Теплопередача в охлаждаемых деталях газотурбинных двигателей летательных аппаратов

Теплопередача в охлаждаемых деталях газотурбинных двигателей летательных аппаратов

Москва
«Машиностроение»
1985

ББК 39.55
Т34
УДК 629.7.036.3 : 536.2

В. И. Локай, М. Н. Бодунов, В. В. Жуйков, А. В. Щукин

Рецензент **Г. А. Дрейцер**

Теплопередача в охлаждаемых деталях газотурбинных двигателей летательных аппаратов/В. И. Локай,
Т34 М. Н. Бодунов, В. В. Жуйков, А. В. Щукин. — М.: Машиностроение, 1985. — 216 с., ил.

В пер. 1 р. 20 к.

В книге рассмотрены основные вопросы теплопередачи применительно к турбинам, компрессорам и камерам сгорания газотурбинных двигателей (ГТД) летательных аппаратов. Приведены результаты экспериментальных исследований теплоотдачи между газом (воздухом) и деталями ГТД, гидравлических сопротивлений систем охлаждения и методы их расчета, рассмотрены методы определения температурного поля деталей ГТД в стационарных и нестационарных условиях.

Книга предназначена для инженеров, занимающихся проектированием и расчетами систем охлаждения деталей ГТД.

$Т\frac{3606030000-416}{038(01)-85}$ Свод. пл. подписных изд. 1985 г.

ББК 39.55
6П5.2

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основным направлением в развитии авиационных газотурбинных двигателей (ГТД) является повышение параметров газа перед турбиной. В серийных двигателях гражданских самолетов уже освоены температуры свыше 1600 К и степени повышения давления воздуха в компрессоре $\pi_к^* \approx 30$. Разрабатываются образцы ГТД, выдерживающие более высокую температуру. Стоит задача создать «стехиометрический» ГТД.

На протяжении всего пути развития авиационных ГТД достижения в области металлургии жаропрочных сплавов отставали от запросов конструкторов ГТД. Такая ситуация привела к необходимости создания специальных систем охлаждения для деталей, находящихся в особо горячих зонах.

Появившиеся уже в ранних конструкциях ГТД системы внутреннего конвективного воздушного охлаждения непрерывно совершенствовались и к настоящему времени в значительной мере себя исчерпали. Внимание конструкторов и исследователей привлечено сейчас к более современным комбинированным способам охлаждения. В частности, совершенствуется применяемый в современных ГТД конвективно-пленочный способ охлаждения. Разрабатываются новые способы пористого и вафельного охлаждений. Для особовысокотемпературных ГТД представляет также интерес охлаждение с впрыском в охлаждающий воздух небольшого количества жидкости, снижающей его температуру за счет скрытой теплоты парообразования. Не прекращаются работы и по чисто жидкостному охлаждению [10].

В связи с ростом давлений рабочего тела и уменьшением габаритных размеров ГТД возрастает роль зазоров между вращающимися и неподвижными деталями проточной части. Возникает необходимость уменьшения и обеспечения постоянства зазоров между корпусом и ротором в турбине и компрессоре на различных режимах их работы.

Для решения этой задачи, а также других важнейших задач двигателестроения необходимы достоверные сведения об интенсивности теплообмена на поверхностях деталей, наличие удобных и надежных методов расчета теплопередачи в узлах и температурных полей, поэтому авторы настоящей книги решили рассмотреть основные вопросы, касающиеся проблемы теплопередачи в охлаждаемых деталях ГТД.

В книге широко использованы результаты исследований отечественных и зарубежных авторов.

Предисловие, введение, разд. 1; 3.2, 3.6, 3.7, 4.1, 4.2, 4.5, 4.6, 5.1, 5.2 подготовлены В. И. Локаем; разд. 2.2 — В. И. Локаем и М. Н. Бодуновым; разд. 6 — В. И. Локаем и В. В. Жуйковым; разд. 2.3 — В. И. Локаем и А. В. Щукиным; разд. 3.1, 3.3, 3.4, 4.4, 7.2 — М. Н. Бодуновым; разд. 2.1, 4.3, 7.1 — М. Н. Бодуновым и А. В. Щукиным; разд. 3.5, 5.3 — А. В. Щукиным; приложения — В. В. Жуйковым.

Отзывы и критические замечания по книге следует направлять в издательство «Машиностроение».

ВВЕДЕНИЕ

Классическая теория ГТД опирается на положения таких фундаментальных наук, как термодинамика и газодинамика. В последние годы в связи с повышением параметров цикла ГТД и внедрением развитых систем охлаждения все большее значение приобретает новый раздел теории ГТД — теплопередача в элементах ГТД.

Процессы теплообмена между жидкостью (газом) и поверхностью твердого тела, между твердыми телами или их отдельными частями наблюдаются только в неоднородном температурном поле. Сам уровень температуры не является определяющей характеристикой интенсивности теплопередачи. Она зависит от разности температур ΔT в разных точках тела и имеет место только при $\Delta T \neq 0$.

Классические методы расчета теплообмена, так же как и закономерности, полученные путем обобщения на основе теории подобия результатов опытов на телах простой формы, часто оказываются малопригодными для решения реальных задач теплообмена в элементах ГТД. Это объясняется главным образом специфичностью условий теплоотдачи в элементах ГТД:

теплонапряженные детали имеют сложную пространственную конфигурацию;

перепады температур в охлаждаемых ГТД настолько значительны, что не позволяют пренебрегать изменением теплофизических характеристик в материале (теплопроводностью, температуропроводностью) и в рабочем теле (теплоемкостью);

скорости движения рабочего тела в проточной части различны и близки к критическим, что не позволяет пренебрегать влиянием сжимаемости;

превалирующим течением является градиентное с высокой и непрерывно меняющейся во времени и пространстве степенью турбулентности, т. е. именно такое, теория расчета которого еще недостаточно развита;

важную роль в накоплении повреждаемости конструкции играют нестационарные процессы теплообмена при переходе ГТД с режима на режим и изменении внешних условий (высоты и скорости полета).

В то же время ГТД часто эксплуатируется в условиях, приближенных к предельно допустимым. Очевидно, что без применения специальных численных методов и ЭВМ рассчитать теплопередачу с требуемой точностью практически невозможно.

Высокая точность расчетов теплопередачи объясняется необходимостью поддержания минимальными радиальных зазоров в турбомашинах на всех режимах эксплуатации. Последнее требует весьма точных определений температурных деформаций деталей, что невозможно без достоверных сведений о теплообмене. Наконец, следует упомянуть и о том, что в охлаждаемых ГТД тепловые потоки между рабочим телом и охлаждающим воздухом таковы, что без надежных сведений о распределении интенсивности теплопередачи по элементам проточной части невозможно правильно рассчитать как систему охлаждения, так и рабочий процесс в целом.

1. ПРОБЛЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ДЕТАЛЕЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Основными показателями, характеризующими авиационные ГТД, являются: удельные тяга $P_{уд}$ (в ТВД — мощность), расход топлива $c_{уд}$, масса $m_{уд}$, а также ресурс. Из сопоставления современных двигателей с двигателями первого поколения следует, что $P_{уд}$ увеличилась более чем в 1,5 раза, а удельная лобовая тяга $P_{лоб}$ — в 5...6 раз; $c_{уд}$ снизился почти в 4 раза; $m_{уд}$ уменьшилась более чем в 5 раз; ресурс возрос с 20 до $15 \cdot 10^3$ ч.

Основной путь, по которому шли все эти годы создатели ГТД — это освоение все более высоких начальных температур и давлений рабочего тела в цикле, т. е. «карнотизация» простого цикла. На рис. 1.1 показана осредненная хронологическая диаграмма увеличения температуры газа перед турбиной $T_г^*$ в ГТД зарубежных фирм. Анализ этой диаграммы позволяет прогнозировать температуру газа в двигателях следующего поколения на уровне (1750 ... 1850) К при $\pi_к^* = 35 ... 40$.

Работы по повышению $T_г^*$ ведутся в нескольких направлениях [8]. Первое направление — это создание новых металлических сплавов с жаропрочными и жароупорными свойствами, лучшими, чем у применяемых в настоящее время. Второе направление — это разработка керамических и спеченных материалов. Наконец, третье направление — это охлаждение горячих частей турбины. С внедрением воздушного охлаждения среднегодовой темп увеличения температуры газа перед турбиной возрос более чем в два раза по сравнению с периодом, когда применялись неохлаждаемые ГТД.

В настоящее время ведется интенсивная работа по усовершенствованию систем охлаждения горячих частей турбины, и в первую очередь, сопловых, рабочих лопаток, камер сгорания и дисков. В современных авиационных ГТД в качестве охладителя используется исключительно воздух. Имеются попытки использовать в качестве охладителя жидкости, так как жидкостные системы охлаждения менее энергоемки. Таким образом, в обозримом будущем главным путем дальнейшего совершенствования авиационных ГТД остается путь увеличения начальных параметров ($T_г^*$, $\pi_к^*$), цикла, при одновременном повышении эффективности систем охлаждения и снижения потерь энергии от охлаждения.

Расчеты показывают, что при увеличении степени повышения температуры в цикле τ с 6 (современные ГТД, $T_г^* = 1500$ К) до 9

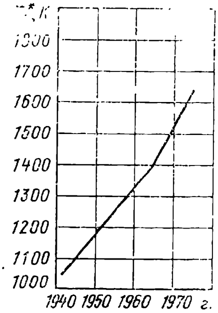


Рис. 1.1. Диаграмма увеличения температуры газа перед турбиной в ГТД [10]

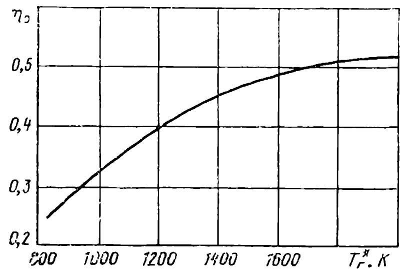


Рис. 1.2. График зависимости общего КПД ТРДД от температуры газа перед турбиной при $M = 0{,}85$, $H = 11$ км

(«стехиометрические» ГТД, $T_г^* = 2300$К) удельные тяговые показатели улучшаются на (40...50) %, а массовые примерно в два раза. Одновременно в ТВД и ТРДД в любых условиях, а в ТРД при полете со сверхзвуковой скоростью заметно снижается и удельный расход топлива. Для примера на рис. 1.2 показано изменение в полетных условиях общего КПД η_0 ТРДД. Каждой точке кривой на этом графике соответствует теоретически оптимальное распределение масс и энергий между контурами при равномерно увеличивающейся суммарной степени повышения давления $\pi_{к\Sigma}^*$ от 5 до 50. Расчет выполнен при КПД и уровнях потерь в узлах ГТД, соответствующих лучшим современным ТРДД. При увеличении температуры газа в указанном интервале т увеличение КПД или соответствующее снижение удельного расхода топлива составляет более 20 %.

Все это, однако, справедливо только при условии, если потери энергии, связанные с охлаждением деталей высокотемпературного ГТД не изменяются, а находятся на том же уровне, что и в современных ГТД. К сожалению, добиться этого нелегко. При увеличении же потерь расход топлива возрастает, а удельная тяга снижается. Налицо противоречивая ситуация: из-за отсутствия надлежащих конструкционных материалов повышение $T_г^*$ требует все более интенсивного охлаждения деталей; последнее же приносит потери энергии, которые частично снижают выигрыш от повышения температуры и давления газа.

Таким образом, совершенствование систем охлаждения непременно должно сопутствовать работам по повышению $T_г^*$ и $\pi_к^*$. Все виды потерь энергии от охлаждения детально рассмотрены в работе [9].

Способы охлаждения деталей ГТД, таких как лопаточные аппараты, диски и камеры сгорания, с указанием достоинств и недостатков каждого приведены в работах [7, 8, 9]. Здесь лишь отметим, что выбор того или иного из них самым непосредственным образом отражается на конструкции ГТД. Скажем, выбор низконапорной системы охлаждения рабочего колеса предопределяет тип и радиусы расположения лабиринтных уплотнений; соотношение осевых усилий турбины и компрессора. Выбор комбинированного конвективно-пленочного охлаждения сопловых лопаток с двухсекционным дефлектором требует независимого подвода охлаждающего воздуха под высоким и низким давлением. Совершенством системы охлаждения в значительной степени предопределяются ресурс, надежность, уровень удельных показателей $c_{уд}$, $P_{уд}$, технологичность и итоговая стоимость ГТД.

Поэтому выбор способов охлаждения, конструирование, расчеты и доводку всей системы охлаждения нужно рассматривать как важнейшую часть создания ГТД и выполнять параллельно с конструированием, прочностными расчетами и доводкой самого ГТД.

Особо следует подчеркнуть, что с повышением температуры газа $T_г^*$ требования к точности конечных результатов расчетов возрастают. Последнее естественно в условиях всевозрастающего разрыва между температурой газа $T_г^*$ и допустимой из условий жаропрочности температурой деталей $T_{доп}$.

Увеличение уровня температуры $T_р$ высоконагруженных рабочих лопаток ГТД всего на (50...100) К может вызвать резкое снижение их работоспособности. Отсюда непосредственно вытекает, что для высоконагруженных деталей погрешность расчета температур должна быть очень малой, не более 3%. Другими словами, при допустимой в авиационных ГТД температуре металла $T_{доп} = (1100...1300)$ К абсолютная погрешность расчета температуры должна быть в пределах (20...30) К.

Добиться этого трудно. В телах сложной формы с переменными по времени и координатам граничными условиями даже раздельное решение задач теплопроводности, разветвленных гидравлических цепей и определения напряженного состояния является делом далеко не простым. Фактически же такое разделение чисто условно, поскольку перечисленные задачи тесно связаны между собою и взаимообусловлены. В особенности это относится к системе охлаждающих каналов. В самом деле, распределение расходов воздуха по характерным элементам охлаждающих каналов и степень его местных подогревов существенно отражаются на распределении температур в деталях. Последние, в свою очередь, влияют и на распределение охладителя по каналам, и на значения внутреннего теплосъёма.

Самым рациональным было бы после расчета действующих нагрузок и выбора материалов решить так называемую обратную задачу теплопроводности и определить необходимые теплосъемы по элементам системы охлаждения. А затем, выбирая те или иные способы охлаждения, обеспечить указанные теплосъемы.

К сожалению, аналитических методов решения такой задачи пока не существует. Использованием численных методов также не удается за один просчет решить обратную задачу, т. е. определить геометрические размеры охлаждающего тракта и значения теплосъемов внутри охлаждающих каналов, обеспечивающих получение ипаемых температур и запасов прочности в деталях. Не поддается решению в строгой постановке методами математического моделирования и задача оптимизации системы охлаждения ГТД. Практически для ее решения приходится использовать метод последовательных приближений, базирующийся на решении ряда так называемых прямых задач, когда система охлаждения вначале конструируется, задаются геометрические размеры и потокораспределение, а затем выполняются поверочные расчеты.

Оптимизация при таком подходе, по существу, сводится к перебору вариантов и отысканию того из них, который в наибольшей степени удовлетворяет заданию. Главным достоинством такого подхода является возможность широко использовать детально отработанные и многократно проверенные на практике методы решения прямых задач теплопроводности и задач внутренней гидравлики, а также богатые опытные данные по граничным условиям теплоотдачи и по гидравлическим сопротивлениям. В то же время такой подход имеет ряд недостатков. Во-первых, итоговый результат поисков зависит от опытности проектировщика, т. е. налицо нежелательный «эффект субъективности»; во-вторых, метод чрезвычайно трудоемок, даже при использовании вычислительной техники и самое главное, указанный полуэмпирический метод не гарантирует требуемую точность определения температур деталей (2...3) %.

Дело в том, что помимо погрешностей, органически присущих методу итераций, конечный результат зависит еще и от достоверности закладываемых в расчет эмпирических коэффициентов. Между тем, имеющиеся в литературе рекомендации в лучшем случае позволяют определять коэффициенты теплоотдачи газа $\alpha_г$ с точностью $\pm 15\%$, охлаждающего воздуха $\alpha_{охл}$ с точностью $\pm 10\%$; коэффициенты расхода и местные гидравлические сопротивления с точностью (3...4) %; динамическую вязкость μ, удельную теплоемкость c_p, теплопроводность λ и температуропроводность a с точностью (0,5...1) %.

Последнее не означает, конечно, что погрешности в определении температуры деталей также исчисляются десятками процентов. Взаимозависимость температур и коэффициента теплоотдачи газа $\alpha_г$, коэффициента теплоотдачи охлаждающего воздуха $\alpha_{охл}$, теплопроводности λ такова, что при типичном для ГТД соотношении режимных параметров изменение, например, величины $\alpha_г$ на 10% может вызвать изменение температуры всего на (1...2) %. И все же обеспечить требуемую точность расчета температуры детали трудно. Поэтому в числе заключительных этапов создания системы охлаждения обязательно должен быть этап экспериментальной проверки расчетов и опытной доводки системы охлаждения. В процессе выполнения этой работы добиваются точного соответствия характеристик спроектированной и действительно выполненной системы охлаждения, т. е. на основе опытных данных доводят систему охлаждения, приближая ее параметры к оптимальным. Под оптимальной системой охлаждения понимается такая, которая при минимальных дополнительных затратах энергии (потерях) обеспечивает требуемое по условиям эксплуатации температурное поле охлаждаемого узла и в тоже время обладает высокой эксплуатационной надежностью и технологичностью.

Из сказанного ранее очевидны сложность и трудоемкость создания оптимальной системы охлаждения. На рис. 1.3 приведена рациональная схема создания системы охлаждения рабочих лопаток турбины авиационных ГТД. Схемы создания систем охлаждения других деталей полностью аналогичны схеме, приведенной на рис. 1.3.

Первый этап включает выбор основных параметров высокотемпературного охлаждаемого ГТД, которым соответствуют оптимальные удельные показатели, отвечающие заданию. Делается это в принципе обычными методами, рекомендуемыми в теории ВРД. Особенности заключаются в необходимости учета при этом, во-первых, потерь от охлаждения и, во-вторых, переменности массы рабочего тела по длине проточной части ГТД. Выбирается исходная температура газа $T_г^*$ перед турбиной и 5...8 значений $\pi_к^*$. Диапазон значений $\pi_к^*$ предопределяется типом и назначением ГТД. На основе данных по авиационным двигателям рекомендуются следующие диапазоны варьирования $\pi_к^*$: для ТРД — 6...16; для ТРДД — 8...30; для ТВД — 8...25. В малоразмерных ГТД диапазон варьирования $\pi_к^* = 2...10$.

Второй этап заключается в определении суммарного расхода охлаждающего воздуха $G_{охл_\Sigma}$, который потребуется отбирать из компрессора для охлаждения основных узлов ГТД. Применительно к узлу турбины это можно сделать расчетом. Обычно такой расчет выполняется для условий старта ($H = 0$; $M = 0$), иногда для преимущественного режима полета. Вначале определяется число охлаждаемых лопаточных решеток $n_{охл}$. Причем, как показали контрольные расчеты, величина $n_{охл}$ весьма слабо зависит от $\pi_к^*$, поэтому она определяется один раз для среднего значения $\pi_к^*$ из интервала значений, выбранных для варьирования. Предполагая равномерное распределение теплоперепада по ступеням турбины и задаваясь допустимой температурой лопаток $T_{доп}$, легко получить

$$n_{охл} \approx 2I_г^*/H_{ср}\left(1 - T_{доп}/T_г^*\right), \qquad (1.1)$$

где $I_г^*$ — энтальпия газа на входе в турбину; $H_{ср}$ — средний теплоперепад в ступени.

В большинстве современных авиационных ГТД для сопловых и рабочих лопаток турбины используются сплавы типа ЖС6-К. При этом $T_{доп}$ можно ориентировочно выбирать в следующих пределах: в ГТД большого ресурса (ресурс на максимальном режиме более 500 ч) (1170...1200) К, а в ГТД малого ресурса (1240...1270) К.

При выборе среднего значения теплоперепада $H_{ср}$ следует руководствоваться следующими соображениями. Предельный теплоперепад, который можно эффективно сработать в одной ступени турбины при окружных скоростях $u = (350...380)$ м/с, составляет около 300 кДж/кг. В обычных условиях ограничиваются $H_{ср} = (180...250)$ кДж/кг. В то же время в отдельных мощных высокотемпературных ГТД, сконструированных на базе относительно коротких лопаток ($D_{ср}/h = 15...20$, где $D_{ср}$ — средний диаметр ступени; h — высота лопатки), встречаются ступени с $u = (500...550)$ м/с и теплоперепадом 500 кДж/кг и более.

На рис. 1.4 сплошными линиями $a, \ldots, e$ показано число охлаждаемых лопаточных решеток $n_{охл}$, рассчитанное по формуле (1.1) при $H_{ср} = 200$, 250, 300, 500, 600, 700 кДж/кг, а значками — число охлаждаемых лопаточных решеток в реально выполненных авиационных ГТД. Налицо удовлетворительная сходимость результатов.

Найденную по формуле (1.1) величину следует округлить с учетом данных рис. 1.4 до целого числа.

После отыскания $n_{охл}$ рассчитывается искомый относительный суммарный расход охлаждающего воздуха [8]

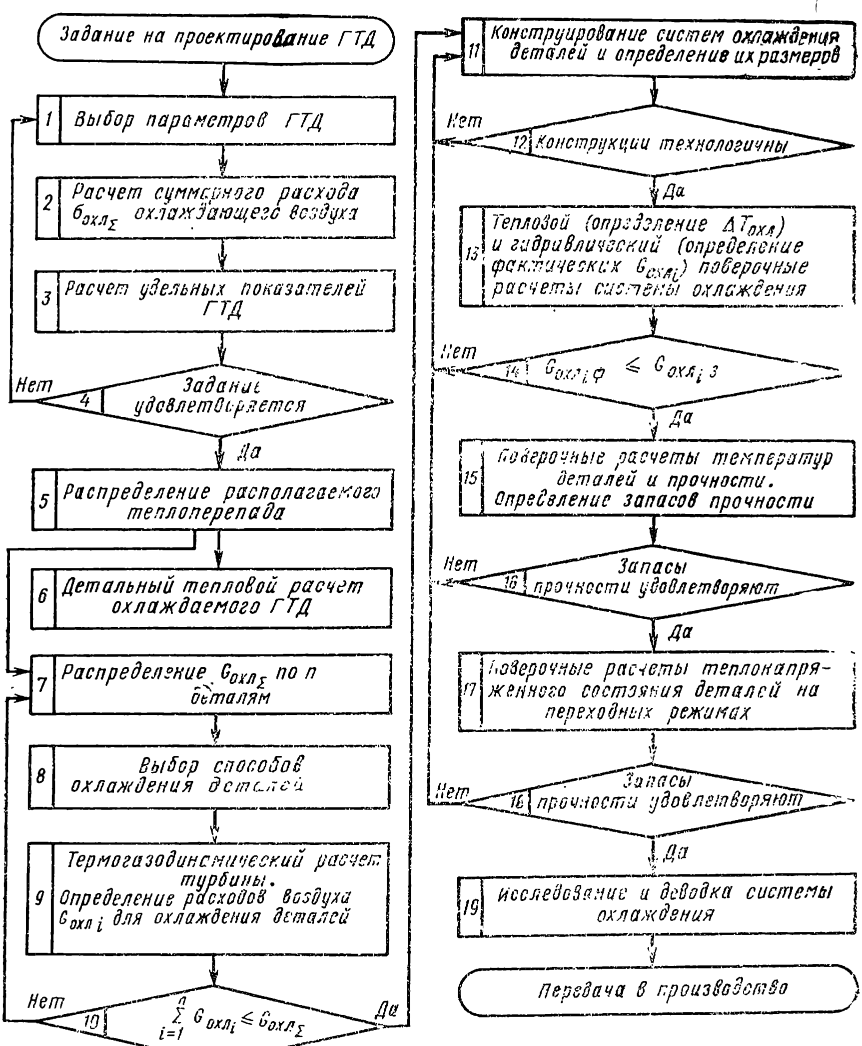
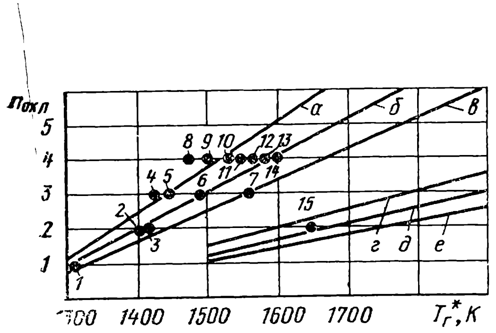


Рис. 1.3. Рациональная схема создания системы охлаждения рабочих лопаток авиационных ГТД:

$G_{охл_i ф}$, $G_{охл_i з}$ — фактический и заданный расходы воздуха на охлаждение i-й детали; $\Delta T_{охл}$ — увеличение температуры охлаждающего воздуха



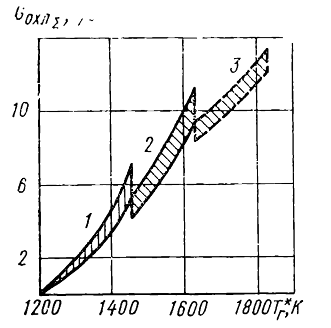


Рис. 1.4. Графики зависимости числа охлаждаемых лопаточных решеток турбины от $T_г^*$ и $H_{ср}$ в условиях старта при $T_{доп} = 1200$ К:

а, ..., *е* — зависимости, рассчитанные по формуле (1.1); *1* — T64-GE-12, *2* — TF30-P-3; *3* — Ларзак 04; *4* — Олимп 593; RB.207; *5* — Спей 25, JT9D-7; *6* — RB.211-22; *7* — RB.211-524; *8* — M53; *9* — TF34—GF-400A; *10* — TF39; *11* — 912-B31; RB.199-34R; *12* — CF6-6D; *13* — YJ-100; *14* — F401, F100—PW-100; *15* — F101—GF-100

Рис. 1.5. График зависимости относительного расхода воздуха, необходимого для охлаждения сопловых и рабочих лопаток авиационных ГТД от $T_г^*$ [9]:

1 — внутреннее конвективное охлаждение; *2* — комбинированное (конвективно-пленочное) охлаждение; *3* — пористое и проницаемое (вафельные перфорированные материалы) охлаждение

$$\overline{G}_{охл_\Sigma} = \frac{G_{охл_\Sigma}}{G_в} \approx 0{,}7 g_{ср} \frac{(n_{охл}+1)\left(T_г^* - T_{доп}\right)}{T_{доп} - T_к^* - \Delta T_{ком} + \Delta T_{охл}} + A \frac{T_г^* - T_{доп}}{T_г^*} + B \Delta T_{нер}, \tag{1.2}$$

где $G_{охл_\Sigma}$ — суммарный расход охлаждающего воздуха; $G_в$ — расход воздуха на входе в компрессор (в ТРДД в компрессор внутреннего контура); $g_{ср}$ — среднее для всех охлаждаемых лопаточных решеток значение коэффициента удельного расхода воздуха на охлаждение [9]; $T_к^*$ — температура воздуха за компрессором; $\Delta T_{ком} = (20\ldots40)$ К — увеличение температуры воздуха в системе коммуникаций его подвода от компрессора; $\Delta T_{охл}$ — предварительное понижение температуры воздуха, поступающего на охлаждение при установке воздушного или топливного теплообменника $\Delta T_{охл} = (100\ldots200)$ К; $A = 0{,}04\ldots0{,}06$, $B = 0{,}0001$ — коэффициенты, полученные на основе статистических данных, отражающих затраты воздуха на охлаждение дисков турбины, корпуса и сопловых лопаток первой ступени при наличии неравномерности температуры газа на входе в турбину $\Delta T_{нер}$; $\Delta T_{нер} = (150\ldots250)$ К.

В формуле (1.2) первое слагаемое оценивает расход воздуха, охлаждающего лопаточные решетки турбины, при среднеинтегральной (расчетной) температуре газа на входе; второе — расход воздуха, охлаждающего диски и корпус; третье — дополнительный расход воздуха на охлаждение сопловых лопаток первых ступеней из-за окружной неравномерности температуры газа [10]. При внутреннем конвективном охлаждении всех лопаточных решеток $g_{ср} \approx 0{,}033$; при конвективно-пленочном охлаждении передних решеток и внутреннем конвективном охлаждении остальных решеток $g_{ср} \approx 0{,}028$; при конвективно-пленочном охлаждении всех решеток $g_{ср} \approx 0{,}024$; при проницаемом охлаждении передних решеток и конвективно-пленочном охлаждении остальных лопаточных решеток $g_{ср} \approx 0{,}02$ и, наконец, при проницаемом (вафельном) охлаждении всех решеток $g_{ср} \approx 0{,}017$.

Для контроля, полученные расчетом значения $\overline{G}_{охл_\Sigma}$ полезно сравнить со статистическими даными. На рис. 1.5 показано изменение относительного суммарного расхода воздуха, необходимого для охлаждения лопаток авиационных ГТД большого ресурса, от температуры газа. Рис. 1.5 полезен также при выборе способа охлаждения турбинных лопаток и соответственно расчетного значения $g_{\text{ср}}$.

Третий этап состоит в определении основных удельных показателей ($P_{\text{уд}}$, $c_{\text{уд}}$) ГТД и необходимого расхода воздуха через двигатель. Расчет выполняют в той же последовательности, что и для обычных неохлаждаемых ГТД, однако вид некоторых формул видоизменяется в связи с необходимостью учета особенностей рабочего процесса охлаждаемых ГТД:

1. Удельную свободную энергию охлаждаемого ГТД определяют по формуле

$$H_{\text{уд.охл}} = (1-\alpha_Q)\, a_{\text{г}} \left(1-\delta_{\text{т}}^{(k_{\text{г}}-1)/k_{\text{г}}}\right) + \overline{G}_{\text{охл}\Sigma}\mu_{\text{в}} a_{\text{в}} \frac{\pi_{\text{к}}^{*(k_{\text{в}}-1)/k_{\text{в}}}-1}{\eta_{\text{к}}^{*}\xi_{\text{охл}}(1+q_{\text{т}})} -$$

$$- a_{\text{в}} \frac{\pi_{\text{к}}^{*(k_{\text{в}}-1)/k_{\text{в}}}-1}{\eta_{\text{к}}^{*}\eta_{\text{т.охл}}^{*}(1+\alpha_Q)\,\eta_{\text{м}}\xi_{\text{охл}}(1+q_{\text{т}})}, \qquad (1.3)$$

где $\alpha_Q = 0{,}02 \ldots 0{,}04$ — коэффициент возврата тепловой энергии при расширении газа; $a_{\text{г}} = k_{\text{г}} R_{\text{г}} T_{\text{г}}^{*}/(k_{\text{г}}-1)$; $k_{\text{г}}$, $R_{\text{г}}$ — показатель адиабаты и газовая постоянная газа; $\delta_{\text{т}}$ — степень понижения давления в турбине и сопле; $\mu_{\text{в}} = 0{,}6 \ldots 0{,}8$ — коэффициент возврата работы охлаждающим воздухом после выдува его в проточную часть из системы охлаждения; $a_{\text{в}} = k_{\text{в}} R_{\text{в}} T_{\text{в}}^{*}/(k_{\text{в}}-1)$; $k_{\text{в}}$, $R_{\text{в}}$ — показатель адиабаты и газовая постоянная воздуха; $T_{\text{в}}^{*}$ — температура торможения воздуха перед компрессором; $\eta_{\text{к}}^{*}$ — адиабатный КПД компрессора; $\xi_{\text{охл}} = \xi_{\text{неохл}} - \overline{G}_{\text{охл}}$; $\xi_{\text{неохл}} = 1 - \overline{G}_{\text{отб}} - \overline{G}_{\text{ут}}$; $\overline{G}_{\text{отб}}$ — относительное количество воздуха, отбираемое на нужды летательного аппарата; $\overline{G}_{\text{ут}}$ — относительная утечка воздуха через лабиринтные уплотнения в масляные, разгрузочные и другие полости; $q_{\text{т}}$ — относительный расход топлива (в расчете на расход воздуха 1 кг/с, поступающего в камеру сгорания); $\eta_{\text{т.охл}}^{*} = \eta_{\text{т.неохл}}^{*} - \Delta\eta_{\text{т.охл}}^{*}$ — внутренний КПД охлаждаемой турбины; $\eta_{\text{т.неохл}}^{*}$ — внутренний КПД неохлаждаемой турбины; $\Delta\eta_{\text{т.охл}}^{*} = 0{,}015 \ldots 0{,}03$; $\eta_{\text{м}}$ — механический КПД, учитывающий затраты энергии на преодоление трения в подшипниках и на привод агрегатов. Влияние охлаждения здесь учитывается $\eta_{\text{т.охл}}^{*}$.

2. Удельную тягу, отнесенную к расходу воздуха на входе в компрессор ТРДД 1 кг/с, определяют по формуле

$$P_{\text{уд.охл}} = \frac{1}{1+m}\left[\xi_{\text{охл}}(1+q_{\text{т}})\,\varphi_{\text{с.вн}}\sqrt{2H_{\text{уд.охл}}(1-x_{\text{опт}})} - v_{\text{п}}\right] +$$

$$+ \frac{m}{m+1}\left[\varphi_{\text{с.нар}}\sqrt{2H_{\text{уд.охл}}\frac{x_{\text{опт}}}{m}\frac{\eta_{\text{нар}}}{\varphi_{\text{с.нар}}^{2}} + v_{\text{п}}^{2}} - v_{\text{п}}\right], \qquad (1.4)$$

где $\varphi_{\text{с.вн}}$, $\varphi_{\text{с.нар}}$ — коэффициент скорости реактивного сопла соответственно внутреннего и наружного контура; $v_{\text{п}}$ — скорость полета; $\eta_{\text{нар}}$ — КПД, учитывающий потери энергии, передаваемой наружному контуру.

Для ТРД степень двухконтурности $m = 0$, степень распределения энергий между контурами $x_{\text{опт}} = 0$ и второй член в формуле (1.4) также равен 0. Если проектируется ТВД, то удельная мощность, отнесенная к 1 кг/с воздуха на входе в двигатель,

$$N_{\text{уд.охл}} = \xi_{\text{охл}}(1+q_{\text{т}})\left[H_{\text{уд.охл}} - c_{\text{с}}^{2}/2\varphi_{\text{с}}^{2}\right]\eta_{\text{т.т}}^{*}, \qquad (1.5)$$

где $c_{\text{с}}$ — скорость газа на выходе из сопла; $\varphi_{\text{с}}$ — коэффициент скорости сопла двигателя; $\eta_{\text{т.т}}^{*}$ — КПД свободной (тяговой) турбины.

3. Удельный (часовой) расход топлива ТРДД определяют по формуле

$$c_{\text{уд.охл}} = 3600 q_{\text{т}}\xi_{\text{охл}}/[(1+m)\,P_{\text{уд.охл}}]. \qquad (1.6)$$

В ТВД

$$c_{\text{уд.охл}} = 3600 q_{\text{т}} \xi_{\text{охл}} / N_{\text{уд.охл}}. \quad (1.7)$$

4. Потребный расход воздуха через ТРДД, ТРД (на входе в компрессор) определяют по формуле

$$G_{\text{в}\Sigma\text{охл}} = P / P_{\text{уд.охл}}, \quad (1.8)$$

где P — тяга двигателя.

Для ТВД (ТВаД)

$$G_{\text{в}\Sigma\text{охл}} = N_e / N_{e_{\text{уд.охл}}}, \quad (1.9)$$

где N_e — мощность двигателя.

Четвертый этап (см. поз. *4* на рис. 1.3) заключается в анализе полученных данных и выдаче заключения о соответствии или несоответствии их техническому заданию. Если соответствия нет, необходимо вернуться к первому этапу (см. рис. 1.3), выбрать другую температуру газа $T_{\text{г}}^*$ и выполнить расчет заново. Если данные расчета соответствуют техническому заданию можно, перейти к следующему этапу — распределению теплоперепада между каскадами турбины и реактивным соплом.

Пятый этап начинается с определения теплоперепада газа, который необходимо сработать в турбине привода компрессора, с учетом влияния охлаждения. Остаток теплоперепада используется в устройствах для преобразования свободной энергии в полезный технический эффект (тягу двигателя, мощность силовой турбины и т. п.). Знание этих теплоперепадов необходимо как для дальнейшего детального теплового расчета охлаждаемого ГТД, так и для детального термогазодинамического расчета охлаждаемой турбины. Кроме того, для двухвального ГТД знание теплоперепадов в турбинах высокого ($H_{\text{т ВД}}$) и низкого ($H_{\text{т НД}}$) давлений позволяет определить температуру газа $T^*_{\text{г}_i}$ на выходе из соответственных каскадов турбины. Сопоставление температур $T^*_{\text{г}_i}$ с допустимой температурой $T_{\text{доп}}$ позволяет сделать заключение о необходимости охлаждения лопаточных решеток турбины низкого давления и даже установить, сколько именно лопаточных решеток подлежат охлаждению. В двухвальном ТРД и ТРДД действительный теплоперепад в охлаждаемой турбине высокого давления

$$H^*_{\text{тВД}} = H_{\text{кВД}} \delta_{\text{агр}} / [\eta_{\text{м}} (1 + q_{\text{т}}) \zeta_{\text{утВД}} \zeta_{\text{охлВД}}], \quad (1.10)$$

где коэффициент, учитывающий особенности рабочего процесса в каскаде высокого давления охлаждаемого ГТД

$$\zeta_{\text{охл ВД}} = \frac{1 - G_{\text{охл}\Sigma}}{1 - \mu_{\text{в}} \eta_{\text{М}} \overline{G}_{\text{охл ВД}} / (\zeta_{\text{ут НД}} \delta_{\text{агр}})};$$

$H_{\text{к ВД}}$ — напор компрессора высокого давления; $\delta_{\text{агр}}$ — коэффициент затрат мощности на привод агрегатов; $\overline{G}_{\text{охл ВД}}$ — относительный расход воздуха для охлаждения турбины высокого давления; $\zeta_{\text{ут ВД}}$, $\zeta_{\text{ут НД}}$ — коэффициенты, учитывающие утечку воздуха через лабиринты каскадов компрессора высокого и низдого давлений.

В современных ГТД обычно охлаждаются лопаточные решетки турбины только каскада высокого давления. Если окажется, что температура газа за турбиной высокого давления (перед турбиной низкого давления) $T^*_{\text{г НД}} > T_{\text{доп}}$, то потребуется охлаждать лопаточные решетки и в турбине низкого давления. В этом случае, для двухвального ТРД и ТРДД без подпорных ступеней действительный теплоперепад в охлаждаемой турбине низкого давления

$$H^*_{\text{тНД}} = H_{\text{к НД}} (m + 1) / [\eta_{\text{м}} \zeta_{\text{ут НД}} (1 + q_{\text{т}}) \zeta_{\text{охл НД}}], \quad (1.11)$$

где

$$\zeta_{\text{охл НД}} = \frac{1 - \overline{G}_{\text{охл}_\Sigma} + \overline{G}_{\text{охл ВД}}/[\zeta_{\text{ут НД}}(1 + q_{\text{т}})]}{1 - \mu_{\text{в}}\overline{G}_{\text{охл НД}}\eta_{\text{м}}/(m + 1)}. \tag{1.12}$$

Для ТРДД с подпорными ступенями, т. е. когда турбина низкого давления вращает валы вентилятора и компрессора низкого давления

$$H_{\text{т НД}} = \frac{mH_{\text{вент}} + H_{\text{кНД}}}{\zeta_{\text{ут НД}}(1 + q_{\text{т}})\,\eta_{\text{м.вент}}\zeta_{\text{охл НД}}}, \tag{1.13}$$

где

$$\zeta_{\text{охл НД}} = \frac{1 - \overline{G}_{\text{охл}_\Sigma} + \overline{G}_{\text{охл ВД}}/[\zeta_{\text{ут НД}}(1 + q_{\text{т}})]}{1 - \mu_{\text{в}}\overline{G}_{\text{охл НД}}\eta_{\text{м.вент}}H_{\text{кНД}}/(H_{\text{вент}}m + H_{\text{кНД}})}, \tag{1.14}$$

$H_{\text{к НД}}$ — напор компрессора низкого давления; $H_{\text{вент}}$ — напор вентилятора; $\eta_{\text{м.вент}}$ — механический КПД вентилятора; $\overline{G}_{\text{охл НД}}$ — относительный расход воздуха для охлаждения турбины низкого давления.

Величины $\zeta_{\text{охл ВД}}$ и $\overline{G}_{\text{охл НД}}$ определяют по формулам (1.1), (1.2), где при расчете $\overline{G}_{\text{охл ВД}}$ используют значения $I_{\text{г}}^*$ и $T_{\text{г}}^*$ перед турбиной высокого давления, а при расчете $\overline{G}_{\text{охл НД}}$ значения $I_{\text{г}}^*$ и $T_{\text{г}}^*$ перед турбиной низкого давления.

Шестой этап заключается в выполнении по обычной методике детального теплового расчета ГТД и определении его удельных показателей с учетом отборов воздуха на охлаждение (см. рис. 1.3, поз. *6*). В случае расхождения с техническим заданием необходимо вернуться к первому этапу.

Окончательно скорректированную величину $\overline{G}_{\text{охл}_\Sigma}$ в соответствии с распределением охлаждающего воздуха между каскадами турбины высокого и низкого давлений, используют для распределения между лопаточными решетками и другими охлаждаемыми деталями.

Седьмой этап (см. рис. 1.3 поз. *7*) состоит в определении расходов воздуха, необходимых для охлаждения конкретных деталей турбины (сопловых и рабочих лопаток, дисков, корпуса). Этот этап расчета можно выполнять параллельно с термогазодинамическим расчетом охлаждаемой турбины (см. рис. 1.3, поз. *9*).

Восьмой этап заключается в выборе способов охлаждения деталей и определении расходов охлаждающего воздуха. Расход воздуха на охлаждение сопловых лопаток первой ступени определяют по формуле [8]:

$$\overline{G}_{\text{охл.с}_I} = g_{\text{с}}k_{\text{ут.с}}\left(T^*_{\text{с max}} - T^*_{\text{доп.с}}\right)/\left(T^*_{\text{доп.с}} - T^*_{\text{охл.вх.с}}\right), \tag{1.15}$$

где $g_{\text{с}}$ — дуельный коэффициент расхода охлаждающего воздуха; $k_{\text{ут.с}}$ — коэффициент утечек, $T^*_{\text{с max}} = 0{,}985\left(T^*_{\text{г}} + \Delta T_{\text{нер}}\right)$; $T^*_{\text{доп.с}}$ — допустимая температура сопловой лопатки; $T^*_{\text{охл.вх.с}}$ — температура охлаждающего воздуха на входе в сопловые лопатки. Индексом с обозначены параметры сопловой лопатки.

Расход воздуха на охлаждение сопловых лопаток последующих ступеней определяют по той же формуле (1.15) только вместо $T^*_{\text{с max}}$ подставляют $T^*_{\text{с}_i} = 0{,}985T^*_{\text{г}_i}$. Расход воздуха на охлаждение рабочих лопаток определяют по аналогичной формуле:

$$\overline{G}_{\text{охл.р}_i} = \left[q_{\text{р}}k_{\text{ут.р}}(T_{\text{р}} - T_{\text{доп.р}})/\left(T_{\text{доп.р}} - T^*_{\text{охл.р}}\right)\right], \tag{1.16}$$

где р — индекс, указывающий параметры рабочей лопатки; i — номер рассматриваемой решетки рабочих лопаток.

Температуру лопатки $T_р$ на этой стадии расчета оценивают по температуре торможения газа в относительном движении $T_w{}^*$ в корневом сечении, т. е. $T^*_{р_i} \approx 0,95 T^*_{w_i}$. Для первой ступени

$$T_{р_I} \approx T_{w_I} = T^*_г - 0,95 \frac{u_2^2}{2c_р} \left(\frac{2\varphi \cos \alpha_{1с}}{u_2/c_{1t}} - 1 \right), \qquad (1.17)$$

для последующих ступеней

$$T_{р_i} \approx 0,95 \left[T^*_г - H_{т_i}/c_p + u_2^2/(2c_р)_i \right], \qquad (1.18)$$

где u_2 — окружная скорость рабочих лопаток на выходе из решетки; c_p — удельная теплоемкость; φ — скоростной коэффициент сопловой решетки; $\alpha_{1с}$ — угол выхода потока из сопловой решетки; c_{1t} — теоретическая скорость истечения газа из сопловой решетки; I — индекс, которым обозначены параметры первой ступени; $H_{т_i}$ — суммарный внутренний теплоперепад от первой до i-й ступени включительно.

При струйном подводе охлаждающего воздуха к рабочим лопаткам первой ступени с предварительной подкруткой, совпадающей с направлением вращения и такой, что угол натекания в относительном движении равен 90°,

$$T^*_{охл.вх} = T_к + \Delta T_{ком} - u^2_{2_I} (\theta - 1)^2 / 2c_p\theta^2, \qquad (1.19)$$

где θ — отношение среднего диаметра турбины к высоте лопатки.

