменьшения угла установки лопаток Υ на 4° , вследствие чего ее конфузурность возросла до $K = 1,7$ (вместо $K = 1,3$ в решетке 8). Кроме того, в зоне нулевой линии тока был сделан дополнительный ряд отверстий ($d_n = 1,15$ мм; $t_n = 9$ мм; $\theta_i = 90^\circ$; $\omega_i = 45^\circ$). При выпуске воздуха через этот дополнительный ряд потери практически отсутствовали. Потери при выпуске воздуха через все 5 рядов отверстий и $\bar{p}_{b0}^* = 1,05$ оказались намного меньше, чем в решетке 8; их величина удовлетворительно совпадает с расчетными значениями.

В ряде сопловых и рабочих решеток измерялось также давление за выходными кромками. Оказалось, что умеренный выпуск воздуха через перфорацию на передней части профиля практически не влияет на величину кромочного давления и следовательно, кромочные потери (в отличие от распределенного выпуска через пористую оболочку). Это можно объяснить малой толщиной пограничного слоя и значительной конфузурностью течения основного потока в месте выпуска на передней части профиля.

Структура пограничных слоев на остальной части обводов профиля и, главное, вблизи выходной кромки при одинаковом состоянии внешнего потока и прочих равных условиях определяется в первую очередь характеристиками обтекаемой поверхности (ее кривизной, шероховатостью и др.) и слабо зависит от системы струек воздуха, выпускаемых на передней части профиля. По-видимому, по этой причине не удалось установить заметного влияния выпуска воздуха через перфорацию на уровень дополнительных потерь при выпуске охлаждающего воздуха из выходных кромок. Испытания ряда сопловых и рабочих решеток при комбинированной (конвективно-пленочной) схеме их охлаждения показали, что при анализе их газодинамической эффективности выпуск воздуха через перфорацию на передней части профиля и из выходных кромок можно рассматривать независимо друг от друга.

Конечно, при интенсивном заградительном охлаждении спинки и равномерно распределенном выпуске воздуха по всей ее поверхности влияние выпуска на структуру пограничного слоя может оказаться существенным. Например в [24], при экспериментальном исследовании теплоотдачи к поверхности спинки в рабочей решетке в условиях, близких к натурным, было показано, что распределенный выпуск воздуха может приводить к интенсивной и более ранней турбулизации пограничного слоя на спинке по сравнению со случаем гладких сплошных лопаток; точка перехода на спинке значительно смещается вверх по течению. По-видимому, при этом может несколько измениться и распределение давлений по обводам профиля, в особенности при околозвуковых значениях $\lambda_{2ад}$, когда малые изменения формы канала (в частности, за счет толщины вытеснения) приводят к значительному изменению местной приведенной скорости $\lambda_{2ад}$ и отношения p/p_i^* (как это наблюдалось при равномерном выпуске воздуха через проницаемую оболочку).

Исследования, проведенные на рабочих решетках, показали, что наличие углов атаки $-0,3 < i < 0,3$ практически не сказывается на величине дополнительных потерь, связанных с выпуском воздуха через перфорацию на передней части профиля, но может сказаться на распределении расходов воздуха по рядам отверстий.

Анализ и сопоставление экспериментальных данных. На рис. 8.20 для наглядности приведены зависимости $\delta\eta_{охл}$ от $\lambda_{2ад}$ для исследованных решеток при давлении воздуха в полости перфорации $\bar{p}_{b0}^* = 1,03$ — для сопловых и $\bar{p}_{b0}^* = 1,05$ — для рабочих решеток. Видно характерное уменьшение дополнительных потерь с увеличением $\lambda_{2ад}$ при выпуске воздуха на передней части профиля, а также хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. Экспериментальные и расчетные значения

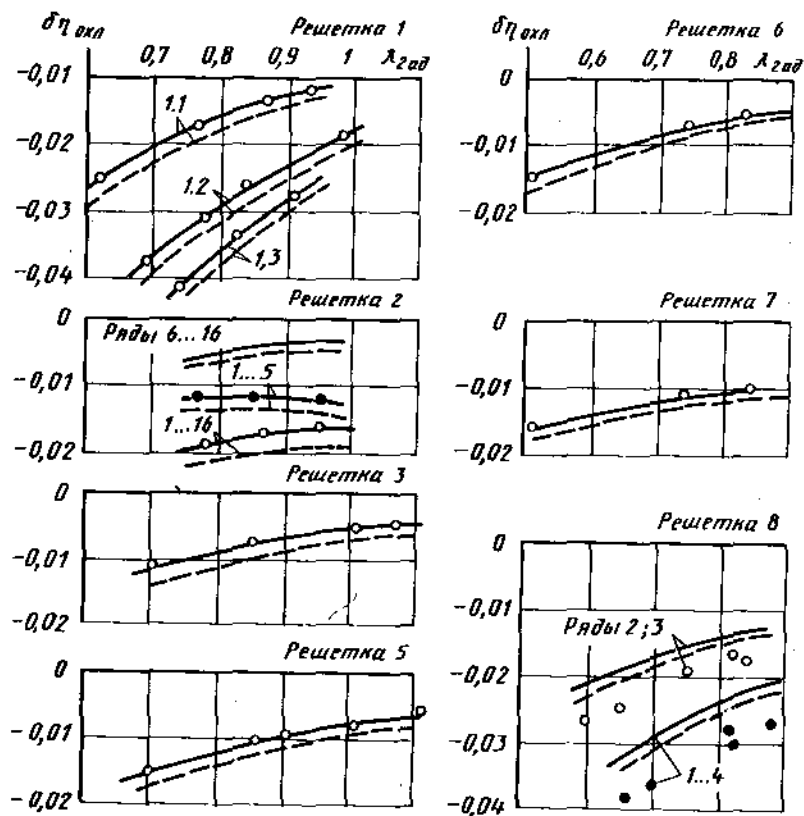


Рис. 8.20. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений $\delta\eta_{\text{окл}}$ в решетках при выпуске воздуха через перфорацию, $t_{\text{в0}}^* = 1$, $\bar{p}_{\text{в0}}^* = 1,03 \dots 1,05$:
 — расчет; \circ — эксперимент; - - - расчет при $t_{\text{в0}}^* = 0,6$

\bar{G}_v и $\delta\eta_{\text{окл}}$ в условиях эксперимента при указанных значениях $\bar{p}_{\text{в0}}^*$ на расчетном режиме (по $\lambda_{2\text{ад}}$) приведены в табл. 8.5 (при $\bar{p}_{\text{в0}}^* = \text{const}$ и изменении $\lambda_{2\text{ад}}$ относительный расход \bar{G}_v изменяется незначительно). В таблице приведены также расчетные значения \bar{G}_v , $\delta\eta_{\text{окл}}$ и $\delta\bar{\eta} = \frac{\delta\eta_{\text{окл}}}{\eta_0 \bar{G}_v}$ в натуральных условиях (при $t_{\text{в0}}^* \approx 0,6$).

Результаты расчетных и экспериментальных исследований показывают, что при выпуске воздуха в зонах невысоких скоростей основного потока и под малыми углами θ_i к обводам профиля величина $\delta\eta$ может не превышать $0,15 \dots 0,2$. При выпуске на спинку в зоне косого среза $\delta\bar{\eta}$ может достигать $1,0 \dots 2,5$ (соответственно при углах $\theta_i = 40 \dots 90^\circ$).

При интенсивном выпуске под большими углами θ_i в месте выпуска может возникнуть отрыв потока, что приводит к существенному увели-

чению потерь. Для уменьшения дополнительных потерь необходимо, чтобы при выпуске на спинку $\theta_c < 20 \dots 25^\circ$, при выпуске на корытце $\theta_k < 35 \dots 40^\circ$.

Дополнительные потери при выпуске воздуха через перфорацию и неизменной суммарной площади отверстий практически не зависят от размера отверстий в исследованном диапазоне $d_n = 0,5 \dots 2$ мм и числа рядов, а также от безразмерного угла атаки в пределах $-0,3 < i < 0,3$. При этом выпуск на передней части профиля не оказывает заметного влияния на дополнительные потери, возникающие при выпуске воздуха из выходных кромок.

На рис. 8.20 пунктиром нанесены результаты расчета $\delta\eta_{\text{окл}}$ в натуральных условиях ($t_{\text{в0}}^* \approx 0,6$). Видно, что при заданном расположении и размере отверстий перфорации снижение КПД в натуральных условиях несколько больше, чем в условиях эксперимента ($t_{\text{в0}}^* \approx 1$). Сопоставление расчетных и экспериментальных значений расходов воздуха через перфорацию \bar{G}_v и $\delta\eta_{\text{окл}}$ в исследованных решетках также подтверждает достоверность методики, изложенной выше (если только под влиянием местного интенсивного выпуска под большими углами θ_i к обводам профиля не происходит отрыв основного потока).

Полученные результаты показывают также, что при выпуске воздуха через перфорацию обычные профильные потери (потери трения или кромочные) существенно не изменяются. Хорошо подтверждается допущение о том, что выравнивание скоростей выпускаемого воздуха и основного потока происходит в непосредственной близости от места выпуска; это подтверждает возможность упрощенного одномерного подхода к оценке потерь смешения. Оказалось также, что дополнительные потери в решетке при многорядном охлаждении примерно равны сумме потерь при выпуске через отдельные ряды.

Изложенные результаты хорошо согласуются с аналогичными данными, полученными другими исследователями [29, 31, 34]. В этих работах также отмечается, что применение заградительного охлаждения лопаток в рабочих решетках приводит к более высокому уровню дополнительных потерь, чем в сопловых решетках. Выпуск воздуха на спинку профиля приводит к значительно большим потерям, чем выпуск на корытце. В качестве иллюстрации в табл. 8.6 приведены экспериментальные значения $\delta\bar{\eta}$, полученные в [31] при выпуске воздуха через многорядную перфорацию на входной части профиля, на корытце и на спинке под углом $\theta_i = 35$ или 90° к обводам профиля, а также расчетные значения $\delta\bar{\eta}_p$, полученные по изложенной выше методике. Из таблицы видно хорошее совпадение расчетных данных с экспериментальными результатами. Удовлетворительное подтверждение достоверности разработанной методики расчета было получено при сопоставлении с экспериментальными результатами работы [34], в которой проведено исследование решетки с многорядной перфорацией на спинке и на корытце.

Интенсивный выпуск воздуха в сверхзвуковой поток может вызвать скачок уплотнения (аналогичный скачку при обтекании тупого угла), что существенно увеличивает потери в решетке.

Таблица 8.6

Значения $\delta \bar{\eta}$ в решетке с многорядной перфорацией

Зона выпуска	$\theta_1 = 35^\circ$		$\theta_1 = 90^\circ$	
	$\delta \bar{\eta}$ [31]	$\delta \bar{\eta}_p$	$\delta \bar{\eta}$ [31]	$\delta \bar{\eta}_p$
Передняя часть профиля	0,3	0,25	0,3	0,35
Корытце	0,55	0,5	0,75	0,8
Спинка	0,82	0,81	2,2	2,15

8.5. ВЫПУСК ВОЗДУХА НА ТОРЦЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ МЕЖЛОПАТОЧНОГО КАНАЛА

Для охлаждения полок сопловых и рабочих лопаток часть охлаждающего воздуха выпускается в виде пелены на торцевые поверхности межлопаточных каналов. Например, в СА первой ступени воздух выпускается из холодных зон камеры сгорания на внутреннюю и периферийную поверхности проточной части. Кроме того, при конвективно-пленочном охлаждении полок сопловых лопаток воздух выпускается дополнительно через систему отверстий, распределенных по длине торцевой поверхности межлопаточного канала. Заградительная пелена на входе в рабочее колесо может образоваться вследствие подтекания воздуха в осевом зазоре из системы охлаждения на внутреннем диаметре ступени. Наконец, охлаждающий воздух может подтекать в проточную часть СА и РК по стыкам полок охлаждаемых лопаток.

Поскольку при заградительном охлаждении торцевых поверхностей существенно изменяются вторичные потери, рассмотрим в первую очередь особенности вторичных течений и потерь в лопаточных аппаратах с относительно короткими лопатками.

Особенности вторичных течений и потерь в лопаточных аппаратах с короткими лопатками. Как известно, основной причиной вторичных течений в лопаточных аппаратах следует признать наличие вблизи торцевой поверхности межлопаточного канала низкоэнергетического слоя газа, потерявшего часть своей энергии либо в пограничном слое на торцевой поверхности, либо вследствие потерь в предыдущих ступенях. Поскольку градиент давления поперек межлопаточного канала (определяемый полем течения в ядре потока) не уравновешивается полем центробежных сил в низкоэнергетическом пристеночном слое, вблизи торцевой поверхности возникает вторичное течение, направленное от корытца к спинке соседней лопатки. Под действием этого течения низкосортные слои газа подтекают в радиальном направлении по спинке лопаток и смешиваются с пограничным слоем на спинке, что приводит к его утолщению, а в ряде случаев и к отрыву потока. Именно с этим, а также с трением непосредственно на торцевой поверхности межлопаточного канала и связаны вторичные потери.

С увеличением потерь в пристеночном слое, например, в случае от-

рыва потока перед решеткой вследствие наличия осевого зазора, уступа (перекрыши) или выступа на торцевой поверхности вторичные перетекания существенно усиливаются и могут проникнуть вдоль спинки на значительное расстояние от торцевой поверхности, что приведет к соответствующему увеличению вторичных потерь. Вторичные течения и потери как правило, возрастают и с увеличением угла поворота потока в решетке (т. е. с увеличением поперечного градиента давления), а также в случае индуцирования в пространственном лопаточном аппарате дополнительного радиального поля скоростей, усиливающего вторичные течения.

Развитое вторичное течение в лопаточном аппарате турбины проявляется на выходе вблизи концов лопаток в виде парных вихрей, направленных вблизи торцевых поверхностей от корытца к спинке лопаток, а в зонах, удаленных от торцевой поверхности, — от спинки к корытцу. Область вторичных течений определяется характерным размером каждого их вихрей, в качестве которого можно принять ширину межлопаточного канала на выходе a_2 . Многочисленные экспериментальные исследования показывают, что при большой относительной длине лопаток h/a_2 зоны вторичных течений и интенсивность связанных с ними потерь у концов лопаток сохраняют примерно постоянную величину. В этом случае коэффициент вторичных потерь (1.51) будет изменяться обратно пропорционально их относительной длине, т. е.

$$\zeta_{вт} = \bar{\zeta}_{вт} \frac{a_2}{h}, \quad (8.28)$$

где $\bar{\zeta}_{вт} = \zeta_{вт} h/a_2$ — приведенный коэффициент вторичных потерь.

При малой относительной длине лопаток ($h/a_2 = 3 \dots 2$) парные вихри начинают взаимодействовать между собой вблизи среднего диаметра проточной части, интенсифицируя вторичные течения и потери. В качестве иллюстрации на рис. 8.21, а показана зависимость приведенного коэффициента вторичных потерь в плоской сопловой решетке от $\lambda_{зд}$ при разной относительной длине лопаток h/a_2 . (Величина h/a_2 изменялась путем изменения расстояния между отсечными пластинами). Видно, что значения $\bar{\zeta}_{вт}$, полученные при $h/a_2 = 3,8$ и $2,9$ хорошо ложатся в одну кривую.

С увеличением $\lambda_{зд}$, как известно, интенсивность вторичных потерь обычно существенно уменьшается. Это связано, с одной стороны, с увеличением газодинамической конфузорности решетки. Кроме того, интенсивность вторичных течений и потерь, определяемая картиной течения в межлопаточном канале, после загираания решетки на околосвуковых режимах сохраняется примерно постоянной, в то время как располагаемая энергия потока увеличивается пропорционально $\lambda_{зд}^2$.

При $h/a_2 = 2$ под влиянием взаимодействия вихрей интенсивность вторичных течений и приведенный коэффициент вторичных потерь $\bar{\zeta}_{вт}$ существенно увеличиваются. Взаимодействие вихрей, как указывалось, может значительно усиливаться в решетках с повышенными потерями на торцевых поверхностях межлопаточного канала, в особенности при под-

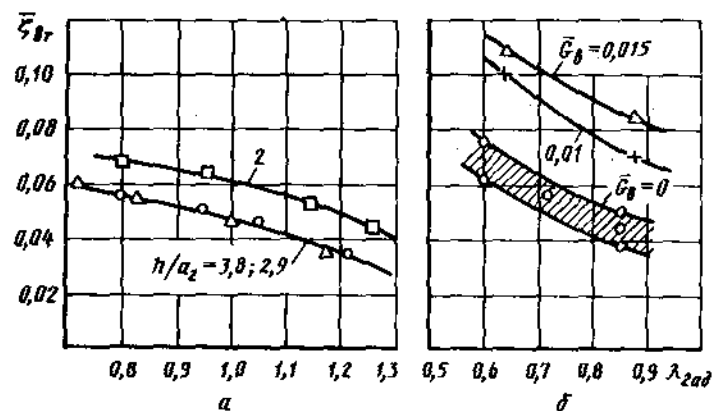


Рис. 8.21. Зависимость приведенного коэффициента вторичных потерь $\bar{\zeta}_{вт} = \zeta_{вт} \frac{h}{a_2}$ от $\lambda_{2ад}$ в сопловой решетке (а) и в рабочей решетке при радиальном подтекании воздуха перед решеткой под углом $\theta_u = 150^\circ$ (б)

течении или выпуске охлаждающего воздуха на эти поверхности, а также в рабочих решетках с большими углами поворота потока, применяемых в современных высоконагруженных турбинных ступенях. Во всех этих случаях вследствие усиления вторичных течений взаимодействие парных вихрей может наблюдаться уже при $h/a_2 = 4 \dots 3$.

Перераспределение заградительной пелены на лопатках под действием вторичных течений. При взаимодействии парных вихрей составляющие циркуляционной скорости в средней по высоте лопаток части канала, направленные от спинки к корытцу, складываются между собой и усиливаются. Как отмечалось, это может привести к увеличению угла потока на выходе вблизи среднего диаметра на $2 \dots 4^\circ$. Кроме того, в решетках с заградительным охлаждением лопаток под действием вторичных течений холодная пелена на спинке сносится к середине лопаток, где толщина ее может значительно увеличиться. На корытце холодная пелена, напротив, сносится вторичными течениями к концам лопаток. Более того, горячие массы газа из ядра межлопаточного канала под действием циркуляционной скорости на среднем диаметре переносятся к корытцу и разрушают заградительную пелену. Под действием отмеченных факторов температура газа вблизи корытца как в сопловых, так и в рабочих охлаждаемых лопаточных аппаратах с высоким уровнем вторичных потерь может оказаться существенно выше, чем на спинке лопаток. Характерное перераспределение толщины холодных пристенок у спинки и корытца лопаток под действием вторичных течений схематически показано на рис. 8.22 а и в.

При этом в рабочем колесе указанная температурная неоднородность поперек межлопаточного канала может значительно возрасти (по сравнению с ее значением в СА) под действием двух дополнительных факторов:

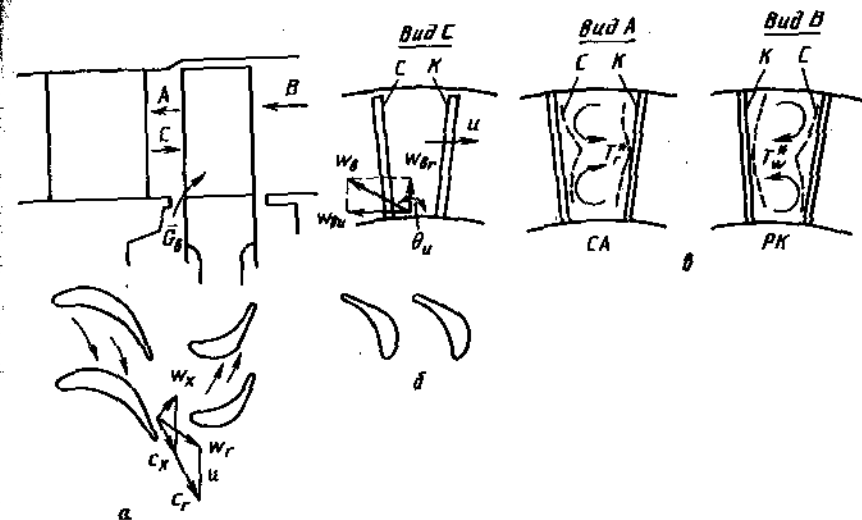


Рис. 8.22. Схема вторичных течений в охлаждаемой ступени: а — схема вторичных течений в СА и РК; б — схема подтеканий в осевом зазоре у втулки; в — влияние вторичных течений на толщину холодных пристеночных слоев на сопловых и рабочих лопатках; - - - - - граница холодных пристеночных слоев

подтекания охлаждающего воздуха в осевой зазор между СА и РК на внутреннем диаметре;

пространственной перестройки потока вследствие дрейфа холодных следов за сопловыми лопатками в относительном движении к спинке рабочих лопаток [23, 26].

Рассмотрим влияние обоих факторов. Влияние подтекания охлаждающего воздуха в осевом зазоре на внутреннем диаметре на эффективность турбинной ступени рассматривается в гл. 9. Здесь мы рассмотрим схематически влияние подтеканий на вторичные течения и потери в рабочем колесе. Схема подтекания охлаждающего воздуха в осевой зазор ступени показана на рис. 8.22, б.

Поскольку в охлаждаемых ступенях применяется лабиринтное уплотнение осевого зазора с развитой поверхностью трения, можно принимать, что подтекающий воздух имеет при попадании в проточную часть окружную составляющую скорости $c_{vu} \approx u_{вт}/2$, а в относительном движении — $w_{vu} = u_{вт}/2$, направленную против вращения. При умеренных утечках воздуха его радиальная составляющая скорости невелика; поэтому угол θ_u , под которым воздух попадает в проточную часть РК, может составлять $\theta_u = 150 \dots 160^\circ$ (от направления скорости u); при этом его относительная скорость направлена от корытца к спинке лопаток, т. е. в направлении вторичных течений у втулки РК. Это существенно усиливает их интенсивность.

Аналогичные подтекания (выпуск) охлаждающего воздуха в проточную часть на периферии (при охлаждении периферийных обводов про-

точной части, в том числе вставок над рабочими лопатками) приводят к аналогичному результату: в относительном движении воздух имеет значительную составляющую скорости, направленную от корытца к спинке, т. е. по вторичным течениям на периферии. Все это способствует усилению парных вихрей и концентрации холодных слоев вблизи спинки, а горячих — у корытца в средней части по высоте лопаток.

В качестве иллюстрации усиления вторичных течений под влиянием указанных подтеканий воздуха на рис. 8.21, б приведены экспериментальные данные, полученные в рабочей решетке ($\beta_{1к} = 67^\circ$; $\beta_{2зф} = 26^\circ$; $c_{max} = 0,16$; $t = 0,75$; $K = 2$) при выпуске воздуха на входе через щель шириной 1,5 мм под углом $\theta_u = 150^\circ$. Видно, что при подтекании $\bar{C}_v = 0,015$ вторичные потери в решетке выросли практически в два раза. При уменьшении конфузорности решетки, как это часто имеет место в корневых сечениях рабочих колес, влияние подтеканий на увеличение вторичных потерь может оказаться еще более значительным.

Рассмотрим влияние второго фактора. В охлаждаемых турбинах с интенсивным конвективно-пленочным охлаждением сопловых лопаток возникает значительная периодическая температурная и динамическая неравномерность потока в осевом зазоре, обусловленная снижением скорости и температуры газа в следах за их выходными кромками. На рис. 8.22, а показаны схематические треугольники скоростей в осевом зазоре ступени. Видно, что вследствие меньшей скорости более холодных слоев газа за сопловыми лопатками они попадают в относительном движении в межлопаточные каналы рабочего колеса с составляющей скорости, направленной от корытца к спинке лопатки. Это вызывает дрейф холодных элементарных объемов газа поперек потока в относительном движении и приводит к их концентрации у спинки рабочих лопаток. Наиболее горячие слои газа в ядре потока за СА имеют как правило и большие скорости; в силу аналогичных обстоятельств они попадают в межлопаточные каналы РК с положительным углом атаки, что приводит к их дрейфу и некоторой концентрации у корытца лопаток [23].

Рассмотренное явление напоминает хорошо изученный процесс сепарации влаги в рабочем колесе турбины, работающей на влажном паре. Из-за малой скорости стекания влаги с сопловых лопаток она попадает в каналы рабочего колеса в относительном движении со значительной составляющей скорости, направленной от корытца к спинке лопаток. Это приводит к выпадению жидких частиц на спинку рабочих лопаток вблизи входной кромки и их интенсивному эрозионному износу со стороны спинки.

Под влиянием вторичных течений в РК с учетом их интенсификации под действием холодных пристенок на внутренней и периферийной поверхностях проточной части, а также сепарации холодных слоев газа в относительном движении на спинку рабочих лопаток температура газа вблизи корытца может оказаться на 100...150° выше, чем вблизи спинки в средней по высоте лопаток части канала. Аналогичная разность температур поперек межлопаточного канала в сопловых аппаратах, возникающая под действием вторичных течений, по-видимому, не превышает 20...30°.

Выпуск воздуха через перфорацию на торцевых поверхностях межлопаточных каналов. Заградительная пелена, которая выпускается на торцевые поверхности межлопаточных каналов на входе в сопловой аппарат, под влиянием вторичных течений сносится в сторону спинки. Для защиты участков с утоненной или разрушенной пеленой часть воздуха приходится выпускать вблизи корытца, а также вблизи горлового сечения межлопаточных каналов. Подобный распределенный выпуск охлаждающего воздуха на торцевой поверхности межлопаточного канала приводит к значительно большему газодинамическим потерям, чем выпуск на профиле. Это объясняется тем, что помимо обычных потерь смещения выпускаемого воздуха с основным потоком из-за утолщения низкоэнергетического пристеночного слоя на торцевой поверхности значительно усиливаются вторичные течения и вторичные потери.

Для ориентировочной оценки дополнительных потерь, связанных с выпуском воздуха через перфорацию на торцевой поверхности СА, можно использовать следующую эмпирическую формулу, полученную на основании обобщения экспериментальных данных в ряде СА различной конфигурации,

$$\zeta_{охл.т.а} \approx \sum_{i=1}^m k_i \bar{C}_{v_i} (1 - \bar{c}_{v_i} \cos \theta_i), \quad (8.29)$$

где m — число зон выпуска; \bar{C}_{v_i} и $\bar{c}_{v_i} = \frac{C_{v_i}}{C_{r1}}$ — относительные расход и скорость выпуска воздуха в каждой зоне; θ_i — угол между осью отверстия и вектором местной скорости газа; $k_i = 1,5...2,5$ — экспериментальный коэффициент (меньшие значения относятся к выпуску воздуха до горлового сечения; большие — к выпуску в косом срезе решетки).

Из формулы следует, что при выпуске воздуха на торцевую поверхность с малой скоростью или под большими углами θ_i к основному потоку (особенно в зоне косого среза) дополнительные потери могут быть значительными и достигать $\zeta_{охл.т.а} = (2...2,5) \bar{C}_v$. Для уменьшения этих потерь следует уменьшать интенсивность заградительного охлаждения торцевых поверхностей сопловых аппаратов, усиливая их внутреннее конвективное охлаждение, а также применять теплозащитные покрытия полок лопаток.

Подтекание воздуха по стыкам полок лопаток. Некоторое количество охлаждающего воздуха попадает в проточную часть в виде утечек по стыкам полок лопаток. Эти подтекания также приводят к значительной интенсификации вторичных течений и потерь. На рис. 8.23 приведены результаты экспериментального исследования вторичных потерь в прямой сопловой решетке при подтекании охлаждающего воздуха через щели шириной $\Delta = 0,45$ мм между стыками полок, проходящими вблизи средней линии межлопаточного канала.

На рисунке пунктирная кривая характеризует уровень потерь в решетке при отсутствии щели ($\Delta = 0$). При наличии щели даже на режиме $\bar{C}_v = 0$ из-за нарушения плавности торцевой поверхности и, главное, частичного перетекания основного потока через щель и связанные с ней полости вторичные потери значительно увеличиваются. При выпуске

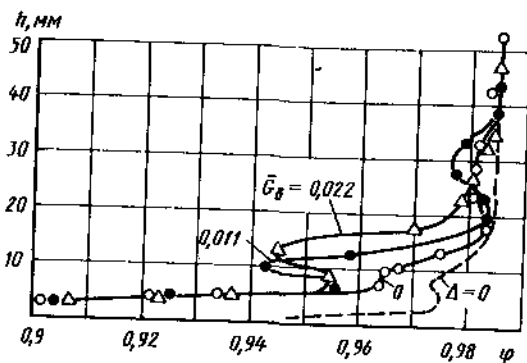


Рис. 8.23. Влияние подтеканий воздуха по стыкам между полками лопаток в прямой сопловой решетке (щель $\Delta = 0,45$ мм)

через щель охлаждающего воздуха вторичные потери продолжают интенсивно нарастать.

Ориентировочная величина дополнительных потерь от подтеканий по стыкам полок может быть оценена по следующей эмпирической формуле

$$\zeta_{ст.п} = (0,15 \dots 0,2) \sqrt{\bar{G}_8}, \quad (8.30)$$

где \bar{G}_8 — относительный расход подтекающего воздуха.

Для уменьшения подтеканий в большинстве современных турбин применяется блочная конструкция СА (каждый блок состоит из 2 или 3-х лопаток), а также производится тщательное уплотнение стыков между полками.

ГЛАВА 9 ОХЛАЖДАЕМЫЕ ТУРБИНЫ

В настоящей главе рассматриваются газодинамические и кинематические особенности охлаждаемых турбин, а также дополнительные потери, связанные с охлаждением, выпуском и подтеканием воздуха в проточную часть. Помимо дополнительных потерь от охлаждения лопаточных венцов в ступени проявляются эффекты, связанные с вращением ротора и относительным движением венцов, наличием холодных пристеночных слоев на втулочной и периферийной поверхностях проточной части и др. Учитывая значительную сложность картины течения в проточной части охлаждаемой турбины, многие эффекты, связанные с охлаждением и выпуском воздуха, анализируются только на качественном, полумпирическом уровне.

9.1. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ И КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ОХЛАЖДАЕМЫХ ТУРБИН

Особенности газодинамики. В большинстве случаев с целью быстрого снижения температуры газа и уменьшения числа охлаждаемых лопаточных аппаратов применяют высоконагруженные первые ступени (используемые обычно для привода высокооборотного каскада высокого давления компрессора). При этом, несмотря на высокую окружную скорость, значение параметра $y = u/c_{ад}$ в первой ступени получается пониженным.

Оценим влияние окружной скорости, срабатываемого в ступени теплоперепада, а также параметров u, P , на температуру газа в рабочих лопатках и за ступенью. При этом для упрощения потери в решетках, а также выпуск и подмешивание охлаждающего воздуха учитывать не будем. Из рассмотрения треугольников скоростей перед и за рабочим колесом можно получить следующие выражения для безразмерной температуры торможения газа в рабочих лопатках и за ступенью:

$$\bar{T}_w^* = \frac{T_w^*}{T_0^*} = 1 - (1 - \tau_{ад})(2\sqrt{1 - \tau_{ад}} \cos \alpha_1 y - y^2); \quad (9.1)$$

$$\bar{T}_2^* = \frac{T_2^*}{T_0^*} = \tau_{ад} + (1 - \tau_{ад}) \frac{\bar{c}_2^2}{2}, \quad (9.2)$$

где $\tau_{ад} = \frac{T_{2ад}}{T_0^*} = \left(\frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}}$ — газодинамическая функция τ , соответствующая располагаемому перепаду давлений в турбине p_2/p_0^* ; $\bar{c}_2 = c_2/c_{ад}$ —

безразмерная скорость потока за ступенью; $c_{ад} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* (1 - \tau_{ад})}$ — располагаемая скорость газа в ступени.

Осевую составляющую скорости газа за ступенью можно определить из уравнения расхода $P_1 c_{1a} h_1 = P_2 c_{2a} h_2$ в следующем виде

$$\bar{c}_{2a} = \frac{c_{2a}}{c_{ад}} = \left(1 + \rho_\tau \frac{1 - \tau_{ад}}{\tau_{ад}}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{1 - \rho_\tau \sin \alpha_1} \frac{h_1}{h_2}$$

Окружную составляющую скорости газа и угол потока α_2 за ступенью можно определить по формулам

$$\begin{aligned} \bar{c}_{2u} &= \sqrt{\bar{w}_2^2 - \bar{c}_{2a}^2} - y; \\ \operatorname{tg} \alpha_2 &= \frac{c_{2a}}{c_{2u}} = \frac{\bar{c}_{2a}}{\sqrt{\bar{w}_2^2 - \bar{c}_{2a}^2} - y}, \end{aligned} \quad (9.3)$$

где $\bar{w}_2^2 = \frac{w_1^2 + \rho_\tau c_{ад}^2}{c_{ад}^2} = 1 + y^2 - 2y \sqrt{1 - \rho_\tau \cos \alpha_1}$.

Зависимости \bar{T}_w^* , \bar{T}_2^* и α_2 от параметра $y = u/c_{ад}$ при различной степени реактивности ступени и постоянном теплоперепаде (соответствующем $\lambda_{ад} = 1,4$; $\pi_\tau = \frac{P_2}{P_0} = 3,7$) приведены на рис. 9.1. Видно, что уменьшение степени реактивности приводит к значительному снижению температуры газа в рабочих лопатках и меньше сказывается на температуре потока за ступенью. При постоянном теплоперепаде в ступени \bar{T}_w^* и \bar{T}_2^* с увеличением параметра y заметно уменьшаются.

С увеличением срабатываемого в ступени теплоперепада (т. е. с увеличением $1 - \tau_{ад}$) безразмерные температуры торможения \bar{T}_w^* и \bar{T}_2^* быстро уменьшаются. Это наблюдается также и в случае, когда увеличение теплоперепада производится при постоянной окружной скорости вращения, т. е. сопровождается некоторым уменьшением параметра y . Более наглядно это можно показать, приведя, например, формулу (9.1) к виду

$$\bar{T}_w^* = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 \left(\frac{2\sqrt{1 - \rho_\tau \cos \alpha_1}}{y} - 1 \right), \quad (9.4)$$

где $\lambda_u^2 = \frac{u^2}{a_{кр}^2} = \frac{k+1}{k-1} (1 - \tau_{ад}) y^2$ — безразмерный параметр, характеризующий окружную скорость в ступени; $a_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_0^*}$.

Значения \bar{T}_w^* , рассчитанные по этой формуле для случая $P_\tau = 0$ и $\alpha_1 = 20^\circ$ при постоянной окружной скорости ротора ($\lambda_u = \text{const}$), приведены на рис. 9.2, а (сплошные кривые). Видно, что при $\lambda_u = \text{const}$ увеличение теплоперепада (что соответствует уменьшению y) сопровождается значительным уменьшением \bar{T}_w^* . На этом же рисунке пунктиром нанесены значения

$$\bar{T}_2^* = 1 - (1 - \tau_{ад})(1 - \bar{c}_2^2). \quad (9.5)$$

Рис. 9.1. Зависимости \bar{T}_w^* , \bar{T}_2^* и α_2 от $y = u/c_{ад}$ при различной степени реактивности P_τ и постоянном теплоперепаде ($\lambda_{ад} = 1,4$) в ступени

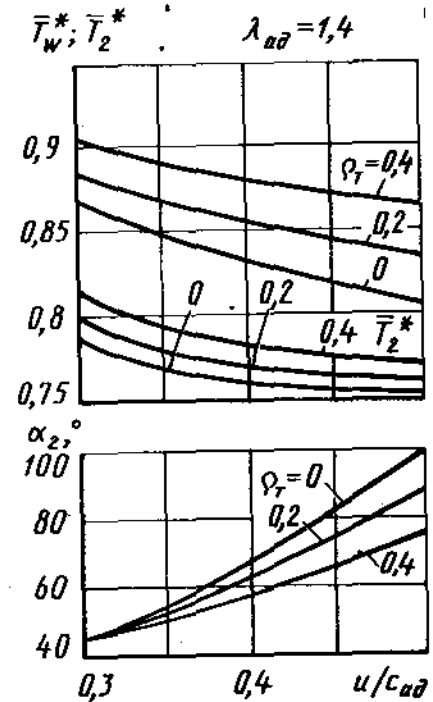
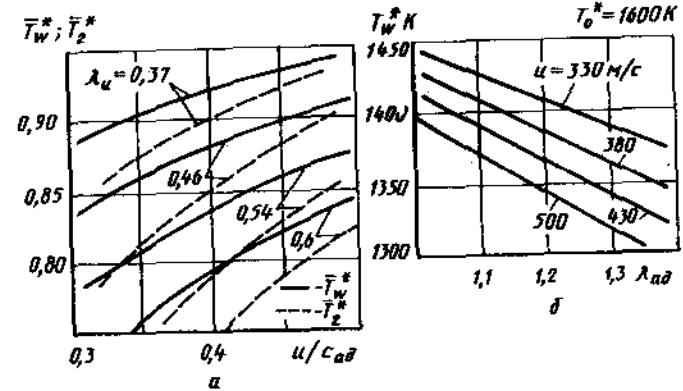


Рис. 9.2. Зависимости \bar{T}_w^* и \bar{T}_2^* от $u/c_{ад}$ (а) и T_w^* от $\lambda_{ад}$ (б) при постоянной окружной скорости рабочего колеса ($\alpha_1 = 20^\circ$, $P_\tau = 0$)



При тех же условиях с увеличением теплоперепада температура газа за ступенью снижается заметно быстрее, чем в рабочих лопатках.

На рис. 9.2, б в качестве иллюстрации приведены значения T_w^* , подсчитанные для начальной температуры газа $T_0^* = 1600$ К при различной окружной скорости в зависимости от располагаемой приведенной скорости $\lambda_{ад}$. Видно сильное влияние $\lambda_{ад}$ и u на величину T_w^* .

Как было показано выше (см. также [5, 14, 21]), в охлаждаемых решетках с толстыми профилями и выходными кромками, как правило, потери достигают максимальных значений в диапазоне $\lambda_{2ад} = 1...1,1$. При $\lambda_{2ад} < 1$ (и углах отгиба $\delta = 15...20^\circ$) и, напротив, при $\lambda_{2ад} > 1,2...1,25$ (и углах отгиба $\delta = 0...7^\circ$) потери могут значительно понизиться. Это также оказывает существенное влияние на выбор газодинамических параметров ступени.

В частности, значительное уменьшение потерь в диапазоне $\lambda_{2ад} = 1,2...1,3$ наблюдалось в сопловых решетках, исследованных в гл. 5 (см. рис. 5.11). Видно, что в решетке с $d_2 = 0,2$ и $\delta \approx 0^\circ$ при $\lambda \approx 1,3$ профильные потери $\zeta_{пр} \approx 0,05$, т. е. заметно ниже, чем на дозвуковых режимах работы. Аналогичные результаты представлены и на рис. 5.14: в сопловых решетках с малым углом отгиба на режимах $\lambda_{2ад} = 1,3...1,4$ потери снижаются до $\zeta_{пр} \approx 0,04$.

Как указывалось, с целью уменьшения T_w^* целесообразно применять пониженную степень реактивности в первых ступенях турбин газогенераторов. При повышенных перепадах давлений $\pi_r = p_0/p_2 = 3,3...3,8$ и окружных скоростях $u_{ср} = 450...500$ м/с значение приведенной скорости в сопловом аппарате обычно выбирается в диапазоне $\lambda_{с1ад} = 1,2...1,35$, в котором потери снижаются. Скорость за рабочим колесом при этом не превышает $\lambda_{w2ад} = 0,9...0,95$.

Однако на выбор степени реактивности ступени существенное влияние оказывает также принятая схема охлаждения рабочих лопаток, потребное осевое усилие на роторе турбины (необходимое для уравнивания осевой силы, действующей на ротор компрессора) и другие газодинамические и конструктивные соображения. Например, может оказаться, что потери в сопловом аппарате соответствуют крутой восходящей ветви зависимости $\zeta_{пр}(\lambda_{1ад})$ при пологом протекании аналогичной зависимости в рабочем колесе. В этом случае увеличение степени реактивности, т. е. уменьшение $\lambda_{с1ад}$ при некотором увеличении $\lambda_{w2ад}$, будет способствовать повышению КПД ступени.

Пониженная реактивность ступени приводит к увеличению уровня относительной скорости w_1 на входе в рабочее колесо, что требует применения тонких входных кромок рабочих лопаток. Это ухудшает возможность надежного охлаждения кромок (в силу неоптимальности внутренних каналов охлаждения). В этом случае увеличение реактивности и связанная с ним возможность утолщения входных кромок облегчает разработку системы их надежного охлаждения, несмотря на некоторое увеличение температуры на входе T_{w1}^* .

Кроме того, увеличение реактивности (особенности в корневых сечениях рабочего колеса) способствует повышению перепада давлений в системе охлаждения рабочих лопаток, что увеличивает надежность охлаждения, а также уменьшает подтекания охлаждающего воздуха в проточную часть на внутреннем диаметре в осевом зазоре ступени.

Поэтому в ряде случаев идут на повышение реактивности ступени до значений $P_r > 0,4...0,5$, что позволяет минимизировать суммарную осевую силу в каскаде высокого давления, способствует уменьшению утечек воздуха из-за компрессора, а также позволяет использовать их для

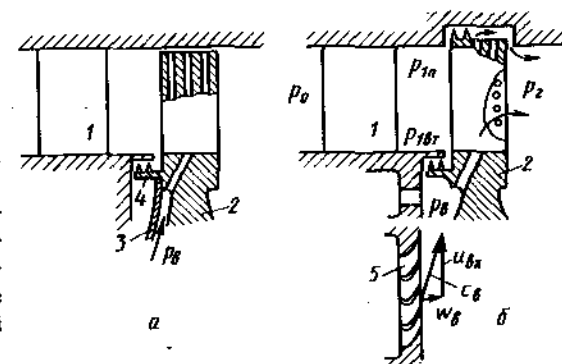


Рис. 9.3. Схема подвода воздуха к ротору турбины:
а — без закрутки; б — с предварительной закруткой; 1 — сопловый аппарат; 2 — рабочее колесо; 3 — диск; 4 — лабиринтное уплотнение; 5 — закручивающий аппарат

охлаждения турбины низкого давления. При тех же значениях π_r и $u_{ср}$ в этом случае может оказаться целесообразным, напротив, применить дозвуковую скорость в сопловом аппарате $\lambda_{с1ад} = 0,9...1$ и сверхзвуковую скорость за рабочим колесом $\lambda_{w2ад} = 1,2...1,3$. Газодинамические потери в проточной части в этом случае могут оказаться небольшими, однако температура газа в рабочих лопатках будет на $30...40^\circ$ выше, чем в случае низкой степени реактивности.