Удельный коэффициент охлаждающего расхода воздуха определяют для сопловых лопаток по формуле

$$g_е = g_{э.с} \frac{25\overline{П}_с \left(T^*_г / T^*_{охл.вх.с} \right)^{0,25}}{Re_с^{0,34} S_{г.с}^{0,58} \bar{t}_с \sin \alpha_{1с}}, \qquad (1.20)$$

а для рабочих лопаток по формуле

$$g_р = g_{э.р} \frac{25\overline{П}_р \left(T^*_{гw} / T^*_{охл.вх.р} \right)^{0,25} (1 + 0,8 Su^{0,42})}{Re_р^{0,34} S_{г.р}^{0,58} \bar{t}_р \sin \beta_2}, \qquad (1.21)$$

где $\overline{П}_с = П_с/b_с$; $\overline{П}_р = П_р/b_р$; $П_с$, $П_р$ — периметры сопловой и рабочей лопаток; $b_с$, $b_р$ — длины хорды сопловой и рабочей лопаток; $\bar{t}_с$, $\bar{t}_р$ — относительный шаг сопловой и рабочей лопаток; $S_{г.с}$, $S_{г.р}$ — числа подобия, учитывающие геометрию сопловых и рабочих решеток; Su — число подобия, учитывающее вращение рабочих лопаток; β_2 — угол выхода потока из рабочей решетки.

Эталонное значение $g_{э.с}$ и $g_{э.р}$ находится по статистическим данным из графиков, приведенных на рис. 1.6. При развитом пленочном охлаждении $g_э$ следует уменьшить на (30...40) %; при проницаемом, пористом, вафельном в 1,7...2 раза. Все необходимые для расчетов величины находят из выполняемого параллельно теплового расчета охлаждаемой турбины.

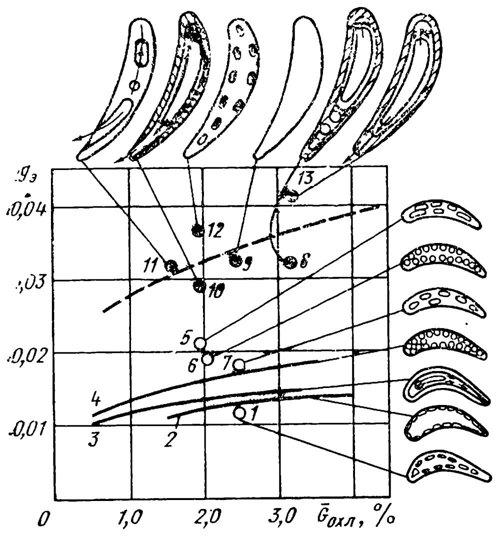
Девятый этап — термогазодинамический расчет охлаждаемой турбины.

Десятый этап контрольный. На этом этапе проверяется равенство $\Sigma G_{охл_i} = G_{охл_\Sigma}$. При несоблюдении этого равенства осуществляется возврат к седьмому этапу вносится корректировка в распределение $G_{охл_\Sigma}$ по элементам охлаждения и расчет повторяется.

Одиннадцатый этап — конструирование системы охлаждения каждой из охлаждаемых деталей, например рабочих лопаток, в соответствии с намеченным способом и базовыми размерами, полученными в процессе термогазодинамического расчета охлаждаемой турбины. Одновременно определяют все проходные сечения охлаждающих каналов.

Двенадцатый этап заключается в оценке технологичности конструкции (см. рис. 1.3, поз *12*).

На этом предварительный проектировочный расчет заканчивают. Если конструкция нетехнологична, то осуществляется возврат к одиннадцатому этапу.



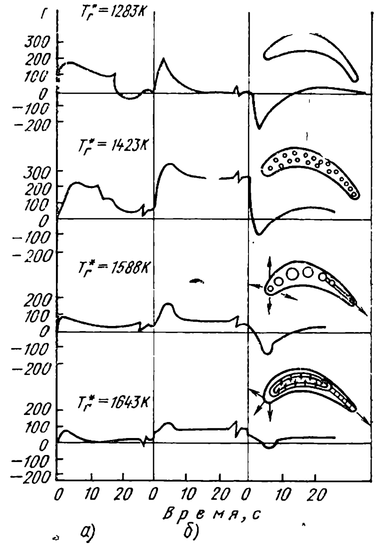


Рис. 1.6. Обобщенные данные по эффективности воздушного охлаждения в эталонных условиях:

1 — лопатки двигателя RB.2111; *2* — экспериментальная лопатка гильзового типа; *3* — лопатки с поперечным течением охлаждающего воздуха; *4* — лопатка с большим числом отверстий с d=0,15 мм; *5*, *10* — лопатки двигателя Спей; *6*, *9* — лопатки двигателя Олимп; *7*, *13* — лопатки двигателя RB.207; *8* — лопатки двигателя JT9D; *9* — лопатка двигателя Олимп; *11* — лопатка двигателя Конуэй; *12* — лопатки с продольными каналами; — — — — средние значения g_0 для сопловых лопаток; ———— экспериментальные данные для плоских решеток

Рис. 1.7. Влияние способа охлаждения на температурную неравномерность ΔT в сечении лопатки за рабочий цикл:

а — запуск; *б* — разгон; *в* — сброс нагрузки

Тринадцатый этап включает поверочный расчет сконструированной системы. Параллельно и взаимосвязано выполняют в первом приближении тепловые и гидравлические расчеты деталей. В процессе этих расчетов находят температурные поля, подогревы воздуха в каналах охлаждения, коэффициенты расхода и действительные расходы охлаждающего воздуха через элементы спроектированной системы. Методика таких расчетов изложена далее (см. разд. 6).

Четырнадцатый этап заключается в контроле расходов охлаждающего воздуха. Если расход не соответствует эталонному, то осуществляют возврат к одиннадцатому этапу, вносят коррективы в проходные сечения и расчет повторяют. По достижении требуемого расхода выполняют следующий этап расчета.

Пятнадцатый этап включает уточненный поверочный расчет температур, напряжений и запасов прочности в детали (рабочей лопатке). Методика таких расчетов изложена в специальной литературе, например в работе [8].

Шестнадцатый этап включает оценку запасов статической прочности. Если запасы прочности оказываются недостаточными или слишком большими (коэффициент запаса прочности $k_{ст}>2$), то (см. рис. 1.3, поз. *16*) осуществляют возврат к одиннадцатому этапу. Вносят соответствующие коррективы в конструкцию системы охлаждения и расчет повторяют.

Семнадцатый этап включает расчеты теплонапряженного состояния детали (лопатки) на переходных (нестационарных) режимах. Расчеты выполняют для режима перехода с малого газа на максимальную частоту вращения для режима выдержки до наступления стационарного состояния, для режима сброса нагрузки до холостого хода или аварийного останова.

Методика таких расчетов изложена в разд. 6. Типичная картина изменения температурной неравномерности в лопатках при различных способах их охлаждения показана на рис. 1.7.

В случае неудовлетворительных результатов (см. рис. 1.3, поз. *18*) разрабатывают рекомендации, направленные на улучшение теплонапряженного состояния детали на переходных режимах, либо удлиняют время перехода с режима на режим, либо, наконец, вносят новые коррективы (поз. *11*) в конструкцию системы охлаждения детали и расчет повторяют еще раз.

Заключительный этап (поз. *19*), как уже указано, является обязательным и включает опытную проверку расчетных данных по системе охлаждения и при необходимости ее доводку до заданных параметров.

2. ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ГАЗОМ И ПОВЕРХНОСТЬЮ ЛОПАТОК ОСЕВЫХ ТУРБИН

2.1. КРАТКИЙ ОБЗОР РАСЧЕТНЫХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛООТДАЧИ НА ЛОПАТКАХ ТУРБИН

Точность поверочного расчета температур, потребных расходов охлаждающего воздуха, тепловых потоков, потерь от охлаждения, запасов прочности и т. п. существенно зависит от достоверности закладываемых в расчет граничных условий теплообмена. В поверочных расчетах обычно используются граничные условия третьего рода: T^* — температура омывающей среды и α — коэффициент теплоотдачи.

По закону Ньютона плотность теплового потока $q=\alpha\Delta T$, где ΔT — температурный напор между газом и поверхностью стенки. Значение α, а следовательно и q, предопределяется состоянием пограничного слоя (ламинарный, турбулентный, переходный). При ламинарном пограничном слое α всецело определяется теплопроводностью слоя; при турбулентном слое — еще и турбулентными пульсациями, так как перенос теплоты в этом случае осуществляется не только теплопроводностью, но и самой массой пульсирующих объемов жидкости. Значения α при переходном пограничном слое находятся между значениями α для ламинарного и для турбулентного слоев.

Фактически в реальных условиях работы турбины теплобмен между газом и поверхностью проточной части происходит более сложным образом. Имеют место: отрывные явления; радиационные потоки теплоты; попеременные разгоны и торможения потока; выдувы охлаждающего воздуха на защищаемую поверхность и т. п. Тем не менее формулу Ньютона не изменяют, а все особенности процесса учитывают, изменяя коэффициент теплоотдачи α. Так что в общем случае

$$\alpha_г = \alpha K_1 K_2 \dots, \qquad (2.1)$$

где $\alpha_г$ — коэффициент теплоотдачи между газом и поверхностью в рассматриваемых условиях; α — коэффициент теплоотдачи между газом и поверхностью при базовых условиях; K_1, $K_2 \dots$ — множители-поправки для учета влияния на $\alpha_г$ соответствующего воздействия, отсутствующего при базовых условиях.

При течении газа в турбинной решетке на различных участках профиля одновременно присутствуют все три типа пограничных слоев. Поэтому $\alpha_г$ существенно различны по обводу профиля (рис. 2.1, *а*). Не остаются постоянными $\alpha_г$ по длине проточной части (рис. 2.1, *б*) и по высоте турбинной решетки (рис. 2.1, *в*). Так, при $\pi_к^*=16$; $T_г^*=1500$ К значения $\alpha_г$ в районе стенок жаровой трубы камеры сгорания могут меняться в пределах (700 ... 1300) Вт/(м^2·К), в сопловых лопатках — до 2000 Вт/(м^2·К), в рабочих лопатках и в осевом зазоре первой ступени турбины — в пределах (2500 ... 3000) Вт/(м^2·К). Только по обводу

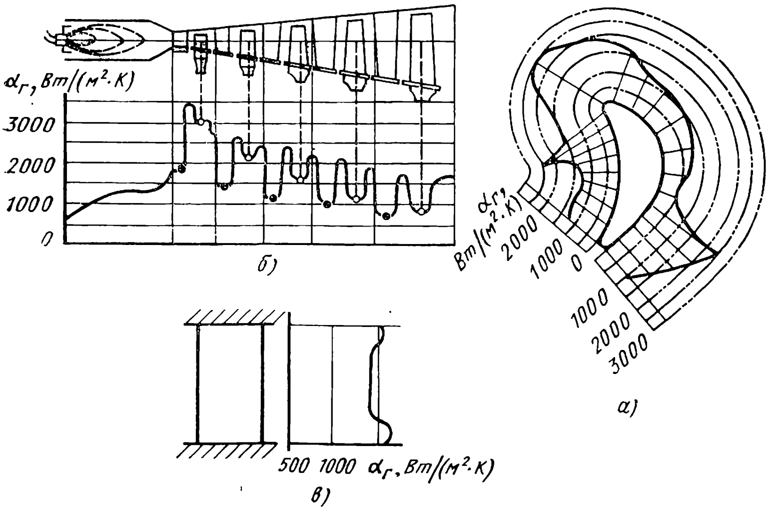


Рис. 2.1. Диаграммы распределения $\alpha_г$ в проточной части турбины:

а — местных $\alpha_г$ по обводу профиля турбинной лопатки; *б* — средних $\alpha_г$ по длине проточной части: ○ — по обводу профиля на среднем диаметре рабочих лопаток; ● — в сопловых решетках; *в* — средних $\alpha_г$ по высоте турбинной решетки

профиля лопаток (см. рис. 2.1, *а*) наблюдалось почти пятикратное колебание $\alpha_г$. Причем соотношение $\alpha_г$ изменяется от режима к режиму.

Здесь уместно подчеркнуть, что мнение о несущественном влиянии погрешностей в определении $\alpha_г$ на конечный результат расчетов ошибочно. В зависимости от сочетания теплообменных процессов в газе, а также охладителе, термосопротивления стенок и от других теплофизических характеристик материала лопаток погрешность в задании коэффициента теплоотдачи $\alpha_г$ по-разному влияет на точность определения температуры лопаток $T_л$. При характерных для лопаток натурных ГТД условиях: в области больших значений $\alpha_г$ ($4\alpha_{охл}$ и более, где $\alpha_{охл}$ — коэффициент теплоотдачи охлаждающего воздуха) даже значительная погрешность $\Delta\alpha_г$ в задании $\alpha_г$ мало сказывается на результатах расчета, в области же умеренных и малых значений $\alpha_г$ точность определения $T_л$ существенно зависит от погрешностей в задании $\alpha_г$. Иллюстрацией сказанному могут служить данные расчетов: погрешность в задании коэффициента теплоотдачи $\Delta\alpha_г = 10\%$ приводит к ошибке в определении $T_л = (40 ... 60)$ К. Последнее, в свою очередь, может привести к существенной ошибке в прогнозировании работоспособности лопаток.

Из сказанного следует, что для проектируемой турбины, где взаимосочетание параметров заранее неизвестно, необходимо определять $\alpha_г$, так же как и их распределение по наружной поверхности лопаток, с максимально возможной точностью.

Ввиду чрезвычайной сложности явлений, определяющих закономерности теплообмена, значения $\alpha_г$ с достаточной точностью чисто теоретически рассчитать обычно не удастся. Поэтому практически их предпочитают определять из экспериментальных данных, обобщенных на основе теории подобия. Тем более, что в последние годы появились работы, позволяющие учесть влияние на теплообмен начальной степени турбулентности, угла атаки, массовых сил и периодической нестационарности, излучения газа, сжимаемости и ускорения потока, выдува охлаждающего воздуха через перфорации, температурной нестационарности при увеличении и сбросе нагрузки и др.

Для внесения поправок в базовое значение $\alpha_г$ обычно используется метод суперпозиций, т. е. метод независимости отдельных воздействий. Возможность применения метода суперпозиций для реального процесса теплообмена в лопаточных решетках проверена расчетно-экспериментальным путем. Искомое значение $\alpha_г$ в этом случае находят по формуле (2.1).

На заключительной стадии расчетов, когда есть уверенность в достоверном определении расположения зон ламинарного, переходного и турбулентного пограничных слоев на профиле и отсутствуют отрывные явления, базовые значения местных и средних коэффициентов теплоотдачи целесообразно определять аналитическими методами (напримвер, методом Л. М. Зысиной-Моложен [16]).

Местные $\alpha_г$ и средние $\alpha_{г.ср}$ коэффициенты теплоотдачи на поверхности турбинной лопатки приближенно могут быть определены расчетным путем. Но выполнить это с надлежащей точностью непросто, так как $\alpha_г$, как уже отмечено, зависит от многих факторов. Наиболее широко применяемые расчетные методы определения коэффициентов теплоотдачи являются, как правило, полуэмпирическими и подразделяются на численные и интегральные.

Численные методы базируются на решении дифференциальных уравнений движения, неразрывности и энергии, записанных в применении к пограничному слою. В двухмерной (в координатах x, y) постановке задачи эти уравнения имеют вид

$$\rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} - \rho w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial y}\right); \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial (\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w_y)}{\partial y} = 0; \tag{2.3}$$

$$c_p \rho w_x \frac{\partial T^*}{\partial x} + c_p \rho w_y \frac{\partial T^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial T^*}{\partial y}\right), \tag{2.4}$$

где μ, λ — коэффициенты динамической вязкости и теплопроводность потока; c_p, ρ — удельная теплоемкость и плотность потока; w_x, w_y — проекции скорости на соответствующие оси координат; T^*, p — температура адиабатно заторможенного потока и давление в нем.

Иногда уравнения (2.3) и (2.4) используют в виде

$$\rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{d\tau}{dy}; \tag{2.5}$$

$$c_p \rho w_x \frac{\partial T^*}{\partial x} + c_p \rho w_y \frac{\partial T^*}{\partial y} = \frac{\partial q}{\partial y}, \tag{2.6}$$

где τ, q — касательное напряжение трения и плотность теплового потока *.

При расчете теплоотдачи для ламинарного пограничного слоя задание распределения μ и λ или τ и q по его толщине не вызывает затруднений. При этом система уравнений движения, неразрывности и энергии является замкнутой.

При турбулентном пограничном слое в уравнениях (2.2) и (2.4) величины μ и λ включают в себя как молекулярную, так и турбу-

* Коэффициент теплоотдачи $\alpha_г$ войдет в уравнение энергии, так как из закона Ньютона следует, что $\alpha_г = q/(T^*_\infty - T_{ст})$, где T^*_∞ — температура невозмущенного потока; $T_{ст}$ — температура поверхности стенки.

лентную составляющие, а в уравнениях (2.5) и (2.6) касательные напряжения трения τ и плотность теплового потока q обусловлены соответственно молекулярным и турбулентным переносом импульса и теплоты.

Турбулентная теплопроводность λ_T определяется через турбулентную динамическую вязкости μ_T с помощью турбулентного числа Прандтля $\Pr_T$:

$$\lambda_T = c_p \frac{\mu_T}{\Pr_T}. \tag{2.7}$$

Турбулентное число $\Pr_T$ характеризует связь между механизмами турбулентного переноса импульса и теплоты. По данным различных авторов $Pr_T \approx 0{,}8...1{,}0$.

Полуэмпирические интегральные методы расчета теплоотдачи основываются на решении интегрального соотношения энергии. Решение его удовлетворяет уравнениям пограничного слоя в среднем по его толщине. Интегральное соотношение энергии имеет вид

$$\frac{d\delta_T^{**}}{dx} + \delta_T^{**} \frac{\frac{d}{dx}(\rho_\infty w_{x\infty})}{\rho_\infty w_{x\infty}} + \frac{\delta_T^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dx} = \frac{q_{\text{ст}}}{c_p \rho_\infty w_{x\infty} \Delta T}, \tag{2.8}$$

где $\Delta T = T_\infty^* - T_{\text{ст}}$; $\delta_T^{**} = \int\limits_0^{\delta_T} \frac{\rho w_x}{\rho_\infty w_{x\infty}} \left(1 - \frac{T_\infty^* - T^*}{T_\infty^* - T_{\text{ст}}}\right) dy$;

$q_{\text{ст}}$ — плотность теплового потока, поступающего на стенку; δ_T — толщина теплопроводного пограничного слоя; ∞ — индекс, соответствующий параметрам невозмущенного потока.

Точное решение уравнений пограничного слоя получено лишь для ламинарного пограничного слоя. В этом случае перенос импульса и энергии обусловлен только молекулярной вязкостью и теплопроводностью.

Полуэмпирические численные методы расчета (например, метод Патанкара — Сполдинга *) дают высокую точность результатов. Однако при их реализации все поле течения необходимо представлять в виде сетки, размеры ячеек которой влияют на точность полученного результата, а измельчение ведет к громоздким вычислениям. Необходимость расчета параметров в большом количестве узлов сетки не позволяет использовать эти методы для оценочных расчетов. В этом смысле значительно удобнее полуэмпирические интегральные методы.

При расчете теплоотдачи для ламинарного пограничного слоя с произвольным градиентом давления хорошие результаты дает сравнительно простой полуэмпирический метод Л. М. Зысиной-Моложен.

---

* Подробнее этот метод будет описан при рассмотрении турбулентного пограничного слоя.

Для турбулентного пограничного слоя решение уравнений (2.2), ..., (2.6) может быть получено только с использованием полуэмпирических теорий, базирующихся на закономерностях осредненного турбулентного течения.

При использовании уравнения движения в форме (2.5) замыкающее соотношение для касательного напряжения трения τ записывается с помощью теории Прандтля о пути перемешивания:

$$\tau = \rho l^2 \partial w_x / \partial y. \tag{2.9}$$

Здесь l — длина пути перемешивания.

Возмущающие факторы (внешняя турбулентность потока, продольный градиент давления и т. д.) при использовании соотношения (2.9) учитываются введением соответствующих множителей-поправок в формулу для определения l. Так, для учета продольной кривизны поверхности вводится множитель-поправка

$$K_l = \left(1 + 2\beta \frac{l_0}{R_{\text{ст}}} \frac{w_x}{\sqrt{\tau/\rho}}\right)^{-1}, \tag{2.10}$$

где l_0 — длина пути перемешивания в стандартных условиях; $R_{\text{ст}}$ — радиус кривизны поверхности стенки. Величина β по разным данным равняется 7 или 4.

Достижения в реализации численных методов расчета позволили успешно применять для расчетов теплоотдачи при турбулентном пограничном слое полуэмпирическую теорию Колмогорова — Прандтля.

Согласно этой теории для определения турбулентной динамической вязкости μ_T используют одно или несколько дифференциальных уравнений. Наиболее простые модели турбулентности содержат одно дифференциальное уравнение для энергии турбулентности E, а масштаб турбулентности L вычисляется по соотношениям типа формулы для определения пути перемешивания l.

В настоящее время наиболее распространенными полуэмпирическими моделями турбулентной динамической вязкости можно считать модели П. Брэдшоу, Г. С. Глушко, Д. Б. Сполдинга, Б. Лаундера.

Из большого разнообразия численных методов расчета теплоотдачи применительно к лопаткам турбомашин в зарубежной практике широко применяют уже упоминавшийся конечно-разностный метод Патанкара — Сполдинга. Этот метод в одинаковой степени пригоден для расчета как ламинарного, так и турбулентного слоя. Он позволяет вычислить плотность теплового потока и число St с учетом шероховатости, сжимаемости, закрутки и других факторов при наличии максимумов и минимумов скоростей и температур с учетом переменности физических свойств среды.

Метод базируется на линеаризации разностных уравнений. Профили задают ломаными линиями, составленными из прямолинейных отрезков. Конечно-разностные уравнения получают путем интегрирования частных дифференциалов соответствующих переменных в микрообласти, определяемой ячейкой сетки. Полученную систему линейных алгебраических уравнений решают с помощью последовательных подстановок.

Высокая скорость счета обеспечивается контролем ширины расчетной сетки. При этом расчет выполняют для всех точек, расположенных в областях слоя со значительными касательными напряжениями и тепловыми потоками. Использование безразмерной функции тока в качестве поперечной переменной слоя приводит к существенному упрощению уравнений.

Замыкающим соотношением является модифицированная гипотеза Е. Р. Ван-Дриста.

Отметим, что метод Патанкара — Сполдинга не пригоден для расчета возвратных течений, а при расчете случаев, когда тепловой пограничный слой намного тоньше динамического, этот метод дает сравнительно низкую точность. Необходимость использования для этого метода мощных ЭВМ делает его реализацию не всегда возможной.

Для расчета местных коэффициентов теплоотдачи при турбулентном пограничном слое можно применять также метод Кутателадзе — Леонтьева, основанный на гипотезе Л. Прандтля.

Уравнение подобия, с помощью которого можно определить коэффициент теплоотдачи, в этом случае можно представить в виде закона теплообмена

$$\mathrm{St}=\Psi_{\Sigma}\,\mathrm{St}_0, \tag{2.11}$$

где St_0 — число Стантона для стандартных условий (безградиентного квазиизотермического течения на пластине), определяемое уравнением

$$\mathrm{St}_0=0{,}0128\,(\mathrm{Re}_T^{**})^{-0{,}25}(\mathrm{Pr})^{-0{,}75}; \tag{2.12}$$

$$\mathrm{Re}_T^{**}=\rho_\infty w_{x\infty}\delta_T^{**}/\mu_\infty; \tag{2.13}$$

$$\Psi_{\Sigma}=\Psi_T\Psi_{\text{в}}\Psi_{\text{м}}\ldots; \tag{2.14}$$

Ψ_T, $\Psi_{\text{в}}$, $\Psi_{\text{м}}$ — относительные функции теплообмена, учитывающие соответственно влияние неизотермичности, вдува, сжимаемости и т. д.

Важная особенность законов теплообмена, записанных в виде $\mathrm{St}=f(\mathrm{Re}_T^{**})$ с учетом имеющихся возмущающих факторов,— их нечувствительность к изменению граничных условий на стенке, которая существенно расширяет использование уравнений подобия.

Поскольку числа Re_T^{**} при расчете коэффициентов теплоотдачи обычно бывают неизвестны, то для выявления функции $\mathrm{Re}_T^{**}=f(\mathrm{Re}_x)$ необходимо решить интегральное соотношение энергии (2.8). Решение это может быть получено только в том случае, если известны зависимости типа (2.11). Они могут быть получены эмпирическим путем или на основе полуэмпирических теорий турбулентности.

С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьев предложили для решения этой задачи теорию пограничного слоя «с исчезающей вязкостью».

Смысл этой теории состоит в том, что уравнения, составленные для относительных значений коэффициента теплоотдачи, рассматривают при числе Рейнольдса, стремящемся к бесконечности. Отсюда получается, что при $\mathrm{Re}_x \to \infty$

$$\Psi_S \to \left[\int_0^1 \left(\frac{\bar{\rho} \bar{q}}{\bar{q}_0} \frac{\partial \omega}{\partial \xi_T} \frac{\partial \theta}{\partial \xi_T} \right)^{1/2} d\xi_T \right]^2, \tag{2.15}$$

где $\Psi_S = (\mathrm{St}/\mathrm{St}_0)_{\mathrm{Re}_{\text{т}}^{**}}$ — отношение чисел Стантона для рассматриваемых и «стандартных» условий при $\mathrm{Re}_T^{**} = \mathrm{idem}$; ; $\bar{q}$, $\bar{q}_0$ — распределение плотности теплового потока по поверхности для рассматриваемых и стандартных условий;

$$\xi_T = y/\delta_T; \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_\infty; \quad \omega = w_x/w_{x\infty}; \quad \theta = (T^*_\infty - T^*)/(T^*_\infty - T^*_{\text{ст}}) .$$

На основании предельных законов получены относительные функции теплообмена, учитывающие влияние тех или иных возмущающих факторов. Так, влияние неизотермичности на закон теплообмена учитывается по формуле

$$\Psi_T = \left(\frac{2}{\sqrt{T_{\text{ст}}/T^*_\infty} + 1} \right)^2. \tag{2.16}$$

Влияние сжимаемости определяется соотношением

$$\Psi_M = \frac{\operatorname{arctg} M \sqrt{r(k-1)/2}}{M \sqrt{r(k-1)/2}}, \tag{2.17}$$

где r — коэффициент восстановления температуры; k — показатель адиабаты.

Влияние вдува можно оценить по формуле

$$\Psi_{\text{в}} = (1 - b/b_{\text{кр}})^2, \tag{2.18}$$

где b — параметр проницаемости; $b_{\text{кр}}$ — критический параметр проницаемости.

Многочисленные эксперименты подтверждают факт совпадения вычисленных по формуле (2.11) с использованием соотношений (2.15)...(2.17) значений Ψ_S и экспериментальных данных при $\mathrm{Re}_x \ll \infty$. Оказывается, что при $\mathrm{St} \to 0$ и $\mathrm{St}_0 \to 0$ все же $\Psi_S = \mathrm{St}/\mathrm{St}_0$ остается конечной величиной.

При использовании метода Кутателадзе — Леонтьева для расчета коэффициентов теплоотдачи на поверхности турбинных лопаток нужно учитывать, что он может давать существенные погрешности при сильных продольных отрицательных градиентах давления, которые иногда приводят к ламинаризации турбулентного пограничного слоя. Такая картина имеет место, например, на спинке турбинного профиля.

Для расчетов коэффициента теплоотдачи можно использовать метод эффективной длины [12]. Эффективная длина $x_{\text{эф}}$ представляет собой длину плоской пластины, на которой при внешнем течении с постоянным значением $\rho_\infty w_\infty$, таким же как в рассматриваемой точке тела, нарастает такой же тепловой пограничный слой, как и на длине x рассматриваемого тела с переменными значениями $\rho_\infty w_{x\infty}$.

Из интегральных полуэмпирических методов расчета теплоотдачи наиболее простым, удобным и доведенным до стадии практического использования является метод Л. М. Зысиной-Моложен [2, 16]. Этот метод базируется на ряде допущений: температура газа близка к температуре внешней поверхности лопатки; температура внешней поверхности лопатки постоянна; жидкость несжимаемая; обтекание безотрывное; поверхность лопатки аэродинамически гладкая. Главное преимущество этого метода по сравнению с другими заключается в том, что он позволяет одинаково рассчитывать ламинарные, переходные и турбулентные тепловые пограничные слои.

Окончательные расчетные формулы для различных пограничных слоев имеют следующий вид:

для ламинарного пограничного слоя ($0 \leqslant x \leqslant x_п$)

$$\mathrm{Nu}_x = 0{,}297\,\mathrm{Re}_x \left(\int\limits_0^x w_x dx/\nu \right)^{-0,5}, \tag{2.19}$$

где x — координата, отсчитываемая вдоль спинки или корыта от точки разветвления потока на входной кромке; w_x — скорость газа в точке профиля с координатой x; $x_п$ — координата начала переходной области; $\mathrm{Re}_x = w_x x/\nu$; $\mathrm{Nu}_x = \alpha_г x/\lambda$; ν — кинематическая вязкость; $\alpha_г$ — местный коэффициент теплоотдачи газа в точке профиля с координатой x;

для переходного пограничного слоя ($x_п < x \leqslant x_к$)

$$\mathrm{Nu}_x = 3{,}43\cdot 10^{-4}\,\mathrm{Re}_x \left[\int\limits_{x_н}^{x} w_x dx/\nu + 0{,}047 (\mathrm{Re}_{x_н}/\mathrm{Nu}_{x_н})^2 \right]^{0,11}, \tag{2.20}$$

где $x_к$ — координата конца переходной области; $\mathrm{Re}_{x_н}$, $\mathrm{Nu}_{x_н}$ — значения числа Рейнольдса и числа Нуссельта в точке профиля с координатой $x_п$;

для турбулентного пограничного слоя ($x > x_к$)

$$\mathrm{Nu}_x = 0{,}0255\,\mathrm{Re}_x \left[\int\limits_{x_к}^{x} w_x dx/\nu + 0{,}72 \left(2915\,\mathrm{Nu}_{x_к}/\mathrm{Re}_{x_к}\right)^9 \right]^{-0,2}, \tag{2.21}$$

где $\mathrm{Nu}_{x_к}$, $\mathrm{Re}_{x_к}$ — значения числа Нуссельта и числа Рейнольдса в точке профиля с координатой $x_к$.

Интегралы в формулах (2.19)...(2.21) определяются любым из известных численных методов.

Для вычисления местных коэффициентов теплоотдачи необходимо располагать эпюрой распределения скоростей (давлений) по профилю лопатки. Эпюра скоростей (давлений) может быть опре-

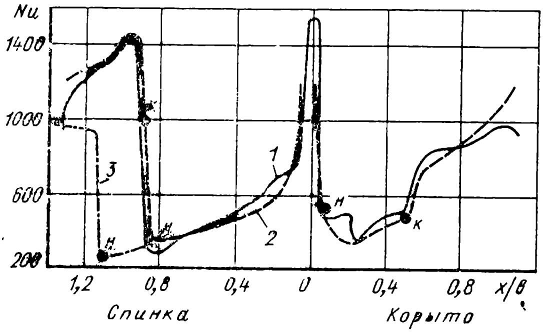


Рис. 2.2. Диаграмма распределения местных коэффициентов теплоотдачи по обводу профиля лопатки в решетке ($\delta = 0$, $Re = 6{,}24 \cdot 10^5$):

н и к — начало и конец переходной области: *1* — экспериментальная кривая; *2*, *3* — кривые, рассчитанные по методу Л. М. Зысиной-Моложен

делена экспериментально или получена на основе расчета потенциального обтекания профиля в решетке.

Многочисленные расчеты, выполненные по методу Л. М. Зысиной-Моложен, показывают, что, когда точки перехода определены правильно, наблюдается вполне приемлемое согласование расчетных значений коэффициентов теплоотдачи газа с экспериментальными (рис. 2.2). На рисунке точки перехода н и к на расчетной кривой *2* определены опытным путем, а на кривой *3* — расчетом. Следует, однако, помнить, что определение координат переходной области является одной из сложнейших проблем аэродинамики турбомашин. Этому вопросу посвящено немало теоретических и экспериментальных работ.

Разрабатывают корректирующие поправки для учета различных воздействий на идеализированное обтекание турбинных решеток с целью приближения к его реальному. Расчет точек перехода и корректирующих поправок подробно изложен в работах [2, 16]. Расчет по методу Л. М. Зысиной-Моложен запрограммирован на ЭВМ [16].

2.2. ОБОБЩЕННЫЕ ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ ПО ТЕПЛООБМЕНУ В ТУРБИННЫХ ЛОПАТОЧНЫХ РЕШЕТКАХ

Средний (по обводу профиля) коэффициент теплоотдачи газа $\alpha_{ср}$ изучался отечественными и иностранными исследователями на решетках сопловых и рабочих лопаток самой различной геометрии.

Приближенно влияние основных геометрических параметров решетки на теплообмен может быть учтено числом подобия $S_г$, отражающим особенности течения газа в криволинейных каналах с переменной кривизной

$$S_г = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \left[\frac{2\bar{s}}{\bar{t} \sin (\beta_1 + \beta_2) \cos^2 \dfrac{\beta_1 - \beta_2}{2}} - 1 \right]^{0,5}, \qquad (2.22)$$

где β_1, β_2 — углы входа потока в решетку и выхода из нее; $\bar{s} = s/b$; $\bar{t} = t/b$; s, b — ширина и длина хорды лопатки; t — шаг решетки.

В сопловых решетках вместо β_1 и β_2 используют соответственно углы α_0 и α_1.

Очевидно, что в зависимости от геометрических соотношений в лопаточной решетке и рабочих условий протяженность участков на профиле с ламинарным, переходным и турбулентным пограничными слоями будет различной. В связи с этим, строго говоря, показатель степени n при числе Re в уравнении подобия типа $Nu_{ср}=ARe^n$ для расчета $\alpha_{г.ср}$ должен быть переменным (здесь и далее индексом ср обозначены средние значения параметров). Как показал опыт, n должен быть в пределах 0,66...0,68.

На основе обобщения результатов большого числа опытов, проведенных на 27 решетках, получено следующее универсальное уравнение

$$Nu_{ср}=0{,}206\,Re^{0{,}66}\,S_г^{-0{,}58}. \qquad (2.23)$$

(определяющий размер — длина хорды b; определяющие параметры газа — статическая температура и действительная скорость потока на выходе из рабочей или сопловой решетки).

Формула (2.23) справедлива для решеток активного и реактивного типа при изменении Re на выходе из решетки от 10^5 до 10^6; $S_г$ от 1,3 до 6; $T_{ст}/T_г^*$ от 0,5 до 1,2; начальной степени турбулентности ε от 1,5 до 2% при числе Маха на выходе из решетки $M \leqslant 0{,}9$ и углах атаки $\delta \approx 0$.

На основе формулы (2.23) может быть найден средний по обводу профиля коэффициент теплоотдачи газа

$$\alpha_{г.ср}=0{,}206\lambda_г/b\,Re^{0{,}66}\,S_г^{-0{,}58}, \qquad (2.24)$$

где $\lambda_г$ — теплопроводность газа.

Для сопловых решеток $Re=Re_1=c_1 b\rho_1/\mu_1$, для рабочих — $Re=Re_2=w_2 b\rho_2/\mu_2$, где c_1, w_2 — действительные скорости на выходе из сопловой и рабочей решеток. Здесь индексы 1 и 2 и для остальных величин указывают на их отношение к выходу сопловой и рабочей решеток.

Формула (2.24) многократно проверена в практике.

В найденную величину $\alpha_{г.ср}$ необходимо внести поправки, отражающие дополнительное воздействие на теплообмен тех или иных факторов, имеющих место в проектируемой лопаточной решетке на рассматриваемом режиме. Таким образом, искомый коэффициент теплоотдачи определяют по формуле $\alpha_{г.ср}=\alpha_{ср}K_1K_2...$ Далее приведены рекомендации по расчету множителей-поправок.

У концов лопаток в решетке наблюдается возрастание среднего по обводу профиля коэффициента теплоотдачи газа по сравнению с рассчитанным по формуле (2.24). Это объясняется влиянием вторичных течений («парного вихря»).

На основе результатов опытов для оценки влияния на $\alpha_{г.ср}$ концевых явлений на участках длиной приблизительно $0{,}1h$ (h — высота лопаток) от корня и периферии можно рекомендовать множитель-поправку

$$K_{конц}=1{,}06\ldots\,1{,}15. \qquad (2.25)$$

Чем больше поворот потока в решетке и больше теплоперепад, тем большее значение принимает множитель-поправка $K_{конц}$. Для обычно используемых в современных ГТД турбин с коэффициентом нагрузки $\mu_т = c_p \Delta T_г / u^2 \approx 1{,}3 \ldots 1{,}7$ можно принимать $K_{конц} \approx 1{,}1$.

Особенно важно учитывать $K_{конц}$ в прикорневых сечениях рабочих лопаток, которые наиболее нагружены центробежными и изгибными силами.

На нерасчетных и переходных режимах работы ГТД на входе в рабочие и сопловые решетки могут возникать углы атаки, существенно отличающиеся от расчетных ($\delta \approx 0$). Это вызывает, как известно, перераспределение скоростей и режимов течения в пограничном слое на профиле. При особо неблагоприятных условиях может наступить отрыв потока от профиля. Все это отражается на $\alpha_{г.\,ср}$. Влияние угла атаки на $\alpha_{г.\,ср}$ изучали многие ученые и полученные результаты в целом хорошо согласуются между собой. Выполненная обработка опытных данных разных авторов позволила получить формулу для расчета множителя-поправки, учитывающего влияние угла атаки:

$$K_\delta = 0{,}97 + 0{,}78(\bar{\delta} - 0{,}2)^2. \qquad (2.26)$$

В качестве определяющей безразмерной величины был выбран относительный угол атаки $\bar{\delta} = \delta / \beta_{1л}$ (δ — угол атаки; $\beta_{1л}$ — угол рабочей лопатки на входе; для сопловых лопаток этот угол обозначается $\alpha_{0л}$).

Формула обобщает опытные данные, полученные на неподвижных плоских решетках активного и реактивного типов при $\bar{\delta} = -0{,}5 \ldots +0{,}4$; числе Рейнольдса на входе в решетку $\mathrm{Re}_1 = (1{,}5 \ldots 4) \cdot 10^5$; $r_{вх}/b = (2{,}26 \ldots 7{,}26)\,\%$; $t/b = 0{,}57 \ldots 0{,}77$; $\sin \beta_{2л} / \sin \beta_{1л} = 0{,}52 \ldots 0{,}93$, где $r_{вх}$ — радиус входной кромки лопатки; $\beta_{2л}$ — угол рабочей лопатки на выходе.

Специальными опытами на экспериментальной воздушной турбине со сменными сопловыми аппаратами установлено, что формула (2.26) остается справедливой и для вращающихся лопаточных решеток.

Правильность формулы была подтверждена опытами на натурных турбинах. Замеры температуры рабочих лопаток выполняли при $T_г^*$ до 1500 К; при температуре охлаждающего воздуха $T^*_{охл} = 310$ К и окружных скоростях на среднем радиусе $u_{ср} \leqslant 255$ м/с. С уменьшением частоты вращения и окружных скоростей $u_{ср}$ приблизительно на 25% появлялись отрицательные углы атаки δ до —23° ($\bar{\delta} \approx -0{,}55$). Средняя температура лопаток при этом возросла на (45...50)К. Расчет температуры лопаток с использованием формулы (2.26) для данного случая дает увеличение температуры лопаток на 39 К. Налицо удовлетворительное совпадение опытных и расчетных результатов.

Температура деталей проточной части высокотемпературных турбин поддерживается примерно на одинаковом уровне. Так что тепловым взаимоизлучением деталей можно пренебречь. Невелики радиационные потоки теплоты и от газа к деталям, до тех пор пока температура газа умеренная ($T_г^* \leqslant 1450$ К).

С увеличением температуры газа его излучение возрастает и при $T_г^* > 1450$ К становится существенным. Так, при $T_г^* \approx 2000$ К энергия, передаваемая радиацией от продуктов сгорания керосина к лопаткам, составляет уже 10% и более от энергии конвективного потока теплоты. В высокотемпературных ГТД для приближенного учета радиационных потоков теплоты можно воспользоваться множителем-поправкой $K_{изл} = Q/Q_{конв}$, где Q, $Q_{конв}$ — суммарное количество теплоты и количество теплоты, переносимое конвенцией. Поскольку основными источниками излучения продуктов сгорания является двуокись углерода (CO_2) и водяной пар (H_2O), то [9]

$$K_{изл} \approx 1 + 50\overline{T}_г^* \varepsilon_г/\alpha_г\left(1 + \overline{T}_{ст} + \overline{T}_{ст}^2 + \overline{T}_{ст}^3\right), \qquad (2.27)$$

где $\overline{T}_г^* = 10^{-3}(T_г')^*$; для сопловых лопаток $(T_г')^* = T_г^*$, а для рабочих лопаток $(T_г')^* = (T_г^* + T_{г2}^*)/2$; $T_{г2}^*$ — температура торможения газа за рабочей решеткой; $\overline{T}_{ст} = T_{ст}/(T_г')^*$; $T_{ст} \approx T_{доп}$ — средняя по обводу профиля температура поверхности стенки лопатки; $\varepsilon_г = \varepsilon_{CO_2} + \beta\varepsilon_{H_2O}$ — степень черноты газа при $(T_г')^*$; $\beta = 1,1...1,2$. При выводе формулы (2.27) степень черноты стенок лопаток принята $\varepsilon_{ст} = 0,55$.

Под степенью турбулентности ε принято понимать относительную среднеквадратичную величину пульсаций скорости газа $\tilde{w}_x$, $\tilde{w}_y$, $\tilde{w}_z$ вдоль всех трех осей координат, т. е.

$$\varepsilon = 1/w\sqrt{1/3\left(\tilde{w}_x^2 + \tilde{w}_y^2 + \tilde{w}_z^2\right)}.$$

В работах по исследованию влияния ε на теплообмен и аэродинамические сопротивления часто ограничиваются изучением влияния только продольной составляющей пульсаций скорости $\tilde{w}_x$. Последнее не эквивалентно принятию допущения об изотропности турбулентности. При таком подходе лишь предполагается определенное соотношение между $\tilde{w}_x$ и двумя другими составляющими в пределах исследуемых режимов. В то же время существенно упрощается техника замеров степени турбулентности.

К сожалению, систематизированных сведений о численных значениях ε в характерных сечениях проточной части ГТД, в литературе не встречается. Имеются лишь разрозненные данные о замерах термоанемометрами и о косвенной оценке ε в конкретных условиях в аэродинамических трубах или в турбинах. Анализ этих данных позволяет указать приближенные значения ε (%):

Непосредственно за жаровой трубой камеры сгорания . .	15 . . . 20 и более
После сборного коллектора, перед сопловым аппаратом первой ступени	3 . . . 4
За сопловой решеткой, перед рабочим колесом первой ступени	4 . . . 5
За рабочим колесом, перед сопловым аппаратом второй ступени	4 . . . 8
Перед решетками лопаток воздушных аэродинамических стендов с плавным входом	0,3 . . . 0,6

То же при установке перфорированных успокоительных перегородок	1 ... 2,5
То же при специальных турбулизирующих сетках	до 12
В горло сопловых решеток (независимо от ε перед решеткой)	0,5 ... 0,8

В работе [3] на основе опытных данных, полученных при испытании натурных турбин, рекомендуется множитель-поправка K_ε к формуле (2.24), учитывающая влияние ε на $\alpha_{г.ср}$. С учетом того, что формула (2.24) получена при $\varepsilon \approx (1,5...2)\,\%$, следует записать

$$K_\varepsilon = A(1+\varepsilon)^{0,2}, \tag{2.28}$$

где $A = 0,85...0,9$.

Интересные данные о местных $\alpha_г$ содержатся в работе Л. М. Зысиной-Моложен и Э. Г. Роост.

Формулами (2.23), ..., (2.28) определяется некоторый средний (по обводу профиля) коэффициент теплоотдачи газа. В действительности, как уже указывалось ранее (см. рис. 2,1, *а*), $\alpha_г$ не остается постоянным.

Детальное исследование распределения коэффициентов теплоотдачи газа по обводу профиля выполнено на решетках четырех типов.

На рис. 2.3 показано распределение по профилю относительного давления $\bar{p} = (p - p_2)/(p_2^* - p_2)$, где p_2, p_2^* — соответственно статическое и полное давление газа на выходе из решетки, и локальных значений числа Нуссельта для одной из испытанных реактивных решеток при нулевом угле атаки. Аналогичная картина наблюдалась и на других решетках. Анализ нижних графиков $\mathrm{Nu} = f(x/b)$ на рис. 2.3 позволяет выделить характерные участки на профиле: входную и выходную кромки; район корыта лопатки, а также два участка на спинке лопатки; первый от стыка со входной кромкой до $x/b = 0,75 ... 0,8$ и второй — остальная часть

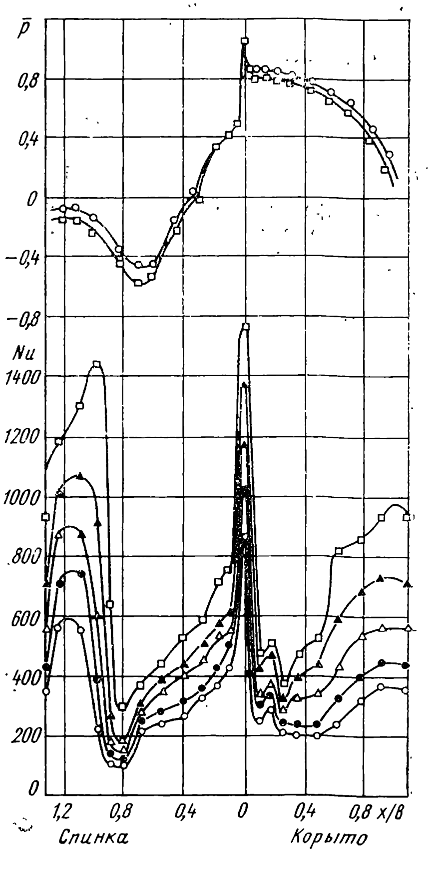


Рис. 2.3. Диаграмма распределения относительного давления $\bar{p}$ и местного числа Нуссельта Nu по профилю турбинной лопатки для $\delta = 0$:

○ — $\mathrm{Re} = 2,16 \cdot 10^5$; ● — $2,82 \cdot 10^5$; △ — $3,72 \cdot 10^5$; ▲ — $4,9 \cdot 10^5$; □ — $6,34 \cdot 10^5$

спинки до стыка с выходной кромкой. Для этих участков получены обобщенные рекомендации для определения осредненных местных коэффициентов теплоотдачи газа.

Протяженность входной кромки определяется дугой окружности радиуса $r_{вх}$ между точками сопряжения ее со спинкой и корытом.

В точке торможения и разветвления потока на входной кромке локальные значения коэффициента теплоотдачи газа

$$\alpha_{г.вх}=\frac{\lambda_1}{2r_{вх}}\,\mathrm{Re}_1^{0,5}, \tag{2.29}$$

где λ_1 и Re_1 — теплопроводность газа и число Рейнольдса на входе в решетку.

При расчете Re_1 определяющая температура — температура газа перед решеткой, характерный линейный размер — удвоенный радиус входной кромки $2r_{вх}$, скорость — скорость потока на входе в решетку. Согласно опытам с использованием результатов опытов Д. Е. Вильсона и Ж. А. Поупе среднее по обводу входной кромки значение числа Нуссельта

$$\mathrm{Nu}_{вх}=0{,}635\,\mathrm{Re}_1^{0,5}, \tag{2.30}$$

откуда среднее значение

$$\alpha_{г.вх}=0{,}635\frac{\lambda_1}{2r_{вх}}\,\mathrm{Re}_1^{0,5}. \tag{2.31}$$

Для сопловых лопаток $\mathrm{Re}_1=c_0 2r_{вх}\rho_0/\mu_0$; для рабочих — $\mathrm{Re}_1=w_1 2r_{вх}\rho_1/\mu_1$ (здесь индексом 0 обозначены параметры на входе в сопловую решетку, а индексом 1 — на входе в рабочую решетку). Формула (2.30) обобщает опытные данные в диапазоне $\mathrm{Re}_1=5\cdot10^3...4\cdot10^4$ при $M_1\leqslant0{,}9$; $\varepsilon\approx1\%$; $\delta\approx0$.

В работе Л. М. Зысиной-Моложен и Э. Г. Роост приведены рекомендации по учету влияния на теплоотдачу входных кромок начальной степени турбулентности в потоке. Так как формула (2.31) получена для $\varepsilon\approx1\%$, то в нее при $1\leqslant\varepsilon\leqslant4\%$ нужно вводить множитель-поправку

$$K_{\varepsilon\,вх}\approx0{,}9(1+0{,}1\varepsilon^{1,4}), \tag{2.32}$$

а при $5\leqslant\varepsilon\leqslant10\%$

$$K_{\varepsilon\,вх}\approx0{,}9(1+0{,}4\varepsilon^{0,28}). \tag{2.33}$$

В связи с этим при $\varepsilon=5\%$ коэффициенты теплоотдачи газа могут быть примерно в 1,4 раза больше, чем рассчитанные по формуле (2.31).

Под выходной кромкой обычно понимают концевую часть профиля протяженностью $(0{,}1...0{,}15)b$. На основе обобщения опытных данных получено, что непосредственно в месте схода потока и примерно на расстоянии $0{,}1b$ до конца профиля лопатки

$$\mathrm{Nu}_{вых}=3{,}25\cdot10^{-3}\,\mathrm{Re}_2^{0,93}. \tag{2.34}$$

При этом за определяющие параметры приняты: температура торможения газа за решеткой T^*_{2w}; удвоенный радиус выходной кромки лопатки $2r_{вых}$; скорость потока за решеткой w_2 (здесь и далее индексом 2 обозначены параметры потока за рабочей решеткой). Формула справедлива в диапазоне варьирования Re_2 от $3 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^4$ и при $M_2 \leqslant 0{,}9$.

На основе формулы (2.34) получено выражение

$$\alpha_{г.вых} = 3{,}25 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda_2}{2r_{вых}} Re_2^{0,93}. \tag{2.35}$$

В связи с внедрением в практику охлаждаемых лопаток с выпуском охлаждающего воздуха через щели, расположенные в выходной кромке, возникла необходимость раздельного вычисления коэффициентов теплоотдачи газа в районе выходной кромки вдоль спинки и корыта.

Согласно работе [14] на шести решетках рабочих и сопловых лопаток на указанных участках, протяженностью до 0,15 длины дуги спинки или корыта получено

$$Nu_{вых.сп} = 0{,}057\, Re_2^{0,71}; \tag{2.36}$$

$$Nu_{вых.кор} = 0{,}051\, Re_2^{0,73}. \tag{2.37}$$

Следует подчеркнуть, что в отличие от предыдущего случая, описанного формулой (2.34), здесь числа Нуссельта и Рейнольдса нужно вычислять по хорде лопатки при диапазоне варьирования Re_2 от $1{,}86 \cdot 10^5$ до $1{,}51 \cdot 10^6$, при $M_2 < 0{,}96$ и при ε (в горячих продувках) $\approx 6...12\%$.

В обычных условиях в районе выходной кромки наблюдается турбулентный или почти турбулентный режим. При этом влияние ε на $\alpha_г$ практически отсутствует.

Распределение $\alpha_г$ вдоль спинки и корыта лопатки зависит от структуры пограничного слоя на этих участках. На основе анализа большого числа опытных и расчетных данных по теплообмену для расчета величин $\alpha_г$ на всех участках можно рекомендовать следующие зависимости:

при реактивной (реактивность ступени $\rho_{ст} > 0{,}3$) решетке

$$\begin{aligned} \alpha_{г.кор} &\approx (1 \ldots 1{,}15)\, \alpha_{г.ср}; \\ \alpha'_{г.сп} &\approx (0{,}75 \ldots 0{,}85)\, \alpha_{г.ср}; \\ \alpha''_{г.сп} &\approx (1{,}2 \ldots 1{,}4)\, \alpha_{г.ср}, \end{aligned} \tag{2.38}$$

($\alpha'_{г.сп}$ соответствует протяженности 0,6...0,7 длины спинки от точки сопряжения со входной кромкой, $\alpha''_{г.сп}$ — остальной части);

при активной решетке ($\rho_{ст} \approx 0...0{,}15$)

$$\begin{aligned} \alpha_{г.кор} &\approx (0{,}85 \ldots 0{,}95)\, \alpha_{г.ср}; \\ \alpha_{г.сп} &\approx (1 \ldots 1{,}1)\, \alpha_{г.ср}. \end{aligned} \tag{2.39}$$

При повышенных скоростях течения газа (особенно при $M>1$) процессы теплоотдачи значительно усложняются, по сравнению с аналогичными процессами при небольших скоростях. В этих условиях появляется ряд особенностей, неучет которых может привести к существенным ошибкам.

В настоящее время достаточно хорошо исследованы процессы теплоотдачи при обтекании тел простой формы (плоских пластин, конусов и др.) сверхзвуковым потоком газа. Для этих тел получен ряд теоретических решений и обобщающих опытных зависимостей.

Большинство экспериментальных исследований по теплоотдаче в турбинных решетках выполнено при M на выходе из решетки не более 1. Установлено [14], что эти числа Маха не оказывают существенного влияния на коэффициенты теплоотдачи в турбинных решетках. Несколько иной результат получен В. Г. Глущенко, Е. П. Дыбаном и А. Г. Клебановым: при увеличении M_{2t} от 0,5 до 1,09 местные и средние (по обводу профиля) коэффициенты теплоотдачи уменьшались (M_{2t} — число Маха, подсчитанное по теоретической скорости газа на выходе из решетки).

Теплоотдача при $M>1$ на входе в активную решетку исследовалась А. Ф. Штырлиным. При увеличении M от 1,23 до 2 средний коэффициент теплоотдачи газа возрастал в 1,46 раза.

Теплоотдачу исследовали при сверхзвуковых скоростях на выходе из решеток сопловых лопаток турбины.

Решетки состояли из сопловых лопаток, имеющих входной угол 90° и выходной угол 18°45′. Исследовали три решетки, имеющие различный относительный шаг ($t/b=0{,}56$; 0,66; 0,78). Оптимальный шаг решетки равнялся 0,66.

Для выяснения числа подобия $K_м$, учитывающего особенности процесса теплоотдачи при движении газа с большой скоростью полученные результаты были представлены в относительных величинах. В соответствии с этим рассматривали зависимость коэффициента $\varepsilon_м$ от $K_м$ ($\varepsilon_м = Nu/Nu_0$, где Nu — число Нуссельта при сверхкритическом перепаде давления для фиксированного значения Re_{1t}; Nu_0 — число Нуссельта при докритическом перепаде для того же значения числа Re_{1t}; $K_м = 0{,}5(k-1)M_{1t}^2$, где k — показатель адиабаты; M_{1t} — число Маха, подсчитанное по теоретической скорости газа на выходе из решетки).

Анализ полученных результатов показал, что почти во всей докритической области ($K_м \leqslant 0{,}16$) параметр $K_м$ практически не оказывает влияния на закономерности теплоотдачи на всех участках профиля. При около- и сверхкритических перепадах давления ($K_м>0{,}16$) теплоотдача уменьшается с увеличением параметра $K_м$. Причем на различных участках профиля и при различных относительных шагах снижение теплоотдачи происходит по-разному.

Для оптимального шага экспериментальные результаты аппроксимировали зависимостью

$$\varepsilon_м = A_0 + A_1 K_м + A_2 K_м^2. \qquad (2.40)$$

Значения коэффициентов A_0, A_1 и A_2 для характерных участков профиля приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Участок профиля	A_0	A_1	A_2
Весь обвод профиля	1,275	—1,719	0
Выходная кромка со стороны корыта ($\sim 0{,}2s_{\text{кор}}$, где $s_{\text{кор}}$ — протяженность дуги корыта)	1,335	—2,094	0
Выходная кромка со стороны спинки ($\sim 0{,}2s_{\text{сп}}$, где $s_{\text{сп}}$ —протяженность дуги спинки)	2,6	—13,2	19,63
Спинка в районе косого среза от горла решетки до конца выходной кромки профиля ($\sim 0{,}5b$)	1,5	—3,125	0
Средний участок корыта между участками входной и выходной кромок	1,17	—1,062	0
Средний участок спинки между участком входной кромки и началом участка косого среза	1,33	—2,062	0

Зависимость (2.40) справедлива для шага, близкого к оптимальному, при $\text{Re}_{1t}=6{,}4\cdot 10^5...2\cdot 10^6$ и $K_\text{м}=0{,}16...0{,}32$. Для $k=1{,}4$ $M_{1t}=0{,}9...1{,}27$; для $k=1{,}33$ $M_{1t}=0{,}98...1{,}39$.

Выполненные исследования не позволили получить обобщающих зависимостей для учета влияния шага на коэффициент $\varepsilon_\text{м}$. До получения таких зависимостей при небольшом отклонении шага от оптимального (не более $\pm 10\%$) можно пользоваться зависимостью (2.40).

Многие исследователи наблюдали интенсификацию теплообмена между газом и элементами вращающейся решетки по сравнению с теплообменом в неподвижных решетках при прочих равных условиях (геометрии, M, Re).

Согласно опытным данным увеличение теплообмена в условиях вращения может достигать 40% и более.

Специальные исследования показали, что причинами, вызывающими возрастание интенсивности теплоотдачи во вращающихся решетках по сравнению с неподвижными, наряду с периодической нестационарностью потока за сопловыми лопатками и повышенной в связи с этим степенью турбулентности перед рабочим колесом, являются воздействия массовых сил — центробежных и Кориолиса, вызывающих вторичные течения. В интенсивно охлаждаемых вращающихся решетках могут также проявить себя подъемные силы в пограничном слое, вызванные неизотермичностью потока.

На рис. 2.4 показан график зависимости коэффициента интенсификации средней по профилю теплоотдачи газа $K_{\text{вр}}$ от числа подобия S_u, прямо пропорционального частоте вращения. График получен обобщением опытных данных. Опыты проводили на воздушной турбине с использованием метода регулярного теплового режима первого рода. Использовали решетки рабочих лопаток четырех типов со сменными сопловыми аппаратами (во всех основных опытах

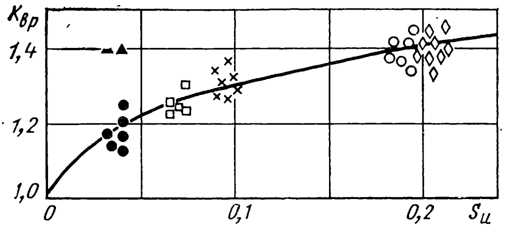


Рис. 2.4. График зависимости коэффициента интенсификации средней (по обводу профиля) теплоотдачи от числа подобия S_u:

●, □, ×, ◇, ✦ — опытные точки, полученные авторами; ▲ — опытные точки, заимствованные из работы [15]; ——— — кривая, рассчитанная по формуле (2.42)

поддерживали $\delta \approx 0$). Частота вращения турбины варьировалась от 0 до 150 об/с; $\mathrm{Re} = (1...3{,}5) \cdot 10^5$. Согласно опытам авторов теплоотдача во вращающейся решетке может достигать 40% теплоотдачи в неподвижных решетках.

Количественное влияние вращения на теплообмен в решетке может быть учтено введением в структурное уравнение для множителя-поправки числа подобия:

$$S_u = u_{ср}/(w_2 \theta), \qquad (2.41)$$

где $u_{ср}$ — окружная скорость на среднем радиусе; w_2 — относительная скорость потока на выходе из решетки; $\theta = D_{ср}/h$, (здесь $D_{ср}$ — средний диаметр; h — высота лопатки).

Таким образом, в условиях вращения

$$\alpha_{г.ср.вращ} = \alpha_{г.ср} K_{вр},$$

где коэффициент интенсификации [9]

$$K_{вр} = 1 + 0{,}8 S_u^{0,42}. \qquad (2.42)$$

Диапазон изменения S_u в опытах составлял от 0 до 0,22. В первых ступенях турбин авиационных ГТД обычно $S_u = 0{,}1...0{,}15$.

Заметим, что степень турбулентности в опытах не измерялась. По косвенным оценкам перед рабочим колесом она могла достигать 4% и более. Ввиду этого при учете интенсификации теплообмена по формуле (2.42) множитель-поправку на ε, рассчитанный по формуле (2.28), вводить не следует.

Авторами получены формулы, аналогичные формуле (2.42) для различных элементов профиля лопатки. Для входной кромки лопаток эта формула имеет вид

$$K_{вр} = 1 + 0{,}2 S_u^{0,17}, \qquad (2.43)$$

а для выходной кромки —

$$K_{вр} = 1 + 0{,}87 S_u^{0,37}. \qquad (2.44)$$

В заключение отметим, что в литературе имеются утверждения [8], что вращение слабо влияет на коэффициент теплоотдачи газа в лопатках или вовсе не влияет на него. Связано это с тем, что авторы оперируют не с коэффициентами теплоотдачи, а с гораздо более грубой оценкой теплообмена — относительной температурой.

Эта величина определяется из опытов по показаниям термопар, заделанных в тело лопаток. При существенной интенсификации теплообмена газа и охлаждающего воздуха термопары покажут примерно неизменную относительную температуру. Тогда как в действительности тепловой поток через стенку возрастает и соответственно увеличиваются связанные с этим градиенты температур и термические напряжения.

Нестационарные условия обтекания турбинных лопаток возникают во время работы ГТД на переходных режимах (запуск, переход с одного режима на другой, остановка). В этих условиях имеют место два вида нестационарности: газодинамическая и температурная.

Для определения коэффициентов теплоотдачи газа в нестационарных условиях часто делают предположение о квазистационарном изменении граничных условий теплообмена, что не всегда является оправданным: в ряде теоретических и экспериментальных работ по нестационарному теплообмену, опубликованных за последние годы, обнаружено отличие фактических коэффициентов теплоотдачи в нестационарных условиях от квазистационарных. Указанное справедливо как для тел простой формы (шар, цилиндр и т. п.), так и для тел сложной формы, к которым относится турбинная лопатка.

В литературе экспериментальному исследованию нестационарной теплоотдачи между газом и профилем сопловых и рабочих лопаток осевой турбины посвящен ряд работ [4, 5]. Опыты проводили при запуске и остановке действующих газотурбинных установок. Как и следовало ожидать, влияние нестационарности на теплоотдачу проявилось в разные моменты τ на различных ГТД по-разному и зависело от геометрии лопаток и от характера изменения по времени параметров газа. Так, в опытах, описанных в работе [4], влияние нестационарности проявилось при $\tau < 5$ с, а в работе [5] — при $\tau < 12$ с. При этих значениях τ в большинстве случаев наблюдалось увеличение фактических коэффициентов теплоотдачи газа по сравнению с квазистационарным.

Недостатком указанных работ является то, что в них отсутствуют обобщения результатов, т. е. они носят частный характер. От этих недостатков свободна работа [13]. В экспериментах объектом исследования служили сопловые лопатки первой ступени турбины авиационного ГТД. Опыты проводили в условиях тепловой нестационарности при увеличении температуры газа. Температурная нестационарность создавалась практически скачкообразно при неизменном расходе газа через решетку. Опыты показали, что нестационарные местные коэффициенты теплоотдачи газа по профилю лопатки в начальные моменты превышают квазистационарные в три...шесть раз.

В результате обобщения опытных данных для вычисления множителя-поправки, учитывающей влияние температурной нестационарности на теплообмен, рекомендуется зависимость

$$K_{\text{нест}} = 1 + \{\exp[a - b(K_T 10^5)^{-c}]\}\, m\, \mathrm{Re}^n, \tag{2.45}$$

Участок профиля	a	b	c	m	n	$K_T \cdot 10^5$	Re
Входная кромка (на дуге 120°)	1,49	2,61	1,13	1,00	0	0 ... 7,2	$(1{,}35 \ldots 6{,}45)\cdot 10^4$
Выходная кромка	5,27	6,13	0,27	164,3	—0,523	0 ... 3,6	$(0{,}83 \ldots 4{,}1)\cdot 10^4$
Спинка ($\sim$0,3 длины хорды от выходной кромки)	2,52	3,29	0,55	78,87	—0,327	0 ... 3,6	$3\cdot 10^5 \ldots 1{,}4\cdot 10^6$
Спинка (остальная часть)	1,91	1,46	0,81	1,00	0	0 ... 3,6	$3\cdot 10^5 \ldots 1{,}4\cdot 10^6$
Корыто ($\sim$0,3 длины хорды от выходной кромки)	1,51	1,8	0,59	1,00	0	0 ... 3,6	$3\cdot 10^5 \ldots 1{,}4\cdot 10^6$
Корыто (остальная часть)	1,99	1,6	0,88	0,048	0,224	0 ... 3,6	$3\cdot 10^5 \ldots 1{,}4\cdot 10^6$

где $K_{\text{нест}} = \mathrm{Nu}_\tau/\mathrm{Nu}_0$ (Nu_τ — число Нуссельта в нестационарных условиях; Nu_0 — число Нуссельта в стационарных условиях при тех же режимных параметрах); a, b, c, m, n — постоянные;

$K_T = \dfrac{\partial T_{\text{ст}}}{\partial \tau} \dfrac{1}{T_{\text{ст}}} \sqrt{\dfrac{\lambda}{c_p g \rho w}}$ — число подобия, отражающее влияние температурной нестационарности ($T_{\text{ст}}$ — температура поверхности стенки, К; ρw — среднерасходная плотность тока газа в межлопаточном канале; λ, c_p — теплопроводность и удельная теплоемкость газа; g — ускорение свободного падения).

При выводе зависимости (2.45) в качестве определяющих параметров были приняты: на входной кромке профиля — скорость и температура торможения газа на входе, удвоенный радиус входной кромки; на выходной кромке — скорость и температура торможения газа на выходе из решетки, удвоенный радиус выходной кромки; для остальных участков профиля — скорость в минимальном сечении и температура торможения газа, а также длина хорды профиля.

Значения постоянных в зависимости (2.45) и диапазон изменения определяющих параметров приведены в табл. 2.2.

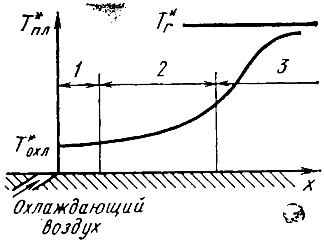
В заключение следует отметить, что зависимость (2.45) можно использовать для определения нестационарных коэффициентов теплоотдачи газа для сопловых лопаток турбин.

2.3. ТЕПЛООБМЕН НА ЛОПАТКАХ ТУРБИН ПРИ ЗАГРАДИТЕЛЬНОМ ИХ ОХЛАЖДЕНИИ

Теплоотдача и эффективность при пленочном охлаждении лопаток турбины. Заградительное охлаждение — это подача охлаждающего воздуха непосредственно на наружную профильную часть лопаток, с тем чтобы теплоизолировать защищаемые поверхности от непосредственного воздействия потока газа. Обычно охлаждающий воздух подается внутрь лопаток и только потом выдувается

Рис. 2.5. Расчетная схема пленочного охлаждения:

1 — начальный участок (с поверхностью контактирует только охлаждающий воздух); *2* — переходный участок (перемешивание газа с охлаждающим воздухом); *3* — основной участок (быстрого затухания эффективности пленочного охлаждения); $T^*_{охл}$ — температура воздуха в месте вдува



на наружную поверхность. Так что, по существу, все заградительные способы охлаждения лопаток турбин являются комбинированными и при них одновременно идут три процесса:

а) конвективное охлаждение внутренних стенок лопатки охлаждающим воздухом;

б) внутренний теплосъем в каналах (порах) стенок лопаток;

в) теплозащитное воздействие охлаждающего воздуха, выдуваемого на защищаемую поверхность.

Закономерности теплообмена, относящиеся к п. а и б рассмотрены в разд. 4. В данном разделе рассмотрены вопросы теплообмена именно на защищаемой поверхности лопаток. В дальнейшем изложении в основном приведены результаты исследований, полученные главным образом опытным путем. Кроме того, рассмотрение ведется раздельно: вначале — применительно к пленочному охлаждению, а затем применительно к пористому.

Укажем еще, что разрабатываемое в настоящее время так называемое вафельное охлаждение лопаток по своим внутренним теплосъемным характеристикам приближается к пористому, а по теплообмену на газовой стороне мало чем отличается от пленочного.

Идеализированная модель пленочного охлаждения показана на рис. 2.5. Удельный тепловой поток, передаваемый от газа к стенке лопатки на участке пленочного охлаждения, может быть рассчитан формально так же, как и в обычном случае течения однородного газа возле непроницаемой стенки:

$$q_{пл} = \alpha_{пл} \left(T^*_{пл} - T_{ст}\right), \tag{2.46}$$

где $\alpha_{пл}$ — коэффициент теплоотдачи пленки; $T^*_{пл}$ — температура пленки вблизи стенки; $T_{ст}$ — температура наружной поверхности стенки. Однако численные значения $q_{пл}$ при прочих равных условиях будут существенно меньше, чем при внутреннем конвективном охлаждении. Объясняется это главным образом тем, что температура пленки намного ниже температуры торможения газа $T_г^*$. Что касается коэффициента теплоотдачи $\alpha_{пл}$, то из-за турбулизации потока в месте выдува он возрастает. Однако это касается лишь короткого участка $\Delta x_{нач} = (4...8)S_э$, расположенного непосредственно за щелью высотой $S_э$. На этом участке $\alpha_{пл}$ примерно в 1,5 раза превосходит значение коэффициента теплоотдачи $\alpha_э$ сплошных лопаток. На остальных участках защищаемой поверхности (поз. 2, 3 на рис. 2.5) величина $\alpha_{пл}$ лишь немногим отличается от α_0 ($\alpha_0 \equiv \alpha_г$).

При выдуве охладителя на защищаемую поверхность появляется и еще один полезный так называемый «атмосферный эффект». Содержащиеся в воздухе углекислота (12%) и водяные пары (13%) поглощают часть радиационного потока теплоты от высокотемпературного газа к стенке лопаток. Согласно экспериментальным данным можно считать, что при пленочном охлаждении множитель-поправка $\Psi_{пл.\,изл} = (0{,}65...0{,}75)\Psi_{изл}$. Множитель-поправку $\Psi_{изл}$ определяют по формуле (2.27) *.

Из сопоставления формулы (2.46) с формулой $q_г = \alpha_г(T_г{}^* - T_{ст})$ для непроницаемых стенок следует, что при пленочном охлаждении к задаче достоверного определения коэффициентов теплоотдачи добавляется еще одна не менее сложная задача — определение температуры пленки $T^*_{пл}$. Задача эта сложна тем, что $T^*_{пл}$ непрерывно изменяется по потоку и зависит от множества геометрических и режимных параметров газа и воздуха.

Для определения $T^*_{пл}$ и $\alpha_{пл}$ используют обобщенные опытные данные.

При пленочном охлаждении поверхности температура пленки $T^*_{пл}$ численно равна той температуре, которая устанавливалась бы на поверхности абсолютно нетеплопроводной стенки ($\lambda_{ст}=0$) при аналогичных гидродинамических картинах течения во внешнем и вдуваемом потоках. По этой причине температуру пленки часто называют «адиабатной температурой стенки», а в опытах тщательно теплоизолируют измерительный участок стенки и по результатам измерения ее температуры рассчитывают $T^*_{пл}$. В качестве безразмерного параметра, включающего $T^*_{пл}$, используют величину, названную Э. Р. Эккертом эффективностью пленочного охлаждения:

$$\eta_{пл} = (T^*_г - T^*_{пл})/(T^*_г - T^*_{охл}), \tag{2.47}$$

где $T^*_г$, $T^*_{охл}$ — местные температуры торможения газа и охлаждающего воздуха в месте вдува. Величины $\eta_{пл}$ находят опытным путем, после чего определяют

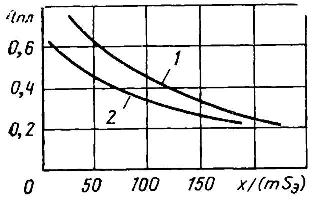
$$T^*_{пл} = T^*_г - \eta_{пл}(T^*_г - T^*_{охл}). \tag{2.48}$$

Чем больше $\eta_{пл}$, тем меньше при прочих равных условиях $T^*_{пл}$ и тепловой поток к стенке лопаток.

На рис. 2.6 и 2.7 показаны результаты, полученные при продувке лопаточных решеток и пластин с пленочным охлаждением в диапазоне изменения параметра интенсивности вдува $m = (\rho_{охл} w_{охл})/(\rho_г w_г) = 0{,}3...1$; $\mathrm{Re}_г = (2{,}5...6)10^5$; M на выходе из решетки до 0,85.

Величина $\alpha_{пл}$ по мере удаления от места вдува быстро затухает по потоку и при $\bar{x} = x/s_э \geqslant 20$ (см. рис. 2.7) уже мало отличается от коэффициента теплоотдачи газа $\alpha_г$ сплошной лопатки ($\alpha_{пл}/\alpha_г < 1{,}2$).

* Для пленочного охлаждения множитель-поправку к коэффициенту теплоотдачи обозначают буквой Ψ.



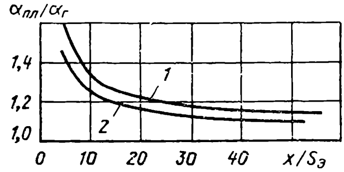


Рис. 2.6. График зависимости эффективности пленочного охлаждения

1 — по опытам на пластине; *2* — по опытам на двух лопаточных решетках

Рис. 2.7. График осредненной по параметру интенсивности вдува зависимости отношения коэффициентов теплоотдачи на поверхности лопаток при вдуве $\alpha_{пл}$ и без вдува $\alpha_г$ от $x/s_э$:

1 — $Re_г=6{,}5\cdot 10^5$, $m=0{,}45\ldots 0{,}85$; *2* — $Re_г=3\cdot 10^5$, $m=0{,}3\ldots 1{,}0$. Обе кривые относятся к двухрядному шахматному расположению отверстий с углом наклона отверстий к поверхности 35...45°

Защищающее действие пленки при этом снижается. Уже при $x/(mS_э)=80$ эффективность пленочного охлаждения падает до 0,4 и необходимо вновь вдувать охлаждающий воздух.

Наиболее систематизированные рекомендации по определению граничных условий теплообмена ($\eta_{пл}$ и $\alpha_{пл}$) содержатся в работе [17].

Защищаемую пленкой поверхность от места выдува и далее по потоку условно подразделяют на три участка (см. рис. 2.5): начальный, на котором сохраняется ядро невозмущенного потока охлаждающего воздуха; переходный, где происходит выравнивание профиля скорости; основной участок, на котором профили скорости практически не отличаются от профилей, имеющих место около непроницаемой поверхности. На первом участке $\eta_{пл}\approx 1$; на двух других — $\eta_{пл}$ убывает по законам, близким к степенным.

Эффективность пленочного охлаждения на плоской поверхности за тангенциальной щелью $\eta_{пл_0}$ с учетом основных факторов воздействия определяется по зависимостям вида [18]

$$\eta_{пл_0}=f(A), \quad \text{где} \tag{2.49}$$

$$A=\Delta^{1,5}\,Re_s^{-0,25}m^{-1,3}\theta^{-1,25}x/s;$$
$$\Delta=(s_{нач}+0{,}5h+\delta^*)/s_{нач}; \tag{2.50}$$

$Re_s=\rho_г w_г s/\mu_г$ — число Рейнольдса, определенное по расчетной высоте щели s и параметрам основного потока в сечении вдува; m — интенсивность вдува; $\theta=T^*_{охл}/T^*_г$ — температурный фактор; h — толщина кромки, разделяющей основной и вторичный потоки; δ^* — толщина вытеснения для основного потока в сечении вдува

Все параметры формулы (2.49) и формул, определяющих параметры, входящие в формулу (2.49), относятся к сечению вдува.

При $A\leqslant 3$ (на начальном участке)

$$\eta_{пл_0}=1, \tag{2.51}$$

при $3<A<11$ (на переходном участке)

$$\eta_{пл_0}=(A/3)^{-0,285} \qquad (2.52)$$

и при $A>11$ (на основном участке)

$$\eta_{пл_0}=(A/7,43)^{-0,95}. \qquad (2.53)$$

Зависимости (2.49), ..., (2.53) справедливы при $1,09\leqslant\Delta\leqslant1,35$; $0,3\leqslant m\leqslant1,3/\theta$; $820\leqslant Re_s\leqslant2550$; $0,87\leqslant\theta\leqslant1,17$.

Соотношения (2.52) и (2.53) подтверждаются опытами на пластинах при $Re_s\leqslant4,1\cdot10^4$; $\theta\leqslant1,26$; $m\geqslant0,18$. Влияние на интенсивность изменения $_{пл_0}$ на втором и третьем участках в первом приближении может быть учтено введением множителей-поправок, определяемых из опытов.

Далее найденные значения $\eta_{пл_0}$ корректируются в соответствии с теми или иными воздействиями, фактически имеющими место в конкретных условиях, характерных для того или иного участка профиля турбинной лопатки. Эффективность пленочного охлаждения поверхности зависит от геометрических соотношений размеров каналов для подвода охлаждающего воздуха, а также от режимных параметров.

Так, на η существенное влияние оказывают углы вдува γ и β охлаждающего воздуха (γ — угол между осью отверстия и ее проекцией на защищаемую поверхность; β — угол между проекцией оси отверстия на защищаемую поверхность и направлением основного потока).

При значении $\gamma<45°$ в практически важном диапазоне изменения m, $Re_г$ и $Re_{охл}$ струя вдуваемого воздуха «прилипает» к защищаемой поверхности и множитель-поправка $\varepsilon_\gamma\approx1$. При $45\leqslant\gamma\leqslant$ $\leqslant90°$ величина ε_γ при вдуве через сплошную по всей высоте лопатки щель может быть определена по соотношению

$$\varepsilon_\gamma=1-\Delta\eta_{пл\gamma}/\eta_{пл_0}. \qquad (2.54)$$

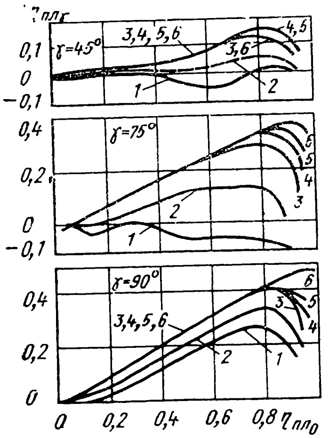
Значение $\Delta\eta_{пл\,\gamma}$ находят [17] по графикам рис. 2.8, *а*.

Вдув охлаждающего воздуха на турбинных лопатках осуществляется, как правило, через ряды отверстий. При таком вдуве величина $\eta_{пл}$ ниже, чем при вдуве через сплошную по всей высоте лопатки щель.

Множитель-поправку при вдуве охлаждающего воздуха через два ряда отверстий при угле вдува β определяют по формуле

$$\varepsilon_{дискр\beta}=1-\Delta\eta_{пл.дискр\beta}/\eta_{пл\gamma}. \qquad (2.55)$$

Величина $\Delta\eta_{пл.дискр\,\beta}$ определяется [17] по графикам и точкам, приведенным на рис. 2.9. Для одного ряда отверстий [17] «косой» вдув ($\beta\neq0$) позволяет меньшим числом отверстий в ряду обеспечить сплошную защитную пленку в поперечном направлении (по высоте лопатки). Однако при этом сокращается ее протяженность вдоль защищаемой поверхности. Поэтому в каждом конкретном случае необходимо находить требуемую по протяженности и сплошности завесы комбинацию шага $z/d_{отв}$ и угла β.



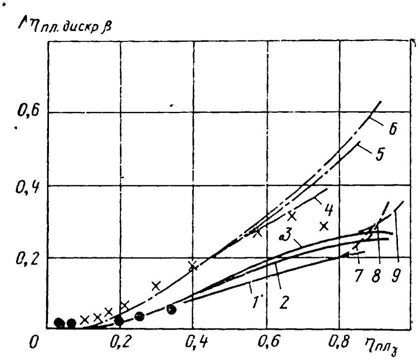


Рис. 2.8. График зависимости $\Delta\eta_{\text{п}\cdot\gamma}$ от $\eta_{\text{пл}_0}$:

1, 2, 3, 4, 5, 6 — $w_{\text{в}}/w_{\text{г}}$=0,350; 0,581; 0,935; 1,170; 1,400 и 1,800 соответственно

Рис. 2.9. График зависимости $\Delta\eta_{\text{пл.дискр.}\beta}$ от $\eta_{\text{пл.}\gamma}$ при расположении отверстий в шахматном порядке в два ряда:

1 — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=0,35 ... 0,69; *2* — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=1,15; *3* — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=1,74; *4* — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=0,36; *5* — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=0,7; *6* — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=1,17 ... 1,70; *7* — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=0,35 ... 0,70; *8* — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=1,17; *9* — $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=1,75; ——— — прямоугольные отверстия при s=1,4 мм, $\gamma=30°$, $\beta=0$; — — — — круглые отверстия при $\gamma=30°$, $\beta=0$, $\bar{t}_x=2{,}65$, $\bar{t}_z=2$; —·— — круглые отверстия при $\gamma=30°$, $\beta=0$, $\bar{t}_x=2{,}62$; $\bar{t}_z=3{,}53$; × — круглые отверстия при $\gamma=30°$, $\beta=90°$, $\bar{t}_x=2{,}65$, $\bar{t}_z=3{,}61$, $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=0,35; ● — круглые отверстия при $\gamma=30°$, $\beta=90°$, $\bar{t}_x=2{,}65$, $\bar{t}_z=3{,}61$, $w_{\text{охл}}/w_{\text{г}}$=0,12; $\bar{t}_x=t_x/d_{\text{отв}}$; $\bar{t}_z=t_z/d_{\text{отв}}$; $d_{\text{отв}}$ — диаметр отверстия: t_x, t_z — шаг расположения отверстий вдоль координатных осей

При необходимости данные, приведенные на рис. 2.9, интерполируют в диапазоне $\beta=0 \dots 90°$. При наличии данных о раздельном влиянии расположения отверстий и угла β вместо $\varepsilon_{\text{дискр}\,\beta}$ определяют два множителя-поправки: $\varepsilon_{\text{дискр}}$ и ε_β.

Отметим, что в отличие от одного ряда отверстий, два ряда могут обеспечить практически равномерную по высоте лопатки эффективность пленочного охлаждения и, следовательно, уменьшить температурную неравномерность.

Модели расчета $\eta_{\text{пл}}$ при нескольких рядах отверстий, предлагаемые Ж. Ф. Маской с соавторами, подтверждены опытами как на плоских пластинах, так и на решетках профилей.

При $z/d_{\text{отв}}>1.5$ $\eta_{\text{пл}}$ следует определять по данным, полученным для единичного отверстия. Распределение $\eta_{\text{пл}}$ за отверстием показано на рис. 2.10. Завеса в этом случае имеет в поперечном к потоку направлении протяженность $z/d_{\text{отв}}\approx 1{,}5$ от оси отверстия.

Имеются рекомендации и по учету градиентов давления. Так, в ряде работ указано, что продольный положительный градиент давления не влияет на эффективность пленочного охлаждения вплоть до отрыва потока. Конфузорность течения, уменьшающая $\eta_{\text{пл}}$, учи-

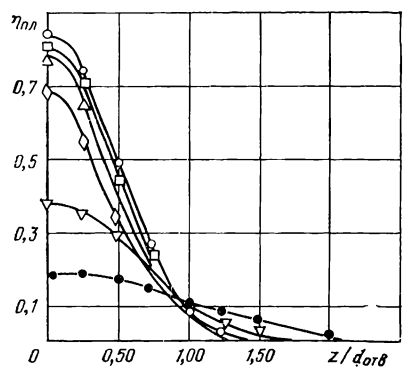


Рис. 2.10. График зависимости эффективности пленочного охлаждения $\eta_{пл}$ за одиночным отверстием от $z/d_{отв}$ (по данным Р. И. Гольдстейна, Э. Р. Эккерта, И. Рамсея) при $\gamma=35°$, $m=0{,}5$, $\mathrm{Re}=0{,}87\cdot10^5$:

○ — $x/d_{отв}=1{,}96$; □ — $x/d_{отв}=2{,}59$; △ — $x/d_{отв}=3{,}65$; ◇ — $x/d_{отв}=5{,}57$; ▽ — $x/d_{отв}=15{,}78$; ● — $x/d_{отв}=40{,}46$

тывается множителем-поправкой, предложенным М. П. Искудером и Ж. Х. Уайтло:

$$\varepsilon_{dp/dx} = [w(x)/w(x_s)]^{-0,2}, \quad (2.56)$$

где x — текущая координата; x_s — координата сечения вдува.

Исследовали влияние продольной кривизны поверхности $\delta_T^{**}/R_{ст}$ (где $R_{ст}$ — радиус кривизны поверхности стенки) на эффективность пленочного охлаждения. Опыты выполнены при значениях $\delta^{**}/R_{ст}$, соответствующих турбинным лопаткам с пленочным охлаждением. Исследования показали, что кривизна поверхности профиля заметно влияет на $\eta_{пл}$. При $m<1$ на вогнутой поверхности $\eta_{пл}$ меньше, чем на плоской пластине, а на выпуклой — больше. Результаты исследований подтверждают опытные данные Р. Е. Мейла и его соавторов. При $m>1$, как показали исследования Ж. Николаса и А. Лимура, кривизна поверхности влияет противоположным образом.

Различный характер воздействия направления кривизны поверхности при $m<1$ и $m>1$ на $\eta_{пл}$ подтверждается теоретическим анализом изменения воздушной завесы на криволинейных поверхностях, выполненным С. Ито с соавторами.

При практически важной интенсивности вдува ($m<1$) $\eta_{пл}$ на вогнутой поверхности меньше $\eta_{пл_0}$ и на выпуклой поверхности больше $\eta_{пл_0}$.

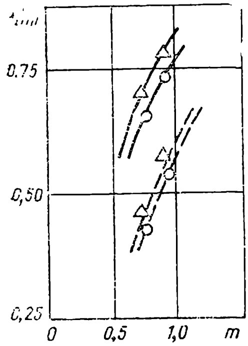
Влияние сжимаемости потока на эффективность пленочного охлаждения можно учесть множителем-поправкой

$$\varepsilon_М = \eta_{пл_М}/\eta_{пл_0} =$$

$$= \left[1+0{,}24\,\mathrm{Re}_{s\,охл}^{-0,25}\,x/(ms)\,\Psi_М\right]^{-0,8} / \left[1+0{,}24\,\mathrm{Re}_{s\,охл}^{-0,25}\,x/(ms)\right]^{-0,8}, \quad (2.57)$$

$\eta_{пл_М}$ — эффективность пленочного охлаждения с учетом сжимаемости воздуха; $\Psi_М$ — множитель-поправка, учитывающая сжимаемость и определяемая по формуле (2.17); $\mathrm{Re}_{s\,охл}$ — число Рейнольдса, определенное по высоте щели и параметрам охлаждающего воздуха.

С увеличением степени турбулентности основного и вдуваемого потоков эффективность пленочного охлаждения уменьшается. Сказанное иллюстрируется рис. 2.11 и 2.12



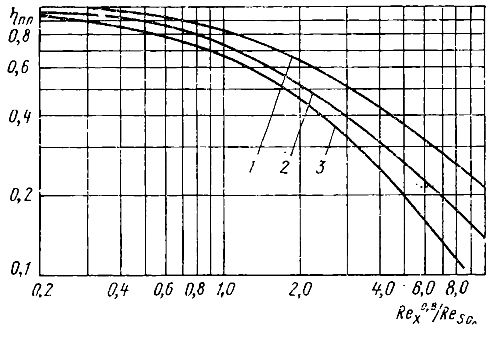


Рис. 2.11. Графики, отражающие влияние степени турбулентности вдуваемого воздуха на эффективность пленочного охлаждения (по данным П. Кэкера, Ж. Х. Уайтло):

○ — $\varepsilon_{турб}=9\%$; △ — $\varepsilon=5\%$; ——— — $x/s=50$; — — — — $x/s=100$

Рис. 2.12. Графики, иллюстрирующие изменение $\eta_{пл}$ в зависимости от $Re_x^{0,8}/Re_{s\ охл}$ при $\gamma=20°$; $T_г^*=610$ К; $m=0{,}17 \ldots 0{,}67$; $M=0{,}1 \ldots 0{,}5$ (по данным Л. В. Карлсона, Е. Талмора):

1 — $\varepsilon_{турб}=3\%$; *2* — $\varepsilon=12\%$; *3* — $\varepsilon=22\%$

В работе Р. И. Гольстейна и Э. Р. Эккерта получено, что $\eta_{пл}$ стремится к максимальному значению при $m\approx 0{,}5$.