Из сказанного следует, что выбор степени реактивности охлаждаемой ступени является сложной многопараметрической задачей. Ее рациональное решение является результатом компромисса между требованиями газодинамики, охлаждения, условиями уравнивания осевых сил в двигателе и во многом определяет успешность создания высокоэффективной и надежной охлаждаемой турбины.

Оценка мощности и КПД охлаждаемой турбинной ступени. Расчет мощности охлаждаемой турбинной ступени производится в соответствии с уравнением Эйлера по фактическим скоростям и расходам рабочего тела перед и за рабочим колесом. На рис. 9.3 схематически представлены два основных способа подвода воздуха к рабочим лопаткам — без предварительной закрутки через пустотелый ротор и с предварительной закруткой (с помощью лопаточного аппарата) под вращающийся дефлектор (покрывной диск) или непосредственно к хвостовикам рабочих лопаток.

При радиальном течении охлаждающего воздуха по внутренним полостям диска и рабочих лопаток на ротор действует дополнительный момент сопротивления, равный изменению момента количества движения проходящего воздуха и приводящий к потере мощности

$$N_B = G_B (c_{вх} u_{вх} - c_{вых} u_{вых}), \quad (9.6)$$

где $c_{вх}$ и $c_{вых}$ — окружные составляющие скорости воздуха на входе и выходе из ротора; $u_{вх}$ и $u_{вых}$ — окружные скорости ротора в месте входа и выхода воздуха.

Из треугольников скорости для охлаждающего воздуха на выходе из закручивающего аппарата легко можно выразить его температуру торможения в относительном движении в месте подвода к ротору

$$T_{\text{вввх}}^* = T_{\text{в0}}^* + \frac{u_{\text{вх}}^2}{2c_p} - \frac{c_{\text{вввх}} u_{\text{вх}}}{c_p}, \quad (9.7)$$

где $T_{\text{в0}}^*$ — температура торможения воздуха перед закручивающим аппаратом. При течении воздуха в радиальных каналах ротора температура торможения увеличивается (без учета подогрева в каналах охлаждения) в соответствии с формулой

$$T_{\text{вв}}^* = T_{\text{вввх}}^* + \frac{u^2 - u_{\text{вх}}^2}{2c_p}. \quad (9.8)$$

Из выписанных формул следует, что предварительная закрутка воздуха на входе в ротор может значительно уменьшить затраты мощности на прокачку воздуха через ротор, а также температуру торможения воздуха в относительном движении на входе в ротор по сравнению с их максимальными значениями (при $c_{\text{вввх}} = 0$), равными

$$N_{\text{в}} = -G_{\text{в}} c_{\text{вввх}} u_{\text{вввх}} \quad \text{и} \quad T_{\text{вввх}}^* = T_{\text{в0}}^* + \frac{u_{\text{вх}}^2}{2c_p}. \quad (9.9)$$

Увеличение температуры торможения воздуха (без учета подогрева в охлаждающих каналах) не зависит от его предварительной закрутки и определяется только значениями окружной скорости на данном радиусе и в месте входа.

Мощность и эффективность ротора с охлаждаемыми рабочими лопатками можно было бы оценить по параметрам воздуха и газа в сечении выходных кромок рабочих лопаток. На рис. 9.4. показаны треугольники скоростей непосредственно за выходными кромками (сечение $k-k$) и в сечении 2-2, в котором параметры потока примерно выравниваются. Однако в сечении выходных кромок скорость основного потока как правило неизвестна, ее величина и направление переменны по шагу, кромочные потери еще не проявились и т. д. Параметры потока, в частности, при выпуске охлаждающего воздуха из кромок существенно неоднородны: $T_{\text{вв}}^* = (0,6...0,8) T_{\text{в2}}^*$ и $w_{\text{в}} = (0,3...0,5) w_{\text{в2}}$.

Поэтому гораздо целесообразнее проводить расчет, исходя из параметров выровнявшегося потока в сечении 2-2, в котором обычно проводятся экспериментальные измерения. Использование экспериментальных данных (учитывающих влияние выпускаемого воздуха на кромочные потери, взаимодействие его с основным потоком и др.) позволяет более обоснованно оценить осредненную скорость потока w_2 и момент количества движения за охлаждаемой ступенью.

При выравнивании параметров рабочего тела за ступенью, как известно, момент количества движения не изменяется с увеличением расстояния от выходных кромок. Из этого условия окружная составляющая скорости выровнявшегося потока в относительном или абсолютном движении может быть выражена через параметры газа и воздуха в сечении $k-k$ с помощью очевидных соотношений

$$w_{2u} = \frac{G_1 w_{2ur} + G_{\text{вРК}} w_{\text{вu}}}{G_1 + G_{\text{вРК}}}; \quad c_{2u} = \frac{G_1 c_{2ur} + G_{\text{вРК}} c_{\text{вu}}}{G_1 + G_{\text{вРК}}}.$$

Без учета потерь в радиальном зазоре (которые можно оценить по данным [1]; см. также разд. 9.6) мощность, развиваемая ротором, равна

$$N_{\text{г0}} = G_1 c_{1u} u_1 + G_{\text{вРК}} c_{\text{ввх}} u_{\text{вх}} + G_2 c_{2u} u_2 - G'_{\text{вРК}} c_{\text{ввх}} u_{\text{вх}}, \quad (9.10)$$

где G_1 и G_2 — расход рабочего тела (смеси газа и охлаждающего воздуха) на входе и выходе из рабочих лопаток в пределах проточной части; c_{1u} и c_{2u} , u_1 и u_2 — окружные составляющие скорости смеси и скорость вращения ротора на среднем диаметре на входе и выходе из рабочих лопаток; $G_{\text{вРК}}$ — расход охлаждающего воздуха, поступающего в ротор; $G'_{\text{вРК}}$ — расход охлаждающего воздуха, выпускаемого из ротора вне проточной части (например, в бандажированный или безбандажный радиальный зазор, из зазоров замкового соединения на переднюю или заднюю часть диска и т. д.); $c_{\text{ввх}}$ и $u_{\text{вх}}$ — окружная составляющая скорости воздуха и скорость вращения ротора в месте выпуска воздуха из ротора вне проточной части.

Отнеся все члены этого соотношения к располагаемой энергии основного потока, в частности, по заторможенным параметрам $G_r H_{\text{г.ад}}^*$, получим

$$\eta_{\text{л}}^* = \eta_{\text{п0}}^* + \delta\eta_{\text{в.вх}}^* - \delta\eta_{\text{в.вх}}^*, \quad (9.11)$$

где $\eta_{\text{п0}}^*$ — первичный КПД, подсчитанный по мощности, развиваемой потоком смеси в проточной части ступени,

$$\eta_{\text{п0}}^* = \frac{G_1 c_{1u} u_1 + G_2 c_{2u} u_2}{G_r H_{\text{г.ад}}^*}; \quad (9.12)$$

$\delta\eta_{\text{в.вх}}^*$ — приращение первичного КПД, за счет закрутки воздуха на входе в ротор,

$$\delta\eta_{\text{в.вх}}^* = \frac{G_{\text{вРК}} c_{\text{ввх}} u_{\text{вх}}}{G_r H_{\text{г.ад}}^*}; \quad (9.13)$$

$\delta\eta_{\text{в.вх}}^*$ — уменьшение первичного КПД за счет сообщения закрутки воздуху, выпускаемому из ротора вне проточной части,

$$\delta\eta_{\text{в.вх}}^* = \frac{G'_{\text{вРК}} c_{\text{ввх}} u_{\text{вх}}}{G_r H_{\text{г.ад}}^*}. \quad (9.14)$$

Как видно из рис. 9.4, при выпуске воздуха из выходных кромок рабочих лопаток он приобретает в абсолютном движении значительную составляющую скорости, направленную по вращению, на создание которой и затрачивается часть мощности ступени. При обычном газодинамическом расчете турбины влияние этого фактора учитывается автомати-

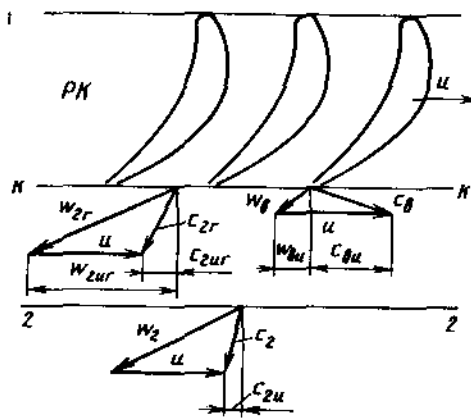
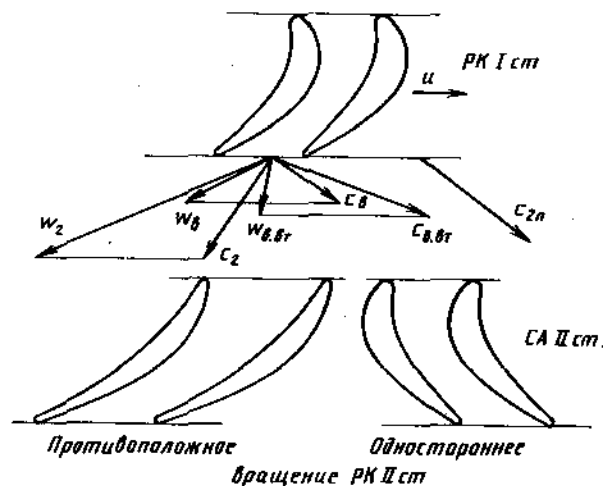


Рис. 9.4. Треугольники скоростей на выходе из рабочего колеса охлаждаемой турбины

Рис. 9.5. Выбор направления вращения ротора ТНД при одноступенчатой высоконагруженной ТВД



чески при оценке коэффициента скорости ψ потока за рабочим колесом (см. гл. 1 и 7). Поэтому учитывать затраты мощности на прокачку воздуха, выпускаемого из кромок (насосный эффект), дополнительно при оценке КПД охлаждаемой турбины недопустимо. В соответствии с формулой (9.11) следует лишь оценить влияние на КПД предварительной закрутки воздуха на входе в ротор и затрат мощности на закрутку воздуха, выпускаемого вне границ проточной части.

Особенности кинематики. В высокотемпературных турбинах из-за больших срабатываемых теплоперепадов значение параметра u в первой ступени часто бывает пониженным. При этом за ступенью появляется закрутка потока, направленная против вращения колеса. При $u/c_{ад} > 0,4$, как это видно из рис. 9.1, $\alpha_2 > 60^\circ$. Такую закрутку можно выправить соответствующим выбором параметров последующих ступеней.

В современных двигателях часто применяют двухвальные (и трехвальные) конструкции с высоконагруженной одноступенчатой турбиной высокого давления, приводящей каскад высокого давления компрессора. При наличии значительной закрутки за ТВД ($\alpha_2 < 50...60^\circ$) в турбине низкого давления часто применяют противоположное направление вращения ротора. Рассмотрим некоторые особенности таких турбин.

Как видно из схемы, представленной на рис. 9.5, угол поворота потока в сопловом аппарате ТНД при противоположном вращении ее ротора значительно меньше, чем в случае одностороннего вращения. Это позволяет применить более редкие решетки СА ТНД, что несколько уменьшает потери трения, а также расход воздуха на охлаждение его лопаток. Кроме того, при этом могут значительно уменьшиться вторичные потери в СА. С одной стороны, это связано с уменьшением поворота потока в решетке; с другой стороны – с влиянием холодных пристеночных слоев на втулке и периферии проточной части перед СА.

Действительно, как схематически показано на рис. 9.5, охлаждающий воздух, подтекающий в проточную часть из системы охлаждения ротора, например, через зазоры в замках рабочих лопаток с относительной скоростью $w_{в.бр}$ попадает в СА ТНД со скоростью $c_{в.бр}$, направленной в случае одностороннего вращения ТНД от корытца к спинке лопаток СА. В эту же сторону направлена скорость c_{2r} на периферии проточной части, где сохраняется значительная закрутка слоев газа, протекающих в зоне радиального зазора над рабочими лопатками ТВД. Это может значительно увеличить интенсивность вторичных течений и потерь в СА ТНД с односторонним вращением ротора.

Напротив, в случае противоположного вращения ротора ТНД течения в пристеночных слоях направлены от спинки к корытцу сопловых лопаток ТНД, т. е. навстречу обычным вторичным течениям. Как указывалось в разд. 8.5, это способствует уменьшению вторичных потерь в СА.

Полного выравнивания параметров потока в осевом зазоре между ТВД и ТНД обычно не происходит; в холодных следах за охлаждаемыми рабочими лопатками ТВД сохраняется меньшая скорость w_v в относительном движении. Поэтому в абсолютном движении холодные слои газа имеют скорость c_v , с окружной составляющей, направленной в СА ТНД с односторонним вращением от корытца к спинке лопаток. Вследствие этого средняя температура газа у спинки сопловых лопаток ТНД должна быть несколько ниже, чем вблизи корытца, аналогично тому, как это наблюдается в рабочих лопатках ТВД (см. разд. 8.5). Течения в более холодных пристеночных слоях у втулки и на периферии на входе в СА ТНД усиливают парный вихрь и еще больше увеличивают указанную разность температур.

В СА ТНД с противоположным вращением ротора сепарация более холодных следов происходит в сторону корытца лопаток; однако под влиянием вторичных течений холодные пристеночные слои по-прежнему сохраняют тенденцию к перемещению на спинку сопловых лопаток. Поэтому разность средней температуры газа вблизи корытца и спинки лопаток в данном случае может оказаться незначительной.

В многовальной турбине может оказаться целесообразным еще боль-

шее увеличение теплоперепада в первой ступени, что при неизменном значении ψ приведет к уменьшению величины $\psi/c_{ад}$ до 0,3...0,35, а угла потока за ступенью α_2 — до 35...40°. Повышенная закрутка потока за ступенью может срабатываться непосредственно в рабочих лопатках второй ступени, состоящей только из рабочего колеса (без соплового аппарата), вращающегося в противоположную сторону. В такой конструкции помимо сокращения числа охлаждаемых лопаточных венцов уменьшаются и потери во второй ступени вследствие отсутствия соплового аппарата. К недостаткам такой ступени следует отнести малую газодинамическую нагруженность (что обуславливается повышенным углом α_1 на входе в рабочее колесо), а также значительное увеличение потерь при отклонении режима работы от расчетного.

9.2. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МАЛЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ПРИ АНАЛИЗЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОХЛАЖДАЕМЫХ ТУРБИН

Для приближенной оценки влияния основных параметров турбины на ее газодинамическую эффективность удобно использовать метод малых отклонений. При экспериментальных продувках в первую очередь определяется первичный мощностной КПД ступени η_n , причем погрешность его определения значительно меньше погрешности экспериментальной оценки η_n^* . Поэтому определим коэффициенты влияния параметров ступени прежде всего на величину η_n . Соответствующее изменение первичного КПД по заторможенным параметрам, а также эффективных КПД $\eta_{эф}$ и $\eta_{эф}^*$ легко можно оценить пересчетом (см. гл. 1). Для упрощения рассмотрим охлаждаемую ступень с постоянным средним диаметром; закрутку воздуха на входе в ротор $c_{вх}$, а также величину $G_{врк}$ положим равными нулю. В случае необходимости их влияние на КПД ступени легко можно оценить по формулам (9.13) и (9.14).

Мощность охлаждаемой турбинной ступени, имеющей постоянный средний диаметр, согласно уравнению Эйлера, равна

$$N_T = u (G_1 c_{1u} + \bar{G}_2 c_{2u}),$$

где $G_1 = G_r + G_{вса}$ и $\bar{G}_2 = G_1 + G_{врк}$ — расходы рабочего тела перед и за рабочим колесом; c_{1u} и c_{2u} — окружные составляющие скорости перед и за рабочим колесом; G_r — расход газа через сопловой аппарат; $G_{вса}$ и $G_{врк}$ — расходы охлаждающего воздуха через лопатки соплового аппарата и рабочего колеса.

Отнеся мощность ступени к располагаемой энергии основного потока $G_r H_{г.ад}$, получим для первичного КПД

$$\eta_n = 2y \bar{G}_1 (\bar{c}_{1u} + G_2 \bar{c}_{2u}), \quad (9.15)$$

где $\bar{G}_1 = \frac{G_1}{G_r} = 1 + \bar{G}_{вса}$ и $G_2 = \frac{G_2}{G_1} \approx 1 + \bar{G}_{врк}$ — относительные расходы рабочего тела перед и за рабочим колесом;

$$\begin{aligned} \bar{c}_{1u} &= \psi \sqrt{1 - P_r} \cos \alpha_1; \quad \bar{c}_{2u} = \bar{w}_{2u} - y; \\ \bar{w}_{2u} &= \sqrt{\psi^2 \bar{w}_{2ад}^2 - \bar{c}_{2u}^2}; \quad y = u / c_{г.ад}; \\ \bar{w}_{2ад} &= \sqrt{\bar{w}_1^2 + \epsilon_1 P_r}; \quad \epsilon_1 = T_1 / T_{1ад}; \\ \bar{w}_1^2 &= \psi^2 (1 - P_r) + y^2 - 2\psi y \sqrt{1 - P_r} \cos \alpha_1. \end{aligned} \quad (9.16)$$

В этих соотношениях

$$P_r = 1 - \frac{c_{г.ад}^2}{c_{г.ад}^2} = \frac{\tau_{1ад} - \tau_{ад}}{1 - \tau_{ад}}; \quad (9.17)$$

T_1 и $T_{1ад}$ — действительная и адиабатическая температура газа в осевом зазоре; \bar{c}_{1u} , \bar{c}_{2u} , \bar{w}_1 , \bar{w}_2 , \bar{c}_{2u} , и т. д. — безразмерные скорости (отнесенные к $c_{г.ад}$);

$$\tau_{1ад} = (p_1 / p_0^*)^{\frac{k-1}{k}}; \quad \tau_{ад} = (p_2 / p_0^*)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Полагая в первом приближении $\epsilon_1 \approx 1$ (увеличение T_1 вследствие потерь может компенсироваться в значительной степени в результате подмешивания охлаждающего воздуха) и производя элементарные преобразования, получим окончательно выражение для первичного КПД:

$$\eta_n = 2y \bar{G}_1 \left\{ \psi \sqrt{1 - \rho_r \cos \alpha_1} + \bar{G}_2 \left(\sqrt{\psi^2 (1 - \rho_r) - y (2\psi \sqrt{1 - \rho_r \cos \alpha_1 - y} + \rho_r)} - \bar{c}_{2u} - y \right) \right\}. \quad (9.18)$$

Эта формула позволяет оценить первичный КПД охлаждаемой ступени по известным значениям ее параметров: ψ , ψ , α_1 , P_r , y , $G_{вса}$, $G_{врк}$ (или \bar{G}_1 и \bar{G}_2) и \bar{c}_{2u} . При этом \bar{c}_{2u} можно оценить по формуле (в пренебрежении потерями в рабочем колесе)

$$\bar{c}_{2u} = \psi \sqrt{1 - \rho_r} \sin \alpha_1 \left(1 + \frac{1 - \tau_{ад}}{\tau_{ад}} \rho_r \right)^{1/k-1} \frac{h_1}{h_2}. \quad (9.19)$$

В выражение для η_n не входит в явном виде угол β_2 , поскольку он определяется величинами \bar{c}_{2u} и \bar{w}_2 по соотношению

$$\sin \beta_2 = \frac{\bar{c}_{2u}}{\bar{w}_2} = \frac{\psi \sqrt{1 - \rho_r} \sin \alpha_1 \left(1 + \frac{1 - \tau_{ад}}{\tau_{ад}} \rho_r \right)^{1/k-1} \frac{h_1}{h_2}}{\psi \sqrt{\psi^2 (1 - \rho_r) - y (2\psi \sqrt{1 - \rho_r \cos \alpha_1 - y} + \rho_r)}}. \quad (9.20)$$

Зависимости \bar{c}_{2u}^2 и β_2 от параметров ступени при $h_1 = h_2$ и $\psi = \psi = 0,96$ показаны на рис. 9.6.

Из соотношений (9.18) и (9.19) видно, что первичный КПД ступени является функцией следующих параметров

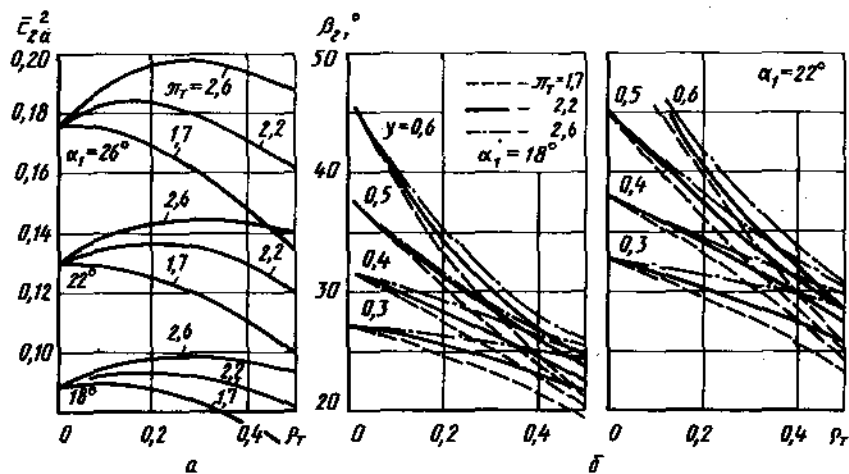


Рис. 9.6. Зависимости $\bar{\epsilon}_{2a}^2$ от P_r (а) и угла потока β_2 от P_r (б) при $h_1 = h_2$

$$\varphi, \psi, \alpha_1, \rho_r, \gamma, \tau_{ад}, \bar{G}_{вса}, \bar{G}_{врк} \quad (9.21)$$

Используя обычные методы математического анализа, можно получить следующее выражение для оценки приращения первичного КПД в зависимости от приращений указанных параметров

$$\frac{\delta \eta_{п}}{\eta_0} = a_{\varphi} \frac{\delta \varphi}{\varphi} + a_{\psi} \frac{\delta \psi}{\psi} + a_{\alpha} \frac{\delta \sin \alpha_1}{\sin \alpha_1} + a_{\gamma} \frac{\delta \gamma}{\gamma} + a_{\rho} \frac{\delta \rho_r}{1 - \rho_r} + a_{\tau} \frac{\delta \tau_{ад}}{\tau_{ад}} + a_{са} \bar{G}_{вса} + a_{рк} \bar{G}_{врк} \quad (9.22)$$

где $a_i = a_{\varphi}, a_{\psi}, \dots$ — коэффициенты влияния.