Величину $\eta_{пл}$ на входной кромке турбинной лопатки можно определить на основе приведенных опытных данных с учетом ряда множителей-поправок:

$$\eta_{пл.вх.кр} = \varepsilon_\gamma \varepsilon_{дискр\beta} \varepsilon_{вып} \varepsilon_M \varepsilon_T \varepsilon_{dp/dx} \varepsilon_{турб} \eta_{пл_0}. \tag{2.58}$$

В последнее время появились работы, в которых опытные результаты получены в условиях, более приближенных к условиям обтекания входных кромок турбинных лопаток, чем ранее. Примером могут служить исследования М. Сасаки с соавторами. Часть результатов его работы представлена на рис. 2.13. Режимные параметры имели следующие значения: $m=0{,}3 \ldots 1{,}0$; $Re_г \leqslant 1{,}3\cdot 10^5$; $\gamma=(90 \ldots 105)°$; $\beta=(0 \ldots 90)°$. Для практического использования этих результатов величину $\eta_{пл.вх.кр}$ нужно скорректировать множителями-поправками только на влияние сжимаемости (ε_M), неизотермичности (ε_T) и степени турбулентности ($\varepsilon_{турб}$) набегающего потока.

На спинке или корыте лопатки $\eta_{пл}$ определяется соответственно по соотношениям

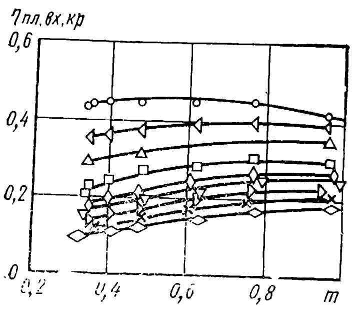


Рис. 2.13. Графики изменения $\eta_{пл.вх.кр}$ в зависимости от интенсивности вдува m:

○ — $x/d_{отв}=0{,}1$; ◁ — $x/d_{отв}=0{,}3$; △ — $x/d_{отв}=0{,}5$; □ — $x/d_{отв}=1{,}0$; ◇ — $x/d_{отв}=1{,}5$; ▽ — $x/d_{отв}=2{,}0$; ▷ — $x/d_{отв}=3{,}0$; × — $x/d_{отв}=5{,}0$; ◇ — $x/d_{отв}=7{,}0$

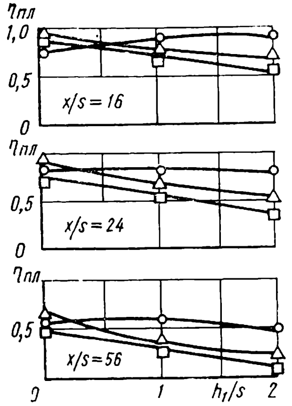


Рис. 2.14. Графики изменения $\eta_{пл}$ в зависимости от относительной высоты уступа в сечении вдува по данным Л. Мэтьюза, Ж. Х. Уайтло:

□ — $m=0{,}7$; △ — $m=1{,}0$; ○ — $m=2{,}0$

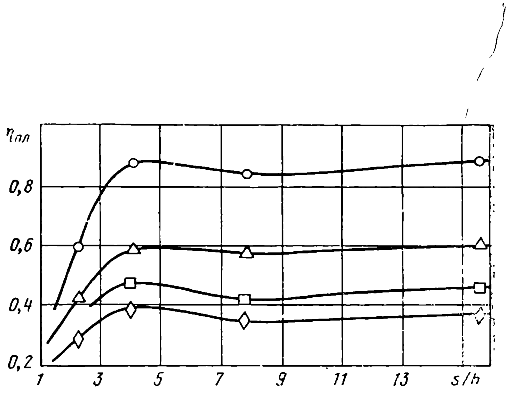


Рис. 2.15. Графики изменения $\eta_{пл}$ в зависимости от высоты щели s, отнесенной к толщине козырька h по данным Р. Кэкера, Ж. Х. Уайтло:

○ — $x/s=25$; △ — $x/s=50$; □ — $x/s=75$; ◇ — $x/s=100$

$$\eta_{пл\,сп}=\varepsilon_{\gamma}\varepsilon_{дискр\beta}\varepsilon_{сп}\varepsilon_{M}\varepsilon_{T}\varepsilon_{dp/dx}\varepsilon_{турб}\eta_{пл_0}; \qquad (2.59)$$

$$\eta_{пл.кор}=\varepsilon_{\gamma}\varepsilon_{дискр\beta}\varepsilon_{кор}\varepsilon_{M}\varepsilon_{T}\varepsilon_{dp/dx}\varepsilon_{турб}\eta_{пл_0}, \qquad (2.60)$$

где $\varepsilon_{сп}$, $\varepsilon_{кор}$ — множители-поправки для учета влияния кривизны соответственно спинки и корыта лопатки.

Пленочное охлаждение на участке выходной кромки профиля сопловой лопатки обычно осуществляется через прерывистые тангенциальные щели со стороны корыта. Поскольку протяженность защищаемой поверхности в этом случае невелика, на выходной кромке реализуются начальный и частично переходный участки смешения. Эффективность пленочного охлаждения на выходной кромке $\eta_{пл.вых.кор}$ можно определить, учитывая приведенные рекомендации и множители-поправки:

$$\eta_{пл.вых.кор}=\varepsilon_{дискр}\varepsilon_{M}\varepsilon_{T}\varepsilon_{dp/dx}\varepsilon_{турб}\eta_{пл_0}. \qquad (2.61)$$

Кроме этого, при расчете $\eta_{пл.вых.кор}$ требуется ввести дополнительные поправки, учитывающие влияние высоты уступа h_1 и толщины козырька h.

Влияние высоты уступа h_1 на эффективность пленочного охлаждения для различных значений h_1/s представлено на рис. 2.14.

В конструкции выходной кромки с пленочным охлаждением обычно имеется относительно толстый козырек-разделитель потоков. На рис. 2.15 показано изменение $\eta_{пл}$ в зависимости от отношения s/h, которое оказывает заметное влияние на $\eta_{пл}$. При расчете $\eta_{пл.вых.кр}$ это обстоятельство необходимо учитывать.

При выдуве охлаждающего воздуха через отверстия или щели поток над защищаемой поверхностью становится турбулентным. Поэтому за базовые значения коэффициентов теплоотдачи α_0 принимают α, полученные по обычным уравнениям подобия для непроницаемых поверхностей (без вдува). Итак, для пластины

$$\alpha_0(x) = 0{,}0296\lambda_г/x\,\mathrm{Re}_x^{0,8}\mathrm{Pr}^{0,43}, \tag{2.62}$$

где $\mathrm{Re}_x = \rho_г w_г x/\mu_г$; $\mathrm{Pr} = \mu_г c_{p_г}/\lambda_г$; $\rho_г$ — плотность газа.

Для участков профиля турбинной лопатки обобщающие зависимости приведены в разд. 2.2.

На начальном и переходном участках коэффициенты теплоотдачи при охлаждениях со вдувом и без вдува заметно отличаются *. На начальном участке множитель-поправка на влияние вдува определяется из уравнения [17]

$$\Psi_{m\,нач} = \alpha_m(x)/\alpha_0(x) = 1 + 2/A_1, \tag{2.63}$$

где $A_1 = \dfrac{(x - x_s)/s}{w_{охл}/w_г}$; α_m — коэффициент теплоотдачи с учетом интенсивности вдува; x — текущая координата; x_s — координата начала щели.

На переходном участке по данным М. С. Золотогорова

$$\Psi_{m\,перех} = \alpha_{перех}(x)/\alpha_0(x) = 8{,}95m^{6,15}\,\mathrm{Re}_{x,\,s}^{0,66\,(m^{-0,55}-1,21)}, \tag{2.64}$$

где $\mathrm{Re}_{x,\,s} = \rho_{пл} w_{охл} x/\mu_{пл}$; $\alpha_{перех}$ — коэффициент теплоотдачи для переходного участка; $\rho_{пл}$, $\mu_{пл}$ — плотность и динамическая вязкость пленки, определяемые по значению $T_{пл}^*$.

При $x/s > 70$, т. е. на основном участке множитель-поправка на влияние вдува $\Psi_{m\,осн} \approx 1$ и, следовательно, $\alpha_{пл} \approx \alpha_0$ (α_0 — коэффициент теплоотдачи на непроницаемой поверхности). Кроме интенсивности вдува m на $\alpha_{пл}$ влияют такие факторы, как форма и размеры каналов для выдува охлаждающего воздуха, угол вдува γ, относительный шаг расположения отверстий $x/d_{отв}$, $z/d_{отв}$, степень турбулентности вдуваемого воздуха, наличие козырька и уступа и т. д. При этом в первом приближении можно считать, что влияние на теплоотдачу таких факторов, как сжимаемость, степень турбулентности основного потока, неизотермичность и т. д., одинаково как при наличии вдува, так и без него. Поэтому при использовании в качестве базовых значений коэффициентов теплоотдачи для участков профиля непроницаемых лопаток считается, что в них уже учтены все влияющие факторы кроме тех, которые связаны со вдувом.

Коэффициенты теплоотдачи при пленочном охлаждении входной кромки могут быть определены на основе имеющихся рекомендаций по определению α_0 (без вдува).

Множитель-поправка на влияние вдува Ψ_m определяют по формулам (2.63), (2.64). При большом значении $z/d_{отв}$ нужно иметь

* Границы участков определяются с помощью параметра A [см. формулы (2.50)].

в виду, что вне зоны пленочного охлаждения (например, при $\beta=0$ и $z/d_{отв}>1,5$) величина $\alpha_{пл}=\alpha_0$.

При расчете коэффициентов теплоотдачи на спинке $\alpha_{пл.сп}$ или корыте $\alpha_{пл.кор}$ лопатки можно воспользоваться значениями α_0, определенными для непроницаемых лопаток (см. разд. 2.2). В этом случае α следует скорректировать лишь на влияние вдува и для спинки

$$\alpha_{пл.сп}=\Psi_m\alpha_{0сп}. \qquad (2.65)$$

а для корыта

$$\alpha_{пл.кор}=\Psi_m\alpha_{0\,кор}, \qquad (2.66)$$

где $\alpha_{0сп}$ и $\alpha_{0кор}$ — базовые значения α_0 для спинки и корыта.

Если основываться на уравнении подобия для плоской пластины с турбулентным пограничным слоем (2.62), то необходимо еще ввести множители-поправки, рассмотренные в разд. 2.2 для непроницаемых лопаток, а также множители-поправки $\Psi_{кор}$, $\Psi_{сп}$.

Таким образом,

$$\alpha_{пл.сп}=\Psi_m\Psi_T\Psi_{сп}\Psi_\delta\Psi_{изл}\Psi_{турб}\Psi_M\Psi_{нест}\Psi_{вр}\alpha_0(x); \qquad (2.67)$$

$$\alpha_{пл.кор}=\Psi_m\Psi_T\Psi_{кор}\Psi_\delta\Psi_{изл}\Psi_{турб}\Psi_M\Psi_{нест}\Psi_{вр}\alpha_0(x), \qquad (2.68)$$

где Ψ_T, Ψ_δ, $\Psi_{изл}$, $\Psi_{турб}$, Ψ_M, $\Psi_{нест}$, $\Psi_{вр}$ — множители-поправки, учитывающие влияние соответственно неизотермичности, угла атаки, излучения, начальной степени турбулентности, сжимаемости, нестационарности и вращения на коэффициент теплоотдачи α_0.

Согласно данным авторов для турбинных лопаток $\Psi_{кор}\leqslant 1,20$, а $0,8\leqslant\Psi_{сп}\leqslant 1,0$. Аналогичные данные, но для случая без вдува охлаждающего воздуха получены Х. Томанном и Р. Е. Мейлсм с соавторами.

Коэффициенты теплоотдачи $\alpha_{пл.вых.кр}$ на выходных кромках можно определить на основе данных о $\alpha_{0вых.кр}$ при охлаждении без вдува (см. разд. 2.2) с учетом корректировки на вдув:

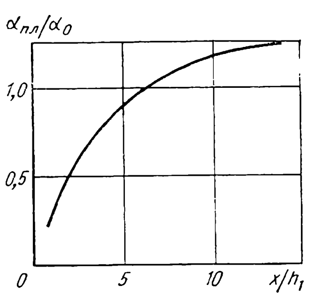
$$\alpha_{пл.вых.кр}=\Psi_m\Psi_{h_1}\Psi_h\alpha_{0\,вых.кор},$$

где Ψ_{h_1} и Ψ_h — множители-поправки на вдув, высоту уступа и на толщину козырька.

Если же основываться на уравнении подобия (2.62) для турбулентного пограничного слоя, то величину α_0 необходимо умножить на множители-поправки, учитывающие те или иные воздействия, специфические для выходной кромки. Так,

$$\alpha_{пл.вых.кр}=\Psi_m\Psi_T\Psi_{h_1}\Psi_h\Psi_\delta\Psi_{изл}\Psi_{турб}\Psi_M\Psi_{нест}\Psi_{вр}\alpha_0(x). \qquad (2.69)$$

Множители-поправки Ψ_m учитывают по формулам (2.63), (2.64). Влияние на $\alpha_{пл}$ высоты уступа h_1 определяется [21] с помощью рис. 2.16. Этот график качественно подтверждают опытные данные Е. Н. Богомолова, С. М. Пиотуха по исследованию теплоотдачи при пленочном охлаждении выходных кромок натурных турбинных лопаток.



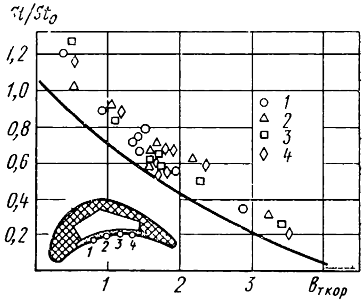


Рис. 2.16. Влияние на $\alpha_{пл}/\alpha_0$ отношения x/h_1

Рис. 2.17. Результаты опытов по теплоотдаче от газа на корыте профиля турбинной лопатки при пористом охлаждении:

———— — кривая, рассчитанная по методу С. С. Кутателадзе — А. И. Леонтьева

Множитель-поправку на толщину козырька h в первом приближении принимают равной 1.

Теплоотдача от газа к профилю турбинных лопаток при пористом их охлаждении. В настоящее время практически более предпочтительным является использование для расчета $\alpha_г$ обобщенных опытных данных, полученных на лопаточных решетках с пористыми стенками. Выполнена широкая программа исследования закономерностей теплоотдачи при пористом охлаждении лопаток.

Опыты проводили на аэродинамическом стенде на плоских лопаточных решетках. Теплоотдачу определяли градиентным методом, который, как известно [23], позволяет вычислять локальные значения коэффициентов теплоотдачи. Объектами исследования служили лопатки с пористой оболочкой, выполненной из порошкового нихрома толщиной от 1,8 до 3,5 мм. Значения $Re_г$ изменяли в диапазоне $7\cdot10^5 \ldots 3{,}6\cdot10^6$.

В целях получения наиболее удобных для практического использования расчетных рекомендаций обобщение опытных данных выполнено параллельно тремя путями: по локальным значениям чисел подобия на базе традиционных методов теории подобия; в соответствии с теорией локального моделирования; на основе осреднения значений $\alpha_г$ вдоль каждого из характерных участков профиля. За характерные участки профиля принимали входную и выходную кромки, спинку и корыто профиля.

Каждый из перечисленных путей обобщения обладает своими преимуществами и недостатками. Далее приведены результаты обобщения осредненных по характерным участкам профиля коэффициентов теплоотдачи.

Согласно опытным данным с погрешностью $\pm10\%$ для входной кромки можно записать

$$Nu_{вх} = 2{,}4\cdot10^{-3}\, Re_{вх}^{0,69}\, m_{вх}^{-0,63}\, Pr^{0,43}. \qquad (2.70)$$

где $Nu_{вх} = \alpha_{г.вх} 2r_{вх}/\lambda_1$, — среднее по входной кромке значение числа Нуссельта; $\mathrm{Re}_{вх}=w_1\rho_1 2r_{вх}/\mu_1$; $m_{вх}=(\rho_{охл}w_{охл})_{вх}/(\rho_1 w_1)$ — среднее значение интенсивности вдува у входной кромки; ρ_1, w_1, λ_1, μ_1 — плотность, скорость, теплопроводность и динамическая вязкость газа на входе в рабочую решетку.

Уравнение (2.70) подтверждено в опытах при $\mathrm{Re}_{вх}=7\cdot10^4$ ... ... $4\cdot10^5$ и $m_{вх}=10^{-3}$ ... 10^{-2}.

В опытах по определению теплоотдачи корыта за базовые значения были приняты средние значения чисел Нуссельта $\mathrm{Nu}_{0кор}$ для непроницаемой поверхности при тех же значениях чисел Re_2 на выходе из решетки, что и при пористом охлаждении.

Аппроксимирующая зависимость (2.70) для корыта профиля приобретает вид

$$\mathrm{Nu}'_{кор}=2{,}4\cdot10^{-3}\,\mathrm{Nu}'_{0кор}m_{кор}^{-1}, \tag{2.71}$$

где $\mathrm{Nu}_{0кор}$ — величина, определяемая по рекомендациям для непроницаемых лопаток с использованием формул (2.38), (2.39); $\mathrm{Nu}_{кор}=\alpha_{г.кор}b/\lambda_2$ — число Нуссельта, подсчитанное при температуре газа на выходе из решетки; $m_{кор}=(\rho_0 w_{схл})_{кор}/\rho_{ср}w_{ср}$ — среднее значение интенсивности вдува на корыте профиля; $\rho_{ср}=(\rho_1+\rho_2)/2$; $w_{ср}=(w_1+w_2)/2$. Формула (2.71) подтверждена опытами при $\mathrm{Re}=8\cdot10^5$ ... $4\cdot10^6$ и $m_{кор}=8\cdot10^{-4}$ ... $6\cdot10^{-3}$.

При обработке опытных данных по методу локального моделирования получается формула, позволяющая определять местные значения $\alpha_{г.кор}$ вдоль корыта профиля:

$$\mathrm{St}_{кор}=0{,}012\,(\mathrm{Re}_T^{**})^{-0{,}25}\,\mathrm{Pr}^{-0{,}75}b_{T\,кор}^{-0{,}77}. \tag{2.72}$$

Здесь $\mathrm{St}_{кор}=\alpha_г/(\rho w c_p)$ — число Стантона для корыта профиля; ρ, w, c_p — текущие значения плотности, скорости и удельной теплоемкости; Re_T^{**} — число Рейнольдса, при определении которого в качестве характерного линейного размера используют текущее значение толщины потери энергии в пограничном слое; Pr — число Прандтля; $b_{T кор}=m_{кор}/\mathrm{St}_0$ — тепловой параметр проницаемости; St_0 — базовые значения числа Стантона. Формула (2.72) подтверждена в диапазоне варьирования $\mathrm{Re}_T^{**}=3\cdot10^2...5\cdot10^3$; $b_{T\,кор}=$ $=0{,}4$ ... $3{,}5$.

На рис. 2.17 показано сопоставление опытных данных с расчетной кривой (сплошная линия) по методу Кутателадзе — Леонтьева.

При расчете теплоотдачи спинки профиля, как при расчете теплоотдачи корыта, использовали относительные числа Нуссельта. За базовую величину принимали значение, относящееся к непроницаемой поверхности.

Расчетная формула имеет вид

$$\mathrm{Nu}_{сп}=2{,}52\cdot10^{-3}\,\mathrm{Nu}_{0сп}m_{сп}^{-1}. \tag{2.73}$$

В этой формуле и далее индексом сп обозначены параметры спинки профиля. Формула (2.73) подтверждена в диапазоне $\mathrm{Re}_2=$ $=8\cdot10^5$ ... $4\cdot10^6$. Характерным линейным размером при определении Re была длина хорды профиля b.

При определении теплоотдачи выходной кромки ее протяженность составляла 0,1 от длины хорды профиля вдоль спинки и корыта. Согласно результатам опытов с погрешностью $\pm 10\%$ можно записать

$$Nu_{вых} = 1{,}35 \cdot 10^{-4} Re_{вых}^{0,87} Pr^{0,43} m_{вых}^{-0,6}, \qquad (2.74)$$

где $Nu_{вых} = \alpha_{г.вых} 2r_{вых}/\lambda_2$ — среднее по выходной кромке значение числа Нуссельта; $Re_{вых} = \rho_2 w_2 2r_{вых}/\mu_2$; w_2 — скорость газа за решеткой; ρ_2, λ_2, μ_2 — плотность, теплопроводность и динамическая вязкость газа на выходе из рабочей решетки; $m_{вых} = (\rho_{охл} w_{охл})_{вых}/(\rho_2 w_2)$ — среднее значение интенсивности вдува на выходной кромке; $r_{вых}$ — радиус выходной кромки. Формула подтверждена опытами при $Re_{вых} = 4 \cdot 10^4 ... 2 \cdot 10^5$.

3. ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ РАБОЧИМ ТЕЛОМ И ЭЛЕМЕНТАМИ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ГТД

3.1. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛООТДАЧИ НА ТОРЦОВЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ МЕЖЛОПАТОЧНЫХ КАНАЛОВ ОСЕВЫХ ТУРБИН

Высокие температуры газа в современных и еще более высокие в перспективных ГТД ставят по-новому вопрос о требованиях к точности граничных условий теплообмена, закладываемых в расчеты. Причем это относится не только к лопаточным решеткам. Необходимость обеспечения надлежащей прочности корпусов турбины и компрессора, в особенности на переходных режимах; высокие требования к стабильности радиальных зазоров над лопатками и в лабиринтных уплотнениях, к осевым зазорам между статором и ротором; наконец, стремление к минимальным расходам воздуха в системе охлаждения — все это ужесточает требования к точности определения коэффициентов теплоотдачи.

Условия течения газа в элементах, нагревающихся до высоких температур, отличаются рядом особенностей. Как результат, наблюдается существенная неравномерность теплообмена даже на рядом расположенных поверхностях корпуса, например в осевом зазоре и над рабочим колесом. Применение в этом случае рекомендаций для расчета теплоотдачи, полученных в идеализированных условиях в трубах, кольцевых каналах, на пластинах, может привести к существенным ошибкам. На необходимость получения более достоверных закономерностей теплоотдачи к корпусу указывает, в частности, такой факт. В ТРДД TF39 («Дженерал Электрик», США) на базе уточненных расчетов теплоотдачи в корпусе турбины и системы его охлаждения удалось достигнуть минимальных и стабильных по режимам радиальных зазоров и только за счет этого сократить расход топлива приблизительно на 0,5%. Особое значение приобретают такие расчеты в перспективных высокоперепадных турбинах с относительно короткими лопатками ($h/D_{ср} \leqslant 0{,}06$), которые являются более чувствительными к величине радиальных зазоров. Применительно к ГТД выдвигается требование создания регулируемой системы охлаждения корпусов, обеспечивающей стабильность зазора над лопатками на всех рабочих и переходных режимах. Последнее требует детального расчета температур, а следовательно, и уточненных сведений о теплоотдаче газа к корпусу.

На рис. 3.1 показана схема проточной части ступени турбины с указанием характерных участков:

I — поверхности торцовых межлопаточных каналов соплового аппарата ($I_к$, $I_п$ — корневое и периферийное сечения, соответственно);

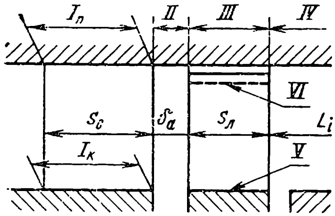
II — поверхность корпуса в районе осевого зазора между сопловым аппаратом и рабочим колесом;

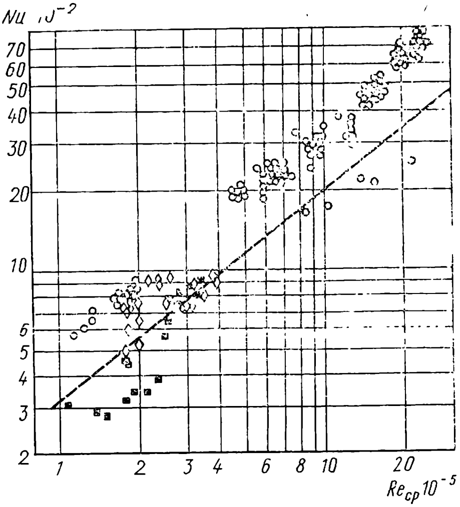
Рис. 3.1. Схема проточной части ступени турбины с указанием характерных участков:

δ_a — ширина осевого зазора; $s_л$, s_c — ширина рабочей и сопловой решеток

Рис. 3.2. График зависимости Nu от $Re_{ср}$:

■ — торцовые поверхности межлопаточных каналов кольцевых решеток (наружный корпус); ◊ — то же (внутренний корпус); ○ — торцовые поверхности межлопаточных каналов плоских решеток; — — — — пластина при турбулентном режиме





III — поверхность корпуса в районе радиального зазора над рабочим колесом;

IV — поверхность корпуса за рабочим колесом на длине L_i.

Применительно к турбинам наиболее полно изучены закономерности теплоотдачи на участке I, т. е. на торцовых поверхностях межлопаточных каналов сопловых аппаратов. Что же касается остальных участков корпуса турбины, то до последнего времени такие сведения в литературе отсутствовали, а теплоотдачу рассчитывали по уравнениям подобия, полученным для пластины, трубы, кольцевого канала.

Как указано ранее, коэффициенты теплоотдачи на торцовых поверхностях межлопаточных каналов лопаточных решеток необходимо знать для расчета температурного состояния наружного и внутреннего корпусов соплового аппарата (см. участки $I_к$ и $I_п$ на рис. 3.1), а также диска, хвостовика, корневой полки (участок V на рис. 3.1) и бандажной полки (участок VI на рис. 3.1) рабочих лопаток.

Течение газа на торцовых поверхностях имеет сложный характер. Наряду с основным течением газа, имеются вторичные течения, обусловленные разностью давлений на вогнутой и выпуклой поверхностях лопаток. Наличие градиента давления вызывает в пограничном слое, образующемся на торцовой поверхности, перетекание газа от корыта профиля к спинке. Кроме того, в местах стыка пера лопатки с ее торцовыми поверхностями наблюдается взаимодействие пограничных слоев.

Вопрос о влиянии взаимодействия пограничных слоев на теплообмен торцовой поверхности рассмотрен Л. М. Зысиной-Моложен. Задача была решена при ряде допущений. В результате получены приближенные зависимости, позволяющие оценить изменение теплового потока через торцовую поверхность из-за взаимодействия пограничных слоев. Расчеты показывают, что изменения эти небольшие: не превышают 0,1% для ламинарных и 6% для турбулентных пограничных слоев.

Средний коэффициент теплоотдачи на торцовых поверхностях межлопаточных каналов неподвижных турбинных решеток изучали многие исследователи. В результате экспериментов было установлено, что теплоотдача на торцовых поверхностях может быть существенно больше теплоотдачи плоской пластины как для ламинарного так и для турбулентного пограничных слоев. В основном это характерно для решеток с большим углом поворота и малой конфузорностью. В то же время в ряде работ показано, что для решеток с большой конфузорностью теплоотдача торцовой поверхности оказывается равной или даже меньшей теплоотдачи плоской пластины. Указанное иллюстрируется рис. 3.2, который построен по результатам исследований. Интенсивность теплоотдачи в таких решетках обусловливается небольшим поперечным градиентом давления и большим ускорением потока. Последнее, в свою очередь, может привести к снижению степени турбулентности, и даже к ламиниризации турбулентного пограничного слоя. Кроме того, на торцовых поверхностях может быть смешанный пограничный слой (ламинарный, переходный, турбулентный). Данные различных авторов достаточно хорошо согласуются между собой.

Опыты проводили при нулевом угле атаки на девяти кольцевых и плоских решетках, имеющих геометрию, типичную для внутреннего и наружного корпусов турбины в районе сопловых аппаратов и для корневых сечений рабочих лопаток. Обобщение опытных данных по среднему коэффициенту теплоотдачи выполнено с использованием числа подобия $S_г$ [см. формулу (2.22)], который позволяет учесть влияние основных геометрических параметров решетки. Обобщающая зависимость имеет вид

$$\mathrm{Nu}_I = 0{,}065\,\mathrm{Re}_{ср}^{0{,}8} S_г^{-0{,}54}, \tag{3.1}$$

где $\mathrm{Nu}_I = \alpha_I b/\lambda_2$; $\mathrm{Re}_{ср} = 0{,}5(\mathrm{Re}_1 + \mathrm{Re}_2)$.

Здесь и далее индексами $I \dots VI$ обозначены параметры, соответствующие участкам на рис. 3.1.

При вычислении чисел подобия приняты: определяющий размер — длина хорды профиля b; определяющие параметры газа — статическая температура и действительная скорость газа на выходе из решетки для Re_2; то же на входе в решетку для Re_1. Зависимость (3.1) получена при изменении $S_г$ от 1,3 до 5,5, $\mathrm{Re}_{ср}$ — от $1{,}1 \cdot 10^5$ до $2{,}3 \cdot 10^6$, при $M_2 \leqslant 0{,}9$ и $T_{ст}/T_г^*$ от 0,85 до 1.

Зависимость (3.1) аппроксимирует опытные данные с максимальной относительной погрешностью $\pm 13\%$. Более точной является зависимость

$$\mathrm{Nu}_I = 0{,}032\,(1 + 0{,}7 S_г^{-0{,}54})\,\mathrm{Re}_2^{0{,}8}, \tag{3.2}$$

которая обобщает опытные данные для решеток с малой конфузорностью ($S_г = 1{,}3 \dots 2{,}4$) для $\mathrm{Re}_2 = 1{,}5 \cdot 10^5 \dots 2{,}5 \cdot 10^6$. Если известно распределение скоростей (давлений) по обводу профиля лопатки, то величина Nu_l может быть подсчитана также по рекомендациям, приведенным в работе [2].

Средний коэффициент теплоотдачи на участках *V* и *VI* (см. рис. 3.1) следует определять по зависимости

$$\alpha_{\mathrm{V,\,VI}}=\alpha_l K_{\text{вр}}, \tag{3.3}$$

где $K_{\text{вр}}$ — коэффициент, учитывающий влияние вращения. По опытам для участка *V*

$$K_{\text{вр}}=1+1{,}1S_u^{0{,}59}. \tag{3.4}$$

Значение S_u вычисляется по формуле (2.41). Зависимость (3.3) получена при изменении S_u от 0 до 0,22 и Re_2 от $1\cdot10^5$ до $3{,}5\cdot10^5$.

Для участка *VI* какие-либо данные по влиянию вращения на теплоотдачу в литературе отсутствуют.

Данные о местных коэффициентах теплоотдачи на торцовой поверхности приведены в ряде работ. Однако они противоречивы и носят в основном частный характер. Исключение составляет работа Э. Г. Нарежного, в которой для решетки сопловых лопаток дана обобщающая зависимость. Для торцовой поверхности вблизи средней линии корыта и спинки лопатки в зоне ускоренного и безградиентного течений зависимость имеет вид

$$\mathrm{Nu}_x=0{,}0255\,\mathrm{Re}_x^{0{,}8}K_1K_2^{-3{,}3}, \tag{3.5}$$

где $\mathrm{Nu}_x=\alpha_x x/\lambda_x$; $\mathrm{Re}_x=w_x x\rho_x/\mu_x$; x — криволинейная продольная координата, отсчитываемая от начала канала, и индекс x означает значения параметров на оси x; $K_1=1-0{,}46\dfrac{x}{w_x}\dfrac{dw}{dx}$ — коэффициент, учитывающий влияние ускорения потока; $K_2=1+$ $+0{,}5(k-1)M_x^2$ — параметр, учитывающий влияние сжимаемости; k — показатель адиабаты.

Зависимость (3.5) получена при изменении Re_x от $1{,}5\cdot10^4$ до $6{,}5\cdot10^6$ и M_x от 0,08 до 0,85. Параметры воздуха определяли по температуре торможения.

Расчеты с использованием зависимости (3.5) показывают, что при увеличении M_x от 0,08 до 0,5 местные коэффициенты теплоотдачи уменьшаются примерно на 15%, а при увеличении от 0,08 до 0,95 — на 36%.

Зависимость (3.5) может быть использована в расчетах для сопловых решеток, близких по геометрии к исследованной ($t/b=$ $=0{,}667$; $S_r=4{,}08$; угол входа 90°; угол выхода 21°).

3.2. ТЕПЛООБМЕН НА РАЗЛИЧНЫХ УЧАСТКАХ КОРПУСА ОСЕВОЙ ТУРБИНЫ *

Теплоотдача от газа к корпусу турбины в зоне осевого зазора между сопловым аппаратом и рабочим колесом (участок II на рис. 3.1). Характерной особенностью течения газа в осевом зазоре

* В подготовке материала этого раздела принимала участие канд. техн. наук А. Г. Каримова.

ступени турбины на указанном участке является сильная закрутка потока (c_{1u} — окружная составляющая скорости потока до 400 м/с и более). Помимо давления, определяющего основное расходное течение, на поток действуют центробежные силы, стремящиеся прижать его к корпусу. Кроме того, из-за различий в плотности могут возникнуть подъемные силы. Структура потока неоднородная, периодически изменяющаяся (это связано с вихревыми следами, сходящими с кромок сопловых лопаток). Все это вызывает сложные вторичные течения в пограничном слое у поверхности корпуса и увеличивает степень турбулентности в потоке.

Известные из литературы исследования [24], выполненные в трубах с лопаточными завихрителями, указывают на существенное (в полтора ... два раза) увеличение теплоотдачи при закручивании потока. Вместе с тем имеющиеся рекомендации не применимы к реальным условиям, так как получены в диапазоне изменения определяющих параметров, не характерном для турбин. В частности, опытные данные А. А. Халатова относятся к участку трубы с $l/D_{тр}>5$, где l — длина трубы; $D_{тр}$ — ее диаметр, тогда как для рассматриваемого участка II корпуса турбины эта величина всего 0,02 ... 0,05.

Проводили опыты непосредственно на турбинах для изучения теплоотдачи к корпусу. Причем получены качественно согласующиеся результаты. В опытах, проведенных на воздушной турбине с четырьмя сменными сопловыми аппаратами, можно было изменять угол выхода потока из сопел $\alpha_{1п}$ в диапазоне от 17 до 30°. Обнаружено сильное расслоение интенсивности теплоотдачи по углу $\alpha_{1п}$.

Из анализа различных способов обобщения опытных данных установлено, что наиболее полно особенности на рассматриваемом участке учитываются при использовании уравнения подобия для среднего числа Нуссельта в форме

$$\mathrm{Nu}_{II}=A_1\,\mathrm{Re}_{aII}^{m_1}+A_2\,\mathrm{Re}_{uII}^{m_2}=A_1\,\mathrm{Re}_{aII}^{m_1}\left(1+\frac{A_2}{A_1}\,\frac{\mathrm{Re}_{uII}^{m_2}}{\mathrm{Re}_{aII}^{m_1}}\right), \qquad (3.6)$$

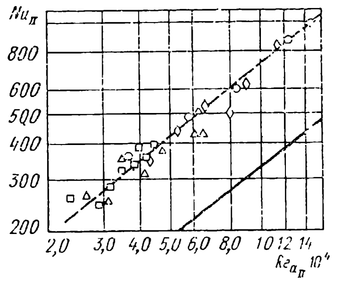
где A_1, A_2, m_1, m_2 — определяемые опытным путем константы.

Математическая обработка опытных данных на основе этого уравнения позволила получить расчетную формулу

$$\mathrm{Nu}_{II}=0{,}032\,\mathrm{Re}_{aII}^{0,8}\,(1+0{,}464\,\mathrm{ctg}^{0,8}\,\alpha_{1п}). \qquad (3.7)$$

В формулах (3.6) и (3.7) $\mathrm{Nu}_{II}=\alpha_{II}\delta_a/\lambda_1$ — среднее на участке осевого зазора значение числа Нуссельта; Re_{aII} — число Рейнольдса, подсчитанное по осевой составляющей скорости и параметрам потока в периферийном сечении на выходе из соплового аппарата; $\mathrm{ctg}\,\alpha_{1п}$ — параметр, характеризующий закрутку потока и соотношение Re_{uII} и Re_{aII}; δ_a — ширина осевого зазора.

На рис. 3.3 показаны сводные результаты опытов (точки), приведенные к углу $\alpha_{1п}=17°30'$. Видно, что на рассматриваемом участке корпуса теплоотдача в два раза и более выше, чем на пластине.



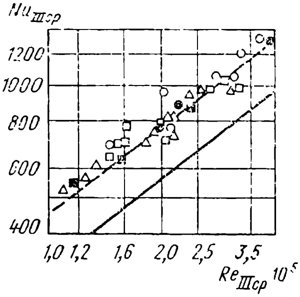


Рис. 3.3. Сводные результаты опытов по определению Nu_{II} на участке осевого зазора между сопловым аппаратом и рабочим колесом:

□ — $\alpha_{1п}=17°30'$; △ — $\alpha_{1п}=21°$; ○ — $\alpha_{1п}=25°$; ◇ — $\alpha_{1п}=29°30'$; — — — — зависимость, рассчитанная по формуле (3,7); ——— — зависимость для пластины

Рис. 3.4. Сводные результаты опытов по определению $Nu_{IIIср}$ на участке корпуса над рабочим колесом с лопатками без бандажных полок:

■ — $\bar{\delta}_r=1{,}6\%$; △ — $\delta_r=3{,}3\%$; □ — $\delta_r=9{,}2\%$; ○ — $\delta_r=12{,}5\%$; ● — $\delta_r=14{,}2\%$; — — — — зависимость, рассчитанная по формуле (3,8); ——— — зависимость для пластины

Формула (3.7) подтверждена опытами при $Re_{aII}=2{,}8\cdot10^4$ ... ... $1{,}6\cdot10^5$; $\alpha_{1п}=(17\ ...\ 30)°$.

Теплоотдача от газа к корпусу турбины в районе радиального зазора над рабочими лопатками. Характер течения, структура пограничного слоя, а следовательно и интенсивность теплоотдачи газа к корпусу над рабочим колесом (см. участок *III* на рис. 3.1), в значительной мере предопределяются конструкцией периферийной части рабочего колеса, в частности наличием или отсутствием у лопаток бандажных полок.

При лопатках с бандажными полками характер течения вблизи корпуса определяется расходным течением, предварительной закруткой потока на входе в радиальный зазор, возможными углами атаки в периферийных сечениях рабочих лопаток, перетеканием газа через радиальный зазор с корыта на спинку лопаток, воздействием периферийной составляющей парного вихря, выбросами частиц газа из межлопаточных каналов под напором центробежных сил, наконец, самим фактом перемещения торцев лопаток относительно корпуса. В целом течение имеет периодический неустановившийся, сложный, вихревой характер. Суммарное влияние всех этих воздействий на закономерность теплоотдачи определяли опытным путем ряд исследователей, но в ограниченном диапазоне изменения определяющих параметров. Данные разных авторов заметно не согласуются между собой. Учитывая сказанное ранее о важности уточненных данных по теплообмену именно в районе радиального зазора, провели опыты на пяти турбинных ступенях, с различным расположением как рабочих, так и сопловых лопаток.

Анализ опытных данных исследователей привел к заключению, что главными факторами, влияющими на среднее значение теплоотдачи в рассматриваемом случае, являются: число Рейнольдса Re_{III}

и относительная ширина радиального зазора $\bar{\delta}_r = \delta_r/h$, где δ_r — ширина радиального зазора. Поэтому именно эти величины и изменяли в широких пределах. Например, $\bar{\delta}_r$ изменяли от 1,6 до 14,2%. В опытах обнаружено, что с увеличением Re_{III} теплоотдача увеличивается пропорционально числу $\mathrm{Re}_{III}^{0,8}$, как при полностью турбулентном режиме. С увеличением зазора интенсивность теплоотдачи уменьшается, но остается существенно выше теплоотдачи пластины при турбулентном ее обтекании. Только при нереально больших значениях ($\bar{\delta}_r > 10\%$) величины α_{III} для корпуса сравниваются с коэффициентом теплоотдачи для пластины.

В опытах выявлено также некоторое влияние на расслоение данных по теплоотдаче угла атаки и характеристического отношения скоростей $u/c_{\text{ад}}$, где u — окружная скорость лопатки; $c_{\text{ад}}$ — скорость потока при адиабатном расширении.

Математическая обработка всех опытных данных позволила получить уравнение, с помощью которого можно определить средний коэффициент теплоотдачи от газа к участку *III* корпуса (см. рис. 3.1) над рабочим колесом с лопатками без бандажных полок в форме

$$\mathrm{Nu}_{III} = 0{,}032\,\mathrm{Re}_{III}^{0,8}\,(1{,}61 - 3{,}24\bar{\delta}_r^{0,8}). \tag{3.8}$$

Здесь $\mathrm{Nu} = \alpha_{III} s/\lambda_{\text{ср}}$; $\mathrm{Re}_{III} = \dfrac{c_1 + c_2}{2}\;\dfrac{s\rho_{\text{ср}}}{\mu_{\text{ср}}}$ — число Рейнольдса, подсчитанное по средней абсолютной скорости и среднеарифметическим параметрам потока между входом в рабочее колесо и выходом из него в периферийном сечении; s — ширина рабочей решетки на периферии. Индексом ср здесь и далее обозначены средние значения параметров для рассматриваемого участка. Формула подтверждена опытами при $\mathrm{Re}_{III} = (1 \ldots 3{,}6)\cdot 10^5$; $\bar{\delta}_r = (1{,}5 \ldots 14{,}2)\,\%$.

На рис. 3.4 показаны сводные результаты опытов, приведенные к радиальному зазору $\bar{\delta}_r = 3{,}3\,\%$.

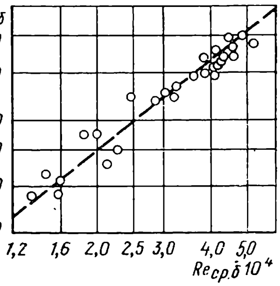
Коэффициент теплоотдачи не остается постоянным по длине участка. Согласно опытам Г. С. Венедиктовой $\alpha_{\max} = (1{,}5 \ldots 1{,}8)\,\alpha_{\text{ср}}$ имеет место на расстоянии, равном 0,2 длины участка *III* (см. рис. 3.1), от входа в зазор.

Структура потока в месте его взаимодействия с участком *III* корпуса при наличии бандажных полок и без них различна. Однако главные определяющие воздействия те же.

Опыты и обработка их результатов позволили получить обобщенную формулу

$$\mathrm{Nu}_{\text{ср.б}} = 0{,}018\,\mathrm{Re}_{\text{ср.б}}^{0,8}. \tag{3.9}$$

Здесь и далее индексом б обозначены параметры, соответствующие конструкции лопаток с бандажными полками. При опытах определяющими были выбраны среднеарифметические значения пара-



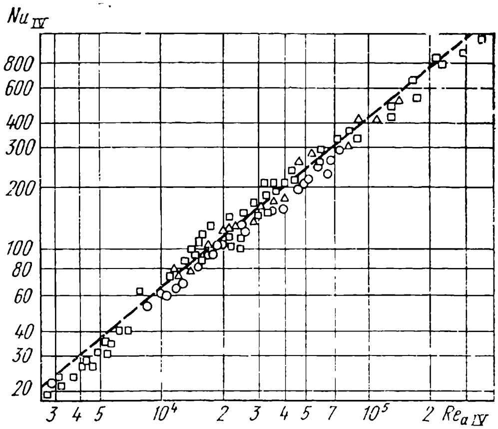


Рис. 3.5. Сводные результаты опытов по определению $\mathrm{Nu}_{ср.б}$ на участке корпуса над рабочим колесом с лопатками, имеющими бандажные полки:

— — — — зависимость, рассчитанная по формуле (3.9)

Рис. 3.6. Сводные результаты опытов по определению Nu_{IV} на участке корпуса за рабочим колесом:

□ — $\alpha_{2п}=30°$; △ — $\alpha_{2п}=58°$; ○ — $\alpha_{2п}=80°$; — — — — — зависимость, рассчитанная по формуле (3.11)

метров на входе в зазор и на выходе из него; характерным линейным размером — удвоенная ширина радиального зазора.

По своему виду формула (3.9) совпадает с классической зависимостью для расчета теплоотдачи к наружной стенке кольцевой трубы. Но это имеет место только, если $c_{ср}=0{,}5(c_{1п}+c_{2п})$, где $c_{1п}$ и $c_{2п}$ — абсолютные скорости на входе в зазор и на выходе из него. Значение $c_{2п}$ находят по формуле

$$c_{2п}=\psi_{заз}\sqrt{c_{2a}^2+c_{2u}^2},$$

где $c_{2u}=c_{1u}+0{,}5(u_б-c_{1u})$;

$$c_{2a}=\sqrt{c_{1a}^2+2k/(k-1)RT_{1п}\left[1-(p_{2п}/p_{1п})^{(k-1)/k}\right]};$$

$\psi_{заз}$ — скоростной коэффициент зазора; c_{1u}, c_{1a} — окружная и осевая составляющие скорости $c_{1п}$; $T_{1п}$, $p_{1п}$ — температура и давление на входе в решетку; $p_{2п}$ — давление на выходе из решетки.