Зависимость первых наиболее простых коэффициентов влияния $a_{\varphi}, \dots, a_{\gamma}$ от исходных параметров ступени показана на рис. 9.7. При расчетах параметры ступени варьировались в диапазонах $\alpha_1 = 16 \dots 22^\circ$; $\gamma = 0,3 \dots 0,6$; $\pi_r = 2,2 \dots 3$; $\varphi = \psi = 0,96$. Приведенные результаты относятся к серии турбин, имеющих неизменный угол потока α_1 за сопловым аппаратом и переменную степень реактивности P_r . Угол β_1 рабочей решетки соответствует безударному входу потока; угол β_2 соответствует соотношению (9.20).

9.3. ТУРБИНА С ОХЛАЖДАЕМЫМ СОПЛОВЫМ АППАРАТОМ

Экспериментальные исследования дополнительных потерь, связанных с различными способами выпуска воздуха в проточную часть, проводятся как правило на модельных ступенях в неизотермических условиях ($T_{в0}^* \ll T_{п0}^*$). Рассмотрим, в частности, некоторые результаты, полученные на ступени I с параметрами $D_{cp} = 0,293$ м; $h = 48$ мм; $\pi_r = 1,7 \dots 2,6$;

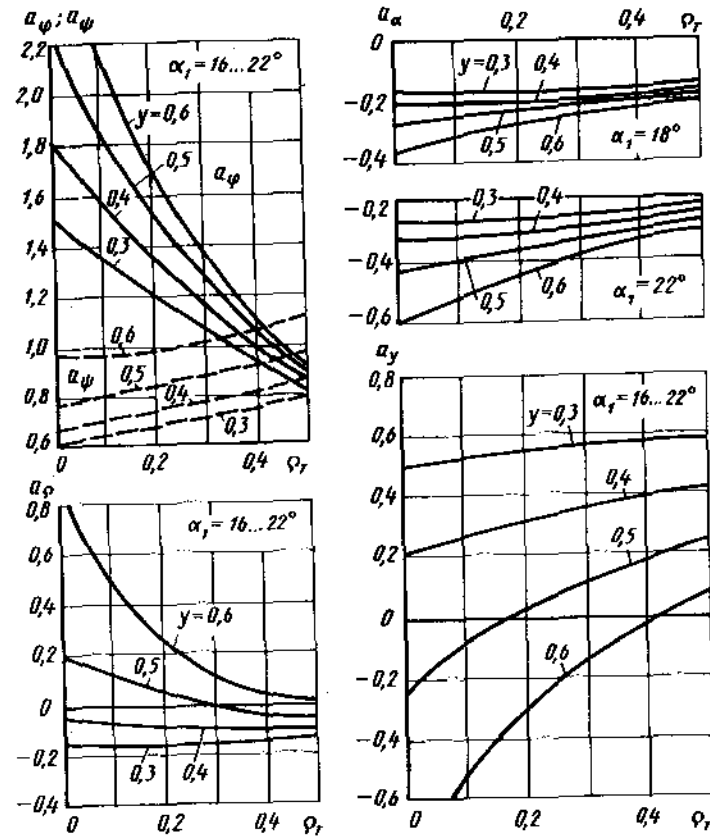


Рис. 9.7. Зависимости коэффициентов влияния $a_{\varphi}, a_{\psi}, a_{\rho}, a_{\alpha}$ и a_{γ} от P_r

$P_{r,ср} = 0,3 \dots 0,35$; $T_{в0}^* / T_{п0}^* = 0,65$. Схема ступени показана на рис. 9.8; решетки соплового аппарата и рабочего колеса, а также варианты I–V выпусков воздуха представлены на рис. 9.9.

При обработке экспериментальных данных в первую очередь определялись первичные КПД $\eta_{п}$ и $\eta_{п}^*$, а также степень реактивности P_r (9.17) и приведенный расход газа через сопловой аппарат

$$\alpha_r = \frac{G_r \sqrt{T_{п0}^*}}{P_{п0} F_{са}} = 0,3965 q(\varphi_r, \lambda_{с1ад}) \frac{\pi(\lambda_{с1ад})}{\pi(\varphi_r, \lambda_{с1ад})} \quad (9.23)$$

где $F_{са}$ — площадь горлового сечения соплового аппарата; φ_r — коэффициент скорости в горловом сечении.

Кроме того, производились расчет и увязка коэффициентов скорости φ и ψ , при которых расчетное и экспериментальное значения КПД $\eta_{п}$ сов-

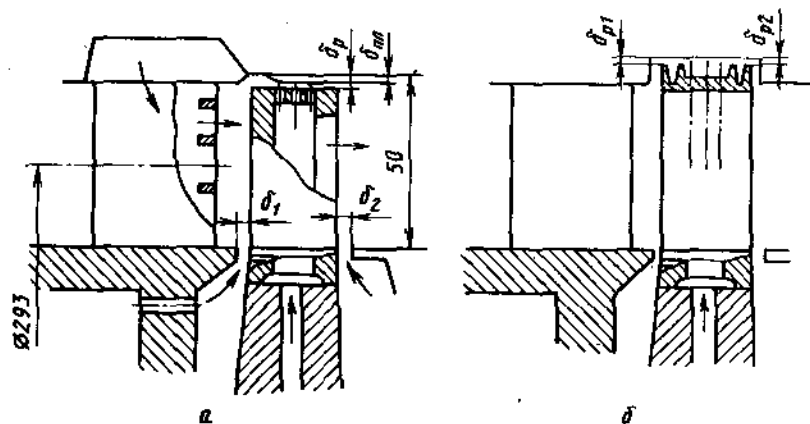


Рис. 9.8. Схема экспериментальной ступени:
а — без бандаж на РК; б — с бандажом на РК

падают. Это позволяет непосредственно на турбинной ступени выявить действительный характер изменения φ и ψ при различных способах выпуска воздуха.

Выпуск воздуха из выходных кромок сопловых лопаток. При выпуске воздуха из выходных кромок сопловых лопаток первичный КПД ступени как правило заметно увеличивается по сравнению с его значением на режиме $\bar{G}_в = 0$. Это объясняется, главным образом, увеличением расхода смеси через рабочее колесо; если при выпуске воздуха увеличивается и коэффициент скорости φ , возрастание первичного КПД будет особенно значительным.

В качестве иллюстрации на рис. 9.10 приведена экспериментальная зависимость величины $\delta\eta_n = \eta_n - \eta_0$ от $\bar{G}_в$, полученная на ступени I при выпуске воздуха из кромок сопловых лопаток по вар. 1 (см. рис. 9.9), $\gamma = 0,5$; $\pi_r = 1,7$ и $2,2$; $Re = c_{1,ан} l/\nu = (8...10) 10^5$. Сплошной линией нанесено расчетное изменение $\delta\eta_n$. Видно, что расчетные значения $\delta\eta_n$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

При ширине щели $\Delta = 0,6$ мм и ее относительной длине $l_{щ}/h \approx 0,75$ относительная скорость выпуска воздуха составляла $\bar{c}_в = k_f \bar{G}_в \approx 18 \bar{G}_в$. Вследствие невысоких значений $\bar{c}_в$ коэффициент скорости φ в сопловом аппарате при выпуске воздуха несколько уменьшался; тем не менее, первичный КПД существенно возрастал (рис. 9.10), особенно при значениях $\bar{G}_в = 0,01...0,015$, когда проявляется уменьшение кромочных потерь в сопловом аппарате. Интересно отметить, что кривая изменения первичного КПД $\delta\eta_n(\bar{G}_в)$ отслеживает характерную форму кривой $\delta\varphi_{охл}(\bar{G}_в)$ при выпуске воздуха из выходных кромок сопловых лопаток. Для сравнения на рис. 9.10 пунктирной линией нанесена аналогичная зависимость, полученная Х. Прастом и др. на ступени с параметрами $D_{cp} = 0,66$ м; $h = 100$ мм; $\pi_r = 2$; $P_{т,сп} = 0,33$; $T_{20}^*/T_{10}^* = 1$.

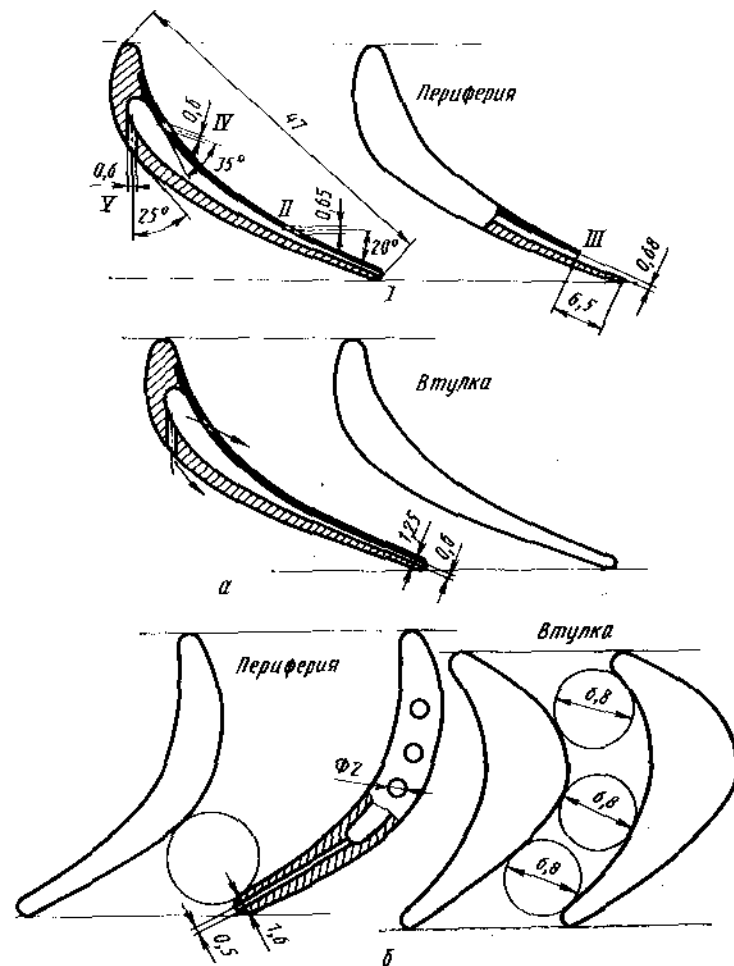


Рис. 9.9. Схема решеток СА и РК экспериментальной ступени:
а — сопловой аппарат; б — рабочее колесо; I...V — варианты выпуска воздуха в СА

При выпуске воздуха из выходных кромок сопловых лопаток суммарный расход смеси через рабочее колесо увеличивается. Вследствие этого реактивность ступени заметно возрастает, причем у втулки значительно сильнее, чем на периферии. Это легко понять на следующем примере. Увеличение реактивности ступени будет примерно таким же, что и при аналогичном уменьшении расхода через сопловой аппарат. Однако уменьшение расхода на 1...2% на периферии, где протекание зависимости $q(\lambda_{с1,ан})$ имеет более крутой характер, требует меньшего изменения перепада в СА, чем у втулки, где из-за более высоких значений $\lambda_{с1,ан}$ эта зави-

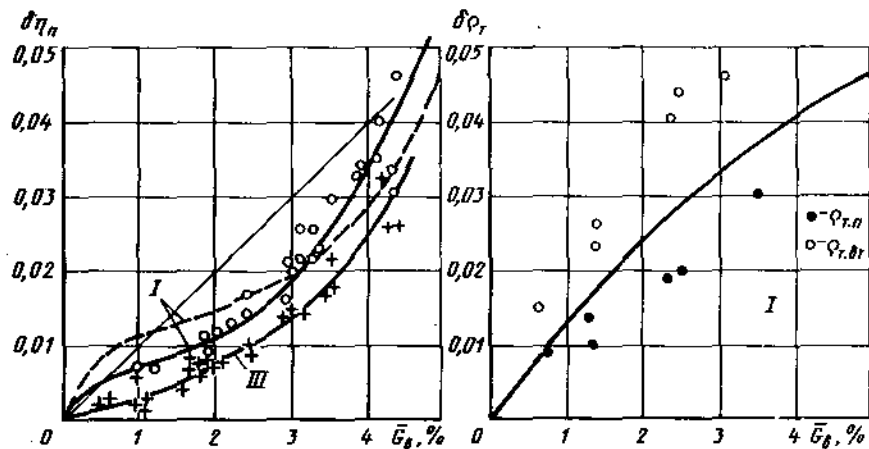


Рис. 9.10. Зависимость $\delta \eta_n$ и δP_r от \bar{G}_b при $u/c_{г.ад} \approx 0,5$ и $\lambda_r = 1,7...2,2$ (выпуск в кромку и на корытце с. л., по вари. I и III)
 ——— расчетная зависимость; - - - - по данным X. Праста

симось может быть очень пологой. Это и приводит к тому, что при равномерном по высоте лопаток выпуске воздуха приращение степени реактивности у втулки происходит в 2...3 раза быстрее, чем на периферии.

Экспериментальные значения величины $\delta P_r = P_r - P_{r0}$ (где P_{r0} — степень реактивности на режиме $\bar{G}_b = 0$) также нанесена на рис. 9.10 (правый график). Сплошной линией показано расчетное изменение δP_r на среднем диаметре. Видно, что расчетные и экспериментальные значения δP_r также удовлетворительно согласуются между собой.

С увеличением степени реактивности расход газа через сопловый аппарат на дозвуковых режимах его работы несколько уменьшается. Однако зависимость приведенного расхода α_r (9.23) от приведенной скорости за сопловым аппаратом на среднем диаметре $\lambda_{с.лад}$ при выпуске воздуха в кромку сопловых лопаток, естественно, остается неизменной.

Выпуск воздуха через щели на корытце сопловых лопаток. Рассмотрим результаты испытания ступени I при выпуске воздуха через щели на корытце лопаток вблизи выходной кромки по вар. II (см. рис. 9.9). Щели шириной $\Delta = 0,65$ мм и общей длиной $\lambda_{щ} = 0,75 h$ выходили на поверхность корытца под углом $\theta_x \approx 20^\circ$ примерно на расстоянии $f = 11$ мм от выходных кромок. Значение параметра $k_F = \frac{F_r}{F_{щ}} \frac{P_r}{P_b} \approx 17$.

На рис. 9.11, а сплошными линиями показано протекание экспериментальных значений мощностного КПД η_0 и КПД по заторможенному параметрам η_0^* исследованной турбины в зависимости от $u/c_{г.ад}$ при $\bar{G}_b = 0$. Точками нанесены значения первичного КПД турбины η_n при выпуске охлаждающего воздуха на корытце сопловых лопаток. Видно, что при увеличении \bar{G}_b первичный КПД η_n увеличивается.

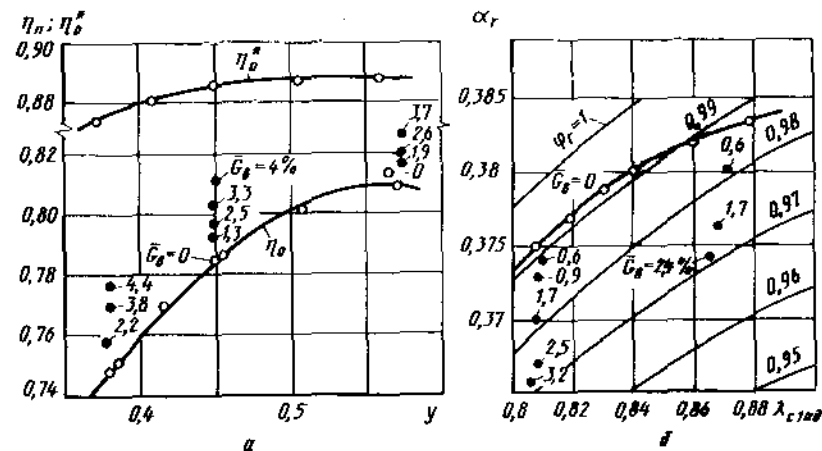


Рис. 9.11. Характеристики экспериментальной ступени I (выпуск на корытце с. л., вар. II):
 а — зависимость η_n и η_n^* от u при $\lambda_r = 2,2$; б — зависимость приведенного расхода α_r от $\lambda_{с.лад}$ при различных значениях \bar{G}_b

Приведенный расход газа α_r (9.23) при увеличении \bar{G}_b , напротив, уменьшался, что объясняется загромождением горлового сечения сопловых каналов охлаждающим воздухом. Изменение величины α_r при увеличении \bar{G}_b можно видеть на рис. 9.11, б. На рисунке тонкими линиями нанесены расчетные значения α_r при различных постоянных значениях коэффициента скорости φ_r в горловом сечении. Видно, что при отсутствии выпуска воздуха на корытце коэффициент скорости в горле $\varphi_r \approx 0,99$ и несколько снижается по мере увеличения $\lambda_{с.лад}$.

На рис. 9.12 показана зависимость приращения первичного КПД $\delta \eta_n$ от \bar{G}_b , полученная по результатам испытаний при $\lambda_r = 1,7; 2,2$ и $2,6$ (верхний график). Кривая на рисунке получена расчетом по методике гл. 7. При $p_{*0} \approx p_{*0}^*$ относительный расход воздуха $\bar{G}_b \approx 0,022$.

На рисунке внизу сплошной линией нанесено изменение эффективного КПД $\delta \eta_{эф.дв}$ от \bar{G}_b ступени, работающей как бы в системе двигателя, когда $p_{*0}^* = P_{*0} \approx P_k^*$, а уменьшение расхода воздуха от $\bar{G}_b \approx 0,022$ до нуля производится путем его дросселирования на входе в систему охлаждения. Видно, что на расчетном режиме (при $\bar{G}_b \approx 0,022$) эффективный КПД турбины понижается примерно на 0,6%. Конечно, этот результат относится только к модельной ступени. В действительности, из-за большего сопротивления охлаждающих каналов в натуральных охлаждаемых лопатках скорость истечения воздуха из щели уменьшится, и снижение эффективного КПД будет более значительным.

Изменение эффективного КПД, соответствующее условиям эксперимента, когда располагаемая энергия охлаждающего воздуха определялась по его фактическому давлению перед сопловым аппаратом, показана на рисунке пунктирной линией. (Уменьшение \bar{G}_b производится как

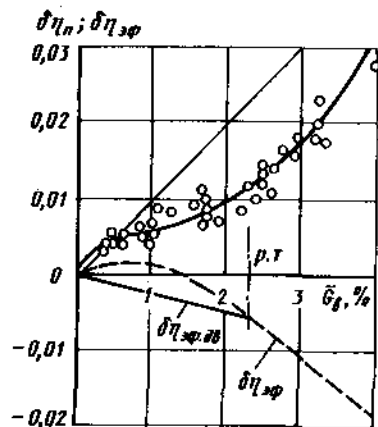
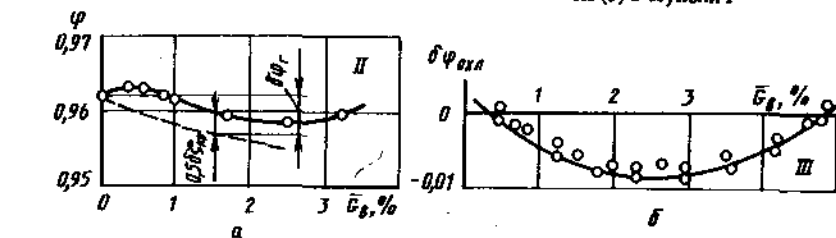


Рис. 9.12. Зависимость $\delta\eta_{\pi}$ и $\delta\eta_{эф}$ от \bar{G}_b (выпуск на корытце с. л., вар. II):
 $\delta\eta_{эф.об}$ — изменение $\eta_{эф}$ в условиях двигателя (при $\bar{G}_b = \text{const}$, $p_{в0}^* \approx p_{г0}^*$); p. т. — расчетная точка ($p_{в0}^* \approx p_{г0}^*$)

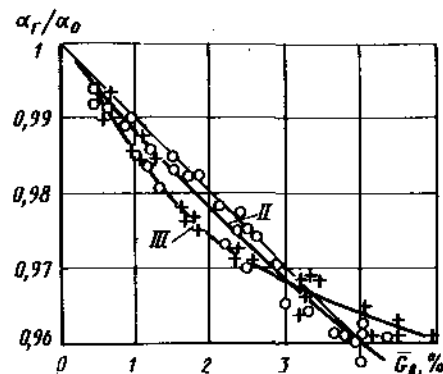
Рис. 9.13. Зависимости φ от \bar{G}_b при выпуске по вар. II (а) и $\delta\varphi_{охл}$ от \bar{G}_b при выпуске по вар. III (б) в ступени I



бы сдвиганием точки отбора от последней ступени компрессора к его первым ступеням). Поскольку в этом случае при $\bar{G}_b < 0,22 \frac{H_{в.ад}}{H_{г.ад}} < \frac{T_{в0}^*}{T_{г0}^*}$, то в соответствии с формулой (1.20) значения $\delta\eta_{эф}$ ложатся выше, чем $\delta\eta_{эф.об}$. При $\bar{G}_b \approx 0,01$ наблюдается даже увеличение эффективного КПД в условиях эксперимента ($\delta\eta_{эф} > 0$). Напротив, при $\bar{G}_b > 0,022 \frac{H_{в.ад}}{H_{г.ад}} > \bar{G}_b \frac{T_{в0}^*}{T_{г0}^*}$ и снижение эффективного КПД происходит весьма интенсивно.