Формула (3.9) подтверждена опытами при изменении $\mathrm{Re}_{ср.б}$ от $1{,}2\cdot10^5$ до $5\cdot10^5$. Результаты опытов на колесе с лопатками, имеющими бандажные полки, приведены на рис. 3.5. В заключение следует отметить, что при прочих равных условиях теплоотдача к корпусу при наличии бандажных полок приблизительно в 1,5 раза меньше, чем при их отсутствии.

Теплоотдача от газа к корпусу турбины за рабочим колесом. За рабочим колесом турбины поток в общем случае закручен ($c_{2u}\neq0$). Поэтому, помимо расходного течения, на теплоотдачу влияет и этот фактор. Кроме того, сходящие с лопаток закромочные вихревые следы, вызывают периодическую нестационарность при взаимодействии с расходным течением через радиальный зазор. По имеющимся данным за рабочим колесом наблюдается и высокая степень турбулентности в потоке (до 10%). Опыты по изучению теплоотдачи на рассматриваемом участке корпуса турбины за рабочим колесом (см. поз. *IV* рис. 3.1) проводили на четырех различных по геометрии ступенях турбины, одна из которых имела лопатки с бандажными полками, и при изменении угла выхода потока из решетки рабочих лопаток.

Основные результаты опытов показаны на рис. 3.6. Все опытные данные, полученные при различных углах выхода потока $\alpha_{2п}$, приведены к $\alpha_{2п}=80°$. Обобщение опытных данных выполняли по той же методике, что и обобщение данных за сопловым аппаратом, т. е. отыскивали уравнение типа уравнения (3.6): $\mathrm{Nu}_{IV}=A_1\,\mathrm{Re}_{aIV}^{m_1}+A_2\,\mathrm{Re}_{uIV}^{m_2}$.

В результате математической обработки результатов опытов получено уравнение для участка за рабочим колесом с лопатками без бандажных полок в виде

$$\mathrm{Nu}_{IV}=0{,}037\,\mathrm{Re}_{aIV}^{0,8}(1+1{,}24\,\mathrm{ctg}^{0,8}\alpha_{2п}). \qquad (3.10)$$

Здесь Nu_{IV} — среднее значение числа Нуссельта на участке корпуса, расположенном непосредственно за рабочим колесом. Число Re_{aIV} рассчитывают по параметрам участка *IV* (см. рис. 3.1), по осевой составляющей скорости c_{2a}, а за характерный линейный размер принимают длину участка L_i по оси турбины. Формула (3.10) подтверждена опытами при $\mathrm{Re}_{a\,IV}=(0{,}12 \ldots 8)\cdot 10^4$, $\alpha_{2п}=30 \ldots 80°$ и $L_i/t\leqslant 1$ (t — шаг решетки).

Местные значения числа $\mathrm{Nu}_{x\,IV}$ по оси турбины можно определять по формуле

$$\mathrm{Nu}_{xIV}=0{,}032\,\mathrm{Re}_{aIV}^{0,8}(1+1{,}24\,\mathrm{ctg}^{0,8}\alpha_{2п}). \qquad (3.11)$$

Здесь $\mathrm{Nu}_{xIV}=\alpha_{xIV}L_x/\lambda_2$; $\mathrm{Re}_{aIV}=c_{2a}L_x\rho_2/\mu_2$ — местное значение числа Рейнольдса, подсчитанное по осевой составляющей скорости c_{2a} и термодинамическим параметрам потока на выходе из рабочего колеса в периферийном сечении решетки; L_x — расстояние от выходных кромок рабочих лопаток до места определения коэффициента теплоотдачи; $\mathrm{ctg}\,\alpha_{2п}$ — параметр, характеризующий закрутку основного потока и соотношение окружного и осевого Re в закрученном потоке. Формула (3.11) подтверждена опытами при $\mathrm{Re}_{a\,IV}=(0{,}012 \ldots 4)\cdot 10^5$, $\mathrm{ctg}\,\alpha_{2п}<1{,}73$.

В последние годы благодаря работам В. М. Иевлева, С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьева и др. получает все большее распространение новый метод обобщения опытных данных — метод локального моделирования. Главное его достоинство заключается в том, что получаемые уравнения почти не зависят от геометрии теплообменной поверхности и характера распределения теплового потока по ней.

Особенностью метода является использование при расчете локального числа Рейнольдса, вместо линейного размера L_x или x, толщины потери энергии в тепловом пограничном слое δ_T^{**}. Для удобства в практических расчетах скорость и вязкость относят, как обычно, к невозмущенному потоку.

Связь между числами Re_x и $\mathrm{Re}_{\text{т}}^{**}$, а следовательно, и вид обобщающего уравнения, в каждом конкретном случае могут быть установлены на основе уравнения энергии для теплового пограничного слоя

$$\frac{d\,\mathrm{Re}_T^{**}}{d\bar{x}} + \frac{d\,[c_p(T^* - T_{\text{ст}})]}{d\bar{x}}\,\frac{\mathrm{Re}_T^{**}}{c_p(T^* - T_{\text{ст}})} = \mathrm{St}_x\,\mathrm{Re}_L, \tag{3.12}$$

где $\bar{x} = x/L_x$.

Для решения этого уравнения предварительно опытным путем устанавливают закономерности теплообмена, т. е. зависимости локальных чисел Стантона St_x от Re_T^{**} и других определяющих параметров с учетом всех реально существующих воздействий на поток. В общем случае можно записать

$$\mathrm{St}_x = K\,\mathrm{St}_0, \tag{3.13}$$

где $\mathrm{St}_0 = 0{,}0128/(\mathrm{Re}_T^{**})^{0{,}25}\,\mathrm{Pr}^{0{,}75}$ — величина, отражающая закономерность теплообмена гладкой пластины при так называемых эталонных (стандартных) условиях, т. е. при установившемся ее обтекании плоскопараллельным турбулентным потоком изотермической несжимаемой жидкости;

$$K = \mathrm{St}_x/\mathrm{St}_0 \tag{3.14}$$

— поправочный множитель, отражающий все дополнительные воздействия (сжимаемость, неизотермичность, распределение тепловых потоков и др.) в конкретном случае. Таким образом, при опытном отыскании закона теплообмена практически дело сводится к определению на основе опытов зависимости K от Re_T^{**} и других определяющих параметров.

Была выполнена описанная обработка опытных данных по местным значениям теплоотдачи к корпусу за рабочим колесом.

Решение уравнения (3.12) с учетом опытных данных приводит к формуле

$$\mathrm{St}_x = 0{,}039\,(1 + 1{,}92\,\mathrm{ctg}^{0{,}8}\alpha_{2\text{п}})^{0{,}8}\,\mathrm{Re}_x^{-0{,}2}, \tag{3.15}$$

подтвержденной при $\mathrm{Re}_T^{**} = (0{,}06 \ldots 3{,}6) \cdot 10^3$, $\mathrm{ctg}\,\alpha_{2\text{п}} = 0 \ldots 1{,}73$. Формулы (3.11) и (3.15) дают практически совпадающие $\alpha_{2\text{п}}$. Однако преимуществом формулы (3.15) является возможность более обоснованного ее использования при иной, чем в опытах, из которых она была получена, геометрии затурбинного устройства и ином законе теплоотвода.

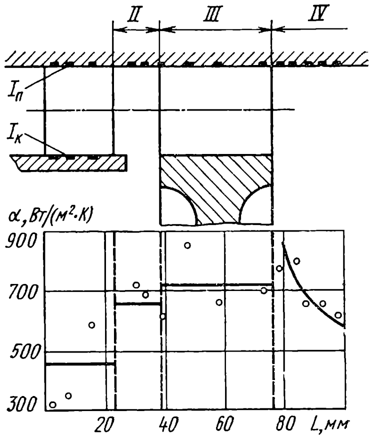


Рис. 3.7. Характерное распределение коэффициентов теплоотдачи от газа к корпусу экспериментальной турбинной ступени:

○ — опытные точки; $I_п$, $I_к$, II, III, IV — характерные участки корпуса; ▪ — места установки датчиков теплового потока

В заключение в целях иллюстрации соотношения средних коэффициентов теплоотдачи на различных участках корпуса турбины на рис. 3.7 показаны опытные данные, полученные на одном из режимов работы турбины.

3.3. ТЕПЛООТДАЧА НА ТОРЦОВЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ РАБОЧИХ ЛОПАТОК ОСЕВЫХ ТУРБИН

Коэффициенты теплоотдачи на торцовых поверхностях рабочих лопаток осевых турбин в районе радиального зазора необходимо знать для определения температуры лопаток в периферийных сечениях, а при наличии бандажных полок и для расчета их температуры.

Исследованию теплоотдачи на торцовых поверхностях рабочих лопаток без бандажных полок посвящены две работы.

В одной работе опыты проводили на стенде для продувки плоских неподвижных турбинных решеток. Исследуемая решетка состояла из рабочих лопаток, имеющих входной угол 20°, угол выхода потока 18°30′ и хорду длиной 135,6 мм. Решетка имела шаг 88,7 мм и высоту 60 мм. Стенка, ограничивающая лопатки в районе радиального зазора, была гладкой (без уступа) (рис. 3.8, *а*). Для определения средних коэффициентов теплоотдачи использовали калориметрический метод и метод регулярного теплового режима первого рода. Результаты опытов обрабатывали в числах подобия, подсчитанных по параметрам газа на выходе из решетки. За определяющую температуру принимали статическую температуру на выходе, за определяющий размер — длину хорды профиля. В опытах Re_2 изменяли от $2 \cdot 10^5$ до $3{,}2 \cdot 10^6$, температурный фактор

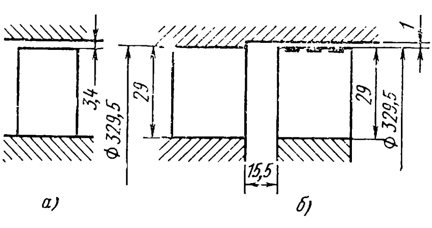


Рис. 3.8. Продольные сечения проточной части решетки турбинных лопаток (а) и ступени осевой турбины (б):

▪ — места установки датчиков теплового потока

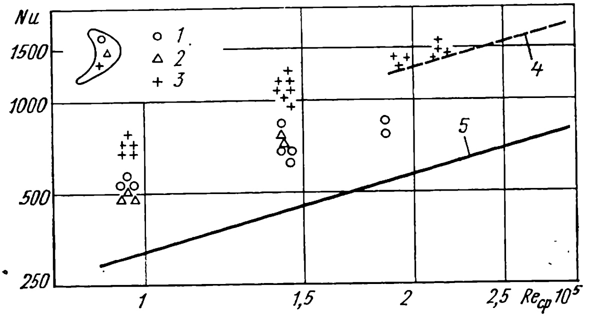


Рис. 3.9. Опытные данные по определению Nu:

1, 2, 3 — на торцовых поверхностях рабочих лопаток, не имеющих бандажных полок, при вращении; *4* — то же, в неподвижной решетке; *5* — зависимость для плоской пластины при турбулентном режиме

$T_{ст}/T_г{}^*$ — от 0,84 до 0,98. Число Маха на выходе из решетки было не более 0,95.

Экспериментальные точки достаточно хорошо аппроксимируются зависимостью

$$\mathrm{Nu}=0{,}071\,\mathrm{Re}_2^{0,8}.$$

Теплоотдача на торцовой поверхности лопаток существенно (в 2,2 раза) выше, чем на плоской пластине. Интенсификация теплоотдачи связана с поперечными перетеканиями газа в зазоре и взаимодействием этого течения с основным потоком. Могут оказать влияние также условия входа в зазор: внезапное сужение с острой кромкой.

В другой работе исследование теплоотдачи проводили на экспериментальной воздушной турбине. Меридиональное сечение проточной части ступени турбины показано на рис. 3.8, *б*. Как видно, корпус турбины в районе радиального зазора имел уступ. Рабочие лопатки имели входной угол 25°, угол выхода 16° и длину хорды 39,7 мм. Шаг решетки рабочих лопаток на периферии равнялся 32,3 мм. Сопловые и рабочие лопатки были незакрученными. Теплоотдачу исследовали методом регулярного теплового режима. Местные коэффициенты теплоотдачи определяли по показаниям трех датчиков (их расположение показано на рис. 3.8, *б* и рис. 3.9). При вычислении чисел подобия за определяющие величины принимали длину хорды профиля и среднеарифметические параметры потока на входе и выходе из рабочего колеса (статическую температуру, скорость в относительном движении). Использовали параметры потока на периферии рабочих лопаток. В опытах частота вращения рабочего колеса не превышала 3500 мин$^{-1}$, а число Маха на выходе из рабочего колеса — 0,35. Температурный фактор был близок к единице. Число Рейнольдса $\mathrm{Re}_{ср}$ изменялось от $0{,}9\cdot10^5$ до $2{,}2\cdot10^5$.

Как и в предыдущей работе, теплоотдача оказалась более высокой, чем на пластине (средний коэффициент теплоотдачи выше примерно в 1,9 раза). Характерно также, что для датчиков *1* и *2* (см. рис. 3.9), расположенных на переднем участке торцовой поверхности, коэффициенты теплоотдачи меньше, чем для датчика *3*,

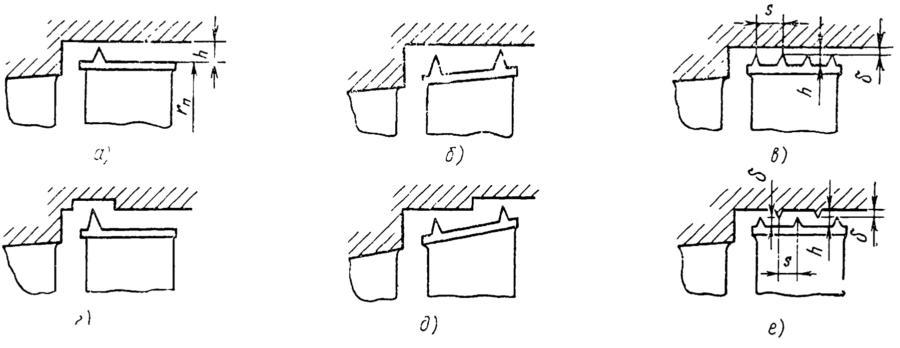


Рис. 3.10. Схемы радиальных зазоров рабочих лопаток, имеющих бандажные полки:

а, б, в — гладкий корпус в районе гребешков; *г, д* — ступенчатый корпус в районе гребешков; *е* — корпус с гребешками

расположенного на выходном участке. Интенсификация теплоотдачи в этих опытах обусловлена влиянием вращения лопаток и периодической нестационарности потока. Возможно также влияние изменения степени турбулентности.

Несмотря на отличия в геометрии объектов исследования и в условиях проведения опытов, результаты обеих работ согласуются между собой (см. поз. *1* ... *4* рис. 3.9). Однако этих исследований недостаточно для получения обобщающей зависимости. Ориентировочный расчет среднего коэффициента теплоотдачи на торцовой поверхности рабочих лопаток, не имеющих бандажных полок, можно проводить по формуле для плоской пластины $\mathrm{Nu} = 0{,}032\mathrm{Re}^{0,8}$ (при $\mathrm{Re} = \mathrm{Re}_{\text{ср}}$) с увеличением полученных значений коэффициентов теплоотдачи в 1,9 ... 2,2 раза.

В рабочих лопатках (рис. 3.10) бандажные полки обычно имеют на своей периферийной поверхности гребешки. Число гребешков может быть различным: от одного до пяти. Гребешки в собранном рабочем колесе образуют кольцевую щель с резким сужением на входе и резким расширением на выходе (рис. 3.10, *а, г*) или лабиринтное уплотнение (рис. 3.10, *б, в, д, е*).

В ориентировочных расчетах для определения коэффициентов теплоотдачи на входном (перед первым гребешком) и на выходном (после последнего гребешка) участках наружной поверхности бандажных полок можно использовать зависимости для теплообмена в гладком кольцевом канале, образованном неподвижным внешним и вращающимся внутренним цилиндрами. Обзор исследований по этому вопросу проведен в работах [2, 22, 23]. Для турбулентных режимов течения с макровихрями, которые наиболее вероятны в кольцевых каналах в районе бандажных полок, Л. М. Зысиной-Моложен и М. П. Поляк на основе обобщения имеющихся в литературе опытных данных получена расчетная зависимость

$$\mathrm{Nu}=(A_1+A_2)\,\mathrm{Pr}^{0,33}\,\mathrm{Re}^{0,8}, \tag{3.16}$$

где $A_1=0{,}02\,(1+A^2\,\mathrm{Re}_u^2/\mathrm{Re}_a^2)^{-0,4}$;

$$A_2=0{,}038\,\left[0{,}5\,(h/r_{\text{п}})^{0,5}\,(A^2+\mathrm{Re}_a^2/\mathrm{Re}_u^2)^{-0,5}\right]^{0,8};$$

$$A=0{,}65\,(h/r_{\text{п}})^{-0,3};\quad \mathrm{Re}=\mathrm{Re}_a\left(1+A^2\,\frac{\mathrm{Re}_u^2}{\mathrm{Re}_a^2}\right)^{0,5};$$

$r_{\text{п}}$ — наружный радиус бандажной полки; h — высота кольцевого канала; Re_u — число Рейнольдса, подсчитанное по окружной скорости вращения; Re_a — число Рейнольдса, подсчитанное по осевой среднерасходной скорости в канале.

При формировании уравнения (3.16) определяющим размером была величина $2h$, определяющей температурой — температура ядра потока. Зависимость справедлива при изменении Re от $3\cdot10^3$ до 10^6, $\mathrm{Re}_u/\mathrm{Re}_a$ — от 0,01 до 10^4 и $h/r_{\text{п}}$ — от 0,04 до 0,44.

Следует иметь в виду, что зависимость (3.16) обобщает опытные данные по теплоотдаче, полученные в идеализированных условиях (плавный вход и выход при полностью стабилизированном течении потока).

Для определения коэффициентов теплоотдачи на поверхностях бандажных полок между гребешками можно использовать зависимости для лабиринтных уплотнений. Исследование теплоотдачи в лабиринтных уплотнениях выполнено в ряде работ. Установлено, что интенсивность теплоотдачи в лабиринтных уплотнениях значительно больше, чем в гладком кольцевом канале, и зависит от типа уплотнения, числа Рейнольдса и геометрических характеристик уплотнения (ширины радиального зазора δ над уплотнительными гребешками, высоты лабиринтной камеры h, расстояния между гребешками s и др.). Опыты на вращающихся и неподвижных моделях показали, что влияние вращения не наблюдается при $u/w\leqslant4$, где u — окружная скорость вращения, w — среднерасходная скорость потока в зазоре над гребешками. Анализ и сопоставление зависимостей, полученных различными авторами, выполнены в работе [2].

В первом приближении средний коэффициент теплоотдачи на поверхностях бандажных полок между гребешками можно определять по данным А. Л. Кузнецова и О. А. Журавлева:

для схем, приведенных на рис. 3.10, *б, в*, — по зависимости для прямоточного уплотнения

$$\mathrm{Nu}=0{,}043\,(h/\delta)^{-0,3}\,(s/\delta)^{-0,2}\,\mathrm{Re}^{0,8}; \tag{3.17}$$

для схемы, приведенной на рис. 3.10, *е*, — по зависимости для уплотнения со встречными гребешками

$$\mathrm{Nu}=0{,}135\,(h/\delta)^{-0,15}\,(s/\delta)^{-0,55}\,\mathrm{Re}^{0,8}. \tag{3.18}$$

При формировании уравнений (3.17) и (3.18) определяющим размером был 2δ, определяющей температурой — средняя статическая температура потока в лабиринтной камере, определяющей скоростью — среднерасходная скорость газа в зазоре над гребешками. Зависимость (3.17) справедлива при изменении числа Re от $1{,}8 \cdot 10^3$ до $2{,}2 \cdot 10^5$, s/δ от 2 до 160, h/δ от 2,8 до 18, а зависимость (3.18) — при изменении Re от $1{,}5 \cdot 10^3$ до $1{,}3 \cdot 10^5$, s/δ от 1,72 до 126 и h/δ от 2,91 до 21.

В заключение следует отметить, что имеющиеся в литературе зависимости получены для лабиринтных уплотнений с большим числом гребешков ($z \geqslant 6$), при небольших окружных скоростях ($u \leqslant 65$ м/с) и для стабилизированного теплообмена. Сведения о теплообмене на входных участках лабиринтных уплотнений немногочислены и противоречивы. Кроме того, условия входа в исследованных лабиринтных уплотнениях отличаются от условий входа в районе радиальных зазоров рабочих лопаток.

3.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛООТДАЧИ В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ РАБОЧЕГО КОЛЕСА РАДИАЛЬНО-ОСЕВЫХ ЦЕНТРОСТРЕМИТЕЛЬНЫХ ТУРБИН

Течение газа в рабочем колесе радиально-осевой центростремительной турбины имеет сложный пространственный характер. Это связано с наложением относительного циркуляционного течения на расходное течение потока в межлопаточных каналах. Кроме того, имеют место поворот потока в меридиональной плоскости и периодическая нестационарность. Массовые силы (Кориолиса, центробежные, подъемные) еще более усложняют характер течения.

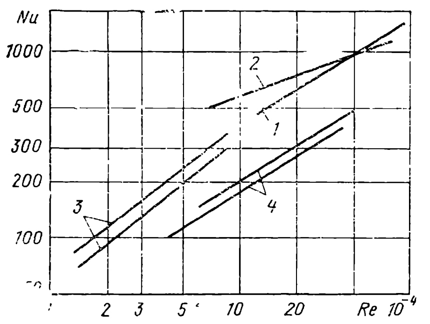
Вследствие указанных особенностей течения газа аналитическое определение коэффициентов теплоотдачи в настоящее время затруднительно. Поэтому все имеющиеся в литературе данные по этому вопросу относятся к экспериментальным исследованиям.

При обобщении опытных данных по теплоотдаче в рабочих колесах радиально-осевых турбин уравнения подобия должны быть дополнены комплексами, отражающими воздействие массовых сил.

При приближенном моделировании такими дополнительными комплексами являются: $s_{\text{вр}} = u_1/w_1$, где u_1, w_1 — соответственно окружная и относительная скорость на входе в рабочее колесо на расстоянии r_1 от оси вращения, и обобщенное число Грасгофа $\mathrm{Gr}_{\text{об}}$. Последнее отражает воздействие подъемных сил в неизотермичных потоках.

На рис. 3.11 даны результаты экспериментов по определению Nu в проточной части рабочих колес полуоткрытого типа. Как видно из рисунка, имеет место значительное (до двух...четырех) расхождение результатов у различных авторов. Это объясняется в основном различными условиями проведения опытов, а также разной геометрией исследованных рабочих колес.

Имеются работы, в которых довольно полно учтены особенности течения. В этих работах исследования проводили в условиях вращения и на натурных рабочих колесах.



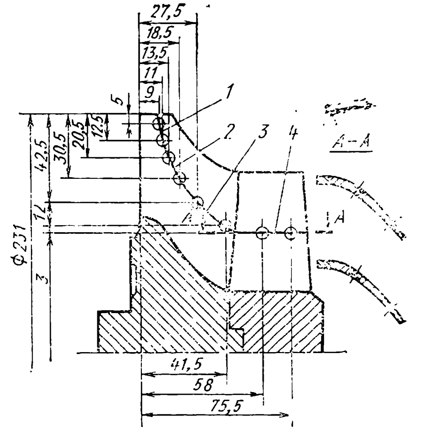


Рис. 3.11. Графики зависимости Nu от Re для проточной части рабочего колеса полуоткрытого типа радиально-осевой турбины:

1 — полученные по формуле Е. Г. Богословского; *2* — полученные по формуле Ж. В. Митчелла и Д. Е. Метцгера; *3* — полученные по формуле (3.19); *4* — полученные по формулам (3.20) и (3.21)

Рис. 3.12. Расположение датчиков на лопатках рабочего колеса открытого типа:

1, 2, 3, 4 — номера участков

В одной из работ коэффициенты теплоотдачи определяли решением обратной задачи теплопроводности на сеточных интеграторах. Судя по методике обработки опытных данных, в этой работе, по существу, определяли некоторые условные коэффициенты теплоотдачи с учетом теплоты, подводимой к диску от лопаток теплопроводностью.

Обобщение опытных данных выполнено с использованием уравнения подобия для теплоотдачи в начальном участке трубы при турбулентном режиме течения в виде

$$\mathrm{Nu} = 0{,}023\,\mathrm{Re}^{0{,}8}\,\mathrm{Pr}^{0{,}4} K_l, \qquad (3.19)$$

где K_l — поправочный коэффициент, учитывающий длину канала и степень турбулентности потока ε.

Для среднего коэффициента теплоотдачи при $(r_1 - r)/d_э = 1 \ldots 5$, где r_1 — радиус рабочего колеса на входе; r — текущий радиус; $d_э = 4F/П$; F, П — площадь проходного сечения и его периметр, поправочный коэффициент рекомендуется определять по соотношению

$$K_l = \frac{1{,}3 + 0{,}05\varepsilon}{[(r_1 - r)/d_э]^{0{,}07 + 0{,}005\varepsilon}},$$

а для местных коэффициентов теплоотдачи — по соотношению

$$K_l = \frac{1{,}35 + 0{,}04\varepsilon}{[(r_1 - r)/d_э]^{0{,}17 + 0{,}006\varepsilon}}.$$

На основании исследований для расчетов рекомендуется принимать ε в пределах от 12 до 18%.

В другой работе эксперименты проводили на воздушной турбине с поворотными сопловыми лопатками. Местные коэффициенты теплоотдачи определяли по методу регулярного теплового режима датчиками, установленными на межлопаточной поверхности диска и на обеих поверхностях лопаток. Опыты были проведены как на неподвижном, так и на вращающемся рабочем колесе при изменении частоты вращения от 27 до 140 c^{-1}. За определяющую скорость была взята относительная скорость на входе в рабочее колесо, за определяющую температуру — статическая температура в радиальном зазоре перед рабочим колесом. За определяющий размер для рабочих лопаток была принята длина средней линии лопатки, а для межлопаточной поверхности диска — длина средней линии этой поверхности.

На основе обобщения опытных данных для определения средних коэффициентов теплоотдачи при нулевом угле атаки на лопатках рабочего колеса было получено соотношение

$$\mathrm{Nu}=\left(0,137-0,0095\tilde{u}^{2,8}e^{-0,67\tilde{u}}\right)\mathrm{Re}^{0,677-0,027\exp(-1,64\tilde{u})}, \qquad (3.20)$$

а на межлопаточной поверхности диска — соотношение

$$\mathrm{Nu}=\left[0,1+1/(6,63\tilde{u}^2-8,42\tilde{u}+27)\right]\mathrm{Re}^{0,65}, \qquad (3.21)$$

где $\tilde{u}=u_1/w_1$.

Зависимость (3.20) справедлива при изменении Re от $0,87\cdot10^5$ до $4,7\cdot10^5$, а зависимость (3.21) — при изменении Re от $1\cdot10^5$ до $6\cdot10^5$. Параметр $\tilde{u}$ изменялся в опытах от 0,34 до 4,75.

Указанные исследования выполнены на рабочих колесах полуоткрытого типа.

Были выполнены исследования теплоотдачи в колесе открытого типа. Опыты проводили на воздушной турбине с поворотными сопловыми лопатками и с использованием метода регулярного теплового режима. Местные коэффициенты теплоотдачи определяли по показаниям датчиков, размещенных на обеих поверхностях лопаток вдоль их средней линии (рис. 3.12). Для вычисления средних коэффициентов теплоотдачи лопатки было выделено вдоль средней линии четыре характерных участка: *1* — от входной кромки лопатки протяженностью $5d_{вх}$ ($d_{вх}$ — диаметр входной кромки лопатки); *2* — от конца участка *1* до места, соответствующего повороту средней линии приблизительно на 35°; *3* — от конца участка *2* до входной кромки вращающегося выходного спрямляющего аппарата; *4* — на вращающемся выходном спрямляющем аппарате. Опыты проводили при нулевых углах атаки в условиях, близких к изотермическим, и при числе $\underset{\sim}{\mathrm{Ma}}$ на входе в рабочее колесо (в относительном движении) не более 0,2. Для выяснения влияния вращения на теплоотдачу изменяли частоту вращения колеса (от 0 до 150 c^{-1}) и углы установки лопаток соплового аппарата (24°6′, 35°24′, 53°48′, 90°). При вычислении чисел подобия за определяющие параметры принимали: длину

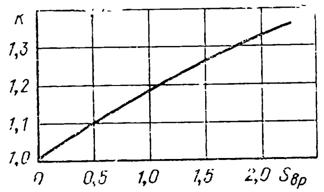


Рис. 3.13. График зависимости K от $S_{вр}$ для рабочего колеса открытого типа

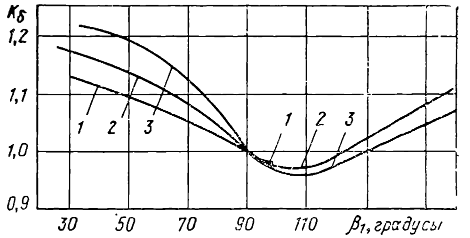


Рис. 3.14. График зависимости K_δ от β_1 для колеса полуоткрытого типа, построенного по данным Н. М. Ткачева:

$1 - \tilde{u} \approx 0{,}5$; $2 - \tilde{u} \approx 2{,}0$; $3 - \tilde{u} = 2{,}5 \ldots 3{,}0$

средней линии рабочей лопатки, отсчитываемую от входной до выходной кромки; статическую температуру в радиальном зазоре между сопловым аппаратом и рабочим колесом; относительную скорость на входе в рабочее колесо. Учет влияния вращения осуществлялся комплексом $S_{вр}$, зависящим от массовых сил (Кориолиса, центробежных).

Анализ экспериментов показывает, что при вращении коэффициенты теплоотдачи оказываются выше, чем в неподвижном колесе. Это иллюстрирует рис. 3.13, на котором приведена зависимость коэффициента интенсификации теплоотдачи K от комплекса $S_{вр}$ для среднего (по обводу лопаток) коэффициента теплоотдачи ($K = Nu/Nu_0$, где Nu — число Нуссельта во вращающемся рабочем колесе, Nu_0 — то же в неподвижном колесе). Обобщающая зависимость для среднего (по обводу лопаток) коэффициента теплоотдачи имеет вид

$$Nu = Nu_0 K = 0{,}084\, Re^{0{,}72}\, (1 + 0{,}184 S_{вр}^{0{,}814}). \tag{3.22}$$

Для всех участков лопатки значения коэффициентов теплоотдачи при вращении больше, чем в неподвижном колесе. В то же время на различных участках лопатки влияние вращения неодинаково.

Опытные данные для местной теплоотдачи на различных участках лопаток хорошо аппроксимируются зависимостью

$$Nu = Nu_0 K = A_0\, Re^{n}\, (1 + b S_{вр}^{n}). \tag{3.23}$$

Численные значения коэффициентов A_0, m, b и n приведены в табл. 3.1.

Зависимости (3.22) и (3.23) получены при изменении $S_{вр}$ от 0 до 2,07 и Re от $2{,}37 \cdot 10^5$ до $4{,}68 \cdot 10^5$.

Влияние угла атаки на теплоотдачу в рабочем колесе полуоткрытого типа было исследовано Н. М. Ткачевым. На рис. 3.14 в координатах K_δ, β_1 показано влияние угла натекания β_1 на $K_\delta = Nu_\delta/Nu$, где Nu_δ — число Нуссельта при угле атаки, отличном от

Таблица 3.1

Номер участка	Коэффициент							
	Поверхность низкого давления				Поверхность высокого давления			
	A_0	m	b	n	A_0	m	b	n
1	0,0255	0,868	0,292	0,929	0,026	0,869	0,089	0,592
2	0,0165	0,854	0,158	0,885	0,350	0,616	0,100	0,509
3	0,0495	0,732	0,217	0,985	0,235	0,624	0,223	0,828
4	0,041	0,754	0,224	0,925	0,323	0,617	0,187	0,831

нуля; Nu — число Нуссельта при нулевом угле атаки, т. е. при $\beta_1=90°$. В области положительных углов атаки ($\beta_1<90°$) интенсивность теплоотдачи увеличивается, а при отрицательных углах атаки ($\beta_1>90°$) — сначала уменьшается, а затем увеличивается. Как видно, наблюдается также изменение зависимостей по $\bar{u}$. Для межлопаточной поверхности диска влияние угла атаки на теплоотдачу оказалось незначительным.

3.5. ТЕПЛООБМЕН НА РАЗЛИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ТУРБИН ПРИ ЗАГРАДИТЕЛЬНОМ ОХЛАЖДЕНИИ

В высокотемпературных газовых турбинах охлаждаемыми элементами являются не только профильные части сопловых и рабочих лопаток, но также и корпус, торцевые стенки межлопаточных каналов лопаток и т. п. Наиболее распространенным способом охлаждения этих элементов является конвективно-пленочный.

По данным Х. Ноуза и др. при $T_г^*=1523$ К и использовании традиционных жаропрочных материалов на пленочное охлаждение торцовых поверхностей сопловых аппаратов необходимо около 0,4% относительного расхода охлаждающего воздуха $\bar{G}_{охл}$, а на воздушную завесу для корпуса в области радиального зазора и нижних полок рабочих лопаток — в среднем по (0,7 ...0,8) %.

Главной особенностью расчета эффективности пленочного охлаждения $\eta_{пл}$ и коэффициента теплоотдачи $\alpha_{пл}$ на торцовых стенках межлопаточных каналов при пленочном охлаждении является наличие поперечного (вдоль координаты z) градиента давления dp/dz. Последний обусловлен криволинейными обводами торцовой стенки и возникающими вследствие этого центробежными массовыми силами. В итоге в пристенном слое, т. е. как раз в области воздушной завесы, появляются вторичные течения. Они сносят воздушную завесу к спинке профиля (рис. 3.15). В этих течениях имеются так называемые вихревые шнуры, которые сообщают воздушной завесе закрутку. Эти вихревые течения подробно исследованы в работах Р. А. Грациани с соавторами и Л. С. Лангстона.

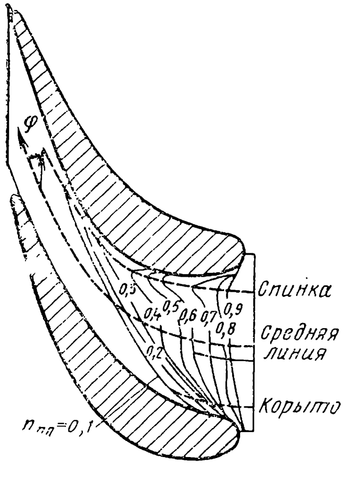


Рис. 3.15. Распределение эффективности пленочного охлаждения торцовой стенки межлопаточного канала при вдуве воздуха через щель, расположенную перед фронтом решетки

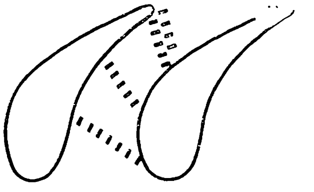


Рис. 3.16. Схема одного из оптимальных вариантов расположения четырех рядов отверстий на торцевой стенке межлопаточного канала соплового аппарата

Самым простым способом организации пленочного охлаждения торцовой стенки является вдув охлаждающего воздуха через тангенциальную щель перед фронтом решетки. Однако, как показали результаты исследования эффективности такого способа охлаждения, он не дает удовлетворительных результатов по причинам, приведенным ранее.

Для более равномерного распределения потока массы охлаждающего воздуха по защищаемой поверхности существуют более оптимальные варианты расположения отверстий для его вдува. Теоретическое исследование с целью оптимизации охлаждения торцовой стенки межлопаточного канала выполнено М. Р. Эйком с соавторами. В этом исследовании на конвективно-пленочное охлаждение торцовой стенки приходился 1% относительного расхода охлаждающего воздуха. Вариант, показавший наилучшие результаты, схематически представлен на рис. 3.16. Максимальная эффективность конвективно-пленочного охлаждения (с учетом охлаждения поверхности со стороны воздуха, в отверстиях и с газовой стороны) получилась при вдуве через четыре ряда отверстий с наклоном оси отверстий на 30° к вогнутой поверхности. Этот наклон частично компенсирует неблагоприятное воздействие на вдуваемый поток вторичных течений.

Расчет эффективности пленочного охлаждения $\eta_{пл}$ торцовой стенки межлопаточного канала соплового аппарата в первом приближении выполняют следующим образом. Сначала любым из известных приближенных методов (например, описанным в работе Л. Н. Шерстюка канальным методом) рассчитывают параметры потенциального течения в межлопаточном канале сопловой решетки. Затем определяют угол φ (см. рис. 3.15), характеризующий отклонение вектора скорости в пограничном слое от потенциальных линий тока (например, методом Н. М. Маркова). После этого для нескольких линий тока в области завесы с учетом угла φ выполняют расчет эффективности пленочного охлаждения $\eta_{пл_0}$ (см. разд.

2.3) вдоль линий тока. После этого определяют $\eta_{пл}$ для рассматриваемой поверхности по формуле

$$\eta_{пл.торц}=\varepsilon_\gamma\varepsilon_{дискр\beta}\varepsilon_M\varepsilon_T\varepsilon_{dp/dx}\varepsilon_{турб}\varepsilon_h\varepsilon_\alpha\varepsilon_{пл_0}, \tag{3.24}$$

Множители-поправки ε_γ, $\varepsilon_{дискр\,\beta}$, ε_M, ε_T, $\varepsilon_{dp/dx}$, $\varepsilon_{турб}$, ε_h учитывают соответственно влияние угла вдува, расположения отверстий, сжимаемости, неизотермичности, градиента давления, начальной степени турбулентности и высоты уступа.

Множитель-поправку ε_α, учитывающую влияние закрутки воздушной завесы в вихревых шнурах * вторичных течений на эффективность пленочного охлаждения, определяют по формуле

$$\varepsilon_\alpha=(1-\Delta\eta_\alpha/\eta_{пл_0}). \tag{3.25}$$

Величину $\Delta\eta_\alpha$ в соответствии с работой В. М. Репухова, К. А. Богачук-Козачук определяют по соотношению

$$\Delta\eta_\alpha=-6\cdot10^4\eta_{пл_0}\left[s/R\left(1-T^*_{охл}/T^*_г\right)(w_{охл}/w_г)^{-1,3}\right]^3\times$$
$$\times\,\mathrm{th}\,[0{,}013x/(s\cos\alpha)], \tag{3.26}$$

где s — высота щели (или эквивалентная высота щели $s_э$) для вдува охлаждающего воздуха; R — радиус кривизны линий тока в вихревых шнурах; α — угол закрутки воздушной завесы в вихревых шнурах.

Отметим, что условия эксперимента, при которых была получена формула (3.26), не совсем верно отражают специфику гидродинамических процессов. Поэтому требуются дальнейшие исследования непосредственно на моделях торцовых поверхностей межлопаточных каналов.

При оценочных расчетах множитель-поправку ε_α можно не учитывать.

Результаты расчета по формуле (3.24) для условий эксперимента М. Блэра представлены на рис. 3.17.

В случае недостаточно равномерного распределения $\eta_{пл}$ по защищаемой поверхности торцовой стенки необходимо изменить координаты отверстий для вдува охлаждающего воздуха и повторить расчет. Таким образом, метод оптимизации конвективно-пленочного охлаждения торцовых поверхностей соплового аппарата базируется на вариантных расчетах.

Коэффициент теплоотдачи при пленочном охлаждении торцовой стенки межлопаточного канала, как и в разд. 2.3, можно определять, используя два подхода.

Если основываются на уравнении для турбулентного пограничного слоя (2.62), то коэффициент теплоотдачи $\alpha_{пл}$ определяют по формуле

$$\alpha_{пл}=\Psi_m\Psi_T\Psi_{изл}\Psi_{турб}\Psi_M\Psi_{нест}\alpha_0(x), \tag{3.27}$$

---

* Здесь допускается, что вихревые шнуры, зарождающиеся около вогнутой поверхности, состоят из газового потока и воздушная завеса закручивается ими, как вращающимся цилиндром.

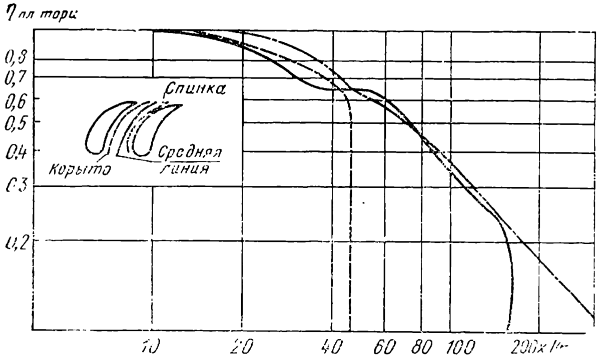


Рис. 3.17. Результаты приближенного расчета $\eta_{пл \cdot торц}$ торцовой стенки межлопаточного канала, выполненного при $Re = 2{,}25 \cdot 10^{-3}$; $m = 0{,}75$; $T_г^* = 310$ К; $T^*_{охл} = 294$ К; $s = 1{,}65$ мм

где $\alpha_0(x)$ — коэффициент теплоотдачи в стандартных условиях, определяемый по формуле (2.62); Ψ_m, Ψ_T, $\Psi_{изл}$, $\Psi_{турб}$, $\Psi_М$, $\Psi_{нест}$ — множители-поправки, рассчитываемые по соотношениям, приведенным в разд. 2.2.

Влияние закрутки газовой завесы вторичными течениями на теплоотдачу учитывают введением в уравнение (2.62) Re_x, определенного по эффективной скорсти

$$w_{эф} = w_x / \cos \alpha, \tag{3.28}$$

где w_x — скорость потока в пристенном слое вдоль линий тока с учетом отклонения на угол φ (см. рис. 3.15). По данным работы [24] такой подход правомерен при относительно слабой закрутке, характерной для рассматриваемого случая.

При использовании уравнений подобия, полученных экспериментальным путем для торцовых поверхностей межлопаточных каналов, нужно учитывать только влияние вдува:

$$\alpha_{пл.торц} = \Psi_m \Psi_h \Psi_{h_1} \alpha_{торц_0}, \tag{3.29}$$

где $\alpha_{торц_0}$ — коэффициент теплоотдачи для торцовой поверхности.

Влияние вдува на начальном участке определяют по соотношению (2.63), а на переходном участке — по результатам, полученным при исследовании теплоотдачи на торцовой стенке межлопаточного канала с пленочным охлаждением [11]:

$$\Psi_{m\,перех} = 0{,}49 m^{1{,}885} Re_x^{0{,}845 m^{-0{,}15} - 0{,}8}. \tag{3.30}$$

Для средней теплоотдачи ($\alpha_{пл.ср}$) при практически важных значениях интенсивности вдува $m \leqslant 1{,}0$ величина $\Psi_{m\,перех.ср} \approx 0{,}9$.

При расчете граничных условий теплообмена на торцовой стенке межлопаточного канала рабочих лопаток необходимо учитывать влияние вращения.

Анализ воздействия центробежной массовой силы на теплоотдачу около охлаждаемой торцовой поверхности вращающейся рабочей решетки показывает [23], что в рассматриваемом случае должно иметь место увеличение теплоотдачи и уменьшение эффективности пленочного охлаждения $\eta_{пл}$.

Проведенные эксперименты показали, что при пленочном охлаждении торцовой стенки межлопаточного канала без предварительной закрутки вдуваемого потока воздуха сплошность завесы сохраняется только на коротком начальном участке межлопаточного канала. Сравнение результатов этих экспериментов с идеализированными значениями $\eta_{пл_0}$ при $x/ms = \text{idem}$ показывает, что в исследованном случае эффективность пленочного охлаждения $\eta_{пл}$ меньше величины $\eta_{пл_0}$ примерно на 50% во всем исследованном диапазоне $x/(ms)$.

Можно предположить, что предварительная закрутка охлаждающего воздуха увеличивает эффективность $\eta_{пл.торц.р}$ на торцовой стенке межлопаточного канала вращающейся рабочей решетки. Это дает возможность избежать больших отрицательных углов атаки для вдуваемого воздуха в относительном движении, приводящих к преждевременному размыванию завесы.

Расчет эффективности пленочного охлаждения торцовой стенки рабочего колеса турбины для случая вдува воздуха без закрутки можно в первом приближении выполнять по соотношениям (2.49) ... (2.53) для идеализированных условий с последующим уменьшением вычисленных значений примерно на 50%.