Характерное немонокотное изменение $\delta\eta_{\pi}$ при увеличении \bar{G}_b и наличие области положительных значений $\delta\eta_{эф}$ (в условиях эксперимента) объясняется особенностями изменения коэффициента скорости φ при выпуске воздуха. Изменение φ в зависимости от \bar{G}_b , полученное увязкой коэффициентов φ и ψ при вторичной обработке экспериментальных данных, показано на рис. 9.13, а. При этом принималось, что величина $\varphi = \text{const}$, поскольку, согласно экспериментальным данным, влиянием некоторого увеличения неоднородности потока за СА на потери в рабочем колесе в ступени можно пренебречь. Видно, что изменение φ при увеличении \bar{G}_b имеет характерную полуволну, наблюдавшуюся при выпуске воздуха из кромок вследствие быстрого уменьшения кромочных потерь. Как указывалось, некоторое уменьшение кромочного разрежения и, сле-

Рис. 9.14. Зависимость α_r/α_0 от \bar{G}_b в ступени I (выпуск на корытце с. л., вар. II и III)



довательно, кромочных потерь происходит и при выпуске воздуха на корытце вблизи выходной кромки.

Пунктирной кривой на рисунке нанесено изменение φ , подсчитанное без учета изменения кромочных потерь. Очевидно, такое изменение коэффициента скорости наблюдается в горловом сечении межлопаточных каналов. Используя эти значения φ_r , по формуле (7.23) подсчитывалось относительное уменьшение приведенного расхода газа через сопловой аппарат $\delta\alpha/\alpha_0 = \delta G_0/G_0$. Расчетное протекание α_r/α_0 при изменении \bar{G}_b показано на рис. 9.14. Экспериментальные значения α_r/α_0 при выпуске воздуха по вар. II по результатам всех испытаний нанесены также на этом рисунке. Видно, что расчетные и экспериментальные значения приведенного расхода α_r/α_0 удовлетворительно согласуются между собой.

Степень реактивности ступени при выпуске воздуха на корытце сопловых лопаток изменяется незначительно. Это объясняется тем, что расход смеси через рабочее колесо практически постоянен, поскольку уменьшение расхода основного потока через сопловой аппарат примерно равно расходу охлаждающего воздуха (рис. 9.14).

Рассмотрим теперь выпуск воздуха через щели в карманы, выфрезерованные на корытце вблизи выходной кромки по вар. III (см. рис. 9.9). Общая длина щелей и карманов также составляла примерно $0,75h$. При ширине щели $\Delta \approx 0,68$ мм величина $k_r \approx 15$, толщина стенки щели $\delta_{сг} = 0,6$ мм и выходная кромка $d_2 = 0,52$ мм. Относительное расстояние щели от выходной кромки (протяженность кармана), составляло $x/\Delta \approx 10$.

Экспериментальное исследование турбины при $\lambda_2 = 1,7...2,2$ и различных расходах охлаждающего воздуха показало, что первичный КПД при увеличении \bar{G}_b заметно возрастает, что объясняется преобладающим влиянием увеличения расхода рабочего тела по сравнению с обратным влиянием снижения коэффициента скорости соплового аппарата при выпуске. Эффективный КПД турбины при увеличении \bar{G}_b уменьшается.

Изменение коэффициента скорости соплового аппарата в зависимости от \bar{G}_b , полученное увязкой значений φ и ψ (при $\varphi = \text{const}$) показано на рис. 9.13, б точками. Сплошной линией показано расчетное протекание

зависимости, определенное по формулам разд. 7.4. Видно, что вследствие пониженной скорости выпуска воздуха ($\bar{G}_a \approx 15\bar{G}_a$) коэффициент скорости φ при выпуске значительно снижается. Именно это обстоятельство привело к тому, что приращение КПД $\delta\eta_{II}$ при выпуске оказалось значительно меньшим, чем при выпуске воздуха по вар. I и II. Экспериментальная и расчетная зависимость $\delta\eta_{II}$ от \bar{G}_a для этого случая нанесена на рис. 9.10.

При выпуске из щелей охлаждающего воздуха приведенный расход газа α_r вследствие загромождения горлового сечения воздухом монотонно уменьшается. Зависимость α_r/α_0 от \bar{G}_a нанесена на рис. 9.14. Видно, что при выпуске воздуха $\bar{G}_a = 0,01 \dots 0,02$ снижение расхода газа примерно в 1,5...1,3 раза превышает относительный расход воздуха, что объясняется значительным увеличением потерь до горлового сечения. При этом суммарный расход смеси через рабочее колесо изменялся только незначительно. С учетом увеличения потерь в СА сопротивление рабочего колеса и, следовательно, степень реактивности ступени при выпуске воздуха практически не изменились.

Выпуск воздуха вблизи входной кромки сопловых лопаток. При внутреннем конвективном охлаждении малоразмерных турбин значительные трудности представляет выполнение внутренних каналов и полостей в охлаждаемых малоразмерных лопатках. Поэтому более приемлемыми являются простые в конструктивном и технологическом отношении системы их заградительного охлаждения, в частности, с выпуском воздуха через перфорированную входную кромку или через щели вблизи входной кромки.

Рассмотрим основные газодинамические особенности подобных схем охлаждения, в частности, при выпуске воздуха через щели на корытце и спинке сопловых лопаток вблизи входной кромки. Схема расположения щели представлена на рис. 9.9, вар. IV и V.

Экспериментальные исследования показывают, что выполнение щели на корытце практически не влияет на потери или приведенный расход в СА; выполнение щели на спинке вблизи входной кромки уже на режиме $\bar{G}_a = 0$ приводит к некоторому уменьшению приведенного расхода α_r в особенности при $\lambda_{зад} > 0,85 \dots 0,9$ (когда снижение расхода составило

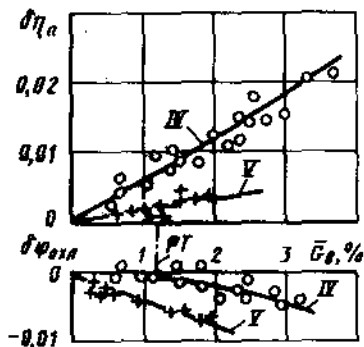


Рис. 9.15. Зависимость $\delta\eta_{II}$ и $\delta\varphi_{ohl}$ от \bar{G}_a (выпуск на корытце или спинку с. л., вар. IV и V), $\lambda_r = 1,7 \dots 2,6$; р. т. — расчетная точка

0,5...0,7%). Уменьшение α_r при неизменной площади проходного сечения соплового аппарата можно объяснить некоторым снижением коэффициента скорости в горле φ , вследствие турбулизации пограничного слоя за щелью и возможным отрывом потока в зоне щели. В исследованной ступени снижение φ_r составило 0,2...0,3%. Соответствующее снижение КПД ступени на режимах $\lambda_r = 1,7 \dots 2,2$ составляло примерно $\delta\eta_0 = -0,003$.

При выпуске воздуха через щели на корытце сопловых лопаток вблизи входной кромки по вар. IV первичные КПД ступени η_0 и η_{II} значительно возрастали. Поскольку выпуск воздуха производится в зону повышенного давления и малых скоростей основного потока, потерями смещения можно пренебречь; влияние выпускаемого воздуха на работу ступени определяется расходуемой работой его расширения в проточной части турбины. В первом приближении, пренебрегая потерями по тракту охлаждающего воздуха, можно принять $p_{в0}^* \approx p_{г0}^*$. Тогда

$$\frac{H_{в.ад}}{H_{г.ад}} = \frac{c_{pв} T_{в0}^*}{c_{pг} T_{г0}^*} = T_{в0}^* \quad (9.24)$$

Увеличение первичного КПД при выпуске воздуха, очевидно, составит

$$\delta\eta_{II} = \eta_0 \bar{G}_a \frac{H_{в.ад}}{H_{г.ад}} = \eta_0 \bar{G}_a T_{в0}^* \quad (9.25)$$

Зависимость $\delta\eta_{II}$, построенная по результатам испытаний при $\lambda_r = 1,7 \dots 2,6$ и $y = 0,5 \dots 0,55$, показана на рис. 9.15 (верхний график). Экспериментальная зависимость хорошо согласуется с формулой (9.25) особенно при расчетном расходе воздуха $\bar{G}_a = 0,012$ (соответствующем равенству $p_{в0}^* = p_{г0}^*$). При $\bar{G}_a > 0,015 \dots 0,02$ $p_{в0}^* \gg p_{г0}^*$ и располагаемая энергия воздуха быстро увеличивается. Однако возрастание $\delta\eta_{II}$ при этом сдерживается снижением коэффициента скорости φ , зависимость которого от \bar{G}_a также показана на рис. 9.15 (нижний график).

При выпуске воздуха через щель на спинке по вар. V (см. рис. 9.9) первичный КПД ступени возрастал только незначительно. Это объясняется тем, что выпуск воздуха производится в зону повышенной скорости течения и пониженного давления основного потока, вследствие чего потери смещения максимальны, а работоспособность воздуха невелика. Кроме того, при выпуске воздуха может возникнуть отрыв потока в зоне щели.

Изменение первичного КПД $\delta\eta_{II}$, а также величины $\delta\varphi_{ohl}$ в зависимости от \bar{G}_a при $\lambda_r = 1,7$ и 2,2 показано на рис. 9.15. Видно, что при $\bar{G}_a < 0,015 \dots 0,02$ $\delta\eta_{II} < 0,003$, т. е. выпуск воздуха на спинку сопровождается большими потерями. Действительно, при выпуске воздуха коэффициент скорости φ сразу же начинает существенно уменьшаться и при $\bar{G}_a = 0,02$ $\delta\varphi_{ohl} = -0,007$.

При выпуске воздуха на корытце лопаток по вар. IV или на спинку по вар. V приведенный расход газа через сопловой аппарат α_r уменьшался

примерно пропорционально \bar{G}_b . Поэтому степень реактивности при выпуске практически не изменялась.

Влияние охлаждения сопловых лопаток на газодинамическую эффективность рабочего колеса. Охлаждение сопловых лопаток приводит к увеличению неоднородности потока, в частности, по шагу перед рабочим колесом, что может привести к дополнительным потерям. Влияние периодической нестационарности и начальной турбулентности потока на дополнительные потери в рабочих решетках рассматривалось, например, в [16, 20]. Исследования разных авторов, несмотря на значительный разброс данных, показывают, что наиболее сильно дополнительные потери $\zeta_{\text{нест}}$ увеличиваются в слабо нагруженных ($\lambda_{2\text{ад}} < 0,4 \dots 0,5$) активных решетках, работающих при пониженных числах Re, а также при невысоком уровне входной нестационарности и турбулентности потока. В подобных ступенях с пониженным уровнем неравномерности потока за сопловым аппаратом (в частности, при $\zeta_{\text{СА}} = 0,02 \dots 0,03$) при увеличении указанной неравномерности происходит турбулизация течения в рабочем колесе, и величина дополнительных потерь в нем может составить $\zeta_{\text{нест}} = 0,01 \dots 0,03$. Напротив, при повышенных значениях числа Re, околозвуковых значениях $\lambda_{2\text{ад}}$ и повышенных потерях в сопловом аппарате течение в рабочем колесе становится автомоделным относительно нестационарности на входе ($\zeta_{\text{нест}}$ перестает зависеть от величины нестационарности).

Экспериментальные исследования турбинной ступени I при разнообразных способах выпуска охлаждающего воздуха показали, что потери в рабочем колесе практически не зависят от степени неоднородности потока за сопловым аппаратом. В частности, увязка значений коэффициентов скорости ψ и Ψ при охлаждении только сопловых лопаток в предположении $\Psi = \text{const}$ давала зависимость ψ (\bar{G}_b), близкую к расчетной, полученной на основании результатов гл. 7. Это объясняется высокими значениями приведенной скорости в рабочем колесе и повышенным уровнем нестационарности за сопловыми аппаратами в высокоперепадных газовых турбинах. Например, в исследованной ступени величина $\lambda_{2\text{ад}} = 0,8 \dots 0,95$, а нестационарность определяется уровнем потерь в сопловом аппарате $\zeta_{\text{СА}} = 0,075 \dots 0,08$.

Особенно велика нестационарность потока перед рабочими лопатками в около- и трансзвуковых ступенях. Как было показано в гл. 5, из-за возникновения системы кромочных скачков за сопловыми лопатками в осевом зазоре возникает дополнительная значительная неоднородность по статическому давлению, которую можно характеризовать отношением $p_{2\text{max}}/p_{2\text{min}} = 1,5 \dots 2$.

Поэтому для современных высоконагруженных охлаждаемых газовых турбин, по-видимому, можно принимать, что введение охлаждения сопловых лопаток практически не сказывается на потерях в рабочем колесе.

Конечно, общий высокий уровень неоднородности потока на входе в турбину в натуральных условиях приводит к некоторому увеличению потерь по сравнению с их значением в идеализированных модельных условиях с однородными полями параметров на входе. Анализ испыта-

ний натуральных турбин в условиях двигателя показывает, что в современных высокотемпературных двигателях дополнительные потери, связанные с неоднородностью температурных полей и нестационарностью потока, ориентировочно можно принять равными

$$\delta\eta_{\text{нест}} = 0,01 \dots 0,015, \quad (9.26)$$

где большие значения относятся к ступеням с повышенной температурой газа ($T_{\text{г0}}^* = 1650 \dots 1700 \text{ K}$).

Аналогичные результаты были получены, например, Ф. Бенингом и др. При испытаниях турбины ($D_{\text{ср}} = 762 \text{ мм}$, $h = 100 \text{ мм}$, $\lambda_{\tau} = 1,78$) с пористым охлаждением сопловых лопаток было показано, что при $\bar{G}_b = 0,07$ снижение эффективного КПД ступени составило $\delta\eta_{\text{эф}} \approx 0,1$ (при его исходном уровне $\eta_0 = 0,89$); при этом снижение КПД ротора из-за увеличения неоднородности потока на входе не превышало 0,01.

В работе [29] проведено исследование ступени ($D_{\text{ср}} = 470 \text{ мм}$; $h = 40 \text{ мм}$; $\lambda_{\tau} = 2,4$) при интенсивном пленочном охлаждении как сопловых, так и рабочих лопаток. Испытания проводились в модельных (неизотермических) условиях при $T_{\text{г0}}^*/T_{\text{г0}} = 0,6 \dots 0,75$. Воздух на поверхность сопловых и рабочих лопаток выпускался через большое количество рядов отверстий перфорации, наклоненных к обводам профиля под острым углом. Испытания показали, что при выпуске $\bar{G}_b = 0,05$ на поверхность сопловых лопаток КПД ступени изменился примерно на $\delta\eta_{\text{эф}} = -0,012$; это хорошо совпадает с расчетной величиной $\delta\eta_{\text{эф}} = -0,011$.

Снижение КПД этой турбины при выпуске $\bar{G}_b = 0,08$ на поверхность рабочих лопаток оказалось примерно равным $\delta\eta_{\text{эф}} = -0,022$, независимо от того охлаждается или не охлаждается сопловой аппарат. При одновременном охлаждении сопловых и рабочих лопаток суммарное изменение КПД оказалось примерно равным сумме его указанных изменений и составило $\delta\eta_{\text{эф}} = -0,035$. Другими словами, эффективность (и ее изменение) рабочего колеса не зависит существенно от дополнительной неоднородности потока за сопловым аппаратом, связанной с его охлаждением.

9.4. ВЫПУСК ВОЗДУХА ИЗ ВЫХОДНЫХ КРОМОК РАБОЧИХ ЛОПАТОК

При выпуске воздуха из выходных кромок рабочих лопаток изменение КПД ступени определяется в основном изменением коэффициента скорости ψ потока за рабочим колесом. Как указывалось, в рабочих решетках из-за повышенных углов отгиба δ и повышенных потерь трения уровень кромочных потерь относительно невысок. Кроме того, из-за повышенного сопротивления системы охлаждения ротора относительная скорость выпуска воздуха из кромок обычно невелика ($\bar{w}_b = w_b/w_{2\tau} = 0,3 \dots 0,5$). Поэтому выпуск воздуха через кромки приводит в области расходов $\bar{G}_b = 0,02 \dots 0,03$ как правило к уменьшению коэффициента скорости ψ и, следовательно, к заметному снижению первичного и эффективного КПД.

Отвлекаясь от коэффициента скорости ψ , снижение КПД ступени фи-

зически более наглядно можно объяснить затратами мощности на закрутку воздуха ротором, которая на выходе из щели может составлять $C_{\text{вы вых}} = (0,5...0,7) u_{\text{ср}}$. В какой-то мере эти затраты мощности компенсируются уменьшением кромочных потерь при выпуске и, главное, введением предварительной закрутки воздуха на входе в ротор.

Расходные характеристики соплового аппарата и рабочего колеса и, следовательно, степень реактивности при выпуске воздуха через выходные кромки рабочих лопаток практически не изменяются.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные на экспериментальной ступени I. Работа турбины исследовалась при выпуске охлаждающего воздуха из выходных кромок рабочих лопаток через щели шириной 0,5 мм и длиной $l_{\text{щ}} = 25$ мм. Щели располагались в средней по высоте части лопаток (см. рис. 9.8 и 9.9) и не имели перемычек. Охлаждающий воздух подводился к рабочим лопаткам через пустотелый вал, так что его предварительной закруткой на входе в ротор можно пренебречь. Затем ширина щелей была увеличена до 1 мм (путем их плавного расклинивания при сохранении суммарной толщины стенок) и все испытания были повторены при значениях $\pi_r = 1,7...2,6$.

Сопоставление характеристик исследованной ступени с рабочими лопатками, имеющими щели шириной $\Delta = 0,5$ мм и $\Delta = 1$ мм (приведенная ширина щели соответственно $\tilde{\Delta} = F_{\text{щ}}/h = 0,26$ и $0,52$ мм) при $\bar{C}_B = 0$ показало, что вследствие утолщения выходных кромок при расширении щели КПД ступени несколько снизился. Приведенное утолщение кромок и связанное с этим снижение коэффициента скорости примерно составило $\delta d_2 = 0,26$ мм и $\delta \psi \approx 0,004$. Для исследованной ступени при $y = 0,5...0,55$ и $P_{r, \text{ср}} = 0,3...0,35$ коэффициент влияния $a_{\psi} \approx 1$ (см. рис. 9.7). Поэтому снижение КПД ступени должно составлять $\delta \eta_0 = \eta_0 a_{\psi} \delta \psi / \psi \approx 0,0035$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальным результатом.

При выпуске воздуха через щели первичный КПД заметно уменьшался, особенно при увеличенной ширине щели $\Delta = 0,52$ мм. Поскольку при этом в сопловом аппарате коэффициент скорости ψ и угол α_1 можно считать неизменными, увязка коэффициентов ψ и ψ (из условия равенства расчетного и экспериментального значения $\eta_{\text{п}}$) позволила выявить зависимость $\delta \psi_{\text{охл}} = \psi - \psi_0$ от \bar{C}_B (рис. 9.16). Видно характерное изменение величины ψ от \bar{C}_B : при малых значениях \bar{C}_B $\delta \psi_{\text{охл}} > 0$, что объясняется уменьшением кромочных потерь; при $\bar{C}_B > 0,01$ $\delta \psi_{\text{охл}} < 0$ из-за увеличения потерь смешения. При увеличенной ширине щели снижение ψ происходит особенно интенсивно, при этом заметного увеличения ψ при $\bar{C}_B > 0,02...0,03$ не наблюдается. Это объясняется пониженной скоростью истечения воздуха: при $\tilde{\Delta} = 0,26$ и $0,52$ относительная скорость воздуха соответственно равна $\bar{w}_B \approx 24 \bar{C}_B$ и $12 \bar{C}_B$. Видно также хорошее совпадение экспериментальных результатов с расчетными по данным гл. 7 (сплошные линии).

По найденным значениям $\delta \psi_{\text{охл}}$ было рассчитано изменение первичного КПД при выпуске воздуха. На графике видно хорошее совпадение расчетных результатов с экспериментальными. При уменьшении параметра \bar{C}_B снижение $\eta_{\text{п}}$ при выпуске воздуха замедляется. Это объясняется

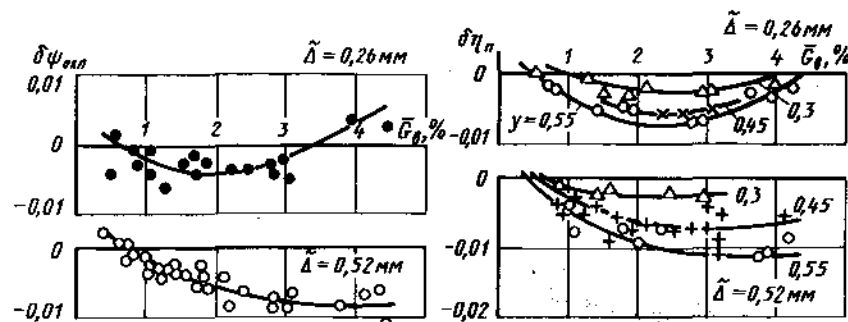


Рис. 9.16. Зависимость $\delta \psi_{\text{охл}}$ и $\delta \eta_{\text{п}}$ от \bar{C}_B в ступени I при выпуске воздуха в кромку рабочих лопаток, $\pi_r = 1,7...2,4$, $y = 0,45...0,55$:
— — расчет по данным гл. 7

снижением реактивности ступени, вследствие чего уменьшается и коэффициент влияния a_{ψ} (см. рис. 9.7).

Сопоставим эффективность турбины и рабочего колеса при изменении расхода охлаждающего воздуха путем увеличения ширины щели при неизменной толщине стенок и $\bar{w}_B = \text{const}$. Именно такой случай представляется наиболее типичным при проекторочном расчете, когда известен располагаемый перепад давлений по тракту охлаждающего воздуха, а ширина щели определяется потребным расходом.

С этой целью результаты, представленные на рис. 9.16, были перестроены следующим образом. Поскольку в исследованном рабочем колесе при уменьшении щели в кромке до нуля (например, путем обжатия выходной кромки) кромочные потери уменьшаются, значение коэффициента скорости в подобной неохлаждаемой решетке $\psi_{\text{неохл}}$ должно быть выше ψ_0 на $\delta \psi_0 \approx 0,0035$ и $0,007$ соответственно при $\tilde{\Delta} = 0,26$ и $0,52$ мм. Выбирая с рис. 9.16 значения $\delta \psi$, соответствующие постоянным значениям \bar{w}_B можно с учетом указанной поправки на $\delta \psi_0$ построить зависимость $\delta \psi'_{\text{охл}} = \psi - \psi_{\text{неохл}}$ от \bar{C}_B при различных значениях \bar{w}_B . Подобная зависимость представлена на рис. 9.17. Видно, что с увеличением \bar{C}_B при постоянной скорости выпуска воздуха коэффициент скорости уменьшается примерно по линейному закону. Этот результат удовлетворительно согласуется с данными гл. 7. С увеличением скорости выпуска w_B снижение ψ замедляется.

Аналогично были перестроены данные, относящиеся к первичному КПД ступени. Изменение первичного КПД по сравнению с КПД неохлаждаемой турбины (с тонкими выходными кромками рабочих лопаток) $\delta \eta'_{\text{п}} = \eta_{\text{п}} - \eta_{\text{неохл}}$ с учетом поправки на исходное значение КПД в неохлаждаемой турбине $\delta \eta_0 = \eta_0 a_{\psi} \delta \psi / \psi$ в зависимости от \bar{C}_B при постоянной скорости выпуска \bar{w}_B также представлено на рис. 9.17. Видно, что при введении охлаждения рабочих лопаток и $\bar{w}_B = \text{const}$, первичный КПД уменьшается также приблизительно линейно относительно расхода охлаждающего воздуха. При этом снижение КПД происходит гораздо ин-

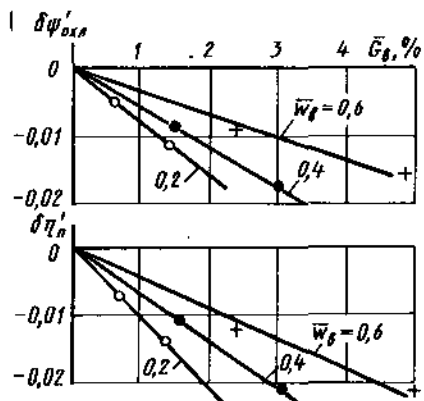


Рис. 9.17. Зависимость $\delta\psi'_{окл} = \psi - \psi_{неохл}$ и $\delta\pi'_n = \pi_n - \pi_{неохл}$ от \bar{G}_b при $\Delta = \text{const}$, $\bar{w}_g = \text{const}$, $y \approx 0,5$; выпуск воздуха в кромку рабочих лопаток

тенсивнее, чем при охлаждении СА и выпуске воздуха из выходных кромок сопловых лопаток, когда увеличение расхода смеси через рабочее колесо компенсирует возможное снижение коэффициента скорости ψ .

9.5. ВЫПУСК ВОЗДУХА В РАДИАЛЬНЫЙ ЗАЗОР ИЗ РАБОЧИХ ЛОПАТОК

Выпуск воздуха в открытый радиальный зазор. При выпуске воздуха из рабочих лопаток в открытый радиальный зазор (см. рис. 9.8) изменение КПД ступени определяется в основном заполнением его воздухом (что уменьшает обычные потери от перетекания) и затратой мощности колеса на закрутку воздуха до окружной скорости ротора на периферии u_n . Кроме того, по данным Э. А. Манушина, из-за неизотермичности пограничных слоев и слива их в поле центробежных сил в радиальном направлении коэффициент скорости ψ за рабочим колесом может уменьшиться на $\delta\psi = 0,003...0,005$ при $T_n/T_{w2}^* = 0,8...0,7$.

Течение выпускаемого воздуха в открытом радиальном зазоре имеет сложный нестационарный характер и происходит под воздействием осевого перепада давлений, трения о корпус, о торцы рабочих лопаток и об основной поток в межлопаточных каналах. Схематизируя явление, положим в первом приближении, что выпускаемый воздух образует на наружной поверхности проточной части сплошную вращающуюся пленку толщиной $\delta_{пл}$, частично или полностью перекрывающую зазор. Поскольку плотность воздуха ρ_b значительно больше плотности основного потока ρ_r и скорость вращения пелены u_n больше окружной составляющей скорости газа (изменяющейся по ширине рабочих лопаток от $c_{1уп}$ до нуля), рассматриваемое двуслойное течение в поле центробежных сил может быть, по-видимому, вполне устойчивым.

Оценивая по порядку величины силы, действующие на пленку воздуха в радиальном зазоре, и ограничиваясь важнейшими составляющи-

ми, запишем уравнение импульсов в проекции на осевое направление в виде

$$G_b c_{плд} = \pi D_n \delta_{пл} \Delta p_n + \pi D_n b \tau_r,$$

где G_b и $c_{плд}$ — расход воздуха и осевая составляющая скорости пелены; $\tau_r = c_f \rho_r w_{ср}^2 / 2$ — осевая составляющая напряжения трения со стороны основного потока; $\Delta p_n = p_{1n} - p_2$ — перепад давлений на периферии рабочего колеса; c_f — коэффициент трения газа о поверхность пелены; $w_{ср} \approx c_{1д}$ — средняя скорость газа относительно пелены; b и D_n — ширина рабочей решетки и наружный диаметр проточной части.

Ввиду нестационарности поверхности раздела и интенсивного турбулентного перемешивания слоев газа и пелены введение коэффициента трения имеет, конечно, условный характер. По-видимому, его численное значение следует принимать как для очень шероховатой поверхности ($c_f > 0,03...0,05$).

Из выписанного соотношения можно выразить толщину пелены

$$\delta_{пл} = \frac{\tau_r b}{2 \Delta p_n} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{G_b}{\pi D_n} \right)^2 \left(\frac{2 \Delta p_n}{\tau_r b} \right)^2} - \frac{1}{\Delta p_n \rho_b} - 1 \right]. \quad (9.27)$$

Анализ этого соотношения показывает, что осевое ускорение пелены воздуха в радиальном зазоре определяется в основном перепадом давления на периферии рабочего колеса. Влияние осевой составляющей сил трения незначительно. Значения $\delta_{пл}$, подсчитанные по этой формуле для исследованной экспериментально турбинной ступени при $\bar{G}_b = 0,02$, $\pi_r = p_0^*/p_2 = 2,2$ и степени реактивности на периферии $P_{r,n} = 0,48$, равны: $\delta_{пл} = 0,54$ и $0,5$ мм соответственно при $c_f = 0$ и $0,03$.

В пренебрежении силами трения в ступенях с относительной величиной радиального зазора $\delta_p/h < 0,02$ и $P_{r,n} = 0,3...0,5$ для грубой оценки относительной толщины пелены можно использовать зависимость

$$\frac{\delta_{пл}}{h} = \frac{c_{2a} \rho_{r2}}{(1 + h/D_{ср}) \sqrt{\Delta p_n \rho_b}} \bar{G}_b, \quad (9.28)$$

где c_{2a} и ρ_{r2} — осевая скорость и плотность газа за ступенью.

При выпуске воздуха в радиальный зазор над рабочими лопатками затраты мощности на прокачку воздуха через систему охлаждения ротора и изменение КПД ступени определяются соотношениями

$$N_b = G_b (c_{ввых} u_{вх} - u_n^2);$$

$$\delta \eta_b = \frac{N_b}{G_r H_{г,эд}} = -2 \bar{G}_b \left(\frac{u}{c_{г,эд}} \right)^2 \left(1 + \frac{h}{D_{ср}} \right)^2 \left[1 - \frac{c_{ввых}}{u_{вх}} \left(\frac{D_{вх}}{D_n} \right)^2 \right]. \quad (9.29)$$

В случае отсутствия предварительной закрутки охлаждающего воздуха снижение КПД достигает максимального значения

$$\delta \eta_{\text{в}} = -2 \bar{G}_{\text{в}} \left(\frac{u}{c_{r,\text{ад}}} \right)^2 \left(1 + \frac{h}{D_{\text{ср}}} \right)^2. \quad (9.30)$$

При выпуске воздуха в открытый радиальный зазор через радиальные отверстия, равномерно расположенные по контуру профиля, по-видимому, более целесообразен подвод воздуха через пустотелый ротор (см. рис. 9.3, а). Это определяется следующим обстоятельством. Несмотря на наличие лабиринтного уплотнения осевого зазора, давление $p_{\text{вх}}$ в полости между ротором и статором при подводе воздуха с закруткой может лишь немного превышать статическое давление в осевом зазоре на внутреннем диаметре. Радиальный градиент давления в осевом зазоре турбинной ступени уравнивается полем центробежных сил, пропорциональных $P_r \frac{c_{1u}^2}{r}$. На частицы воздуха в охлаждающих каналах дей-

ствует поле центробежных сил, пропорциональных $P_{\text{в}} \frac{u^2}{r}$. Поскольку обычно $u < c_{1u}$ то даже при $P_{\text{в}} > P_r$ может оказаться, что в каналах, расположенных вблизи входной кромки, $P_{\text{в}} \frac{u^2}{r} < P_r \frac{c_{1u}^2}{r}$. При этом радиальный градиент давления в проточной части не уравнивается полем центробежных сил в системе охлаждения, вследствие чего при низких значениях $p_{\text{вх}}$ может возникнуть центростремительное течение газа через охлаждающие каналы. По мере удаления от входной кромки закрутка потока и градиент давления в потоке уменьшаются (до нуля при осевом выходе из ступени). В этих каналах поле центробежных сил, по-прежнему пропорциональных $P_{\text{в}} \frac{u^2}{r}$, увеличивает расход охлаждающего воздуха.

Поэтому для обеспечения равномерного расхода охлаждающего воздуха по всем радиальным охлаждающим каналам необходимо, чтобы давление воздуха на входе в охлаждающие каналы существенно превышало давление в осевом зазоре турбинной ступени на наружном диаметре. Это возможно только при подводе воздуха через пустотелый ротор.

При выпуске воздуха в бандажированный радиальный зазор более целесообразно подводить охлаждающий воздух непосредственно к корневой части лопаток через закручивающий лопаточный аппарат, расположенный под лопатками соплового аппарата (см. рис. 9.3, б). В этом случае выпуск воздуха производится обычно за уплотняющими гребешками, расположенными на бандажной полке со стороны входной кромки. Поскольку давление за уплотнением близко к давлению за ступенью p_2 , это обеспечивает требуемый перепад давлений по тракту охлаждающего воздуха.

Экспериментальные исследования проводились на турбинной ступени I при выпуске охлаждающего воздуха в открытый радиальный зазор $\delta_p = 0,65$ и $1,15$ мм ($\delta_p = \delta_p/h = 0,013$ и $0,024$); величина зазора изменялась подрезкой рабочих лопаток. Воздух подводился через пустотелый вал и не имел предварительной закрутки. Из лопаток воздух выпускался через

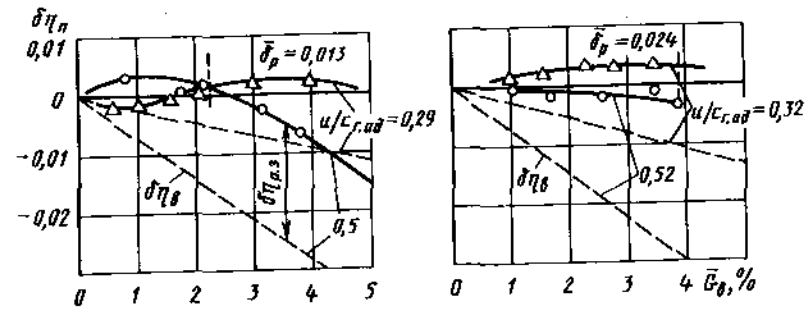


Рис. 9.18. Зависимость $\delta \eta_{\text{п}}$ от $\bar{G}_{\text{в}}$ в ступени I при выпуске воздуха в открытый радиальный зазор:
 $\pi_r = 1,7 \dots 2,4$; - - - - $\delta \eta_{\text{в}}$ по формуле (9.30)

три отверстия диаметром 2 мм в торце каждой лопатки (см. рис. 9.8 и 9.9). На рис. 9.18 приведена зависимость $\delta \eta_{\text{п}}$ ($\bar{G}_{\text{в}}$) для исследованной ступени. При уменьшенной величине радиального зазора ($\delta_p = 0,013$) и $\bar{G}_{\text{в}} < 0,02 \dots 0,025$ величина $\eta_{\text{п}}$ практически не изменяется. При $\bar{G}_{\text{в}} > 0,03$ первичный КПД уменьшается приблизительно по линейному закону, причем экспериментальные кривые эквидистантны кривым (9.30), характеризующим снижение КПД только из-за затраты мощности колеса на закрутку воздуха (пунктирные линии). Разность $\delta \eta_{\text{п}} - \delta \eta_{\text{в}} = \delta \eta_{\text{р,з}}$ после заполнения зазора воздухом, очевидно, характеризует величину потерь в радиальном зазоре при отсутствии выпуска.

Из графиков видно, что заполнение радиального зазора охлаждающим воздухом происходило при $\bar{G}_{\text{в}} \approx 0,025$. Это удовлетворительно согласуется с результатом оценки толщины пелены $\delta_{\text{пл}}$ в радиальном зазоре по формулам (9.27) и (9.28).

Видно также, что потери в радиальном зазоре $\delta \eta_{\text{р,з}}$ при $\bar{G}_{\text{в}} = 0$ с уменьшением параметра $y = u/c_{r,\text{ад}}$ значительно снижаются. На рис. 9.19 показана зависимость приведенного коэффициента потерь в радиальном зазоре

$$\delta \bar{\eta}_{\text{р,з}} = \frac{\delta \eta_{\text{р,з}}}{\eta_{\text{п}} \delta_p} \quad (9.31)$$

от параметра y . (Величина $\delta \bar{\eta}_{\text{р,з}}$ характеризует относительное снижение КПД ступени на каждый процент радиального зазора). При $y = 0,55$ значение $\delta \bar{\eta}_{\text{р,з}}$ удовлетворительно согласуется с расчетным значением этой величины, определенной по следующей зависимости, обобщающей экспериментальные данные различных авторов [1]:

$$\delta \eta_{\text{р,з}} = \eta - \eta_{\text{п}} = -\eta_{\text{п}} \left(1 + \frac{0,3}{t_{\eta} \sin \beta_2} \right) \frac{\rho_{\text{в,пл}}}{\rho_{r,\text{ср}}} \bar{\delta}_p, \quad (9.32)$$

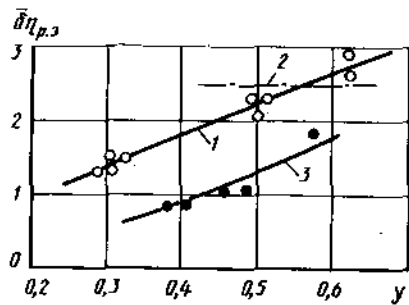


Рис. 9.19. Зависимость приведенного коэффициента потерь в радиальном зазоре $\delta \bar{\eta}_{p,3} = \delta \eta_{p,3} / (\eta_0 \bar{\delta}_p)$ от y : $\eta_r = 1,7 \dots 2,4$; $\bar{\delta}_p = 0,013$ и $0,024$; 1 — безбандажная ступень; 2 — — — — — расчет по данным [1]; 3 — бандажированная ступень

где η_u — КПД ступени при отсутствии зазора; $t_n \sin \beta_2 \approx a_{2n} / l_n$ — безразмерная ширина выходного сечения на периферии. В соответствии с этой формулой $\delta \bar{\eta}_{p,3} = \left(1 + \frac{0,3 l_n}{a_{2n}} \right) \frac{P_{r,n}}{P_{r,ср}}$.

Полученный результат косвенно говорит о том, что в большинстве случаев потери в радиальном зазоре исследовались в области оптимальных значений $y = 0,5 \dots 0,55$. При пониженных значениях $y = 0,3 \dots 0,4$ величина $\delta \bar{\eta}_{p,3}$ может уменьшаться в 1,5...2 раза. По-видимому, это объясняется уменьшением степени реактивности на периферии.

При увеличении радиального зазора ($\bar{\delta}_p = 0,024$) зависимость $\delta \eta_n (\bar{G}_a)$ аналогична предыдущему случаю. Оценки по формуле (9.27) при $c_f = 0,04 \dots 0,05$ показывают, что перекрытие зазора выпускаемым воздухом должно происходить при $\bar{G}_a = 0,05 \dots 0,06$. Ориентировочные значения приведенного коэффициента потерь в зазоре $\delta \bar{\eta}_{p,3}$ удовлетворительно ложатся на общую кривую рис. 9.19.

Вследствие уплотнения радиального зазора воздухом и уменьшения обычных потерь от перетекания КПД ступени увеличивается на величину

$$\delta \eta_{упл} = \left| \delta \eta_{p,3} \right| \frac{\delta_{пл}}{\delta_p}, \text{ пропорциональную толщине пелены } \delta_{пл}. \text{ Изменение}$$

первичного КПД при выпуске воздуха в открытый радиальный зазор можно оценить по очевидной формуле

$$\delta \eta_{p,3} = \delta \eta_{упл} - \delta \eta_n. \quad (9.33)$$

В зависимости от расхода воздуха значения y и других параметров первичный КПД ступени могут как уменьшаться, так и несколько увеличиваться. Реактивность ступени из-за уменьшения обычных утечек в радиальном зазоре при этом увеличивается практически пропорционально \bar{G}_a .

Выпуск воздуха в обандаженный радиальный зазор. При тщательном уплотнении обандаженного радиального зазора, малой предварительной закрутке воздуха на входе в ротор и выпуске воздуха за уплотняющими гребешками на бандажных полках в ступени преобладают затраты мощности на закрутку воздуха ротором и первичный КПД снижается на

$\delta \eta_n \approx \delta \eta_n$. Снижение эффективного КПД при отборе воздуха на охлаждение из-за компрессора, в соответствии с (1.20), составит

$$\delta \eta_{эф} \approx \delta \eta_n - \eta_0 \bar{G}_a \frac{T_k^*}{T_{r0}^*}.$$

При тех же условиях и выпуске воздуха перед уплотняющими гребешками воздух попадает в осевой зазор ступени и отдает свою энергию в рабочее колесо, что примерно компенсирует затраты мощности на закрутку воздуха ротором; поэтому первичный КПД практически не изменится. Эффективный КПД ступени с увеличением \bar{G}_a снижается на величину $\delta \eta_{эф} = - \eta_0 \bar{G}_a T_k^* / T_{r0}^*$, т. е. значительно меньше, чем в предыдущем случае.

Таким образом, выгоднее выпускать охлаждающий воздух перед уплотняющими гребешками. Воздух, поступающий в осевой зазор ступени, оттесняет горячие слои газа от бандажных полок, что благоприятно сказывается на их тепловом состоянии. Конечно, при этом воздух выпускается в полость с давлением $p_{1п} \gg p_2 \approx p_{1ст}$ (при реактивности $P_{r,ст} \approx 0 \dots 0,1$); поэтому соответственно должно возрасти его давление у подошвы замка. Это приведет к некоторому увеличению утечек воздуха через зазоры замкового соединения и потерь в проточной части у втулки.

Экспериментальное исследование проводилось на бандажированной ступени I (см. рис. 9.8, б) при различной величине радиальных зазоров по лабиринтным гребешкам: а — $\delta_{p1} = \delta_{p2} = 0,65$ мм; б — $\delta_{p1} = 2,1$ и $\delta_{p2} = 0,65$ мм.

Измерение давления на периферии в осевом зазоре ступени $p_{1п}$ и в радиальном зазоре между гребешками уплотнения $p_{p,3}$ в зависимости от \bar{G}_a показало следующее. При величине зазоров $\delta_{p1} = \delta_{p2} = 0,65$ мм и $\bar{G}_a > 0,02$ охлаждающий воздух полностью уплотнял радиальный зазор и растекался в обе стороны лабиринтного уплотнения. В случае $\delta_{p1} = 2,1$ мм и $\delta_{p2} = 0,65$ мм при $\bar{G}_a > 0$ $p_{p,3} > p_{1п}$. Это указывает на то, что значительная часть выпускаемого воздуха попадала через увеличенный радиальный зазор δ_{p1} в осевой зазор ступени.