При наличии предварительной закрутки охлаждающего воздуха до значений его параметров, соответствующих безударному входу в межлопаточный канал, следует основываться на соотношении

$$\eta_{пл.торц.р} = \varepsilon_{вр} \eta_{пл.торц}. \tag{3.31}$$

Для расчета множителя-поправки $\varepsilon_{вр}$, учитывающей наличие предварительной закрутки охлаждающего воздуха, можно использовать формулу (3.25) для расчета ε_z и формулу (3.26), в которой для данного случая $R = R_s / \sin \alpha_1^2$, где R_s — средний радиус расположения щели для вдува охлаждающего воздуха, а α_1 угол выхода потока из сопловой решетки. Величину $\eta_{пл.торц}$ определяют по формуле (3.24). Коэффициент теплоотдачи на торцовой стенке межлопаточного канала вращающегося рабочего колеса можно определить по формуле

$$\alpha_{пл.торц.р} = \Psi_m \Psi_h \Psi_{h_1} \Psi_{вр} \alpha_{торц_0}, \tag{3.32}$$

где $\alpha_{торц_0}$ — коэффициент теплоотдачи на торцовой стенке межлопаточного канала без вдува.

Поправку $\Psi_{вр}$, учитывающую влияние вращения рабочего колеса, определяют по соотношению [9]

$$\Psi_{вр} = 1 + 1{,}1 S_u^{0.59}, \tag{3.33}$$

где $S_u = uh/(w_2 d_{ср})$; h — высота лопатки.

В некоторые конструкции высокотемпературных турбин вводят конвективно-пленочное охлаждение корпуса турбины. При этом вдув осуществляют, в частности, в области осевого зазора между сопловой и рабочей решетками. В первом приближении эффективность пленочного охлаждения корпуса $\eta_{\text{пл.корп}}$ можно оценивать по формуле

$$\eta_{\text{пл.корп}} = \varepsilon_\gamma \varepsilon_{\text{дискр}\beta} \varepsilon_{M} \varepsilon_T \varepsilon_{dp/dx} \varepsilon_{\text{турб}} \varepsilon_h \varepsilon_\alpha \eta_{\text{пл}_0}, \tag{3.34}$$

где $\eta_{\text{пл}_0}$ — величина, определяемая по формулам (2.49) ... (2.53); ε_α — множитель-поправка, учитывающая влияние закрутки завесы основным потоком.

Исследования Н. Е. Шишкина и Н. А. Дворникова показывают, что закрутка завесы в цилиндрическом канале снижает $\eta_{\text{пл}}$, особенно недалеко от места вдува. При $x/s_э > 60$ влияние закрутки исчезает.

Расчет коэффициентов теплоотдачи для рассматриваемого случая можно выполнять по соотношениям разд. 3.2, учитывая влияние вдува по соотношениям (2.63), (2.64).

Количество работ, посвященных исследованию эффективности пленочного охлаждения радиально-осевой турбины, невелико.

Величину $\eta_{\text{пл}}$ для радиально-осевой турбины определяют, используя соотношение

$$X = \mathrm{Re}_г^{-0,25} m^{-1,3} \theta^{-1,25} \frac{r_п - x}{2,25 s} \left[\left(\frac{r_п - x_s}{r_п - x} \right)^{0,25} - 1 \right], \tag{3.35}$$

где $r_п$ — радиус периферийной части лопатки.

На начальном участке, при $X < 1,5$,

$$\eta_{\text{пл}} = 1, \tag{3.36}$$

на переходном участке, при $1,5 \leqslant X < 7,3$,

$$\eta_{\text{пл}} = (1/0,66X)^{-0,36}; \tag{3.37}$$

на основном участке, при $X \geqslant 7,3$,

$$\eta_{\text{пл}} = (1/3,26X)^{-1,2}. \tag{3.38}$$

В первом приближении влияние на $\eta_{\text{пл}}$ таких фактов, как угол γ, расположение отверстий и т. д. можно оценить по рекомендациям разд. 2.3.

За неимением прямых исследований теплоотдачи при пленочном охлаждении рабочего колеса радиально-осевой турбины расчет $\alpha_{\text{пл}}$ можно вести с использованием формул (3.19) ... (3.23) с учетом поправки Ψ_m на влияние вдува, определяемой по соотношениям (2.63), (2.64).

3.6. ТЕПЛООТДАЧА В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ

Теплоотдача от воздуха к профильной части лопаточных аппаратов. В разд. 1 указано на необходимость охлаждения элементов высоконапорных осевых компрессоров современных и перспективных ГТД. Рациональное их проектирование, т. е. обеспечение требуемых запасов прочности при минимальных массе и габаритных размерах, требует подробных сведений о температурном состоянии деталей на основных и переходных режимах. Последнее, в свою очередь, требует, чтобы были известны коэффициенты теплоотдачи от воздуха к различным элементам проточной части.

В особенности это касается таких элементов ротора компрессора, как лопаточные аппараты рабочего колеса и спрямляющего аппарата; торцовые поверхности межлопаточных каналов; поверхности корпуса компрессора в осевых зазорах и между рабочим колесом и спрямляющим аппаратом, а также в районе радиальных зазоров над рабочими лопатками.

Течение воздуха в лопаточных решетках осевого компрессора является преимущественно диффузорным и имеет склонность к срывам и вихреобразованию. Напротив, в турбинных решетках течение главным образом конфузорное, ускоренное и более устойчивое к срывам потока. Поэтому закономерности теплообмена, полученные в опытах на решетке турбинных лопаток, нельзя переносить на лопатки компрессорных решеток.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что последние всегда проектируют из условия безотрывного их обтекания на расчетном режиме. В связи с этим некоторые авторы рекомендуют при расчете коэффициентов теплоотдачи в компрессорных лопаточных решетках использовать закономерности локальной теплоотдачи, полученные в опытах с плоскими диффузорами, при безотрывном их обтекании. Одна из таких формул приведена в работе [8].

На основе сравнительного анализа имеющихся в литературе данных С. З. Копелев и С. В. Гуров рекомендуют [9] определять среднюю интенсивность теплоотдачи на рабочих и спрямляющих лопатках осевого компрессора по зависимости для плоской пластины при турбулентном безотрывном ее обтекании

$$\alpha_л = 0{,}032\lambda/b\,(wb\rho/\mu)^{0,8}. \qquad (3.39)$$

При использовании этой зависимости за характерный линейный размер принимают длину хорды профиля b, а за определяющие параметры — параметры потока перед соответствующей решеткой.

Для примера на рис. 3.18, *а* показаны результаты расчета $\alpha_л$ по формуле (3.39) в трех последних ступенях высоконапорного осевого компрессора двухвального ГТД.

Теплоотдача к корпусу над рабочим колесом. Как и в турбинах (см. разд. 3.2), характер течения воздуха вблизи поверхности корпуса компрессора отличается большой сложностью. На различных участках он различен. Поэтому особо важные участки: над лопатками рабочего колеса, район торцов межлопаточных каналов спрямляющих аппаратов, осевые зазоры — при детальных расчетах целесообразно рассматривать раздельно.

Вблизи корпуса в районе радиального зазора наблюдается сложное, периодически нестационарное, вихревое течение. Оно обусловлено перетеканием воздуха через радиальный зазор над торцами лопаток, выбросами воздуха центробежными силами из межлопаточных каналов, меньшим углом закрутки воздуха по сравнению с углом закрутки основного потока и др.

Результаты опытов, выполненных на осевом шестиступенчатом компрессоре с $\pi_к=5{,}8$, приведены в работе [8]. При $\mathrm{Re}=2\cdot10^5$ ... ... $5\cdot10^6$ получено уравнение подобия

$$\mathrm{Nu}_к=\alpha_к s/\lambda_1=0{,}047\,\mathrm{Re}_1^{0,8}\,\mathrm{Pr}_1^{0,4}. \qquad (3.40)$$

При использовании этого уравнения за определяющую температуру принята температура торможения воздуха в абсолютном движении на входе в колесо; за определяющий линейный размер — ширина лопаток s на периферии; плотность была определена по статическому давлению в периферийном сечении перед колесом; скорость абсолютного движения.

Результаты расчетов $\alpha_к$ по формуле (3.40) в районе радиального зазора трех последних ступеней осевого компрессора двухвального ТРД ($G_{охл}=240$ кг/с, $\pi_к{}^*=25$) показаны на рис. 3.18, *б*.

Из имеющихся в литературе данных по исследованию теплоотдачи закрученных потоков в трубах с лопаточными завихрителями и в турбинах наиболее схожими по физической картине течения являются данные, полученные на участке корпуса турбины за рабочим колесом. Для оценочных расчетов средней теплоотдачи к корпусу в районе осевого зазора между рабочим колесом и спрямляющим аппаратом может быть использована формула:

$$\mathrm{Nu}_{\delta_a}=\alpha\delta_a/\lambda_2=0{,}037\,\mathrm{Re}_{\delta_a}^{0,8}\,(1+1{,}24\,\mathrm{ctg}^{0,8}\alpha_{2п}). \qquad (3.41)$$

Здесь δ_a — длина осевого зазора за рабочим колесом компрессора — характерный линейный размер. Определяющие параметры: осевая составляющая скорости c_{2a}, температура T_2 и давление p_2, а также угол выхода из колеса $\alpha_{2п}$ — относятся к периферийному сечению за рабочим колесом. Формула подтверждена опытами при $\mathrm{Re}_{\delta_a}=1{,}2\cdot10^5\ ...\ 4\cdot10^5$; $\alpha_{2п}=(30\ ...\ 90)°$.

Важно подчеркнуть, что (см. рис. 3.18, *б*, поз. *2*) теплоотдача к рассматриваемому участку корпуса осевого компрессора, даже при сравнительно небольшой закрутке потока, интенсивнее, чем при турбулентном течении в трубе.

Результаты исследования теплоотдачи от газа к торцовым поверхностям межлопаточных каналов спрямляющего аппарата осевого компрессора приведены в работе [8, 9]. На участке корпуса, в зоне спрямляющих аппаратов, наряду с продольными положительными градиентами давления, существенное влияние на теплоотдачу оказывают поперечные градиенты давления, возникающие из-за поворота потока в решетке. Вызываемые ими вторичные течения интенсифицируют теплообмен. Кроме того, пристенный поток на входе в спрямляющий аппарат, по-видимому, имеет повышенную степень турбулентности, индуцируемую вращением колеса.

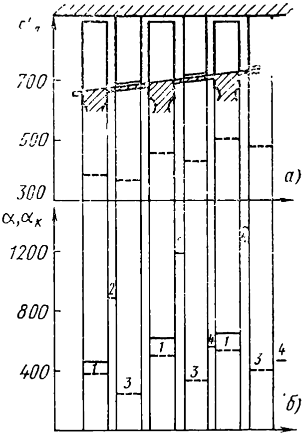


Рис. 3.18. Диаграмма распределения коэффициентов теплоотдачи воздуха по длине проточной части трех последних ступеней высоконапорного осевого компрессора:

а — к лопаткам; *б* — к участкам корпуса; *1* — над рабочим колесом; *2* — в зазоре между рабочим колесом и спрямляющим аппаратом; *3* — к торцовой поверхности межлопаточных каналов; *4* — за спрямляющим аппаратом; ———— данные авторов; — — — — данные С. З. Копелева и С. В. Гурова

В работе [9] для межлопаточных каналов рекомендована расчетная формула, полученная на основе опытных данных:

$$\mathrm{Nu} = 0{,}03\,\mathrm{Re}^{0{,}8}\,\mathrm{Pr}^{0{,}4}. \tag{3.42}$$

За определяющую температуру была принята температура торможения перед спрямляющим аппаратом; за определяющий размер — $d_э = 4F/П$, где $F = (F_1 + F_2)/2$; F_1, F_2 — площади проходных сечений на входе и выходе из спрямляющего аппарата; П — длина окружности среднего диаметра кольца.

Авторы работы [8] рекомендуют при пользовании формулой (3.42) уменьшать показатель степени у Re от 0,8 до 0,65 при переходе от последних ступеней к первым с соответствующим изменением коэффициента перед правой частью.

На рис. 3.18, *б* показаны результаты расчетов с использованием формулы (3.42) α для межлопаточных каналов спрямляющих аппаратов трех последних ступеней высоконапорного осевого компрессора (поз. *3*).

Для прикидочных расчетов $\alpha_к$ на участке корпуса за спрямляющим аппаратом (перед рабочим колесом следующей ступени) можно воспользоваться данными для участка за направляющими лопатками промежуточных турбинных ступеней, т. е. формулой (3.7). На рис. 3.18, *б* показаны результаты такого расчета (поз. *4*).

3.7. ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ И РЕАКТИВНЫХ СОПЛАХ

Камеры сгорания и реактивные сопла не испытывают особо больших силовых нагрузок. Тем не менее определение их температурного состояния необходимо выполнять с большой тщательностью. Связано это с тем, что возможный неравномерный нагрев различных участков стенок вызывает появление температурных напряжений и, как следствие: нарушение расчетных геометрических соотношений, коробление, и даже разрушение, жаровых труб.

В задачу охлаждения камер сгорания и реактивных сопел входит не только обеспечение заданного уровня температур стенок $T_{ст}$, но и небольших градиентов температур в них как в окружном dT/du, так и в продольном dT/dx направлениях. Методика расчета теплообмена между рабочим телом и стенками камер сгорания во многом зависит от их конструкции и принятого способа охлаждения.

Каждому из способов охлаждения присущи свои особенности в закономерностях теплообмена, которые и учитывают при определении граничных условий теплоотдачи.

Оценочные расчеты $T_{ст}$ часто выполняют на основе суммарных теплообменных характеристик — зависимостей, полученных на основании опытов и имеющих вид

$$\theta_{ср} = \frac{T_г^* - T_{ст.ср}}{T_г^* - T_{охл.вх}^*} = f_1(\bar{G}_{охл}) \tag{3.43}$$

или

$$\theta_{max} = \frac{T_г^* - T_{ст\,max}}{T_г^* - T_{охл.вх}^*} = f_2(\bar{G}_{охл}). \tag{3.44}$$

Здесь $\theta_{ср}$, θ_{max} — средняя и максимальная суммарная теплообменные характеристики; $T_{ст.ср}$, $T_{ст\,max}$ — искомые средняя или максимальная температуры стенки; $\bar{G}_{охл} = G_{охл}/G_г$ или $\bar{G}_{охл} = \frac{G_{охл}/F_{охл}}{G_г/s_{ж.т}}$ — расходный параметр; $F_{охл}$, $s_{ж.т}$ — площади охлаждаемой поверхности и поперечного сечения жаровой трубы; $T_г^*$, $T_{охл.вх}^*$ — осредненная температура газа в камере и воздуха на входе в систему охлаждения.

В авиационных ГТД $T_{г.ср} \leqslant 1100$ К, $T_{ст\,max} \leqslant 1200$ К. Детальный расчет температур выполняют по упрощенной методике с раздельным учетом передачи теплоты конвекцией и излучением. Эта методика является универсальной. В особо напряженных условиях температуры определяют по уточненной методике с учетом совокупного воздействия тепловых потоков от факела к стенке. И от стенки к факелу, а также взаимодействия этих потоков. Для детального расчета температур в жаровой трубе необходимо предварительно определить граничные условия теплообмена между газовым факелом и охлаждающим воздухом.

Снаружи трубчато-кольцевая камера сгорания охлаждается вторичным воздухом, протекающим между ее стенкой и корпусом. По мере продвижения воздуха часть его, попадая через отверстия внутрь камеры сгорания, идет для пленочного охлаждения внутренней поверхности и разбавления продуктов сгорания. Числа Re и тепловые потоки от стенки к воздуху в условиях натурных камер сгорания ГТД обычно таковы, что можно пренебречь как влиянием одностороннего подвода теплоты [9], так и влиянием оттока массы через отверстия. Камеру сгорания условно расчленяют на несколько участков по длине и для каждого из них определяют среднюю теплоотдачу. Сложнее обстоит дело с определением интенсивности теплоотдачи внутренней стороны жаровой трубы. Излучающий факел, высокая степень турбулентности потока (до 30%), недостаток опытных данных, полученных непосредственно для камер сгорания служат причиной больших погрешностей 20% и более в определении $\alpha_г$.

Ю. М. Пчелкин на основе опытов А. А. Гухмана и Н. В. Илюхина для определения конвективной составляющей коэффициента теплоотдачи газов средней по длине камеры сгорания (ее участка) $\alpha_{г.конв}$ рекомендует формулу

$$\alpha_{г.конв}=0{,}0206c_p\mu^{0,18}G_г^{0,82}/d_э^{1,82}(T_{г.ф}/T_{ст})^{0,35}, \tag{3.45}$$

где c_p, μ — удельная теплоемкость и динамическая вязкость рабочего тела, отнесенные к $T_{ст}$; $G_г$ — расход газа в жаровой трубе; $d_э$ — эквивалентный диаметр жаровой трубы; $T_{г.ф}$ — характерная средняя температура газа, определяемая по формуле

$$T_{г.ф}=T^*_{охл.вх}+c\left(T^*_{г.ф}-T_{охл.вх}\right). \tag{3.46}$$

Опытный коэффициент $c=0{,}5 \dots 0{,}8$; $T^*_{г.ф}$ — температура факела, т. е. теоретическая температура газа в зоне горения при соответствующем коэффициенте избытка воздуха.

В результат, полученный по формуле (3.45), следует еще внести поправку на влияние степени турбулентности ε (множитель-поправка K_ε) и на влияние защитной воздушной пленки (множитель-поправка $K_{пл}$). Таким образом, конвективная составляющая коэффициента теплоотдачи

$$\alpha'_{г.конв}=\alpha_{г.конв}K_\varepsilon K_{пл}. \tag{3.47}$$

Считая, что степень турбулентности в опытах А. А. Гухмана и Н. В. Илюхина $\varepsilon\approx 5\%$, получаем

$$K_\varepsilon\approx 0{,}7(1+\varepsilon)^{0,2}. \tag{3.48}$$

В формулу (3.48) ε подставляют в процентах.

Следует учитывать, что пленка в камере сгорания быстро размывается, так что фактически существует лишь начальный участок пленки, где $K_{пл}\approx 1{,}25 \dots 1{,}4$.

Конвективная составляющая теплового потока от газа к стенке в высоконапорных камерах сгорания может достигать 1/5, и даже 1/3, части лучистого теплового потока.

Плотность радиационного теплового потока от факела к стенке жаровой трубы

$$q_ф=\frac{Q_ф}{F_{ж.т}}=\varepsilon'_{ст}\varepsilon_g c_0\left[(T^*_{г.ф}/100)^4-(T_{ст}/100)^4\right], \tag{3.49}$$

где $Q_ф$ — количество теплоты, передаваемое от факела к стенке жаровой трубы за счет радиационного теплообмена; c_0 — коэффициент лучеиспускания абсолютного черного тела; $F_{ж.т}$ — площадь внутренней поверхности жаровой трубы; $\varepsilon_{ст}'=0{,}5(1+\varepsilon_{ст})$ — приведенная степень черноты оболочки; $\varepsilon_g=0{,}07 \dots 0{,}1$ — условная степень черноты пламени; $\varepsilon_{ст}$ — степень черноты поверхности (для жаровых труб можно принимать $\varepsilon_{ст}=0{,}8 \dots 1$).

Поскольку в формулы (3.45) и (3.49) входит искомая температура стенки, то ею в первом приближении необходимо задаваться ($T_{ст}=1000 ... 1150$ К), а затем провести расчет во втором, а при необходимости и в третьем приближениях. При достаточно высокой температуре стенки жаровой трубы и сравнительно «холодном» корпусе часть теплоты от стенки лучеиспускания будет передаваться последнему.

Плотность теплового потока может быть найдена по формуле, аналогичной формуле (3.49):

$$q=Q_{луч}/F'_{ж.т}=\varepsilon_{п}c_0\left[(T^*_{ст}/100)^4-(T_{к}100)^4\right], \tag{3.50}$$

где $F'_{ж.т}$ — площадь наружной поверхности жаровой трубы; $\varepsilon_{п}=[1/\varepsilon_{ж.т}+F'_{ж.т}/F_{к}(1/\varepsilon_{к}-1)]^{-1}\approx 0,65 ... 0,7$ — приведенная степень черноты; $\varepsilon_{ж.т}$, $\varepsilon_{к}$ — соответственно степень черноты поверхностей жаровой трубы и корпуса. Температурой корпуса $T_{к}$ в первом приближении приходится задаваться $[T_{к}\approx T^*_{охл.вх}(0,85+0,15T_{ст}/T^*_{охл.вх})$ а затем уточнять ее в последующих приближениях.

Конвективную теплоотдачу и радиационные тепловые потоки внутри жаровой трубы определяют так же, как и в предыдущем случае.

Основное отличие заключается в расчете теплоотдачи от стенки к охлаждающему воздуху. При струйном натекании охлаждающего воздуха на стенку жаровой трубы или на ее отдельные участки количественную оценку теплоотдачи можно выполнить по приведенным в разд. 4.1 формулам.

Более подробные и более точные рекомендации для расчета теплоотдачи при большом числе струй и в условиях сносящего потока содержатся в работе [1].

Вначале по уравнению подобия при стабилизированном турбулентном течении воздуха в трубах и каналах определяют число Нуссельта $\mathrm{Nu}_{i_0}=0{,}018\,\mathrm{Re}^{0,8}_{d_э}$. Число $\mathrm{Re}_{d_э}$ вычисляют по текущему расходу воздуха G_i в данном сечении канала, с диаметром $d_э$. Затем по формуле

$$\mathrm{Nu}_i=\mathrm{Nu}_{i_0}K_{стр} \tag{3.51}$$

находят числа Нуссельта Nu_i и коэффициенты теплоотдачи в условиях струйного натекания воздуха. В работе [3] предложены формулы для расчета множителя-поправки $K_{стр}$.

При локальном теплообмене, когда $\bar{f}=0{,}56\cdot10^{-2} ... 0{,}57\cdot10^{-1}$, используют формулу

$$K_{стр}=\frac{10}{(x/d_э)^{0,95}\bar{f}^{0,4}}, \tag{3.52}$$

когда $\bar{f}=0{,}82\cdot10^{-1} ... 0{,}185$, —

$$K_{стр}=\frac{0{,}75}{(Af)^{0.4}(x/L)^{1,35}}. \tag{3.53}$$

При среднем теплообмене, когда $\bar{f}=0,56\cdot10^{-2}\dots0,57\cdot10^{-1}$, используют формулу

$$K_{\text{стр}}=\frac{10}{(l/d_э)^{0,95}\bar{f}^{0,4}}, \tag{3.54}$$

когда $\bar{f}=0,82\cdot10^{-1}\dots0,185$, —

$$K_{\text{стр}}=\frac{1}{A^{0,45}(l/d_э)^{1,25}f^{0,4}}. \tag{3.55}$$

В формулах (3.52), ..., (3.55) $\bar{f}=f_{\text{отв}}/f_{\text{охл}}$ — отношение площади отверстия $f_{\text{отв}}$ к площади сечения канала подвода охлаждающего воздуха $f_{\text{охл}}$; l — длина участка осреднения; x — продольная координата места, где определяется локальное значение $\alpha(x)$; $A=\mu\bar{f}\times\times\sqrt{1+\xi_{\text{кап}}}$; μ — коэффициент расхода перфорированной пластины*; $\xi_{\text{кап}}=0,5\ \lambda_{\text{тр}}/(L/d_э)$ — коэффициент сопротивления канала; $\lambda_{\text{тр}}$ — коэффициент трения; L — полная длина канала. Формулы получены при $\mathrm{Re}_{d_э}=(2\dots7,2)\cdot10^3$; $\bar{f}=0,56\cdot10^{-2}\dots0,33$; $d_э/d_{\text{отв}}=1\dots32$ ($d_{\text{отв}}$ — диаметр отверстия); $x/d_э=2\dots50$; $m=1\dots8$.
Средние коэффициенты теплоотдачи отнесены к разности осредненной температуры стенки $T_{\text{ст.ср}}$ и температуры воздуха $T_{\text{охл.вх}}$ на входе в охлаждающий канал. Теплофизические параметры воздуха определяют по среднеарифметической температуре $T_{\text{ср}}=(T_{\text{ст.ср}}+$ $+T_{\text{охл}})/2$.

В заключение укажем, что в реактивных соплах ГТД теплоотдачу рассчитывают по параметрам газа и охлаждающего воздуха на базе уравнений подобия для течений в трубах, кольцевых каналах и над пластинами.

Методы охлаждения и расчета теплового состояния стенок форсажных камер ТРД и ТРДД детально рассмотрены в работе С. З. Копелева и С. В. Гурова [8].

4. ТЕПЛООТДАЧА В КАНАЛАХ ЛОПАТОК И НА ПОВЕРХНОСТИ РОТОРОВ ТУРБИН И КОМПРЕССОРОВ

4.1. ТЕПЛООТДАЧА В ОХЛАЖДАЮЩИХ КАНАЛАХ СОПЛОВЫХ ЛОПАТОК

Точность расчета термонапряженного состояния лопаток турбин, их запасы прочности зависят от точности задания коэффициентов теплоотдачи охлаждающего воздуха $\alpha_{\text{охл}}$ не в меньшей мере, чем от точности задания коэффициента теплоотдачи газа.

Поэтому погрешности в определении $\alpha_{\text{охл}}$ должны быть достаточно малыми (менее 10%). К сожалению, добиться этого нелегко. Ввиду сложности течений в каналах, многообразия форм последних, интенсивного и неравномерного тепло-

* Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 559 с.

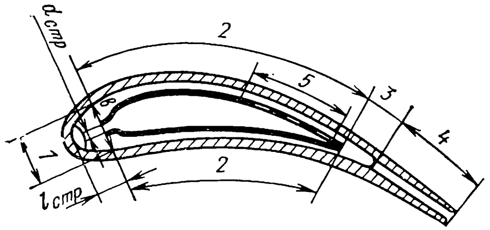


Рис. 4.1. Схема расположения участков и каналов охлаждения в сопловой лопатке дефлекторного типа:

1 — участок охлаждения входной кромки; 2 — участок охлаждения корыта и спинки лопатки; 3 — участок воздушной полости за кормой дефлектора; 4 — участок выпускных каналов на выходной кромке; 5 — участок струйного охлаждения через перфорированную стенку дефлектора; b — ширина внутренней полости в плоскости среза носика дефлектора; $d_{стр}$ — диаметр струи; $l_{стр}$ — расстояние от носика дефлектора до стенки входной кромки (длина струи)

отвода, использования в охлаждающих каналах различных интенсификаторов теплоотдачи аналитические методы оказываются малоэффективными. Для определения $\alpha_{0:л}$ следует использовать рекомендации, разработанные на основе результатов опытных исследований, физического моделирования и при соответствующих режимах течения.

Как правило, режим течения в охлаждающих каналах авиационных ГТД турбулентный и только на больших высотах (15 км) может появиться ламинарный режим.

В высокотемпературных авиационных ГТД наиболее широко применяются сопловые лопатки со вставным дефлектором и поперечным течением охлаждающего воздуха (рис. 4.1). Коэффициенты теплоотдачи от стенок лопатки к воздуху оказываются существенно различными на разных участках внутреннего обвода профиля. Поэтому их целесообразно определять раздельно в зоне входной кромки, в каналах вдоль спинки и корыта лопатки; на участке струйного охлаждения (или в зоне расположения иных интенсификаторов охлаждения), в зоне выходной кромки.

На участке 1 (см. рис. 4.1) входная кромка охлаждается струями воздуха, вытекающими из отверстий в носике дефлектора.

Опыты свидетельствуют, что местные коэффициенты теплоотдачи в зоне «пятна» от натекающей на стенку лопатки струи могут многократно возрастать по сравнению с коэффициентами теплоотдачи при стабилизированном течении в трубах при тех же режимных условиях.

По данным работы Р. Е. Гауглера коэффициент теплоотдачи $\alpha_{стр}$ в области торможения струи на поверхности входной кромки можно определять, используя формулу

$$St_{стр}=0{,}355\,Re^{-0{,}27}(f/b)^{-0{,}52}, \qquad (4.1)$$

где f — площадь пятна.

Число Стантона $St_{стр}=\alpha_{стр}/(\rho w c_p)_{стр}$ рассчитывают по ρ, w и c_p на срезе выпускного отверстия в носике дефлектора. При определении Re за характерный линейный размер принят диаметр струи $d_{стр}$, за определяющие параметры — те же параметры, что при определении $St_{стр}$.

По опытным данным С. В. Гурова [8] средний по внутреннему обводу входной кромки коэффициент теплоотдачи можно определить с использованием формулы

$$\mathrm{Nu}_{\text{охл}}=0{,}0984\,\mathrm{Re}_{\text{охл}}^{0{,}71}\left(\frac{d_{\text{стр}}}{l_{\text{стр}}}\ \frac{F_{\text{вых}}}{F}\ \frac{\mu_{\text{вых}}}{\mu}\right)^{-0{,}306}K, \tag{4.2}$$

где $\mathrm{Nu}_{\text{охл}}=\alpha_{\text{стр}\,I}d_{\text{стр}}/\lambda_{\text{охл}}$;

$\mathrm{Re}_{\text{охл}}$ — число, определяемое по приведенному гидравлическому диаметру струи $d_{\text{стр}}=4F_{\mathrm{I}}/\Pi$; F — площадь выпускных отверстий в носике дефлектора; П — их периметр; $l_{\text{стр}}$ — расстояние от носика дефлектора до стенки входной кромки (длина струи); $F_{\text{вых}}$ — площадь отверстий на выходе из лопатки (в выходной кромке); $\mu_{\text{вых}}/\mu$ — отношение коэффициентов расхода в отверстиях выходной кромки и дефлектора; K — поправочный множитель, отражающий влияние температурного фактора $T_{\text{ст}}/T_{\text{охл}}$ и других воздействий. При $T_{\text{ст}}=1000$ К можно принимать $K=1$. При конфузорных отверстиях в носике и гладких отверстиях в выходной кромке $\mu_{\text{вых}}/\mu=1$.

В формуле (4.2) в качестве определяющих были приняты параметры на выходе из дефлектора. Эта формула подтверждена опытами при $1{,}7\cdot10^3\leqslant\mathrm{Re}_{\text{охл}\,I}\leqslant6\cdot10^3$.

Нередко на внутренней поверхности входной кромки сопловых лопаток для увеличения теплообменной поверхности делают ребра. В этом случае в первом приближении при определении теплоотдачи влияние оребрения можно учитывать соответствующим увеличением теплообменной поверхности.

На участке *2* (см. рис. 4.1) спинка и корыто лопатки охлаждаются воздухом, протекающим в щелевом канале между стенкой лопатки и дефлектором. Характерными особенностями течения на этом участке является высокая степень турбулентности и односторонний подвод теплоты через стенку лопатки. Как показывают специальные опыты [8], коэффициенты теплоотдачи на участках *2* и *3* можно определять по зависимости для течения в прямой трубе с круглым сечением с соответствующими множителями-поправками K_l. Имеем

$$\alpha_{\text{охл}}=0{,}023\lambda_{\text{охл}}/d_{\text{э}}\,\mathrm{Re}_{\text{охл}}^{0{,}8}\,\mathrm{Pr}_{\text{охл}}^{0{,}4}\,(T^*_{\text{охл}}/T_{\text{ст}})^{0{,}55}K_l, \tag{4.3}$$

где $d_{\text{э}}=2\delta_{\text{щ}}$ ($\delta_{\text{щ}}$ — высота щели) — гидравлический диаметр.

Определяющей скоростью является среднерасходная скорость в рассматриваемом сечении канала; определяющей температурой — $T^*_{\text{охл}}$ в данном сечении. Формула справедлива при $\mathrm{Re}_{\text{охл}}=0{,}6\times\times10^3\ldots10^5$. Для локального коэффициента теплоотдачи при $1\leqslant\leqslant l_x/d_{\text{э}}\leqslant20$ $K_l=2{,}7\,(l_x/d_{\text{э}})^{-0{,}33}$; для среднего коэффициента теплоотдачи вдоль участка спинки и корыта при $1\leqslant l_x/d_{\text{э}}\leqslant4$ $K_l=1+{}+1{,}7\,(l_x/d_{\text{э}})^{-0{,}25}$; а при $l_x/d_{\text{э}}>5$ $K_l=1+4,\ 2\,(l_x/d_{\text{э}})^{-0{,}9}$.

Отметим, что к результатам, удовлетворительно согласующимся с формулой (4.3), приводит и формула [8]

$$\mathrm{Nu}_{\text{охл}}=0{,}018\,\mathrm{Re}_{\text{охл}}^{0{,}8}K_tK_rK_l, \tag{4.4}$$

где K_t, K_r, K_l — множители-поправки на различные воздействия. Их значения можно определить по рекомендациям работы [8].

С целью интенсификации охлаждения того или иного участка спинки и корыта наиболее часто применяют струйное охлаждение (струйное натекание воздуха через специально выполненные отверстия в дефлекторе, см. поз. *5* на рис. 4.1). По данным [22] в зоне струйного охлаждения в условиях сносящего потока наблюдается существенное (в 1,5 раза и более) усиление теплоотдачи, по сравнению с теплоотдачей, рассчитанной с использованием формулы (4.3). Детальные сведения по расчету теплообмена при взаимодействии струй с преградами содержатся в книге Б. Н. Юдаева и др.* Применительно к рабочим и сопловым лопаткам в случае струйного охлаждения со сносящим потоком в практике расчетов получила распространение формула А. Ф. Савостина.

$$\mathrm{Nu}_{\text{стр}} = \varphi_1 \varphi_2 \, \mathrm{Re}_{\text{стр}}^{m} \, \mathrm{Pr}^{0,43} (s/d_{\text{стр}})^{0,09}. \tag{4.5}$$

Показатель степени m и коэффициенты φ_1 и φ_2 зависят от характерных геометрических соотношений: шага t между отверстиями, диаметра струй $d_{\text{стр}}$, ширины канала s в месте вдува и др. Формула (4.5) справедлива при

$$1 \leqslant s/d_{\text{стр}} \leqslant 4{,}8; \; 3 \cdot 10^2 \leqslant \mathrm{Re}_{\text{стр}} \leqslant 3 \cdot 10^4;$$

$$3{,}1 \leqslant t/d_{\text{стр}} \leqslant 12{,}5; \; 5 \cdot 10^{-} \leqslant (\Sigma F_{\text{стр}}/F_{\text{сеч.вых}}) \leqslant 8 \cdot 10^{-2};$$

где $F_{\text{стр}}$ — площадь сечения струи; $F_{\text{сеч.вых}}$ — площадь выходного сечения канала.

На участке *3* (см. рис. 4.1) происходит смешивание потоков охлаждающего воздуха, вытекающего в закормовую область дефлектора из щелей, расположенных вдоль спинки и вогнутой части. Характер течения и теплоотдачи в этой зоне предопределяется формой кормовой части дефлектора, резким расширением сечения внутренней полости дефлектора перед конфузорным каналом. В первом приближении местное значение коэффициента теплоотдачи в конце участка *3* (перед входом во впускные каналы) приближенно определяют по формуле (4.3). Местные значения $\alpha_{\text{охл}}$ в других сечениях участка *3* оценивают линейной интерполяцией $\alpha_{\text{охл}}$ в конце участков *2* и *3*. На участке *3*, сопловых лопаток, так же как и на рабочих лопатках, нередко выполняют ребра жесткости. Эти ребра увеличивают теплосъемную поверхность и одновременно служат турбулизаторами потока. Интенсивность теплоотдачи в зоне турбулизаторов возрастает в три ... пять раз. По данным А. Ф. Савостина для каналов с коридорным расположением ребер коэффициент теплоотдачи может быть определен с использованием формулы

$$\mathrm{Nu} = 5 \cdot 10^{-2} \, \mathrm{Re}^{0,75}; \tag{4.6}$$

---

* Юдаев Б. Н., Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 247 с.

для каналов с шахматным расположением ребер —

$$Nu = 0{,}152\, Re^{0{,}64}. \tag{4.7}$$

Формулы (4.6), (4.7) получены при варьировании в опытах определяющих величин в следующих пределах: $Re = 2 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^4$, относительного поперечного шага между ребрами $x_1/d_1 = 2 \dots 4$, относительного продольного шага $x_2/d_2 = 2 \dots 4$, отношения $d/h = 0{,}6 \dots 1$, где d, h — диаметр и высота ребра.

Характерным линейным размером при определении Re и Nu был принят гидравлический диаметр сечения; характерной скоростью — $w_{охл}$ в узком сечении между штырьками. Физические параметры (динамическая вязкость μ и теплопроводность λ) отнесены к температуре воздуха. Коэффициент теплоотдачи отнесен ко всей фактической поверхности стенок канала, включая поверхность штырьков.

Из лопаток воздух выпускается в проточную часть турбины (см. рис. 4.1, участок *4*). Отверстия для выпуска охлаждающего воздуха располагают либо непосредственно в кромке, либо вблизи нее, обычно на корыте. Выходная кромка обычно является наиболее трудно охлаждаемым конструктивным элементом сопловой лопатки. Часто в целях наиболее эффективного ее охлаждения выпускные каналы выполняют не прямолинейными, а зигзагообразными, перекрещивающимися со всевозможными турбулизирующими устройствами. Если каналы прямые, то расчет коэффициентов теплоотдачи на участке *4* независимо от их формы в поперечном сечении можно выполнять по формуле (4.3).

Подробные сведения о расчетных формулах по теплоотдаче в охлаждающих каналах имеются в обзоре Э. А. Манушина [10].

Для дефлекторных сопловых лопаток с продольным течением охлаждающего воздуха в щелевом канале, образованном дефлектором и стенкой лопатки, коэффициент теплоотдачи можно находить по формуле (4.3). Часто дефлектор таких лопаток, помимо опорных выступов, имеет множество выштамповок, выполняющих роль турбулизаторов. В последнем случае $\alpha_{охл}$ могут быть найдены с использованием формулы $Nu = C\, Re^n$, где по данным А. Ф. Савостина при $10^3 < Re \leqslant 3 \cdot 10^3$ $C = 0{,}734 \cdot 10^{-3}$, $n = 1{,}21$; при $3 \cdot 10^3 < Re \leqslant 10^4$ $C = 2{,}72 \cdot 10^{-3}$, $n = 1{,}05$; при $10^4 < Re < 2{,}3 \cdot 10^4$ $C = 0{,}027$, $n = 0{,}8$.

На рис. 4.2 показано характерное поле распределения коэффициентов теплоотдачи $\alpha_{охл}$ по обводу внутренней поверхности сопло-

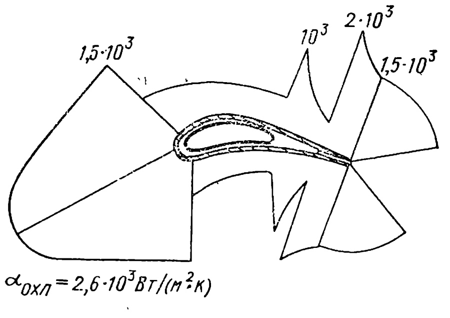


Рис. 4.2. Типичное поле распределения коэффициентов теплоотдачи по контуру сопловой лопатки со стороны охлаждающего воздуха

вой лопатки, выполненной по типу лопатки, изображенной на рис. 4.1. Как видно, в такой лопатке реализуются наибольшие значения коэффициентов теплоотдачи $\alpha_{охл}$ в районе входной и выходной кромок, что способствует выравниванию поля температур по обводу профиля.

4.2. ТЕПЛООТДАЧА В ОХЛАЖДАЮЩИХ КАНАЛАХ РАБОЧИХ ЛОПАТОК

Основное отличие в характере течений в охлаждающих каналах рабочих и сопловых лопаток вызывают возникающие в результате вращения ротора центробежные силы, подъемные силы и силы Кориолиса. Из-за неодинаковости массовых сил в продольных и поперечных сечениях охлаждающих каналов возникают интенсивные вторичные течения, вызывающие вихри. В результате теплоотдача и гидравлические сопротивления изменяются, по сравнению с этими величинами при статистических условиях. Этот фактор давно обнаружен многими отечественными и зарубежными исследователями. Изучали влияние частоты вращения на интенсивность теплоотдачи для лопаток с продольными охлаждающими каналами (течение от корня к периферии). Исследования проводили с использованием метода регулярного теплового режима первого рода. Установлено, что в этом случае средний для всего продольного канала коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{охл.вр} = \alpha_{охл} K_{вр}, \tag{4.8}$$

где $\alpha_{охл}$ — величина, определяемая по формуле (4.3). Коэффициент интенсификации

$$K_{вр} = 1 + A S_{вр}^{n} / \overline{\mathrm{Re}}_{охл}^{p},$$

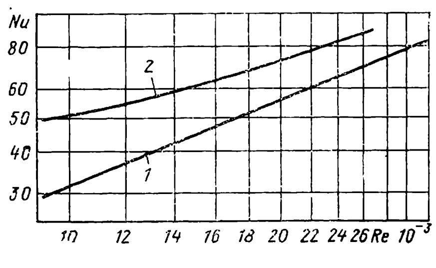
где $\overline{\mathrm{Re}}_{охл} = \mathrm{Re}_{охл}/10^3$; $A = 16{,}1$; $n = 0{,}7$; $p = 0{,}38$; $S_{вр} = u_{ср}/(w_{охл}\theta \bar{h})$ — критерий подобия, отражающий воздействие массовых сил; $\theta = d_{ср}/h$; $d_{ср}$ — средний диаметр турбины; $w_{охл}$ — относительная среднерасходная скорость воздуха; h — высота лопатки (канала); $\bar{h} = h/d_{кан}$; $d_{кан}$ — диаметр канала. Средняя теплоотдача в продольных каналах при увеличении частоты вращения до значений, характерных для первых ступеней турбин авиационных ГТД, для которых $S_{вр} = 1{,}5 \ldots 2{,}5 \cdot 10^{-2}$, увеличивается в $1{,}25 \ldots 1{,}35$ раза.

На рис. 4.3 показаны результаты опытов [9]. Видно, что во всем исследованном диапазоне изменения Re теплоотдача в условиях вращения выше, чем при неподвижном роторе. Наиболее нагруженной является прикорневая зона рабочих лопаток, т. е. зона начального участка охлаждающих каналов. К неблагоприятным особенностям прикорневого участка относятся повышенная теплоотдача от газа (из-за парного вихря) и высокое термосопротивление стенки (лопатки выполняют утоняющимися от корня к периферии).

Все это заставляет особо тщательно определять теплоотдачу охлаждающего воздуха именно на начальных участках охлаждаю-

Рис. 4.3. Графики зависимости $\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re})$ для продольного охлаждения канала:

1 — застопоренный ротор; 2 — $n=83$ с$^{-1}$



щих каналов рабочих лопаток. В статических условиях применительно к цилиндрическим каналам вопрос определения теплоотдачи достаточно изучен.

Влияние частоты вращения на теплоотдачу на начальных участках охлаждающих каналов изучали авторы книги на экспериментальной турбине с использованием метода регулярного теплового режима первого рода. Степень турбулентности на входе в охлаждающие каналы составляла приблизительно 6%. Минимальное $\mathrm{Re}_{\text{вх}} \geqslant 1{,}1 \cdot 10^4$, т. е. было больше критического. Опытные данные обобщали на основе теории локального моделирования по локальным характеристикам пограничного слоя.

На рис. 4.4 показана зависимость St от Re_T^{**} (число Рейнольдса, подсчитанное по толщине теплового пограничного слоя δ_T^{**}). Сопоставление графика *1* с графиком *2* указывает на существенное возрастание теплоотдачи на начальных участках при вращении ротора и при прочих равных условиях. Полученные авторами книги результаты соответствуют зависимостям, полученным рядом других авторов. Обобщение результатов более чем 700 опытов, проведенных при $\mathrm{Re}_{\text{вх}} = 1{,}2 \cdot 10^4 \ldots 3{,}7 \cdot 10^4$ ($\mathrm{Re}_T^{**} = 200 \ldots 3200$) и $S_\omega = 0 \ldots 700$, позволило получить для начального участка зависимость

$$\mathrm{St} = \mathrm{St}_{\text{н}} K_{\text{вр}}. \tag{4.9}$$

Здесь множитель-поправка $K_{\text{вр}}$ учитывает влияние вращения на местные коэффициенты теплоотдачи на начальном участке круглого в сечении радиального охлаждающего канала:

$$K_{\text{вр}} = \alpha_{\text{вр.нач}} / \alpha_{\text{нач}} = 1 + 2{,}6 \cdot 10^{-4} S_\omega^{0,84} (\mathrm{Re}_T^{**})^{0,24}; \tag{4.10}$$

$\mathrm{St}_{\text{н}} = \alpha_{\text{нач}} / (\rho w c_p)$ — число Стантона при неподвижных лопатках

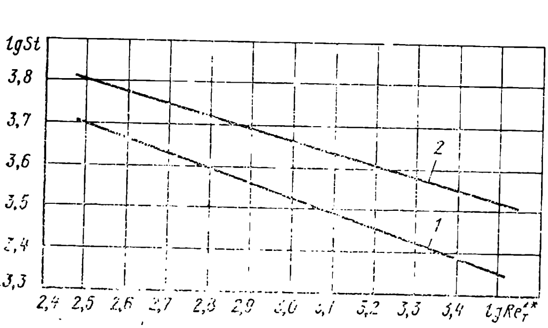


Рис. 4.4. Графики зависимости $\lg St = f(\mathrm{Re}_T^{**})$ для начального участка продольных охлаждающих каналов рабочих лопаток, построенных по результатам опытов:

1 — застопоренный ротор; 2 — $n=92$ с$^{-1}$

(застопоренном роторе); $S_\omega=\mathrm{Re}_{u_{\text{вх}}}\overline{\rho}_x/(\overline{\mu}_x\bar{r}_{\text{вх}})$ — число подобия, отражающее силы Кориолиса, а также подъемной центробежной сил; $\mathrm{Re}_{u_{\text{вх}}}=\rho_{\text{вх}}u_{\text{вх}}d_{\text{кан}}/\mu_{\text{вх}}$ — безразмерная величина; $\bar{r}_{\text{вх}}=r_{\text{вх}}/d_{\text{кан}}$; $\alpha_{\text{вр.нач}}$, $\alpha_{\text{нач}}$ — коэффициенты теплоотдачи на начальном участке соответственно при вращении и при застопоренном роторе; $u_{\text{вх}}$ — окружная скорость колеса на радиусе $r_{\text{вх}}$ входа охлаждающего воздуха в каналы; $d_{\text{кан}}$ — диаметр канала.

Формулы (4.9), ..., (4.10) соответствуют всему начальному участку, т. е. до места смыкания пограничных слоев.

При толщине турбулентного пограничного слоя в трубе $\delta=d_{\text{кан}}/2$ длина начального участка $l_{\text{нач}}=1{,}457d_{\text{кан}}\mathrm{Re}_{\text{вх}}^{0,25}$.

Экспериментально найденные формулы (4.9), ..., (4.10) замыкают систему уравнений теплового пограничного слоя. Теперь, базируясь на уравнении энергии для турбулентного пограничного слоя

$$\frac{d\,\mathrm{Re}_T^{**}}{d\bar{x}}+\mathrm{Re}_T^{**}\frac{1}{\Delta T}\frac{d(\Delta T)}{d\bar{x}}=\mathrm{St}_0K\,\mathrm{Re}_{d_{\text{кан}}}, \tag{4.11}$$

где $\mathrm{Re}_T^{**}=w\delta_T^{**}/\nu$; $\bar{x}=x/d_{\text{кан}}$; $\Delta T=T^*-T_{\text{ст}}$; $\mathrm{Re}_{d_{\text{кан}}}=wd_{\text{кан}}/\nu$; w, ν — скорость и кинематическая вязкость в ядре потока; $\mathrm{St}_0=0{,}0143\times(\mathrm{Re}_T^{**})^{-0,25}\mathrm{Pr}^{-0,75}$ — число Стантона для начального участка цилиндрической трубы при эталонных условиях, можно детально рассчитать теплоотдачу на начальном участке охлаждающих каналов рабочих лопаток в условиях вращения. Решение удобно выполнять на ЭВМ.

Для первых ступеней реальных турбин ГТД множитель-поправка $K_{\text{вр}}$ для начального участка равна 1,1 ... 1,3. В условиях вращения теплоотдача на начальных участках охлаждающих каналов интенсифицируется меньше, чем на средних. Последнее объясняется возмущающим действием входных условий.

Специальными исследованиями установлено, что на участках с центростремительным течением охлаждающего воздуха (например в петлевых каналах) также наблюдается увеличение теплоотдачи в среднем на 20 ... 30% с увеличением частоты вращения. Это объясняется наличием подъемной силы, приводящей к дроблению парного вихря на множество более мелких вихрей.

Опыты на модели дефлекторной рабочей лопатки с продольным течением охлаждающего воздуха показали, что в условиях вращения теплоотдача между стенками дефлектора и лопатки практически остается неизменной (в районе входной кромки) или даже немного (на 8 ... 10%) уменьшается (в щелевых каналах).

В лопатках с отдельными продольными каналами поток по всей длине канала можно считать турбулентным в связи с его поворотом на входе на 90° и рассчитывать местные величины по формуле (4.3). В лопатках с петлевыми каналами расчет местных $\alpha_{\text{охл}}$ можно также выполнять по формуле (4.3), но при этом следует иметь в виду, что при развороте на 180° пограничный слой полностью разрушается. Поэтому в каждом канале после поворота местные $\alpha_{\text{охл}}$ следует рассчитывать в предположении, что турбулентный пограничный слой развивается заново. Таким образом, при петлевом и многопетлевом течении охлаждающего воздуха следует применять формулу (4.3).

В охлаждающих каналах со сложной комбинированной схемой течения, для которых нет рекомендаций по учету влияния вращения на теплоотдачу, следует вести расчет по рекомендациям для статических условий, имея в виду, что такой подход ведет к увеличению запасов прочности.

4.3. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛООТДАЧИ НА БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ДИСКОВ

Одним из самых распространенных способов охлаждения боковой поверхности дисков является их радиальный обдув. Пограничный слой при этом может быть только турбулентным, что и обусловливает рассмотрение именно турбулентных режимов течения.

Результаты исследования теплоотдачи около охлаждаемых вращающихся дисков освещены в работах [18, 22]. Для некоторых простых случаев идеализированного течения охлаждающего воздуха имеются полуэмпирические решения.

Радиальный обдув (односторонний или двухсторонний) боковой поверхности диска при центробежном течении охлаждающего воздуха обеспечивается его вдувом через зазор или отверстия в области ступицы диска. Охлаждающий воздух проходит в зазоре между диском и вращающимся с ним дефлектором, а при отсутствии дефлектора воздух движется между вращающимся диском и стенкой статора.

В зависимости от конструкции узла подвода воздуха начальная его закрутка изменяется в широких пределах и в принципе может быть даже отрицательной.

Теплоотдачу около боковой поверхности охлаждаемого радиальным обдувом диска рекомендуют определять по уравнению

$$\mathrm{Nu}=0{,}0145(1-\beta_\varphi)^{0,2}\,\mathrm{Re}_\omega^{0,8}\,(n+2{,}6)^{0,2}\left[1-0{,}45(1-\beta_\varphi)^{0,6}\,\mathrm{Re}_\omega^{-0,1}\right]^{-1}, \qquad (4.12)$$

где n — показатель степени в уравнении, описывающем распределение температурного напора по радиусу диска. Коэффициент закрутки внешнего потока β_φ ($\beta_\varphi=0 \dots 0{,}9$) определяется по данным разд. 5.3. Более детальные сведения приведены в работе [22].

Для расчета Re_ω за определяющий размер выбирается радиус данного сечения, за определяющие параметры — окружная скорость диска ω на данном радиусе и температура среды вне пограничного слоя.

При наличии закрутки потока, совпадающей с направлением вращения диска, и прочих равных условиях интенсивность теплоотдачи уменьшается. В то же время возрастает суммарный теплосъем главным образом по причине снижения температуры торможения охлаждающего воздуха в относительном движении.

В. М. Капинос на основе теории пограничного слоя получил для диска с покрывным дефлектором соотношения, пригодные при несомкнувшихся пограничных слоях. Решение получено для $M \ll 1$ без учета зависимости теплофизических свойств от температуры. Для окружной составляющей скорости ядра потока v_u принят закон $rv_u = \text{const}$, где r — текущий радиус диска.

При произвольном распределении температурного напора по радиусу местную и среднюю теплоотдачи рассчитывают соответственно по формулам

$$\mathrm{Nu} = 0{,}024\overline{w}\,\mathrm{Re}_\omega^{0,8}\,\mathrm{Pr}^{0,6}; \qquad (4.13)$$

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 0{,}06\overline{w}\,\mathrm{Re}_\omega^{0,8}\,\mathrm{Pr}^{0,6}, \qquad (4.14)$$

где
$$w = \frac{DJ^{0,25}\Delta T^{0,25}}{[(r/r_0)^2 - \beta_{\varphi_0}]^{0,25}\left\{\int\limits_1^{r_\text{п}/r_0} \frac{DJ^{0,25}\Delta T^{1,25}(r/r_0)^{1,6}}{[(r/r_0)^2 - \beta_{\varphi_0}]^{0,25}}\, d\,(r/r_0)\right\}^{0,25}}; \qquad (4.15)$$

$$\overline{w} = \frac{\left[\int\limits_1^{r_\text{п}/r_0} \frac{DJ^{0,25}\Delta T^{1,25}(r/r_0)^{1,6}}{[(r/r_0)^2 - \beta_{\varphi_0}]^{0,25}}\, d\,(r/r_0)\right]^{0,8}}{2\,(r_\text{п}/r)^{0,6}\int\limits_1^{r_\text{п}/r_0} \Delta T\,(r/r_0)\, d\,(r/r_0)}; \qquad (4.16)$$

$$J = \int\limits_1^{r_\text{п}/r_0} (r/r_0)^{1/6}\,[(r/r_0)^2 - \beta_{\varphi_0}]\,D\,d\,(r/r_0).$$

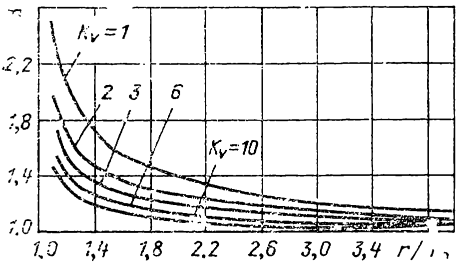
Зависимость коэффициента D от относительного радиуса r/r_0 и кинематического фактора K_v при $\beta_{\varphi_0} = 0$ показана на рис. 4.5; ΔT — разность температур периферийной части диска и на радиусе подвода охлаждающего воздуха, r_0; r, $r_\text{п}$ — соответственно текущий и наружный (периферийный) радиусы диска.

Уравнения (4.13) и (4.14) апробированы экспериментально для частного случая квадратичного распределения температуры по радиусу диска при $\mathrm{Re} = 5 \cdot 10^5 \ldots 4 \cdot 10^6$; $K_v = 0{,}6 \ldots 7{,}0$; $r_\text{п}/r_0 = 2{,}15 \ldots 2{,}7$.

Иногда течение охлаждающего воздуха вблизи поверхности диска носит настолько сложный характер, что получить удовлетворительные теоретические решения не удается. Именно поэтому наиболее распространен экспериментальный путь получения расчетных зависимостей.

В опытных исследованиях теплоотдачи около вращающихся охлаждаемых турбинных дисков подробно изучено влияние на теплоотдачу числа Re, кинематического фактора K_v, величины относительного осевого зазора $s/r_\text{п}$ (s — ширина осевого зазора), коэффициента закрутки потока β_φ, расхода охлаждающего воздуха и др. Результаты исследований обобщены в виде уравнения подобия

$$\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re},\ \mathrm{Re}_\omega,\ K_v,\ s/r_\text{п},\ \beta_\varphi, \ldots). \qquad (4.17)$$



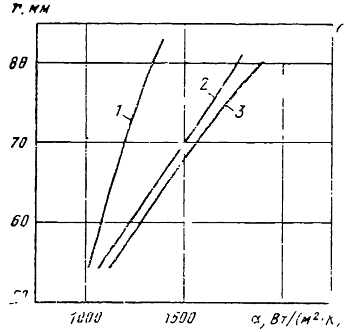


Рис. 4.5. Зависимость коэффициента D от относительного радиуса диска r/r_0 при $\beta_{\varphi_0}=0$

Рис. 4.6. Результаты расчета α для боковой поверхности вращающегося диска с дефлектором при центробежном течении воздуха и при $s/r_п=0,042$; $r_0/r_п=0,63$; $\beta_{\varphi_0}=1$; $T^*_{охл.вх}=600$ К:

1 — В. Н. Пустовалова; *2* — И. Т. Швеца, Е. П. Дыбана; *3* — В. М. Капиноса; *r* — текущий радиус диска

Часть опытных исследований уже представлена ранее при описании полуэмпирических методов расчета теплоотдачи.

Для вращающегося вместе с диском дефлектора при центробежном течении охлаждающего воздуха местный коэффициент теплоотдачи (данные В. Я. Кабкова) можно рассчитывать с использованием уравнения подобия

$$\mathrm{Nu}=0,046\,\mathrm{Re}_\omega^{0,8}K_v^{-0,328}. \qquad (4.18)$$

В опытах $n=22,5 \ldots 7,5$ с$^{-1}$; $\mathrm{Re}_\omega=2,5\cdot10^5 \ldots 2,9\cdot10^6$; $K_v=2,5 \ldots 18$; $r/r_0=2,07 \ldots 2,84$.

Существенное влияние на теплоотдачу конструкции узла вдува воздуха в осевой зазор, наличия отверстий для выхода воздуха, поворота потока и т. п. отмечается и в других работах.

Так, В. М. Бузник с соавторами получили полуторакратное увеличение теплоотдачи в области ввода воздуха в осевой зазор между диском и вращающимся с ним дефлектором, что объясняется как поворотом потока на 90°, так и струйным характером течения. Удовлетворительное согласование опытных данных по теплоотдаче наблюдается только в диапазоне $r/r_п=0,6 \ldots 0,9$.

Как показали экспериментальные исследования Г. А. Артемова с соавторами, с увеличением расхода воздуха на радиальный обдув коэффициент теплоотдачи α возрастает. Однако темп его возрастания замедляется [22]. В области интенсивного радиального обдува диска наблюдается рассогласование опытных данных различных авторов [22].

Величина относительного осевого зазора $s/r_п$ влияет на интенсивность теплоотдачи только в условиях смыкания пограничных слоев в зазоре. При этом уменьшение $s/r_п$ приводит к дальнейшему уменьшению α.

Окружная скорость диска не оказывает заметного влияния на α при $n=12{,}5 \dots 33{,}3$ с$^{-1}$. Коэффициент теплоотдачи зависит также от числа отверстий, через которые воздух подается в зазор между диском и дефлектором. При большом числе отверстий (24) для подачи охлаждающего воздуха окружной градиент температуры невелик, в то время как при малом их числе (порядка 6) этот градиент возрастает. Это связано с тем, что при малом числе отверстий возникают обширные зоны обратных токов, чередующихся с зонами струйного течения, теплоотдача в которых существенно различна.

С уменьшением числа отверстий для подачи охлаждающего воздуха теплоотдача около боковой поверхности диска уменьшается, поскольку увеличиваются зоны с обратными токами, теплоотдача в которых невысокая.

Рекомендуется при сравнительно небольших расходах воздуха через зазор ($K_v=1 \dots 2$) рассчитывать α на боковой поверхности вращающегося диска с дефлектором с использованием формулы (4.12), а при $K_v<1$ — по рекомендациям, приведенным в работе [22].

На рис. 4.6 представлены результаты расчета α для боковой поверхности вращающегося диска с дефлектором. Воздух подводился через отверстие в дефлекторе на относительном радиусе $r_0/r_п=0{,}63$. Увеличение температуры воздуха в зазоре рассчитывали методом последовательных приближений. Из рисунка видно значительное рассогласование результатов расчетов, выполненных по различным рекомендациям, что связано с неучетом ряда влияющих факторов.

При отсутствии покрывного дефлектора увеличение расхода охлаждающего воздуха в зазоре между вращающимся диском и статором при $\beta_\varphi=0$ и открытом зазоре на периферии приводит к увеличению теплоотдачи на боковой поверхности диска. Когда расход воздуха обеспечивается в основном насосным эффектом вращающегося диска, теплоотдача невелика, поскольку наличие ограничивающей стенки увеличивает скорость закрутки в осевом зазоре и, следовательно, уменьшает относительную скорость воздуха. Увеличение расхода охлаждающего воздуха приводит к увеличению теплоотдачи, так как закрутка вдуваемого воздуха резко уменьшается, и относительная скорость движения воздуха возрастает. Возрастает и коэффициент трения. При этом α превышает значения, соответствующие вращающемуся диску в свободном пространстве.

При малых осевых зазорах, когда пограничные слои смыкаются, увеличение зазора приводит к уменьшению теплоотдачи. Л. А. Дорфман на основе аналогии между переносом теплоты и импульса при $\mathrm{Pr}=1$ получил для диска без покрывного дефлектора с радиальным обдувом боковой его поверхности и сомкнувшимися пограничными слоями в зазоре соотношение

$$\mathrm{Nu}=0{,}0268\,(1-\beta_\varphi)^{3/4}\,\mathrm{Re}_\omega^{3/4}\,(r/s)^{1/4}, \qquad (4.19)$$

где $\mathrm{Re}_\omega=\omega r^2/\nu$; $\mathrm{Nu}=qr/[(T_{ст}-T_{охл})\lambda]$;

q — плотность теплового потока на поверхности диска; $T_{\text{охл}}$ — температура охлаждающего воздуха в середине зазора; $T_{\text{ст}}$ — температура поверхности диска.

Средний коэффициент теплоотдачи определяют, используя уравнение

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 0{,}0268\,\mathrm{Re}_\omega^{3/4}(r_{\text{п}}/s)^{1/4}\frac{\int\limits_1^{r_{\text{п}}/r_0}(1-\beta_\varphi)^{7/4}(r/r_0)^{15/4}\,d(r/r_0)}{(r_{\text{п}}/r_0)^{3/4}\int\limits_1^{r_{\text{п}}/r_0}(1-\beta_\varphi)(r/r_0)^3\,d(r/r_0)}, \quad (4.20)$$

где $\overline{\mathrm{Nu}} = \bar{q}r_{\text{п}}/[(T_{\text{ст}}-T_{\text{охл}})_{\text{ср}}\lambda]$; $(T_{\text{ст}}-T_{\text{охл}})_{\text{ср}} = 2/(r_{\text{п}}^2-r_0^2)\int\limits_{r_0}^{r_{\text{п}}}(T_{\text{ст}} - T_{\text{охл}})\,r\,dr$;

$\bar{q}$ — средняя плотность теплового потока на поверхности диска.

Результат расчета по формуле (4.20) совпадает с опытными данными.

Для боковой поверхности статора

$$\mathrm{Nu} = 0{,}0268\beta_\varphi^{3/4}\,\mathrm{Re}^{3/4}(r/s)^{1/4}; \quad (4.21)$$

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 0{,}0268\,\mathrm{Re}^{3/4}(r_{\text{п}}/s)^{1/4}\frac{\int\limits_1^{r_{\text{п}}/r_0}\beta_\varphi^{1/4}(r_{\text{п}}/r_0)^{15/4}\,d(r/r_0)}{(r_{\text{п}}/r_0)^{3/4}\int\limits_1^{r_{\text{п}}/r_0}\beta_\varphi(r/r_0)^3\,d(r/r_0)}. \quad (4.22)$$

Эти расчетные соотношения рекомендуется использовать при $K_v<20$ и относительно небольших зазорах.

Для случая отсутствия начальной закрутки охлаждающего воздуха местную и среднюю теплоотдачу можно рассчитывать, используя уравнения подобия, полученные В. М. Капиносом:

$$\mathrm{Nu} = 0{,}0268\,\mathrm{Re}^{0{,}8}B; \quad (4.23)$$

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 0{,}134\,\mathrm{Re}^{0{,}8}\bar{B}, \quad (4.24)$$

где B и $\bar{B}$ — коэффициенты.

Расчеты по формуле (4.24) удовлетворительно согласуются с результатами опытов В. М. Капиноса.

В работе [20] теплоотдачу для рассматриваемых условий в диапазоне $s/r_{\text{п}} = 0{,}03 \ldots 0{,}1$ предложено рассчитывать по эмпирическому уравнению

$$\mathrm{Nu} = (0{,}015\,\mathrm{Re}_\omega^{0{,}8} - 0{,}636\cdot 10^5\,\mathrm{Re}_\omega^{0{,}5})\left[(\bar{G}_{\text{охл}}/2{,}5\cdot 10^{-2})^{0{,}2} + \left(\frac{s/r_{\text{п}}}{5\cdot 10^{-2}}\right)^{0{,}155} - 1\right], \quad (4.25)$$

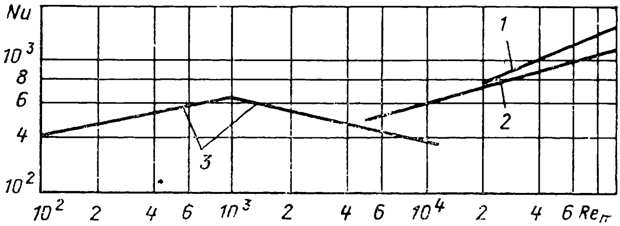


Рис. 4.7. Опытные данные по исследованию теплоотдачи на диске без дефлектора с перекрытым на периферии торцовым зазором:

1 — Ж. В. Митчелла, Д. Е. Метцгера; *2* — В. Крейса и др.; *3* — Б. К. Сабо-Рау

где $\bar{G}_{охл}=G_{охл}/(\rho\omega r_п^3)$ — безразмерный расход воздуха на радиальный обдув. Формула применима при $4\cdot10^5\leqslant\omega r_п^2(1-\bar{v}_п)\rho/\mu\leqslant1{,}25\times\times10^6$, где $\bar{v}_п$ — относительная скорость закрутки среды в зазоре на периферийном радиусе.

При вращении диска с перекрытым торцовым зазором на периферии в зазоре появляются циркуляционные течения. В зоне больших зазоров ($s/r_п=0{,}20\ldots0{,}34$) между центробежным и возвратным циркуляционным течениями наблюдается ядро потока. В этом случае при увеличении расхода воздуха теплоотдача возрастает. Коэффициенты теплоотдачи рассчитывают с использованием уравнения Б. К. Сабо-Рау:

$$Nu=0{,}017\,[s/(2r_п)]^{0{,}37}\,(L_1/L_2)^{0{,}31G_{охл}s/(2r_п)]^{-0{,}58}}\,Re_\omega^{0{,}8}Re_m^{0{,}2}, \qquad (4.26)$$

где $Re_m=G/(2\pi r\mu)$; $G_{охл}$ — массовый расход воздуха через зазор; L_1 — расстояние от начала теплообменной поверхности до середины щелевого зазора; L_2 — расстояние от центра диска до середины щелевого зазора.

Формула (4.26) получена при $Re_m<1{,}25\cdot10^3$, $s/r_п=0{,}005\ldots0{,}085$.

При небольших осевых зазорах ($s/r_п=0{,}02\ldots0{,}20$) центробежное и возвратное течения смыкаются и увеличение расхода воздуха на радиальный обдув (течение воздуха обусловлено насосным эффектом диска) приводит к уменьшению теплоотдачи. Для этого случая рекомендуется коэффициенты теплоотдачи определять, используя формулу

$$Nu=0{,}51\,[s/(2r_п)]^{0{,}37}\,(L_1/L_2)^{-{,}031[G_{охл}s/(2r_п)]^{-0{,}58}}\,Re_\omega^{0{,}8}\,Re_m^{-0{,}27}, \qquad (4.27)$$

где $Re_m>1{,}25\cdot10^3$; $s/r_п=0{,}005\ldots0{,}085$. Отношение L_1/L_2 отражает влияние на теплоотдачу величины необогреваемого участка диска.

На рис. 4.7 даны результаты опытов Б. К. Сабо-Рау, Ж. В. Митчелла, Д. Е. Метцгера и В. Крейса с соавторами.

При радиальном обдуве диска веерной струей, $\beta_{\varphi_0}=1$ и относительно широком зазоре теплоотдачу можно рассчитывать, используя уравнение, полученное К. А. Везломцевым, С. И. Морозовым:

$$Nu=0{,}0246\,Re^{0{,}8},$$

где $Re=cr\rho/\mu$; $c=\sqrt{v_{r\,max}^2+(0{,}76\omega r)^2}$; $v_{r\,max}$ — (4.28) максимальная радиальная составляющая скорости при радиальном обдуве. Опыты проводили на диске-калориметре ∅ 440 мм при $T_{ст}=\mathrm{const}$. Воздух подводили через кольцевую щель. Получено, что радиальный обдув через кольцевую щель эффективен при $r_0 b > 20$, где b — ширина щели для вдува воздуха. В проведенном исследовании $n=67 \dots 325$ с$^{-1}$, безразмерная высота щели $s/r_0 = 0{,}0375 \dots 0{,}1$.

Рекомендации по определению теплоотдачи на боковой поверхности диска при центробежном течении воздуха в зазоре даны также в работах [18, 22].

При напорном центростремительном течении воздуха поток преодолевает действие центробежных сил. Такой способ подачи охладителя в зазор около вращающегося диска значительно менее распространен в отличие от центробежного течения. В то же время такой способ охлаждения, как известно, приводит к более равномерному распределению температур по радиусу диска.

При центростремительном течении охлаждающего воздуха между диском и вращающимся с ним дефлектором для $\beta_{\varphi_0}=0$ теплоотдачу следует определять с использованием формулы, рекомендуемой В. М. Бузником:

$$\mathrm{Nu}=0{,}0467\,\mathrm{Re}^{0{,}8}\exp(-0{,}148)K_v, \qquad (4.29)$$

где $\mathrm{Nu}=(r-r_{внутр})\,\alpha_{охл}/\lambda_{охл}$; $\mathrm{Re}=(r-r_{внутр})\sqrt{(\omega r)^2+v_r^2}/\nu = 2{,}7\cdot 10^2 \dots 10^5$;

$K_v=0{,}2 \dots 2{,}4$.

Если имеется предварительная закрутка воздуха, т. е. $\beta_{\varphi_0}=1$, то коэффициент теплоотдачи рассчитывают с помощью соотношения, полученного В. М. Капиносом с соавторами:

$$\mathrm{Nu}=1{,}52K_v^{-0{,}87}\,\mathrm{Re}_\omega^{0{,}8}(s/r_п)^{0{,}64}(r/r_0)^{-1{,}19}, \qquad (4.30)$$

где $s/r_п=0{,}02 \dots 0{,}07$; $r/r_0=0{,}36 \dots 0{,}83$;

$K_v=10 \dots 42$; $\mathrm{Re}_\omega=\mathrm{Re}_{\omega_{кр}} \dots 10^5$.

Уравнение (4.30) получено на основе электрокалориметрического метода исследования теплоотдачи. На диск ∅ 0,6 м наклеивали полоски фольги с электроподогревом. В эксперименте выдерживали $T_{ст}=\mathrm{const}$ и $\beta_{\varphi_0}=1$.

При центростремительном течении воздуха около вращающегося диска без дефлектора средняя теплоотдача на боковой поверхности диска может быть оценена по данным Ж. В. Митчелла, Д. Е. Метцгера;

$$\mathrm{St}=(66+30\,\mathrm{Re}_{\omega_п}/\mathrm{Re}_m)/\mathrm{Re}_m^{0{,}65}, \qquad (4.31)$$

где $\mathrm{Re}_{\omega_п}=r_п^2\omega\rho/\mu$; $\mathrm{Re}_m=2\pi r_п u\rho/\mu$; ω — угловая скорость вращения диска.

Диапазон изменения $\mathrm{Re}_m=(2 \dots 6)\cdot 10^5$; $\mathrm{Re}_{\omega_п}/\mathrm{Re}_m=0{,}3 \dots 1{,}3$; $s/r_п=0{,}1 \dots 0{,}2$.

Коэффициент теплоотдачи рассчитывали по среднему тепловому потоку и разности между температурой воздушного потока на входе и температурой поверхности диска.

Авторы формулы (4.31) не выявили влияния скорости вращения диска на среднюю интенсивность теплоотдачи около его поверхности. Данные по расчету теплоотдачи на боковой поверхности статора достаточно полно представлены в работе [22].

Среднемассовую температуру для различных вариантов течения воздуха в осевом зазоре можно рассчитать по рекомендациям, приведенным в работе [18].

При струйном обдуве охлаждающий воздух подается к боковой поверхности диска в виде отдельных струй через сопла, расположенные на одном радиусе обычно вблизи периферийной его части.

Течение воздуха при струйном обдуве вращающегося диска имеет сложный характер. В отличие от радиального обдува, когда охлаждающий воздух заполняет весь зазор между диском и корпусом, при струйном обдуве течение сосредоточено в основном вблизи поверхности диска. Это вызывает появление вторичных циркуляционных течений, которые взаимодействуют с основным течением. Кроме этого, струи взаимодействуют со сносящим потоком, вызванным вращением диска. На картину течения оказывают влияние также градиенты давления в зазоре, взаимодействие струй между собой, подсос газа из проточной части (при открытом осевом зазоре на периферии диска) и другие факторы. Из-за указанных причин теплоотдача при струйном обдуве не поддается удовлетворительному аналитическому описанию. Поэтому имеющиеся в литературе сведения по теплоотдаче при струйном обдуве получены экспериментальным путем.

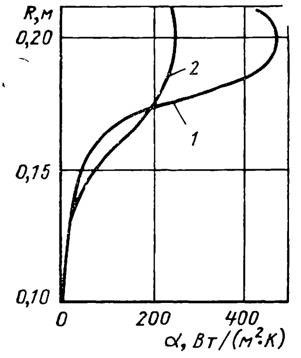
Установлено, что для струйного обдува вращающегося диска характерна высокая интенсивность теплоотдачи в зоне обдува. По мере удаления от зоны обдува коэффициенты теплоотдачи уменьшаются.

Детальный анализ особенностей струйного обдува показывает, что теплоотдача при струйном обдуве зависит от многих режимных и геометрических параметров.

К основным режимным параметрам относятся число подобия Рейнольдса Re_c или число Пекле Pe_c, характеризующие режим течения воздушной струи в соплах, и окружное число Рейнольдса Re_u или безразмерный параметр u/c, отражающие влияние на теплоотдачу частоты вращения диска. По данным различных авторов при увеличении Re_c (Pe_c) увеличиваются коэффициенты теплоотдачи, т. е. эффективность струйного обдува повышается. Иная картина наблюдается при изменении частоты вращения диска: в зависимости от сочетания режимных и геометрических параметров при увеличении частоты вращения коэффициенты теплоотдачи могут увеличиваться, уменьшаться или оставаться постоянными. На различных расстояниях от радиуса расположения сопел влияние частоты вращения может быть различным. На рис. 4.8 показаны кривые распределения местных коэффициентов теплоотдачи для двух зна-

Рис. 4.8. Распределение местных коэффициентов теплоотдачи по радиусу диска при струйном обдуве в зависимости от частоты вращения диска, $z=58$, $\mathrm{Re_c}=2{,}04\cdot10^4$, $\bar{d}=0{,}0163$:

1 — 25 с⁻¹; 2 — 66,7 с⁻¹



чений частоты вращения диска, построенные по результатам опытов.

Важнейшими параметрами также являются число z и диаметр сопел d, радиус расположения сопел R_c, расстояние H от среза сопла до поверхности диска (измеряют вдоль оси сопла), углы установки сопел β (в окружном направлении) и γ (в радиальном направлении). В процессе исследования струйного обдува варьируют этими величинами, чтобы получить в итоге оптимальное их сочетание.

Эксперименты показали, что при увеличении z коэффициенты теплоотдачи также увеличиваются. Аналогичные результаты получены по влиянию величины d. Влияние H не было обнаружено при $\overline{H}=H/d\leqslant8$.

Все исследования по теплоотдаче при струйном обдуве вращающегося диска выполняли для угла установки сопел $\gamma=90°$. В большинстве работ угол β также равнялся 90°. Исследовалось также влияние угла β [25]. Угол β изменялся в этих опытах от 45 до 135° (при $\beta=45°$ вектор скорости истечения воздуха из сопел направлен в сторону вращения диска; при $\beta=135°$ их направления противоположны). Эксперименты показали, что угол β оказывает заметное влияние на теплоотдачу. Причем максимальных значений коэффициентов теплоотдачи в ряде случаев можно достигать при установке сопел под углами β, отличными от 90°, т. е. существуют оптимальные по значению Nu углы установки сопел $\beta_{опт}$. Угол $\beta_{опт}$ можно определить:

для $\mathrm{Pe_c}\leqslant2{,}8\cdot10^4$ по зависимости

$$\beta_{опт}=[2{,}225-0{,}12(1-ax)(z-1)^b][50(\bar{d}_2-\bar{d})(\varepsilon-1)+1], \qquad (4.32)$$

где $a=0{,}58[1-0{,}144(\mathrm{Pe}_c-\mathrm{Pe}_{1c})^{0,2}]$;

$b=0{,}55-0{,}0187(\mathrm{Pe}_c-\mathrm{Pe}_{1c})^{0,2}$; $\varepsilon=B+(B_1-B)(z-1)/(z_3-2)$;

$B=1{,}048-0{,}023\,\mathrm{Pe}_c\cdot10^4+(0{,}74-\mathrm{Pe}_c\,10^4+$

$+0{,}278\,\mathrm{Pe}_c^2\,10^{-8})/(\mathrm{Pe}_c10^{-4})\,x$;

$B_1=0{,}38+0{,}17\,\mathrm{Pe}_c\,10^{-4}+(2{,}0-0{,}54\,\mathrm{Pe}_c\,10^{-4})\,x-$

$-(1{,}08-0{,}32\,\mathrm{Pe}_c\,10^{-4})\,x^2$;

для $\mathrm{Pe_c}\geqslant2{,}8\cdot10^4$ по зависимости

$$\beta_{опт}=[1{,}047+(0{,}0756-0{,}027x)(z-1)^{0,528-0,0458x}]\,\tau, \qquad (4.33)$$

где $\tau=3{,}35(\bar{d}_2-d)(1-5{,}6x+3{,}1x^2)+1$.

Здесь $Pe_c = cd/a$ (c — действительная скорость истечения воздуха из сопел; a — температуропроводность воздуха); $x = u/c$ (u — окружная скорость на радиусе расположения сопел r_c); $\bar{d} = d/r_c$; $\bar{d}_2 = 0{,}04$; $z_3 = 36$; $Pe_{1c} = 1{,}2 \cdot 10^4$.

Зависимости (4.32) и (4.33) справедливы в диапазоне изменения $Pe_c = (1{,}2 \ldots 5{,}5) \cdot 10^4$, $x = 0{,}15 \ldots 1{,}6$, $z = 1 \ldots 36$, $\bar{d} = 0{,}02 \ldots 0{,}04$, $\bar{H} \leqslant 4$.

Следует отметить, что имеющиеся в литературе данные позволяют достаточно достоверно рассчитывать коэффициенты теплоотдачи при струйном обдуве вращающегося диска.

Для малого числа сопел ($z = 2 \ldots 8$) и $\beta = 90°$ местные коэффициенты теплоотдачи можно определять, используя зависимости А. Л. Кузнецова:

для зоны на радиусе расположения сопел ($r_c - d/2 \leqslant r \leqslant r_c + d/2$)

$$Nu_c = 0{,}054 z^{0{,}85} \bar{d}\, Re_c^{0{,}8}, \tag{4.34}$$

где $\bar{d} = d/r_c$;

для зоны ниже радиуса расположения сопел ($r < r_c - d/2$)

$$Nu'_c = Nu_c \exp[-0{,}18(y - 0{,}5)], \tag{4.35}$$

где $y = (r_c - r)/d = 0{,}5 \ldots 12{,}17$;

для зоны выше радиуса расположения сопел ($r > r_c + d/2$)

$$Nu'_c = Nu_c (1 + b x^{0{,}8}) \exp[-0{,}18(y - 0{,}5)], \tag{4.36}$$

где $b = 0{,}05\,(y - 0{,}5)^{2{,}45}/z$; $x = u/c_{ад}$; $c_{ад}$ — адиабатная скорость истечения воздуха из сопел; $y = (r - r_c)/d = 0{,}5 \ldots 12{,}17$.

При использовании формул (4.34), ..., (4.36) определяющим размером является диаметр d сопел, определяющим параметром — температура торможения воздуха перед соплами. При вычислении Re_c берут действительную скорость истечения воздуха на выходе из сопел. Особо следует подчеркнуть, что коэффициенты теплоотдачи отнесены к разности местной температуры диска и температуры торможения воздуха перед соплами. Таким образом, все сложности в характере течения учтены в уравнении подобия, а расчет тепловых потоков осуществляют по простой формуле $q = \alpha_{ст} (T_{ст} - T^*_{охл})$.

Зависимости (4.34), ..., (4.36) получены в диапазоне изменения $Re_c = 2{,}46 \cdot 10^4 \ldots 2{,}23 \cdot 10^5$, $u/c_{ад} = 0{,}0036 \ldots 0{,}965$, $d/r_c = 0{,}0193 \ldots 0{,}0386$, $H/d = 1 \ldots 8$, $r_c/r_п = 0{,}57 \ldots 0{,}81$ ($r_п$ — наружный радиус диска).

Для большого числа сопел ($z = 58$) и $\beta = 90°$ В. И. Девятов предложил зависимость, с помощью которой можно определить α:

$$Nu = \{0{,}01 + 1{,}44 \cdot 10^{-4} K_v^{-1{,}4} \bar{r}^2 Re_c \exp[-66(\bar{r} - 0{,}905)^2]\}\, Re_u^{0{,}8}, \tag{4.37}$$

где $K_v = u/v$; u, v — окружная и среднерасходная скорости, соответственно на радиусе расположения сопел; $\bar{r} = r/r_п$; r — текущий радиус; $\mathrm{Re}_c = cd/\nu$; c — действительная скорость истечения воздуха из сопел $\mathrm{Re}_u = \omega r^2/\nu$.

При расчете по зависимости (4.37) физические константы воздуха определяют по температуре торможения воздуха перед соплами. Зависимость справедлива при $\mathrm{Re}_c = (2 \ldots 3{,}7) \cdot 10^4$, $\mathrm{Re}_u = (3{,}7 \ldots 9{,}8) \cdot 10^5$, $K_r = 7{,}9 \ldots 21$, $r_c/r_{\text{п}} = 0{,}905$, $d/r_c = 0{,}0163$, $H/d = 3{,}9$.

Если $\beta \neq 90°$, то коэффициенты теплоотдачи можно определять по зависимостям, полученным Ю. И. Юнкеровым [25] в диапазоне изменения $\beta = (45 \ldots 135)°$, $z = 1 \ldots 36$, $\mathrm{Pe}_c = (1{,}2 \ldots 5{,}5) \cdot 10^4$, $x = 0{,}15 \ldots 1{,}6$.

4.4. ТЕПЛООТДАЧА В ЗАМКНУТЫХ И СЛАБОВЕНТИЛИРУЕМЫХ ПОЛОСТЯХ РОТОРОВ КОМПРЕССОРОВ И ТУРБИН

Теплоотдача в замкнутых полостях. Замкнутые (невентилируемые) полости встречаются преимущественно в роторах компрессоров, реже — в роторах турбин.

Течение воздуха в замкнутых полостях между вращающимися дисками формируется в условиях действия значительных центробежных массовых сил, значение которых неодинаково в различных точках полости. Если поверхности, образующие полость, имеют различную температуру, то вблизи боковых поверхностей дисков возникают радиальные течения — от центра к периферии или от периферии к центру. В свою очередь, эти течения приводят к возникновению сил Кориолиса, отклоняющих течение от радиального направления. При небольшом расстоянии между дисками может произойти взаимодействие пограничных слоев, образующихся на боковых поверхностях дисков. В результате в замкнутых полостях появляется сложное пространственное течение. Конкретная картина течения в замкнутой полости определяется соотношением ее геометрических размеров, законами распределения температуры на ограничивающих поверхностях и частотой вращения.

В настоящее время в литературе имеется ряд теоретических работ, посвященных исследованию теплоотдачи в замкнутых полостях. Однако имеющиеся теоретические решения получены при упрощающих допущениях, имеют ряд ограничений и, как следствие этого, не в полной мере отражают действительную картину течения в замкнутых полостях. Поэтому более надежные расчетные зависимости базируются на экспериментальных исследованиях.

Результаты экспериментальных исследований теплоотдачи в замкнутых полостях роторов компрессоров и турбин содержатся в ряде работ. Поскольку в них исследованы полости, имеющие различные геометрические размеры, при разных законах распределения температуры на ограничивающих поверхностях, то результаты исследования не поддаются обобщению.

В. К. Щукиным и В. В. Олимпиевым исследована полость, имеющая ширину $s = 0{,}05$ м, периферийный радиус $r_{\text{п}} = 0{,}417$ м и внутренний радиус $r_{\text{внутр}} = 0{,}0405$ м (рис. 4.9). Относи-

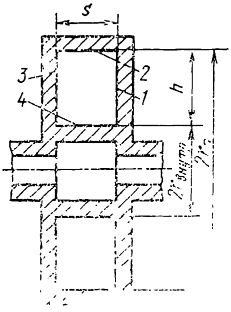


Рис. 4.9. Геометрические параметры замкнутых и слабовентилируемых полостей роторов:

1, 2, 3, 4 — поверхности, ограничивающие полость

тельная ширина полости $s/h=0{,}133$. Полость заполняли водой. Местные коэффициенты теплоотдачи на боковой поверхности нагретого диска определяли градиентным методом. Подсчитывали также средний коэффициент теплоотдачи. Коэффициенты теплоотдачи относили к разности осредненных по площади теплообмена температур нагретого (T_1) и холодного (T_3) дисков, т. е. к $\Delta T=T_1-T_3$. За определяющую температуру принимали среднюю температуру в полости $T=0{,}5\ (T_1+T_3)$.

Для среднего коэффициента теплоотдачи результаты экспериментов с развитым пограничным слоем на боковых поверхностях дисков обобщены уравнениями подобия:

для ламинарного пограничного слоя $\left(\mathrm{Ra}^*_{\text{ср}}=10^{12}\ldots2\cdot10^{14}\right)$

$$\mathrm{Nu}_{\text{ср}}=1{,}82\left(\mathrm{Ra}^*_{\text{ср}}\right)^{0,1} \tag{4.38}$$

или

$$\mathrm{Nu}_{\text{ср}}=1{,}07\,\mathrm{Ra}_{\text{ср}}^{0,111}; \tag{4.39}$$

для турбулентного пограничного слоя $\left(\mathrm{Ra}^*_{\text{ср}}=2\cdot10^{14}\ldots3{,}16\cdot10^{15}\right)$

$$\mathrm{Nu}_{\text{ср}}=3{,}98\cdot10^{-4}\left(\mathrm{Ra}^*_{\text{ср}}\right)^{0,35} \tag{4.40}$$

или

$$\mathrm{Nu}_{\text{ср}}=5{,}89\cdot10^{-6}\,\mathrm{Ra}_{\text{ср}}^{0,539}. \tag{4.41}$$

Аналогичные зависимости для местных коэффициентов теплоотдачи имеют вид:

для ламинарного пограничного слоя

$$\mathrm{Nu}=1{,}32\left(\mathrm{Ra}^*\right)^{0,1} \tag{4.42}$$

или

$$\mathrm{Nu}=1{,}36\,\mathrm{Ra}^{0,111}; \tag{4.43}$$

для турбулентного пограничного слоя

$$\mathrm{Nu}=3{,}16\cdot10^{-3}\left(\mathrm{Ra}^*\right)^{0,3} \tag{4.44}$$

или

$$\mathrm{Nu}=2{,}69\cdot10^{-4}\,\mathrm{Ra}^{0,428}. \tag{4.45}$$

Здесь

$$\mathrm{Nu}_{\text{ср}}=\alpha_{\text{ср}}r_{\text{н}}/\lambda;\quad \mathrm{Nu}=\alpha r/\lambda;\quad \mathrm{Ra}_{\text{ср}}=\mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr}=\omega^2 r_{\text{н}}^4/\nu^2\beta\Delta T\,\mathrm{Pr},$$

$\mathrm{Ra}=\omega^2r^4/\nu^2\beta\Delta T\,\mathrm{Pr}$ — среднее и местное числа Рэлея, соответстcovenненно; $\mathrm{Ra}^*_{\text{ср}}=\mathrm{Ra}_{\text{ср}}\mathrm{Nu}_{\text{ср}}$, $\mathrm{Ra}^*=\mathrm{Ra}\,\mathrm{Nu}$ — среднее и местное модифицированные числа Рэлея соответственно; β — коэффициент объемного расширения теплоносителя; ω — угловая скорость.

В. К. Щукиным и В. В. Олимпиевым проведено также сравнение полученных опытных результатов с теоретическими результатами В. М. Капиноса. Анализ показал, что только в области малых значений числа Рэлея при ламинарном пограничном слое полученные опытным и теоретическим путем значения числа Нуссельта близки между собой. При больших значениях числа Рэлея для ламинарного пограничного слоя и во всем исследованном диапазоне числа Рэлея для турбулентного пограничного слоя полученные опытным путем значения числа Нуссельта значительно меньше полученных теоретическим путем. Последнее объясняется стабилизирующим влиянием массовых сил.

Замкнутая, воздушная полость, исследованная В. М. Капиносом, В. Н. Пустоваловым и А. П. Рудько, имела $r_п=0{,}317$ м, $r_{внутр}=0$, $s=0{,}14$ м и $s/h=0{,}44$. В данном случае осуществляли также нагрев наружной цилиндрической поверхности полости (поз. *2* на рис. 4.9). Температура цилиндрической поверхности изменялась между значениями температур ограничивающих дисков по линейному закону. Местные и средние коэффициенты теплоотдачи определяли калориметрическим методом.

При обработке опытных данных за определяющую температуру принимали среднюю температуру в полости $T=0{,}5(T_1+T_3)$.