Изменение первичного КПД при указанных величинах радиальных зазоров в зависимости от \bar{G}_a показано на рис. 9.20. Для сравнения на рисунке нанесены значения $\delta \eta_p$, характеризующие затраты мощности на закрутку воздуха ротором. Видно, что из-за повышенной начальной величины зазоров ($\delta_{p1} = \delta_{p2} = 0,65$ мм) протекание зависимостей $\delta \eta_n (\bar{G}_a)$ примерно такое же, что и в случае открытого зазора. Так вследствие уплотнения радиального зазора воздухом снижение первичного КПД при выпуске значительно меньше $\delta \eta_n$; полное запираение зазора происходит при $\bar{G}_a > 0,02$.

Зависимость приведенного коэффициента потерь в обандаженном радиальном зазоре от $u / c_{r,ад}$ также показана на рис. 9.19. Видно, что при одинаковой абсолютной и относительной величине радиального зазора потери оказались примерно в два раза меньше, чем в ступени с открытым радиальным зазором.

При $\delta_{p1} = 2,1$ мм и $\delta_{p2} = 0,65$ мм часть воздуха попадала в осевой

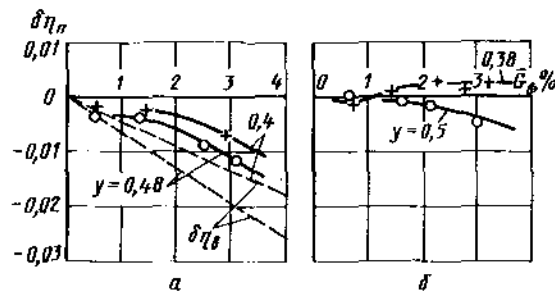


Рис. 9.20. Зависимость $\delta \eta_{\pi}$ от \bar{G}_b в ступени I при выпуске воздуха в ободженный радиальный зазор: $\pi_r = 1,7 \dots 2,4$; $a - \delta_{p1} = \delta_{p2} = 0,65$ мм; $b - \delta_{p1} = 2,1$ и $\delta_{p2} = 0,65$ мм

зазор ступени и отдавала энергию в лопатках рабочего колеса. Из рис. 9.20 видно, что в этом случае изменением первичного КПД в пределах $\bar{G}_b < 0,02 \dots 0,03$ практически можно пренебречь.

9.6. ВЫПУСК ВОЗДУХА В ОСЕВОЙ ЗАЗОР СТУПЕНИ

В охлаждаемой турбинной ступени часть воздуха, подаваемого в охлаждаемые рабочие лопатки (или обдувающего диск), поступает в осевой зазор между сопловыми и рабочими лопатками на внутреннем диаметре. Поскольку скорость воздуха c_b по величине и направлению существенно отличается от скорости газа $c_{1вт}$, возникают значительные потери, приводящие к снижению эффективности турбины.

Это явление применительно к паровым турбинам исследовалось в ряде опубликованных работ. В частности, М. Е. Дейчем и Б. М. Трояновским на основании обобщения ряда исследований показано, что подтекание рабочего тела в проточную часть в осевом зазоре у втулки приводит к снижению КПД ступени на $\delta \eta \approx -G_b$ в случае нулевой и положительной реактивности у втулки и на $\delta \eta = -(2 \dots 2,5) \bar{G}_b$ в случае отрицательной реактивности у втулки $P_{1вт} = -(0,15 \dots 0,25)$. С увеличением подтекания степень реактивности ступени возрастает, причем особенно интенсивно на внутреннем диаметре.

Потери, возникающие при подтекании воздуха в осевой зазор ступени, условно можно отнести к сопловому аппарату и учесть при расчете коэффициента скорости φ по формулам гл. 7. В этом случае дополнительное снижение φ можно оценить по формуле (1.33), приведенной к виду,

$$\delta \varphi_{yt} = 0,5(\zeta_b - \zeta_{cm} - \bar{G}_b), \quad (9.34)$$

$$\text{где } \zeta_b = \bar{G}_b \left(\frac{c_b}{c_{1вт}} \cos \theta \right)^2 \text{ и } \zeta_{cm} = \bar{G}_b \left(1 - \frac{c_b}{c_{1вт}} \cos \theta \right)^2;$$

$c_b = \sqrt{c_{bu}^2 + c_{bd}^2}$, c_{bu} , c_{bd} — скорость воздуха и ее составляющие при попадании его в осевой зазор (радиальная составляющая воздуха c_{br} не изменяет количества движения потока, поэтому ею можно пренебречь);

θ — угол между векторами скорости $c_{1вт}$ и c_b . Из этих соотношений легко получим

$$\delta \varphi_{yt} = -\bar{G}_b \left(1 - \frac{c_b}{c_{1вт}} \cos \theta \right), \quad (9.35)$$

$$\text{где } \cos \theta = \frac{c_{bu} c_{1вт} + c_{bd} c_{1вт}}{c_b c_{1вт}}.$$

Из формулы видно, что наличие окружной составляющей скорости воздуха, направленной по скорости основного потока, может значительно уменьшить снижение коэффициента скорости φ при выпуске воздуха в осевой зазор ступени. Напротив, при отсутствии закрутки и осевой составляющей скорости воздуха $\delta \varphi_{yt} = -\bar{G}_b$. Такое уменьшение φ при $P_{1вт} \approx 0$ с учетом увеличения расхода смеси через рабочее колесо на \bar{G}_b приводит к уменьшению первичного КПД на

$$\delta \eta_{\pi} \approx -\eta_0 \bar{G}_b. \quad (9.36)$$

В некоторых случаях, например, при большом угле раскрытия проточной части или значительной отрицательной реактивности у втулки в корневом сечении рабочего колеса может возникнуть отрыв потока, и потери значительно возрастут.

Можно оценить изменение первичного КПД ступени при выпуске воздуха в осевой зазор также следующим образом. Воздух, поступающий в осевой зазор на внутреннем диаметре со скоростью c_b разгоняется основным потоком примерно до скорости $c_{1вт}$. На это газом затрачивается работа

$$\delta L_r = G_b (c_{1вт} - c_b \cos \theta) c_{1вт},$$

где $G_b (c_{1вт} - c_b \cos \theta)$ — импульс сил взаимодействия газа и выпускаемого воздуха. При этом энергия смеси перед рабочим колесом увеличивается на

$$\delta L_b = G_b \left(\frac{c_{1вт}^2}{2} + H_b \right),$$

где $H_b = \frac{k_b}{k_b - 1} R_b T_b^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{1вт}} \right)^{\frac{k_b - 1}{k_b}} \right]$ — работа расширения воздуха в рабочем колесе при $p_{1вт} > p_2$.

Изменение первичного КПД при этом можно представить в виде

$$\delta \eta_{\pi} = \eta_0 \frac{-\delta L_r + \delta L_b}{G_b \frac{c_{г.ад}^2}{2}} = -\bar{G}_b \eta_0 (1 - \rho_{1вт}) \left[1 - 2 \frac{c_{bu} \cos \alpha_{1вт} + c_{bd} \sin \alpha_{1вт}}{c_{г.ад} \sqrt{1 - \rho_{1вт}}} - \frac{T_b^*}{T_r^*} \frac{\rho_{1вт}}{1 - \rho_{1вт}} \right], \quad (9.37)$$

В большинстве случаев степень реактивности на внутреннем диаметре близка к нулю, а влияние осевой составляющей скорости воздуха пренебрежимо мало. В этих условиях

$$\delta \eta_{\pi} = -\bar{G}_B \eta_0 \left(1 - 2 \frac{c_{\text{вн}} \cos \alpha_{\text{вн}}}{c_{\text{г.ад}}} \right). \quad (9.38)$$

При отсутствии начальной закрутки потока $\delta \eta_{\pi} = -\bar{G}_B \eta_0$. В случае выпуска воздуха со скоростью основного потока у втулки $\delta \eta_{\pi} = \eta_0 \bar{G}_B$.

Конечно, рассмотренная модель явления и полученные соотношения являются достаточно грубым приближением. В действительности полного выравнивания параметров подтекающего воздуха и основного потока у втулки не происходит. В этом случае воздух попадает в межлопаточные каналы рабочего колеса в относительном движении под большим отрицательным углом атаки, что приводит к интенсификации вторичных течений и вторичных потерь у втулки (см. разд. 8.5). Поэтому рассмотрим другую модель влияния подтеканий на эффективность ступени, согласно которой смешение воздуха и основного потока перед рабочим колесом не происходит и все потери, связанные с подтеканием воздуха, можно отнести к рабочему колесу.

Изменение КПД ступени в этом случае будет складываться из двух составляющих, учитывающих соответственно изменение коэффициента скорости ψ в рабочем колесе и закрутку подтекающего воздуха перед рабочим колесом (9.13). Преобразуем вторую составляющую к виду

$$\delta \eta_{\text{вх}} = \frac{\bar{G}_B c_{\text{вн}} u_{\text{вн}}}{G_r c_{\text{г.ад}}^2 0,5} = 2 \bar{G}_B \frac{c_{\text{вн}}}{c_{\text{г.ад}}} \left(1 - \frac{h}{D_{\text{ср}}} \right) y$$

и получим окончательно

$$\frac{\delta \eta_{\pi}}{\eta_0} = a_{\psi} \frac{\delta \psi}{\psi} + 2 \bar{G}_B \frac{c_{\text{вн}}}{c_{\text{г.ад}}} \left(1 - \frac{h}{D_{\text{ср}}} \right) y. \quad (9.39)$$

При отсутствии закрутки воздуха ($c_{\text{вн}} = 0$) снижение КПД происходит наиболее интенсивно.

В различных ступенях влияние подтеканий на вторичные потери в корневом сечении рабочего колеса может быть различным. Естественно, это приводит к существенно различающимся результатам при экспериментальных исследованиях этого явления. По данным разных авторов, снижение КПД ступени при подтекании рабочего тела в осевой зазор у втулки может составлять

$$\delta \eta_{\pi} = (0,8 \dots 2,5) \bar{G}_B. \quad (9.40)$$

Рассмотрим некоторые результаты экспериментального исследования, полученные на модельной ступени I с плавными цилиндрическими обводами проточной части и положительной реактивностью у втулки. Кроме того, была исследована аналогичная ступень Ia с уменьшенной площадью соплового аппарата, что привело к снижению реактивности, в

особенности на внутреннем диаметре (табл. 9.1). Воздух в полость между статором и диском турбины подводился из-под соплового аппарата через аксиальные отверстия диаметром 3 мм и выпускался в проточную часть через осевой зазор $\delta_1 = 1,5$ и 3 мм (см. рис. 9.8).

Таблица 9.1

Значения степеней реактивности в ступенях I и Ia

Параметр	Ступень I		Ступень Ia	
	$u/c_{\text{г.ад}} = 0,3$	$u/c_{\text{г.ад}} = 0,55$	$u/c_{\text{г.ад}} = 0,3$	$u/c_{\text{г.ад}} = 0,55$
$P_{\text{г.п}}$	0,36	0,47	0,3	0,4
$P_{\text{г.вт}}$	0,05	0,26	-0,2	-0,12

При выпуске воздуха в осевой зазор степень реактивности ступени возрастала, особенно интенсивно на внутреннем диаметре ($\delta P_{\text{г.вт}} \approx 4 \bar{G}_B$). Это объясняется тем, что помимо увеличения расхода смеси через рабочее колесо скорость потока на внутреннем диаметре вследствие подмешивания воздуха несколько уменьшается, что приводит к увеличению угла потока β_1 , т. е. к увеличению кинематической степени конфузурности рабочей решетки.

Оказалось также, что характер изменения $\delta P_{\text{г.вт}} (\bar{G}_B)$ лишь незначительно зависит от степени реактивности у втулки, а также от величины радиальной скорости выдува (равной при $\bar{G}_B = 0,03$ $c_{\text{вр}} \approx 100$ и 50 м/с при осевом зазоре $\delta_1 = 1,5$ и 3 мм). Другими словами, сопротивление рабочего колеса и, следовательно, характер течения газа в его корневом сечении практически не изменяются. Это указывает на отсутствие отрыва потока от втулки под действием подтеканий даже при отрицательной реактивности у втулки, что объясняется, по-видимому, плавностью проточной части, отсутствием значительной перекрыши у втулки, а также отсутствием геометрической диффузорности в корневом сечении рабочего колеса (см. рис. 9.9, б).

Об отсутствии отрыва свидетельствовали также измерения полного давления за рабочим колесом. При увеличении \bar{G}_B полное давление p_2^* у втулки несколько снижалось, что указывало на умеренный уровень потерь в рабочем колесе; влияние выдува воздуха в осевой зазор распространялось приблизительно на 25...30% высоты лопатки.

На рис. 9.21, а приведено изменение первичного КПД ступени I при обдуве диска в зависимости от \bar{G}_B . Видно, что зависимость $\delta \eta_{\pi}$ от \bar{G}_B имеет примерно линейный характер; с уменьшением $y = u/c_{\text{г.ад}}$ снижение первичного КПД замедляется. Суммарные результаты, полученные на обеих ступенях при работе на различных перепадах, нанесены на рис. 9.21, б. Видно, что независимо от степени реактивности, срабатываемого в турбине перепада давлений, а также от величины радиальной скорости выпуска охлаждающего воздуха в проточную часть уровень дополнительных потерь в турбине остается неизменным. Это, в частности, также подтверждает отсутствие отрыва потока от втулки при выдуве.

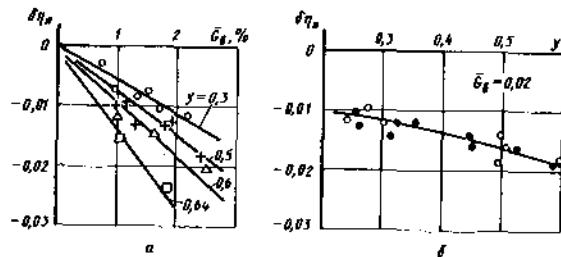


Рис. 9.21. Зависимости $\delta \eta_n$ от \bar{G}_b при различных значениях y (а) и $\delta \eta_n$ от y при $\bar{G}_b = 0,02$ (б) при подтекании воздуха в осевом зазоре у втулки:
 $\pi_\tau = 1,7...2,2$; \bullet — ступень 1а

Как видно из рис. 9.9, рабочие каналы в корневых сечениях экспериментальной турбины были выполнены чисто активными. Положительная или отрицательная реактивность у корня рабочих лопаток определялась соответственно увеличенной или несколько заниженной площадью проходного сечения соплового аппарата. Поэтому влияние подтекающего воздуха на потери в корневом сечении рабочего колеса и, следовательно, на уровень коэффициента скорости ψ , по-видимому, было одинаковым при положительной и при отрицательной реактивности у втулки. Вместе с тем, с уменьшением параметра y коэффициент влияния a_ψ значительно уменьшается, что и приводит к уменьшению дополнительных потерь при пониженных значениях y . При уменьшении y в диапазоне 0,55...0,3 величина a_ψ понижается в среднем на 30%; это хорошо согласуется с характером кривой на рис. 9.21, б.

При $y = 0,5...0,55$ и $\bar{G}_b = 0,02$ снижение КПД составило $\delta \eta_n \approx -0,017$. Отсюда с учетом коэффициента влияния $a_\psi \approx 0,9$ получим, что снижение коэффициента скорости ψ составляло в экспериментальной ступени примерно 0,02. Такое сильное влияние подтеканий на потери в корневом сечении РК обуславливается, в первую очередь, его малой конфузурностью. При увеличении конфузурности межлопаточных каналов (в частности, в периферийных сечениях рабочего колеса) влияние подтеканий на уровень дополнительных потерь будет уменьшаться.

На рис. 9.22 показаны зависимости $\delta \eta_n$ от \bar{G}_b при подтекании воздуха на внутреннем диаметре с предварительной закруткой по вращению (а) или против вращения (б) на режимах $y = 0,5...0,55$ при $\pi_\tau = 1,7...2,2$. Для сравнения здесь же нанесена исходная зависимость при подтекании воздуха без закрутки (в). Воздух подводился в полость между статором и диском через закручивающий аппарат и попадал в проточную часть на внутреннем диаметре при закрутке по вращению со скоростью $c_{\text{вн}}/c_{\text{г.ад}} \approx 9\bar{G}_b$ и при закрутке против вращения — со скоростью $c_{\text{вн}}/c_{\text{г.ад}} \approx -7\bar{G}_b$.

Видно, что положительная закрутка приводила к значительному уменьшению дополнительных потерь в ступени. Уменьшение потерь, определяемое вторым слагаемым в выражении (9.39), составляло в исследованной ступени при $y \approx 0,53$ $\delta \eta_n \approx 8\bar{G}_b^2$. Отрицательная закрутка, напротив, приводила к увеличению дополнительных потерь на $\delta \eta_n \approx 6\bar{G}_b^2$. Эти оценки пунктирными линиями нанесены на рис. 9.22 (относительно

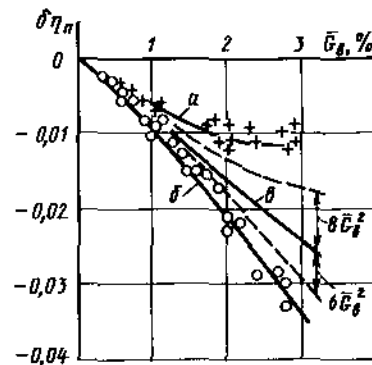


Рис. 9.22. Зависимость $\delta \eta_n$ от \bar{G}_b при подтекании воздуха в осевом зазоре у втулки:
 $\pi_\tau = 1,7...2,2$; $y = 0,5...0,55$; а — закрутка воздуха по направлению вращения ($c_{\text{вн}}/c_{\text{г.ад}} \approx 9\bar{G}_b$); б — закрутка против вращения ($c_{\text{вн}}/c_{\text{г.ад}} \approx -7\bar{G}_b$); в — закрутка воздуха отсутствует

исходной кривой в). Видно, что в случае положительной или отрицательной закрутки изменение потерь превосходит влияние второго слагаемого в (9.39). Это объясняется тем, что при подтекании воздуха с закруткой, по-видимому, соответственно изменяются и дополнительные потери: при положительной закрутке потери уменьшаются, при отрицательной — возрастают.

При подтекании охлаждающего воздуха в осевом зазоре ступени на периферийном диаметре, как уже отмечалось, из-за повышенной конфузурности межлопаточных каналов рабочего колеса увеличение потерь и снижение коэффициента скорости ψ относительно невелики. Кроме того, при этом несколько уменьшаются потери в радиальном зазоре над рабочим колесом из-за частичного заполнения зазора воздухом. Поэтому влиянием такого выпуска на КПД ступени в первом приближении можно пренебречь.

При обдуве задней стороны диска и выпуске воздуха в проточную часть дополнительные потери смешения малы вследствие низких скоростей потока за ступенью, особенно при осевом выходе из ступени. Характер течения газа и уровень потерь в рабочем колесе, степень реактивности при этом практически не изменяются. Поэтому снижение КПД возможно лишь вследствие затраты мощности на закрутку воздуха диском. Экспериментальное исследование, проведенное на турбинах 1 и 1а при величине зазора $\delta_2 = 1,5$ мм (см. рис. 9.8) показало, что снижение КПД ступени при отсутствии начальной закрутки воздуха можно оценить по формуле

$$\delta \eta_n \approx -k_d 2\bar{G}_b \left(\frac{u}{c_{\text{г.ад}}} \right)^2 \left(1 - \frac{h}{D} \right)^2, \quad (9.41)$$

где $k_d = 0,5...0,6$ — экспериментальный коэффициент (учитывает степень закрутки воздуха диском).

В заключение отметим, что экспериментальные исследования на турбине подтверждают справедливость результатов, полученных при газодинамическом исследовании охлаждаемых решеток. В реальных усло-

виях охлаждение рабочего колеса, как правило, приводит к большим потерям, чем охлаждение соплового аппарата. Применение спутной закрутки воздуха на входе в ротор уменьшает потери, связанные с его охлаждением.

При выпуске охлаждающего воздуха в открытый радиальный зазор из рабочих лопаток обычные утечки газа уменьшаются, что может в значительной степени компенсировать затраты мощности на закрутку воздуха ротором до окружной скорости u_n . При этом в зависимости от параметров ступени первичный КПД может как уменьшаться, так и увеличиваться.

В ступени с обандаженными рабочими лопатками целесообразно выпускать воздух перед лабиринтными гребешками (в осевой зазор ступени). Однако это требует повышенного уровня давления воздуха у подошвы замка лопаток, что может привести к увеличению его утечек в проточную часть и дополнительным потерям.

При подтекании воздуха в осевой зазор ступени на внутреннем диаметре возникают значительные потери, приводящие к снижению первичного КПД на величину $\delta\eta_n \approx -\eta_0 \bar{G}_n$. Отрыва потока у втулки при этом в ступенях с гладкой цилиндрической проточной частью может и не возникать.

При попадании воздуха в осевой зазор на наружном диаметре (в том числе при обдуве бандажных полок или вставок над безбандажными рабочими лопатками) происходит частичное заполнение радиального зазора воздухом, поэтому изменением первичного КПД в первом приближении можно пренебречь.

9.7. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ОХЛАЖДАЕМОЙ ТУРБИНЫ

Газодинамический расчет охлаждаемой турбины проводится на основании результатов предварительного проектирования двигателя после выбора его схемы, уровня основных параметров, в том числе T_{r0}^* , p_{r0}^* , потребных работ и частот вращения по каскадам и т. д.

При проектировании двигателя заданной мощности обычно температуру газа перед турбиной T_{r0}^* выбирают максимально возможной на существующем уровне газодинамических, конструктивных и технологических достижений, а также методов охлаждения. Конечно, в дальнейшем при доводке двигателя по параметрам после использования всех других (конструктивных и технологических) возможностей для обеспечения заданной мощности двигателя может потребоваться некоторое изменение T_{r0}^* . Однако на всех этапах проектирования двигателя температуру газа перед турбиной T_{r0}^* будем считать заданной.

В наиболее тяжелых условиях по уровню средней, а также максимальной температуры газа (из-за повышенной неоднородности температурного поля за камерой сгорания) работает первая ступень, поэтому в процессе проектирования высокотемпературного двигателя ей уделяется особое внимание. На ранней стадии проектирования относительные расходы охлаждающего воздуха на конвективное и заградительное (пле-

ночное) охлаждение первой ступени можно оценить на основании следующих ориентировочных зависимостей

$$\bar{G}_{в,к} = k_k \sqrt{T_{r0}^* - 1200} ; \quad (9.42)$$

$$\bar{G}_{в,п} = k_n \sqrt{T_{r0}^* - 1400} , \quad (9.43)$$

где $k_k = 0,0025 \dots 0,003$ и $k_n = 0,004 \dots 0,0043$ – экспериментальные коэффициенты. Формулы отражают тот факт, что конвективное охлаждение сопловых аппаратов, как правило, вводится при $T_{r0}^* > 1200\text{K}$; пленочное охлаждение при $T_{r0}^* > 1400 \dots 1450\text{K}$. Отметим, что конвективное охлаждение рабочих лопаток вводится при $T_{r0}^* > 1300\text{K}$, пленочное – при $T_{r0}^* > 1550\text{K}$. При детальном анализе системы охлаждения широко используются зависимости вида $\bar{G}_n = f(\theta)$, где $\theta = (T_{r0}^* - T_n) / (T_{r0}^* - T_{n0}^*)$ – глубина охлаждения.

На начальной стадии проектирования оценку располагаемого теплоперепада в турбине для обеспечения потребной мощности N_t на привод компрессора можно сделать на основании ориентировочного значения ее эффективного КПД $\eta_{эф}^*$. В первом приближении значение $\eta_{эф}^*$ можно оценить по формуле

$$\eta_{эф}^* = \eta_{неохл}^* - a_k \bar{G}_{в,к} - a_n \bar{G}_{в,п}, \quad (9.44)$$

где $\eta_{неохл}^*$ – КПД неохлаждаемой турбины аналогичной размерности и газодинамической нагруженности; a_k – коэффициент влияния конвективного охлаждения, учитывающий ухудшение проточной части, а также затраты энергии, связанные с конвективным охлаждением; a_n – коэффициент влияния, учитывающий затраты энергии, связанные с пленочным охлаждением элементов проточной части турбины.

Для ориентировочных оценок можно принимать

$$a_k = 0,4 + \frac{c_{рв} T_{r0}^*}{c_{рг} T_{r0}^*}$$

Значение коэффициента a_n можно принимать равным $a_n = 0,25; 0,5; 1$ соответственно при пленочном охлаждении сопловых лопаток, рабочих лопаток, торцевых поверхностей межлопаточных каналов.

Из выражений для эффективного КПД (1.6), (1.8) и (1.10) с учетом соотношения (1.3) для $H_{r,ад}^*$ получим

$$\left(\frac{p_2}{p_{r0}} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 1 - \frac{N_t}{c_{рг} T_{r0}^* \eta_{эф}^* G_r \left[1 + \sum_i \bar{G}_{ад} \frac{H_{в,ад}^*}{H_{r,ад}^*} \right]}, \quad (9.45)$$

где G_r и T_{r0}^* – расход и температура рабочего тела в горловом сечении первого соплового аппарата. Для воздуха, отбираемого за компрессором, и в случае произвольных параметров охлаждающего воздуха соответственно

$$\frac{H_{в.ад}}{H_{г.ад}} \approx \frac{c_{pв} T_{в0}^*}{c_{pг} T_{г0}^*} \approx i_{в0}^* ; \quad \frac{H_{в.ад}}{H_{г.ад}} = i_{в0}^* \frac{1 - \left(\frac{p_2}{p_{в0}^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \left(\frac{p_2}{p_{г0}^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

Расчеты турбины на этапе предварительного проектирования ведутся по упрощенной методике без учета реальных конструктивных особенностей лопаточных аппаратов и детального распределения охлаждающего воздуха по венцам, например, по изложенной в [1]. При этом уровень коэффициентов скорости ψ и ϕ выбирается на 0,015...0,02 ниже, чем в аналогичной неохлаждаемой ступени.

На этом этапе выбирается схема турбины, число ступеней, распределение располагаемых теплоперепадов и степени реактивности по ступеням. Частота вращения ротора окончательно устанавливается в результате согласования с характеристиками компрессора при рассмотрении ряда вариантов двигателя. На основании конструктивных проработок выбирается форма проточной части турбины, в том числе средние диаметры лопаточных аппаратов, высота и ширина лопаток и др.

Проводится приближенный расчет по среднему диаметру и уточняются газодинамические параметры ступени, в том числе уровень окружных скоростей, уровень приведенных скоростей за лопаточными аппаратами. Выбирается закон профилирования их по высоте проточной части, оцениваются газодинамические параметры на периферии проточной части и у втулки.

Оценивается уровень температуры газа по венцам и выбирается схема охлаждения турбины в целом и каждого лопаточного аппарата. Проводится предварительная оценка системы охлаждения, потребных расходов охлаждающего воздуха, а также способов выпуска его в проточную часть.

Проводится предварительное проектирование сопловых и рабочих решеток с учетом конструктивных и других ограничений, оценивается уровень потерь и коэффициентов скорости ψ и ϕ в охлаждаемых решетках. Уточняются способы подвода охлаждающего воздуха к ротору, особенности системы охлаждения. Проводится новый газодинамический расчет и уточняются все газодинамические и конструктивные параметры.

Проводится оптимальное проектирование всех решеток по методикам настоящей работы, а также лопаточных аппаратов в целом с применением методов пространственного расчета и профилирования. Уточняются все газодинамические характеристики лопаточных аппаратов и проводится окончательный газодинамический расчет охлаждаемой турбины.

Основной процедурой газодинамического расчета и проектирования охлаждаемой турбины является расчет по среднему диаметру. Сначала расчет проводится без учета потерь в радиальном зазоре, закрутки потока на входе в ротор, всякого рода подтеканий. После проведения расчета и оценки значения первичного КПД $\eta_{п0}^*$ в соответствии с формулой (9.12) можно учесть потери в радиальном зазоре по формуле (9.32), влияние закрутки воздуха на входе в ротор (9.13) и при выпуске воздуха вне

проточной части (9.14), подтекание воздуха в осевом зазоре у втулки (9.36) и др. Учитывая, что экспериментальные данные, на которых базируются методы расчета потерь в проточной части, получены в стационарных и относительно однородных условиях, необходимо ввести поправку на влияние нестационарности и неоднородности потока в реальных условиях на двигателе по формуле (9.26).

Если в результате последовательного поступенчатого расчета охлаждаемой турбины с учетом выпусков охлаждающего воздуха и уточненных данных по коэффициентам скорости в лопаточных венцах полученная мощность отличается от заданной, необходимо скорректировать полагаемый теплоперепад за счет изменения давления p_2 за турбиной при сохранении начальных параметров газа. Учитывая, что при небольшом изменении отношения давлений $p_2/p_{г0}^*$ КПД ступени практически не изменится, из соотношений

$$N_T = G_c H_{г.ад} \eta_{п0} \quad H_{г.ад} = c_p T_{г0}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{г0}^*}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

легко получим

$$\frac{\delta p_2}{p_2} = -\frac{k}{k-1} \frac{1-\tau_{ад}}{\tau_{ад}} \frac{\delta N}{N_T} \quad (9.46)$$

$$\text{где } \tau_{ад} = \left(\frac{p_2}{p_{г0}^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

После введения поправки на давление p_2 за ступенью расчет повторяется, пока не будет достигнута потребная мощность ступени.

Рассмотрим последовательность одномерного расчета охлаждаемой ступени по среднему диаметру. Как указывалось, ее мощность и параметры газа на входе $N_T, p_{г0}^*, T_{г0}^*$ и G_c , а также давление за ступенью p_2 и степень ее реактивности P_T считаются известными. При расчете удобно пользоваться размерными значениями скоростей c и w поскольку температура торможения при течении газа в охлаждаемой решетке изменяется, вследствие чего нарушается однозначность определения приведенной скорости λ . Кроме обычных соотношений в турбине дополнительно используются уравнения смешения. Расходы охлаждающего воздуха по венцам $\bar{G}_{вса}$ и $\bar{G}_{врк}$, схемы охлаждения, способы выпуска воздуха в проточную часть и его параметры при выпуске считаются известными.

Порядок расчета

1. На основании предварительной оценки уровня скоростей и формы решеток оцениваются коэффициенты скорости без учета и с учетом охлаждения и выпуска воздуха, т. е. φ_0 и ψ_0 , а также φ и ψ . Оценивается располагаемая скорость основного потока

$$c_{г.ад} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_{г0}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = a_{кр0} \lambda_{г.ад},$$

где $a_{кр0}$ и $\lambda_{г.ад}$ — критическая и приведенная скорости основного потока по его начальным параметрам;

$$a_{кр0} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_{г0}^*}; \quad \lambda_{г.ад} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Определяются скорость потока и его параметры в осевом зазоре за сопловым аппаратом по формулам

$$c_1 = \varphi \sqrt{1 - \rho_T} c_{г.ад};$$

$$T_1^* = T_{г0}^* \frac{1 + \frac{c_{рв}}{c_{пр}} \frac{T_{г0}^*}{T_{г0}^*} \bar{G}_{вСА}}{1 + \frac{c_{рв}}{c_{пр}} \bar{G}_{вСА}}; \quad T_1 = T_1^* - \frac{c_1^2}{2c_{пр}};$$

$$F_{1min} = \frac{G_r (1 + \bar{G}_{вСА}) RT_1}{\rho_1 c_1}; \quad F_{1ax} = \pi D_{ср} h_1;$$

$$\alpha_1 = \arcsin \left(\frac{F_{1min}}{F_{1ax}} \right);$$

$$c_{1a} = c_1 \sin \alpha_1; \quad c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1.$$

2. При заданной частоте вращения ротора определяются параметры потока перед рабочим колесом:

$$u = \pi D_{ср} n; \quad w_{1u} = c_{1u} - u;$$

$$\beta_1 = \arctg \left(\frac{c_{1a}}{w_{1u}} \right);$$

$$w_1^2 = w_{1u}^2 + c_{1a}^2; \quad T_{w1}^* = T_1 + \frac{w_1^2}{2c_{пр}};$$

$$a_{крw} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_{w1}^*}; \quad \lambda_{w1} = \frac{w_1}{a_{крw}};$$

$$\pi = \pi(\lambda_{w1}), \quad p_{w1}^* = \frac{p_1}{\pi(\lambda_{w1})}.$$

3. По известному давлению за турбиной p_2 , вычисленному заранее значению коэффициента скорости ψ в охлаждаемых рабочих лопатках определяются

$$w_{2ад} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_{w1}^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{w1}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = a_{крw} \lambda_{w2ад},$$

где $\lambda_{w2ад}$ — приведенная скорость основного потока в относительном движении, соответствующая параметрам на входе в РК,

$$\lambda_{w2ад} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{w1}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Далее вычисляются

$$w_2 = \psi w_{2ад},$$

$$T_{w2}^* = T_{w1}^* \frac{1 + \frac{c_{рв}}{c_{пр}} \frac{T_{вввх}}{T_{w1}^*} G_{вРК}}{1 + \frac{c_{рв}}{c_{пр}} \bar{G}_{вРК}}; \quad T_2 = T_{w2}^* - \frac{w_2^2}{2c_{пр}};$$

$$F_{2min} = \frac{G_r (1 + \bar{G}_{вСА} + \bar{G}_{вРК}) RT_2}{\rho_2 w_2}; \quad F_{2ax} = \pi D_{ср} h_2;$$

$$\beta_2 = \arcsin \left(\frac{F_{2min}}{F_{2ax}} \right);$$

$$w_{2a} = w_2 \sin \beta_2; \quad w_{2u} = w_2 \cos \beta_2;$$

$$c_{2u} = w_{2u} - u; \quad \alpha_2 = \arctg \left(\frac{w_{2a}}{c_{2u}} \right);$$

$$c_2^2 = c_{2u}^2 + w_{2a}^2; \quad T_2^* = T_2 + \frac{c_2^2}{2c_{пр}};$$

$$a_{кр2} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_2^*}; \quad \lambda_{c2} = \frac{c_2}{a_{кр2}};$$

$$\Pi = \Pi(\lambda_{c2}); \quad P_2^* = \frac{P_2}{\Pi(\lambda_{c2})};$$

$$H_{г.ад}^* = c_{pг} T_{г0}^* \left[1 - \left(\frac{P_2^*}{P_{г0}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right];$$

$$H_{в.ад}^* = c_{pв} T_{в0}^* \left[1 - \left(\frac{P_2^*}{P_{в0}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

4. Мощность на окружности рабочего колеса

$$N_u = G_r u \left[(1 + \bar{G}_{вса}) c_{1u} + (1 + \bar{G}_{вса} + \bar{G}_{врк}) c_{2u} \right].$$

Первичный КПД ступени на окружности рабочего колеса

$$\eta_{п0} = \frac{N_u}{G_r H_{г.ад}}.$$

Первичный КПД ступени

$$\eta_n = \eta_{п0} - \sum_q \delta \eta_q,$$

где $\delta \eta_q$ — изменение первичного КПД вследствие потерь в радиальном зазоре (в том числе при выпуске воздуха в радиальный зазор), влияния закрутки воздуха на входе, подтеканий и т. д. Эффективный КПД ступени

$$\eta_{эф} = k_n \eta_n,$$

$$\text{где } k_n = \frac{1}{1 + \sum_i \bar{G}_{вi} \frac{H_{в.ад}^*}{H_{г.ад}}}$$

Первичный и эффективный КПД по параметрам заторможенного потока

$$\eta_n^* = \eta_n \frac{H_{г.ад}^*}{H_{г.ад}}; \quad \eta_{эф}^* = k_n^* \eta_n^*,$$

$$\text{где } k_n^* = \frac{1}{1 + \sum_i \bar{G}_{вi} \frac{H_{в.ад}^*}{H_{г.ад}^*}}.$$

1. Жулиц В. К. Теория авиационных газовых турбин. М.: Машиностроение. 1979. 245 с.
2. Богод А. Е., Граховский А. В., Карелин А. М. Повышение точности и сокращение времени при численном исследовании трансзвуковых течений газа в решетках турбомашин. // Теплоэнергетика. 1986. № 8. С. 48–52.
3. Бойко А. В., Кожвицкий С. Н., Мельпохов В. А. Оптимизация формы дозвуковых профилей решеток осевых турбин. //Изв. АН СССР. Энерг. и трансп. 1984. № 6. С. 119–124.
4. Гавриков Н. Ф. Исследование кольцевых сопловых решеток. Труды ЦИАМ. 1977. № 763. 12 с.
5. Гольцов В. В., Кадетов А. П. Обобщенные экспериментальные зависимости для определения коэффициентов профильных потерь в турбинных решетках. Труды ЦИАМ. 1977. № 786. 3 с.
6. Дойч М. В. Техническая газодинамика. М.: Энергия. 1974. 591 с.
7. Влифатов В. М. Создание высокотемпературных ГТУ с перспективными системами охлаждения за рубежом. //Энергетическое машиностроение. М.: НИИЭинформэнергомах. 1980. № 2 – 80 – 03.45 с.
8. Влифатов В. М. Некоторые проблемы применения пористого охлаждения лопаток ГТД. //Изв. ВУЗов. Авиационная техника. 1977. № 1. С. 42–47.
9. Зыкина-Моложен Л. М. и др. Особенности обтекания и вопросы проектирования трансзвуковых решеток профилей. //Труды ЦКТИ. 1982. № 196. С. 40–56.
10. Кириллов И. И., Лалшин К. Л., Гвез В. Д. О влиянии протечек через открытый корневой зазор на потери энергии в турбинной ступени //Изв. ВУЗов. Энерг. 1984. № 7. С. 90–93.
11. Колесов С. З. Охлаждаемые лопатки газовых турбин. Тепловой расчет и профилирование. М.: Наука. 1983. 144 с.
12. Лалшин К. Л., Черников В. А. К оценке потерь в рабочих решетках осевых турбинных ступеней в зависимости от углов атаки. //Изв. ВУЗов. Энерг. 1984. № 1. С. 62–68.
13. Лосый В. И. Дополнительные потери энергии в охлаждаемых ГТД. //Высокотемпературные охлаждаемые газовые турбины двигателей летательных аппаратов. Казань. 1979. Межвуз. сб. Вып. 3. С. 3–11.
14. Майорский В. В., Гарагуля Б. А. Экспериментальные исследования отрыва потока в сверхзвуковых решетках профилей последних ступеней мощных паровых турбин. //Труды МЭИ. 1984. № 623. С. 42–49.
15. Манушин Э. А., Барышников Э. С. Системы охлаждения турбин высокотемпературных ГТД. Итоги науки и техники. Сер. Турбостроение. Том 2. М.: ВИНТИ. 1980. 276 с.
16. Самойлович Г. С., Яблоков Л. Д., Работаяев В. Г. Профильные потери при нестационарном обтекании активных рабочих решеток. //Теплоэнергетика. 1977. № 2. С. 40–42.
17. Серов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука. 1981. 447 с.
18. Сироткин Я. А. Одномерный поверочный аэродинамический расчет охлаждаемых газовых турбин. //Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт. 1980. № 1. С. 137–148.
19. Соколовский Г. А., Гиссин В. И., Ванни В. А. Профилирование решеток на основе решения обратной задачи. //Энергетическое машиностроение. Харьков. 1984. № 38. С. 41–45.
20. Топунов А. М., Тихомиров Б. А., Кошюков В. Л., Цуриков А. Н. Влияние турбулентности потока на характеристики турбинной ступени. //Изв. ВУЗов. Энерг. 1985. № 3. С. 88–96.
21. Трояковский Б. М., Майорский В. В. Профилирование решеток для ступеней низкого давления мощных паровых турбин. //Теплоэнергетика. 1986. № 12. С. 20–24.

22. Boletis E. Effects of tip endwall contouring on the 3-dimensional flow field in an annular turbine nozzle guide vane. 1. Experimental investigation. //Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines and Power. 1985. Vol. 107. N 4. P. 983-990.
23. Butler T. L., Sharma O. P., Joslyn H. D., Dring R. P. Redistribution of an inlet temperature distortion in an axial flow turbine stage. //AIAA Paper. 1986. N 1468. 9 p.
24. Camci C., Arts T. Short-duration measurements and numerical simulation of heat transfer along the suction side of a film-cooled gas turbine blade. //Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines and Power. 1985. Vol. 107. N 4. P. 991-997.
25. Eckardt D., Trappman K. Strahltriebwerke für Verkehrsflugzeuge der nächsten Generation Vortrag Jahrestagung 1982 der Deutschen Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt, Stuttgart, 5 bis 7 October 1982. 24 s.
26. Goldstein R. J., Chen H. P. Film cooling on a gas turbine blade near the end wall. //Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines and Power. 1985. Vol. 107. N 1. P. 117-122.
27. Kacker S. C., Okapuu U. A mean line prediction method for axial flow turbine efficiency //Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines and Power. 1982. Vol. 104. N 1. P. 111-119.
28. Klock R., Lehthaus F., Baines N. C., Sieverding C. H. The transonic flow through a plan turbine cascade as measured in four European wind tunnels. //Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines and Power. 1986. Vol. 108. N 2. P. 277-284.
29. McDonel J. D., Eiswerth J. E. Measured effects of coolant injection on the performance of a film cooled turbine. //AIAA Paper. 1977. N 945. 8 p.
30. Messer G. An inverse time marching method for the definition of cascade geometry. //Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines and Power. 1982. Vol. 104. N 3. P. 650-656.
31. Moffit T. P., Stepka F. S., Rohlik H. B. Summary of NASA Aerodynamic and heat transfer studies in turbine vanes and blades. //ASME Publication. 1976. N 760917 for Meet Nov. 29 - Dec. 2. 22 p.
32. Moustapha S. H., Williamson R. G. Investigation of the effect of two endwall contours on the performance of an annular nozzle cascade. //AIAA Paper. 1985. N 1218. 10 p.
33. Povinelli L. A. Assessment of 3-dimensional inviscid codes and loss calculations for turbine aerodynamic computations. //Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines and Power. 1985. Vol. 107. N 2. P. 265-276.
34. Prust H. W. Jr. Two-dimensional cold-air cascade study of a film-cooled turbine stator blade 2: Experimental results of full film cooling tests NASA-TM-X-3153. 1975. 45 p.
35. Sieverding C. H. The influence of trailing edge ejection on the base pressure in transonic turbine cascades. //Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines and Power. 1983. Vol. 105. N 2. P. 215-222.
36. Sieverding C. H., Stanislas M., Snock J. The base pressure problem in transonic turbine cascades. //ASME Paper. 1979. N 79-GT-120. 12 p.

Пер

Пер

где
зор
зак
пен

где

пот

где