Опытные данные для определения местной теплоотдачи на наружной цилиндрической поверхности обобщены уравнением подобия

$$\mathrm{Nu}=2{,}9\bar{a}^{1,54}\,\mathrm{Re}^{0,17}, \tag{4.46}$$

где $\mathrm{Nu}=\alpha a/\lambda$, a — осевая координата, отсчитываемая от поверхности нагретого диска; $\bar{a}=a/s$; $\mathrm{Re}=\omega r_п^2/\nu$.

При использовании уравнения (4.46) местный коэффициент теплоотдачи определяется по текущей разнице температур цилиндрической поверхности и средней температуре поверхности холодного диска. Уравнение (4.46) справедливо при $\bar{a}=0{,}26\ldots0{,}74$ и $\mathrm{Re}=3\cdot10^5\ldots10^6$.

Для средней теплоотдачи холодного диска (поверхность *3* рис. 4.9) получено уравнение подобия

$$\mathrm{Nu}_{ср}=20{,}3\,\mathrm{Gr}^{0,02}, \tag{4.47}$$

где

$$\mathrm{Nu}_{ср}=\frac{\alpha_{ср}r_п}{\lambda};\quad \mathrm{Gr}=\frac{\omega^2 r_п^4}{\nu^2}\beta\Delta T.$$

Здесь средний коэффициент теплоотдачи $\alpha_{ср}$ отнесен к разности температур $\Delta T=T_1-T_3$. Уравнение (4.47) получено при $\mathrm{Gr}=3{,}5\cdot10^9\ldots10^{11}$.

Уравнения подобия, используемые при определении местных коэффициентов теплоотдачи нагретого диска (поверхность *1*, рис. 4.9) имеют вид:

для центральной части диска ($\bar{r}=0{,}088 \dots 0{,}6$)

$$Nu=13{,}1\bar{r}^{-0{,}23}(\beta\Delta T)^{0{,}17}; \qquad (4.48)$$

для периферийной части диска ($\bar{r}=0{,}6 \dots 1$)

$$Nu=16{,}2\bar{r}^{1{,}86}(\beta\Delta T)^{0{,}1}\,Re^{0{,}05}. \qquad (4.49)$$

Здесь $Nu=\alpha r/\lambda$; $\bar{r}=r/r_п$; β — коэффициент объемного расширения теплоносителя; $Re=\omega r^2/\nu$. Уравнение (4.48) получено в диапазоне изменения $\beta\Delta T=0{,}031 \dots 0{,}123$ и $Re=2{,}4\cdot10^3 \dots 2{,}4\cdot10^5$, а уравнение (4.49) — в диапазоне изменения $\beta\Delta T=0{,}031 \dots 0{,}123$ и $Re=(1{,}1 \dots 6{,}4)\cdot10^5$.

В работе Н. Н. Салова исследована полость, имеющая $r_п=0{,}171$ м, $r_{внутр}=0{,}094$ м, $s=0{,}1$ м и $s/h=1{,}3$. Полость заполняли водой, маслом или воздухом. Подвод теплоты осуществлялся с помощью электронагревателя, расположенного на наружной цилиндрической поверхности *2* (см. рис. 4.9), а отвод теплоты — через внутреннюю цилиндрическую поверхность *4* (см. рис. 4.9), которая охлаждалась водой. Средний коэффициент теплоотдачи определяли раздельно для нагреваемой (наружной) и охлаждаемой (внутренней) цилиндрической поверхности. Коэффициент теплоотдачи относили к разности средних температур исследуемой поверхности и теплоносителя в полости. При обобщении опытных данных физические константы теплоносителя определяли по его средней температуре T. Опыты показали, что для исследованной полости во всем диапазоне режимных параметров безразмерная температура $(T-T_4)/(T_2-T_4)\approx0{,}8$.

В результате обобщения опытных данных получены уравнения подобия, используемые для определения среднего коэффициента теплоотдачи:

для наружной (горячей) цилиндрической поверхности

$$Nu_н=1{,}3\,Gr_н^{0{,}25}Pr^{0{,}77}; \qquad (4.50)$$

для внутренней (холодной) цилиндрической поверхности

$$Nu_{внутр}=0{,}51\,Gr_0^{0{,}25}\,Pr^{0{,}47}, \qquad (4.51)$$

где $Nu_н=\alpha_н s/\lambda$; $Nu_0=\alpha_0 s/\lambda$;

$Gr_н=\omega^2 r_н s^3/\nu^2\beta\Delta T_п$, $Gr_0=\omega^2 r_{внутр} s^3/\nu^2\beta\Delta T_0$; $\Delta T_н=T_2-T$;

$\Delta T_0=T-T_4$.

Уравнения (4.50) и (4.51) получены при изменении Gr от $2{,}4\times10^7$ до $3{,}1\cdot10^{11}$ и Pr от 0,68 до 200.

Теплоотдача в слабовентилируемых полостях. Слабовентилируемые полости широко применяют в конструкциях роторов компрессоров и турбин.

Особенностью вращающихся слабовентилируемых полостей является наличие свободной конвекции в полях массовых центробежных сил и сил Кориолиса и вынужденного течения. В зависи-

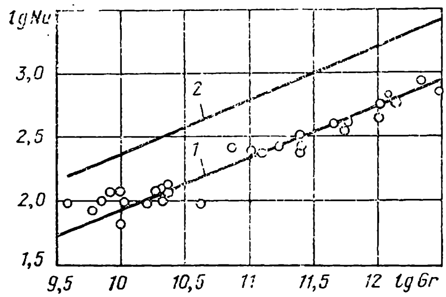


Рис. 4.10. Обобщенные опытные данные по определению местных коэффициентов теплоотдачи на боковой поверхности дисков в слабовентилируемой полости ротора с вынужденным осевым течением воздуха на периферии [8]:

О — опытные точки; 1 — график, рассчитанный по зависимости (4.52); 2 — теоретическая зависимость В. М. Капиноса

мости от режимных параметров влияние свободной конвекции и вынужденного течения на α может быть различным. Если скорость вынужденного течения невелика, то массовые силы могут целиком определять условия теплоотдачи в полости. В некоторой области режимных параметров характер течения и теплоотдача будут определяться одновременным воздействием свободной конвекции и вынужденного течения.

Следует заметить, что даже слабое вынужденное течение может существенно повлиять на характер движения воздуха в слабовентилируемой полости. Это вызывает определенные трудности в разработке достоверных математических моделей.

Имеющиеся в литературе опытные данные относятся к двум схемам вентиляции полостей: к схеме с осевым вынужденным течением на периферии и к схеме с петлевым течением.

Теплоотдача на боковых поверхностях дисков в полости с осевым вынужденным течением воздуха на периферии исследована в работе [8]. Эксперименты проводили на натурном роторе компрессора с использованием метода регулярного теплового режима. При обработке опытных данных в качестве определяющей температуры принимали температуру воздуха, отбираемого из проточной части компрессора на продувку полости. Эта температура была близкой к температуре в ядре потока между дисками.

Результаты обобщения опытных данных по определению местных коэффициентов теплоотдачи представлены на рис. 4.10. Здесь же для сопоставления нанесена теоретическая зависимость 2 В. М. Капиноса для замкнутой полости. Видно, что опытные точки располагаются ниже теоретической зависимости. Полученный результат можно объяснить, во-первых, отличием в законах изменения температуры на ограничивающих поверхностях (в теоретическом решении изменение температуры диска по радиусу не учитывали) и, во-вторых, влиянием вдува воздуха на периферии, который оказывает стабилизирующее воздействие на развитие пространственных течений в полости.

В результате математической обработки опытных данных для боковых поверхностей дисков в работе [8] получена зависимость

$$\mathrm{Nu} = 0{,}0088\,\mathrm{Gr}^{0{,}4}. \qquad (4.52)$$

При вычислении Nu и Gr за определяющий размер принимали текущий радиус r. Число Gr рассчитывали по центробежному ускорению $j=\omega^2 r$. Зависимость (4.52) получена в диапазоне изменения Gr от 10^{10} до 10^{13}.

Следует отметить, что расход продуваемого воздуха в полости составлял от 0,1 до 0,25% от расхода воздуха через компрессор. Изменение расхода продуваемого воздуха в этих пределах не оказало заметного влияния на теплоотдачу.

Теплоотдача на наружной цилиндрической поверхности кольцевой полости с петлевой схемой движения воздуха исследована в работе М. Н. Бодунова и Н. Н. Салова. Полость имела $r_п=0{,}171$ м и $s=0{,}1$ м. Средний коэффициент теплоотдачи определяли калориметрическим методом. В качестве теплоносителя использовали воду.

В результате обобщения опытных данных для наружной цилиндрической поверхности полости получена зависимость

$$\mathrm{Nu}_{ср}=0{,}57\,\mathrm{Ra}^{0{,}15}\,\mathrm{Pe}^{0{,}21}\,(s/h)^{0{,}25}, \tag{4.53}$$

где Ra = Gr Pr; Pe = Re Pr.

При вычислении Ra и Pe за определяющий размер принимали ширину s полости, а за определяющую температуру — среднюю температуру теплоносителя в полости. Число Грасгофа вычисляли по формуле

$$\mathrm{Gr}=\omega^2 r_п \frac{s^3}{\nu^2}\beta\Delta T,$$

где ΔT — разность осредненных температур нагреваемой наружной цилиндрической поверхности и теплоносителя. При вычислении числа Рейнольдса среднюю радиальную скорость потока определяли на радиусе $r_{ср}=\sqrt{0{,}5\,(r_п^2+r_{внутр}^2)}$.

Выражение (4.53) справедливо при изменении Ra от $2{,}6\cdot10^{10}$ до $2{,}2\cdot10^{12}$, Pe от $2{,}8\cdot10^2$ до $7{,}6\cdot10^2$ и s/h от 1 до 10.

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что приведенные рекомендации справедливы только для двух исследованных схем слабовентилируемых полостей роторов.

4.5. ТЕПЛООТДАЧА ВНУТРИ ПРОНИЦАЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

Как уже указывалось в разд. 1, в высокотемпературных ГТД для охлаждения ряда деталей проточной части или их отдельных элементов целесообразно использовать заградительные способы охлаждения (пленочное, пористое, вафельное). Важной особенностью таких способов является наличие интенсивного теплоотвода внутри самой охлаждаемой стенки.

Здесь рассмотрено два случая: пористое и вафельное охлаждение. Пористые материалы получают спеканием из порошков или прокаткой из сеток, вафельные — термодиффузионной сваркой или пайкой из тонких пластин, на которых предварительно выполнены охлаждающие каналы.

Дифференциальные уравнения теплопроводности для таких стенок отличаются наличием дополнительного члена, учитывающего внутреннее объемное теплопоглощение.

В одномерной постановке уравнение стационарной теплопроводности для цилиндрической проницаемой стенки с текущим радиусом r будет иметь вид

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\lambda_э r\,dT/dr - \alpha_V(T - T_{охл}) = 0. \qquad (4.54)$$

Аналогично для плоской стенки с текущей координатой x по толщине и при $\lambda_э(x) = \mathrm{const}$ получим

$$\lambda_э d^2T/dx^2 - \alpha_V(T - T_{охл}) = 0. \qquad (4.55)$$

В формулах (4.54), (4.55) $\lambda_э$ — эквивалентный коэффициент теплопроводности проницаемой стенки; α_V — коэффициент внутренней объемной теплоотдачи, определяемый опытным путем. Для пористых материалов $\lambda_э$ определяется опытным путем; для слоистых, вафельных

$$\lambda_э = \sum_{i=1}^{S}(\lambda_м F_м + \lambda_{охл}F_{охл})_i / SF_\Sigma,$$

где S — число слоев; i — номер слоя; F_Σ, $F_м$, $F_{охл}$ — площади сечения: суммарная, по металлу, по каналу охлаждающего воздуха.

В каждом из уравнений по два неизвестных: текущая температура стенки T и охлаждающего воздуха $T_{охл}$. Для их определения требуется еще одно уравнение. Таковым является дифференциальное уравнение подогрева охлаждающего воздуха при течении его сквозь проницаемую стенку. Например, для плоской стенки из уравнения теплового баланса следует, что

$$c_p G_{уд} dT_{охл}/dx = \alpha_V(T - T_{охл}). \qquad (4.56)$$

Здесь $G_{уд} = G_{охл}/F_{ст}$ — удельный массовый расход охлаждающего воздуха; $F_{ст}$ — площадь поверхности проницаемой стенки.

Подчеркнем, что влияние теплообмена внутри вафельного материала на общую теплопередачу от газа к охлаждающему воздуху оказывается весьма значительным. На количественные закономерности внутренней теплоотдачи определяющее влияние оказывает внутренняя геометрическая структура поровых каналов в пористой стенке и микроканалов в вафельной. В настоящее время нет удовлетворительных теорий, которые позволяли бы расчетом получить α_V и ζ_V (коэффициент гидравлического сопротивления) внутри пористых и вафельных стенок. Указанные величины определяют на основе обобщенных опытных данных.

Имеется достаточно много работ по теплообмену и гидродинамике в пористых средах, обобщение которых можно найти, например, в работе [10].

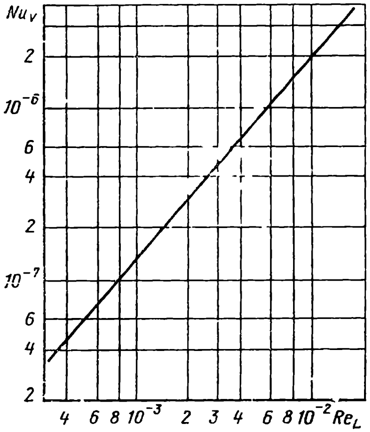


Рис. 4.11. Сводные результаты испытаний по определению коэффициента внутренней объемной теплоотдачи в пористых материалах

По результатам опытов С. А. Дружинина на пористых образцах из порошковых материалов (коррозионно-стойкая сталь) получена опытная формула

$$\alpha_V = 0{,}0029\,\mathrm{Re}_L^{1,84}\lambda_{\text{охл}}/L^2, \qquad (4.57)$$

где L — характерный линейный размер.

Эта формула относится к образцам с пористостью $\Pi = (\rho - \rho_{\text{пор}})/\rho \leqslant \leqslant 0{,}3\%$ (ρ, $\rho_{\text{пор}}$ — плотность сплошного и пористого материалов соответственно) в диапазоне чисел Рейнольдса $\mathrm{Re}_L = G_{\text{охл}}L/\mu_{\text{охл}}$ от $1{,}4\cdot10^{-3}$ до $1{,}5\cdot10^{-2}$.

Проведены опыты на шести пористых образцах, изготовленных из нихрома методом спекания из порошков с частицами диаметром не более 20 мкм. Средний диаметр пор составлял во всех шести обследованных образцах $d_{\text{п}} = 4 \ldots 5$ мкм. Толщину образцов варьировали от 1,9 до 2,5 мм, пористость Π — от 0,2 до 0,3%. Режимные параметры изменяли в диапазоне значений, характерных для пористого охлаждения деталей авиационных ГТД.

На рис. 4.11 показаны сводные результаты испытаний по определению коэффициента внутренней объемной теплоотдачи. Обобщающая расчетная зависимость имеет вид

$$\mathrm{Nu}_V = 4\cdot10^{-4}\,\mathrm{Re}_L^{1,16}, \qquad (4.58)$$

где Nu_V — внутреннее объемное число Нуссельта, или в развернутом виде

$$\alpha_V = 4\cdot10^{-4}\,\mathrm{Re}_L^{1,16}\lambda_{\text{охл}}/L^2 = 4\cdot10^{-4}(G_{\text{охл}}/\mu_{\text{охл}})^{1,16}\lambda_{\text{охл}}/L^{0,84}. \qquad (4.59)$$

Формулу можно применять для аналогичных по внутренней структуре пористых материалов с пористостью $\Pi = 0{,}2 \ldots 0{,}3\%$ и при $3\times\times10^4 < \mathrm{Re}_L < 2\cdot10^{-2}$.

Особо следует остановиться на вопросе о выборе характерного линейного размера L при обобщении опытов по внутренней теплоотдаче. Некоторые исследователи принимали за L средний диаметр частиц исходного порошка; другие — средний диаметр пор. В работе [10] приведен пример использования в качестве линейного размера отношения суммарного объема V стенки к площади омываемой

* Дезидерьев С. Г., Каримова А. Г., Локай В. И. Результаты экспериментального исследования внутреннего теплообмена в пористых образцах с малыми размерами пор. — Изв. вузов. Авиационная техника, 1975, № 3, с. 36—39.

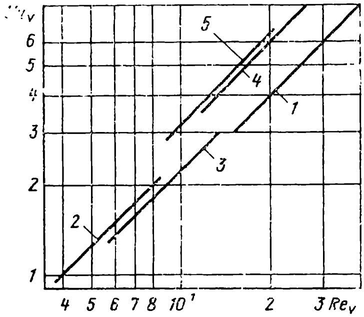


Рис. 4.12. Зависимость внутреннего объемного числа Нуссельта проницаемых материалов от числа Рейнольдса:

1 . . . 5 — см. в табл. 4.1

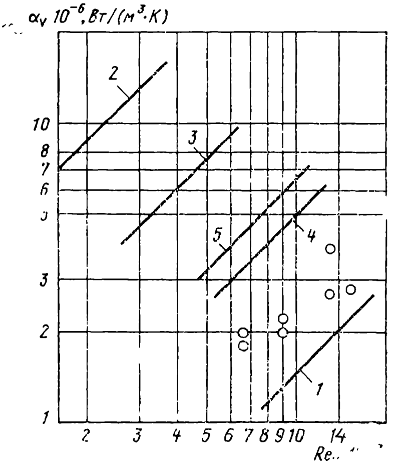


Рис. 4.13. Зависимость коэффициента внутренней объемной теплоотдачи от числа Рейнольдса. Поз. см. в табл. 4.1

поверхности S внутри проницаемой стенки. Для вафельных материалов в связи с заранее известной геометрией каналов эта величина $L = VS$ может быть подсчитана. В формлах, полученных по результатам исследования пористого охлаждения, за характерный линейный размер принята L, непосредственно увязанная с важной гидродинамической характеристикой — проницаемостью стенки, а именно $L = \sqrt{k}$.

Для чисто вязкостных режимов течения (такие режимы характерны для пористого охлаждения лопаток газовых турбин) проницаемость k определяется формулой

$$k = \frac{G_{охл}}{\rho_{охл}} \frac{\delta\mu_{охл}}{\Delta p_{охл}} . \qquad (4.60)$$

Здесь $G_{охл}/\rho_{охл}$ скорость фильтрации охлаждающего воздуха через проницаемую стенку толщиной δ; $\Delta p_{охл}$ — перепад давления на стенке. Величина $\Delta p_{охл}$ в проницаемых материалах аналитическим расчетам не поддается, а определяется на основе опытных данных.

Согласно опытным данным на всех исследованных образцах и во всем диапазоне режимов

$$\Delta p_{охл} \approx 210 G_{охл} \mu_{охл} \delta/(\rho_{охл} d^2_{пор} \Pi), \qquad (4.61)$$

где $d_{пор}$ — диаметр пор, и

$$k = 4{,}76 \cdot 10^{-3} \Pi d^2_{пор}; \quad L = 6{,}9 \cdot 10^{-2} \sqrt{\Pi} \cdot d_{пор}. \qquad (4.62)$$

На рис. 4.12 показаны обобщенные результаты опытов [10] по исследованию внутренней объемной теплоотдачи различных матери-

Таблица 4.1

Обозначение на рис. 4.13	Тип проницаемой стенки	Толщина, м·10−3	Материал	Теплопроводность, Вт/(м·К)	Пористость	Характерный линейный размер, м·10−3
1	Одиночный лист с отверстиями	1,22	Коррозионностойкая сталь	13,81	0,021	0,580
2	Пористая стенка	1,52	Бронза	18,90	0,320	0,121
3	Пористая стенка	1,70	»	8,83	0,397	0,196
4	Двухслойная вафельная стенка	1,65	Коррозионностойкая сталь	6,02	0,330	0,396
5	Трехслойная вафельная стенка	2,13	»	7,84	0,248	0,353
○	Двухслойная вафельная стенка	0,79	»	—	0,292	0,510

алов. В табл. 4.1 даны характеристики некоторых из рассмотренных в работе [11] материалов.

На рис. 4.13 показаны α_V, рассчитанные для проницаемой стенки, выполненной из различных пористых материалов.

4.6. МЕТОДЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ВНУТРЕННЕГО ТЕПЛООБМЕНА *

В задачу систем охлаждения ГТД входит обеспечение работоспособности конструкции при повышенных $p_г^*$, $T_г^*$ рабочего тела. Достигается это снижением температур и градиентов температур в защищаемых деталях продувкой воздуха в специально выполненных охлаждающих каналах. Как уже указано (см. разд. 1), отборы циклового воздуха на охлаждение вызывают дополнительные потери энергии. При этом чем больше $\overline{G}_{охл}$, тем больше потери и тем при меньших температурах $T_г^*$ наступает так называемый «кризис» данного способа охлаждения [9].

Отодвинуть этот «кризис» можно интенсификацией внутреннего теплообмена, т. е. увеличением теплосъема в охлаждаемых деталях.

Основная задача интенсификации — снижение температуры самих деталей и градиентов температур в них. Возрастание гидравлических сопротивлений при этом не столь важно. Связано это с тем, что обычно перепад давления, который может быть использован, например, в лопатках турбины для прокачки воздуха существенно больше потерь давления в охлаждающем тракте. Проблемы здесь иногда возникают лишь при пленочном охлаждении входных кромок сопловых лопаток первой ступени турбины. Но и в этом случае лишь небольшой сдвиг выходных отверстий вниз по потоку от точ-

* Разд. 4.6 подготовлен с использованием данных А. В. Шарапова.

ки (линий) разветвления газа снимает эту проблему. Поскольку и расход охлаждающего воздуха в деталях ГТД составляет лишь малую долю от массы рабочего тела, то в качестве критерия эффективности тех или иных мероприятий по интенсификации теплообмена здесь используют $\overline{\mathrm{Nu}}=\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ (Nu_0 — число Нуссельта для случая без интенсификации). Т. е. из различных способов увеличения теплоотдачи лучшим считается тот, при котором $\overline{\mathrm{Nu}}$ максимально, а реализация метода не вызывает особых технологических затруднений. Что касается гидравлических сопротивлений, то основным требованием здесь является наличие надежных рекомендаций для расчета их значений и пропускной способности системы. Первое необходимо для правильного распределения охлаждающего воздуха по каналам системы охлаждения; второе — для расчета проходных сечений.

Детальный отбор работ по интенсификации теплообмена выполнен В. Берглсом *. Теоретические основы методов интенсификации теплоотдачи и детальные рекомендации по их оптимизации применительно к теплообменникам изложены в работе [8]. Теоретические решения и результаты экспериментальных исследований приведены в работе В. М. Бузника. В самом общем виде способы интенсификации теплообмена делятся на две группы:

пассивные — не требующие затрат энергии от внешнего источника, а лишь увеличивающие в той или иной степени гидравлические сопротивления в системе. К ним относятся: оребрение внутренних поверхностей; турбулизация потока; использование конфузорно-диффузорных каналов и зигзаг-каналов;

активные — требующие непрерывных затрат энергии от внешнего источника.

Реализуют также способы устройства, осуществляющие механическую вибрацию теплообменных поверхностей; впрыск в охлаждающий поток жидкостей; электростатическое воздействие на поток и др.

Первым мероприятием по интенсификации теплоотдачи в охлаждающих каналах лопаток турбин была установка внутрь полых лопаток специальных вставок-дефлекторов. Их назначение — прижать поток воздуха непосредственно к охлаждаемым поверхностям и уменьшить проходное сечение. При неизменном расходе воздуха и турбулентном течении интенсификация достигалась из-за повышения плотности тока. Если, например, для течения в канале воспользоваться уравнением подобия $\mathrm{Nu}=A\,\mathrm{Re}^m$, то для рассматриваемого случая легко получить оценку интенсификации теплоотдачи при уменьшении дефлектором площади исходного проходного сечения s_0 до значения s. Полагая, что физические константы останутся неизменными и что периметр проходного сечения $\Pi=2\Pi_0$ (узкий щелевой канал) получим

$$\frac{\alpha}{\alpha_0}\approx\frac{\mathrm{Re}^m}{\mathrm{Re}_0^m}\frac{d_0}{d}, \tag{4.63}$$

* Теплообмен. Достижения. Проблемы. Перспективы. М.: Мир, 1981. 344 с.

где d_0, d — эквивалентный гидравлический диаметр соответственно для случая без дефлектора и с дефлектором. Для щелевого канала при $G_{охл}=\text{const}$ и турбулентном течении $m=0{,}8$; $(Re/Re_0)^{0,8}\approx 0{,}6$; $\dfrac{d_0}{d}=\dfrac{4s_0/\Pi_0}{4s/2\Pi_0}=2\dfrac{s_0}{s}$.

Тогда из уравнения (4.63) следует, что

$$\alpha/\alpha_0 \approx 1{,}2 s_0/s. \tag{4.64}$$

Т. е., например, при уменьшении дефлектором площади проходного сечения в 2 раза теплоотдача возрастает примерно в 2,4 раза. Установка дефлектора одновременно решает и другую задачу — более полного использования хладозапаса воздуха (при прочих равных условиях, воздух успевает нагреваться до более высоких температур, прежде чем выйдет из системы охлаждения лопаток).

В современных ГТД в лопатках с поперечной, продольной и комбинированной схемами течения охлаждающего воздуха с успехом применяют усовершенствованные дефлекторы.

Другим распространенным способом интенсификации охлаждения в лопатках с продольным течением охлаждающего воздуха является измельчение каналов для прохода охлаждающего воздуха и соответственно увеличение их числа. При неизменных суммарной площади проходного сечения s_0 и расходе охлаждающего воздуха $G_{охл}$ теплосъем Q в этом способе возрастает, прежде всего, за счет увеличения теплообменной поверхности s и лишь в незначительной степени из-за увеличения коэффициентов теплоотдачи. Так, в лопатках с круглыми отверстиями площадь теплообменной поверхности s_0 возрастает при этом до величины

$$s = s_0 \sqrt{z/z_0}, \tag{4.65}$$

где z_0, z — число отверстий первоначальное и после измельчения соответственно. Т. е. при увеличении число отверстий в два раза, теплообменная поверхность возрастает примерно в 1,5 раза.

В то же время легко показать, что при сохранении турбулентного течения в измельченных каналах коэффициенты теплоотдачи возрастают согласно соотношению

$$\alpha/\alpha_0 \approx (z/z_0)^{0,1}. \tag{4.66}$$

Важно подчеркнуть, что при измельчении охлаждающих каналов решается и другая не менее важная задача охлаждения — достижение требуемого поля температур в сечении лопаток. Связано это с тем, что мелкие каналы удается разместить в непосредственной близости от «горячих» зон сечения лопаток (кромки, отдельные участки спинки и корыта). Кроме того, в такой конструкции оказывается возможным подавать охлаждающий воздух с различными параметрами в разные каналы и таким образом оптимизировать охлаждение. Примером охлаждаемых лопаток с измельченными каналами служат рабочие лопатки авиационных ГТД ряда зарубежных фирм (рис. 4.14).

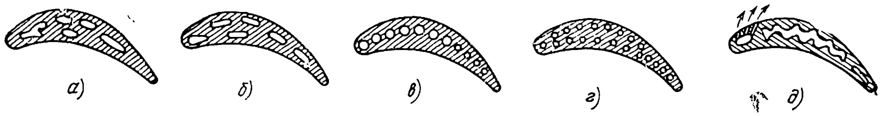


Рис. 4.14. Схемы расположения измельченных охлаждающих каналов в лопатках зарубежных ГТД:

а — Спей; *б* — RB.207; *в* — Олимп; *г* — JT8D; *д* — JT9D

На рис. 4.14, *а, б, в, г, д,* показаны конструктивные схемы лопаток с продольными охлаждающими каналами. В связи с неравномерным распределением запасов прочности по высоте h лопатки в опасной зоне, расположенной часто на расстоянии (1/4 ... 1/3) h от корневого сечения, может потребоваться дополнительная интенсификация теплоотдачи. В каналах с круглым сечением (рис. 4.14, *в*) в этих целях может быть выполнено спиральное оребрение. Кроме местного увеличения теплообменной поверхности из-за оребрения, при этом наблюдается и возрастание коэффициентов теплоотдачи, так как закрутка потока приводит к возникновению вторичных течений и увеличивает градиент скорости у стенок канала. Для увеличения теплообменной поверхности и одновременно для интенсификации теплоотдачи внутреннюю поверхность оребряют и в других теплонапряженных местах лопаток. При этом следует иметь в виду, что в сопловых лопатках оребрение практически всегда ведет к повышению эффективности охлаждения. Оребрение может увеличить нагрузку в рабочих лопатках, работающих в сильном поле центробежных сил. Поэтому здесь целесообразно только такое оребрение, которое в наибольшей степени интенсифицирует теплосъем и одновременно мало увеличивает дополнительную нагрузку на лопатки от центробежных сил. В этом смысле, например, продольные ребра, связанные с ножкой лопатки, т. е. передающие возникающую дополнительную нагрузку непосредственно ножкам лопаток, часто оказываются предпочтительнее поперечных.

При любом способе оребрения увеличение теплосъема возникает, во-первых, из-за увеличения площади теплообменной поверхности s_0 и, во-вторых, из-за увеличения коэффициентов теплоотдачи вследствие дополнительной турбулизации потока. При некоторых типах оребрения s_0 может возрасти в два раза и более, тогда как α остаются при этом неизменными или даже уменьшаются. В работе [7] показано, что существенная интенсификация α (в два ... три раза) наблюдается только при соблюдении определенных соотношений геометрических размеров ребер. При поперечном оребрении щелевых каналов интенсификация теплоотдачи наступает из-за турбулизации пристенного слоя потока охлаждающего воздуха периодическими отрывами потока за ребрами. Механизм этого явления детально исследован и описан в упомянутой работе [7]. При непрерывном и установившемся течении жидкости в ядре потока в пристенном слое между ребрами наблюдается нестационарное, периодическое образование вихрей и выбрасывание их за пределы

Таблица 4.2

d/D	$\alpha_{охл.р}/\alpha_{охл}$		
	$Re=10^4$	$Re=10^5$	$Re=4\cdot10^5$
$t/D_0=0{,}25$			
0,9	2,65	2,82	3,08
0,95	2,14	2,28	2,45
$t/D_0=0{,}5$			
0,9	2,54	2,67	2,92
0,95	2,05	2,12	2,23
$t/D_0=1$			
0,9	2,27	2,41	2,47
0,95	1,69	1,85	1,75

пристенного буферного слоя. Таким образом, ребра выполняют роль турбулизаторов потока — генераторов турбулентности. В итоге теплоотдача увеличивается. При прочих равных условиях предпочтительнее оказываются ребра с плавными очертаниями, чем, например, прямоугольные в сечении. В работе [8] даны также рекомендации по выбору оптимальных (для получения оптимального отношения $Nu/Nu_{0\,max}$) геометрических соотношений диаметра D_0 гладкого круглого в сечении канала, высоты ребра h, диаметра диафрагмы d и шага t ребер: $(t/h)_{опт}\approx 10$, $(d/D_0)_{опт}\approx 0{,}9 \dots 0{,}95$, $(h/D_0)_{опт}=0{,}025 \dots 0{,}05$. Для щелевых каналов вместо D_0 используют эквивалентный диаметр проходного сечения $D_э$, причем нужно выбирать как и в каналах с круглым сечением $t/h\approx 10$, а относительную высоту ребер $h/D_э=0{,}015 \dots 0{,}025$.

В табл. 4.2 дано отношение коэффициента теплоотдачи $\alpha_{охл.р}$ в каналах с круглым сечением и поперечными кольцевыми ребрами [7] к коэффициенту теплоотдачи в каналах без ребер $\alpha_{охл}$.

Более детальные сведения, а также уравнения подобия для расчета интенсификации теплоотдачи при оребрении каналов кольцевыми ребрами содержатся в работе [7]. Часто в ГТД для турбулизации потока в охлаждающих каналах используют выступы цилиндрической («штырьки») или конической («бугор-

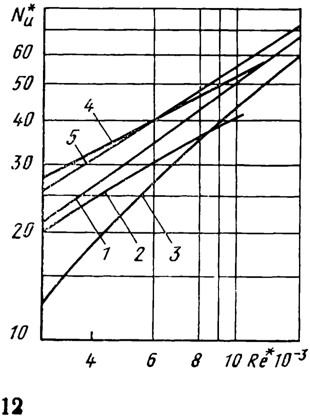


Рис. 4.15. Графики зависимости Nu^* от Re^* при интенсификации теплообмена в щелевом канале со штырьками

ки») формы; круглые, овальные или каплеобразные в сечении ребра — перемычки между выпуклой и вогнутой частями профиля лопаток.

Физическая суть интенсификации теплообмена при таком способе турбулизации такая же, как и в матрице теплообменников с поперечным обтеканием труб в щелевом канале: периодические срывы потока, вихреобразование, усиление турбулентных пульсаций потока и разгон его в узких сечениях межтрубного пространства. На рис. 4.15 приведены обобщенные данные по изучению теплоотдачи в щелевых каналах со штырьками. Кривая *1* относится к коридорному расположению цилиндрических штырьков-перемычек при $t/d=3{,}18$; кривая *2* — к шахматному при $t/d=2$; кривая *3* построена по результатам опытов и относится к щелевому каналу с бугорками (выштамповками); кривые *4* и *5* построены по обобщающим зависимостям вида $\mathrm{Nu}=A\mathrm{Re}^m$ при $\mathrm{Re}=2\cdot 10^3...2\cdot 10^4$; $t/d=2...4$; $d/\delta=0{,}6...1$, где δ — высота штырьков. В качестве определяющих параметров приняты: $d_э=4s/П$, c (s, П — площадь и периметр наиболее узкого сечения между штырьками; c — скорость в этом сечении). Для коридорного расположения цилиндрических штырьков $A=0{,}05$, $m=0{,}75$; для шахматного — $A=0{,}152$, $m=0{,}64$. Физические константы определяли по среднеарифметической температуре на выходе и входе канала. Коэффициент теплоотдачи отнесен ко всей площади фактической поверхности, включая поверхность штырьков. По сравнению с исходным, гладким щелевым каналом, суммарная интенсификация теплосъема при таком способе возрастает в три...пять раз. Следует подчеркнуть, что вместе с тем гидравлические сопротивления возрастают в несколько раз больше. Для их уменьшения целесообразны хорошо обтекаемые в сечении штырьки: теплоотдача при этом меняется мало, а гидросопротивление уменьшается в несколько раз. Отметим еще, что при уменьшении диаметра штырьков и соответственно увеличении их числа ($t/d=\mathrm{const}$) интенсификация теплоотдачи возрастает. Цилиндрические штырьковые турбулизаторы используют не только в центральной части лопаток с продольными каналами, но и в наиболее теплонапряженных местах лопаток с комбинированным течением охлаждающего воздуха. Наиболее часто эта зона лопатки, примыкающая к выходной кромке.

В работе [11] приведена формула для оценки интенсификации теплоотдачи в сопловых и рабочих лопатках на участке с шахматным расположением штырьков

$$\mathrm{Nu}_D/\mathrm{Nu}_0=4{,}14\,\mathrm{Re}_D^{-0{,}2946}\exp\{-[3{,}094D_p/t_p+0{,}89\,(s_p/L_p)^{0{,}5075}]\}. \tag{4.67}$$

Здесь Nu_D, Re_D — числа Нуссельта и Рейнольдса (определяющий размер D — гидравлический диаметр канала D); D_p, t_p, L_p — диаметр, шаг и длина штырьков соответственно.

В конструкциях лопаток ГТД помимо турбулизации штырьками используют и другие способы турбулизации потока. Далее рассмотрены наиболее эффективные из них на примере охлаждения выход-

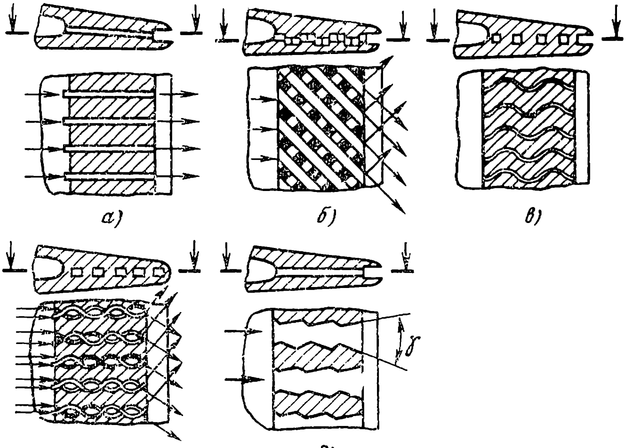


Рис. 4.16. Схемы интенсификации теплосъема в охлаждающих каналах выходных кромок лопаток:

а — измельчение каналов; *б* — перекрещивающиеся прямолинейные каналы; *в* — зигзаг-каналы; *г* — перекрещивающиеся зигзаг-каналы; *д* — диффузорно-конфузорные каналы

ных кромок сопловых и рабочих лопаток. На рис. 4.16, *а* показана схема охлаждения, в которой интенсификация теплосъема достигнута измельчением каналов, т. е., по существу, только увеличением теплообменной поверхности. Значительно больший эффект достигается, если каналы выполнить перекрещивающимися (рис. 4.16, *б*). В этом случае внутри каналов следует ожидать резкого увеличения турбулентных пульсаций и теплоотдачи. Интенсификация теплообмена наблюдается при использовании зигзаг-каналов (рис. 4.16, *в*) и еще большая — при перекрещивающихся зигзаг-каналах (рис. 4.16, *г*). Применяют и комбинированные устройства: вначале штырьковые турбулизаторы, а ближе к концу выходной кромки одно из описанных устройств (см. рис. 4.16, *а, г*). Имеются предложения и об использовании диффузорно-конфузорных каналов (рис. 4.16, *д*) для которых $Nu/Nu_0 = 1{,}3 \dots 1{,}5$.

Весьма существенная интенсификация теплоотдачи достигается при струйном натекании воздуха на охлаждаемую поверхность. Опыты [2] свидетельствуют, что местные коэффициенты теплоотдачи $\alpha_{стр}$ в месте «пятна» струи могут возрастать в пять раз и более, по сравнению с α_{b_0} при стабилизированном течении в трубах и тех же числах Re_{b_0}. По мере удаления от границы «пятна» $\alpha_{стр}$ быстро убывает и при $\Delta l/d_{стр} > 10$, где Δl — расстояние от границы пятна, $d_{стр}$ — диаметр струи, отношение $\alpha_{стр}/\alpha_0 \approx 1{,}4 \dots 1{,}6$.

Детальные расчеты гидродинамических параметров и теплообмена при струйном охлаждении могут быть выполнены по рекомендациям Б. Н. Юдаева *.

* Юдаев Б. Н., Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 247 с.

Уравнения для расчета местной и средней теплоотдачи на расстоянии x от центра «пятна» струи приводят на основе рекомендаций, данных в работе [2]:

$$Nu_{d_{стр}} = 1{,}2\, Re_{d_{стр}}^{0{,}58} (\bar{h})^{-0{,}62}, \qquad (4.68)$$

где $Re_{d_{стр}} > 2000$; $\bar{h} = h/d_{стр} < 14$;
h — длина струи — расстояние от носика дефлектора до охлаждаемой поверхности;

$$Nu_{стр\,x} \approx 0{,}36\, Re_x^{0{,}62}, \qquad (4.69)$$

где $Re_x = w_x x/\nu$; $w_x = w_{стр}\sqrt{7/\bar{h}}$; $w_{стр}$ — скорость струи на выходе из носика дефлектора.

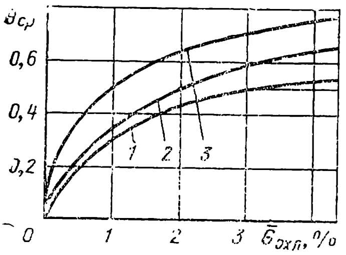
В лопатках часто струйное натекание применяют для интенсификации теплоотдачи в зоне входных кромок. Его также широко используют и на различных теплонапряженных участках литых с перегородками и дефлекторных лопаток (см. рис. 4.1). В последнем случае воздух подается внутрь дефлектора, а откуда через отверстия в виде отдельных струек натекает на охлаждаемую поверхность.

На рис. 4.17 иллюстрируется эффективность такого способа охлаждения, описываемого зависимостями $\theta = f(\bar{G}_{охл})$; $\bar{\theta}_{ср} = (T_г^* - T_{ср})/(T_г^* - T_{охл.вх}^*) = f(\bar{G}_{ох})$. В зоне реальных расходов охлаждающего воздуха, $\bar{G}_{охл} = (1{,}5...3)$ %, средняя эффективность охлаждения приблизительно в 1,5 раза больше, чем в обычных дефлекторных лопатках с гладким щелевым каналом. В зоне струйного охлаждения в условиях сносящего потока $\alpha_{стр\cdot ср}/\alpha_0 = 2...3$, где α_0 — коэффициент теплоотдачи, подсчитываемый по формуле (4.3).

Как уже указано, внутренний теплообмен в каналах можно интенсифицировать созданием пульсаций давления и скорости в потоке охлаждающего воздуха (пульсирующего течения). Достигается это периодическим динамическим воздействием на поток с помощью тех или иных устройств. Энергетические затраты при этом оказываются достаточно большими. Однако устройства для реализации этого способа конструктивны и просты в производстве. В рабочих лопатках периодически пульсирующий поток создают, например, прерывистой подачей воздуха на входе в охлаждающие каналы [8].

Одна из таких конструкций реализована на двигателе фирмы «Роллс-Ройс». Воздушные сопла сгруппированы в нескольких местах. При вращении колеса входные отверстия охлаждающих каналов периодически оказываются против воздушных сопел и давление на входе возрастает на величину динамической добавки от скорости истечения из сопел. Были выполнены детальные исследования тепловых и гидродинамических процессов в пульсирующих потоках*.

* Галицейский Б. М., Рыжов Ю. А., Якуш Е. В. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках. М.: Машиностроение, 1977. 256 с.



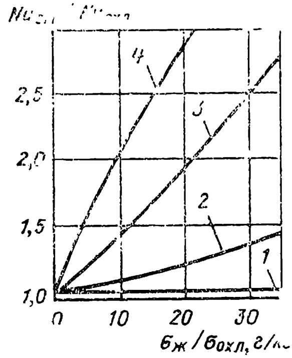


Рис. 4.17. Графики изменения средней эффективности охлаждения $\overline{\theta}_{ср}$ лопаток турбины:

1 — без оребрения; 2 — с оребрением; 3 — с оребрением и струйным натеканием

Рис. 4.18. Результаты опытов по интенсификации теплосъема в дефлекторных лопатках впрыском жидкостей в поток воздуха:

1 — без впрыскивания; 2 — с керосином; 3 — со смесью (1 : 1) воды с метанолом; 4 — с дистиллированной водой

Динамические пульсации воздуха в каналах интенсифицируют теплоотдачу в зоне пульсирующего трения в 1,3...1,5 раза. Особенно существенное увеличение наблюдается при колебаниях с резонансной частотой. В местах «пучности» скорости стоячей волны теплоотдача увеличивается в два раза и больше. Недостатком рассматриваемого способа является быстрое затухание колебаний по длине канала. Уже на расстоянии (5 ... 10) диаметров канала от его входного сечения интенсивности теплоотдачи не наблюдают.

Для интенсификации теплоотдачи в прикорневых и других сечениях лопаток по этому способу в патентной литературе предложены и другие устройства. Так, при необходимости повысить теплоотдачу в периферийных сечениях рабочих лопаток с продольными охлаждающими каналами периодические пульсации давления можно возбудить с помощью специального устройства.

В корпусе над рабочими лопатками, в месте выпуска охлаждающего воздуха, выполнены прерывистые по окружности впадины. В опытах обнаружено возрастание коэффициента теплоотдачи при таком способе в 1,4 раза на расстоянии до (5...10) диаметров канала от выходного сечения. В более удаленных зонах интенсификация постепенно исчезала.

Возбуждение динамических пульсаций может быть осуществлено также с помощью акустических пульсаторов, расположенных вблизи теплонапряженных зон.

Существенное увеличение теплообмена внутри охлаждающих каналов наблюдается при впрыске небольших количеств жидкости в поток охлаждающего воздуха. Физически это объясняется несколькими причинами: испарением жидкости и снижением благодаря этому температуры охлаждающего воздуха; турбулизацией потока частицами впрыскиваемой жидкости; увеличением массы охлаждающего воздуха.

Были выполнены опыты по исследованию интенсификации охлаждения впрыском различных жидкостей применительно к охлаждаемым лопаткам турбин. Результаты опытов иллюстрирует рис. 4.18, где по оси абсцисс отложен расход впрыскиваемой жидкости $G_ж$, отнесенный к расходу охлаждающего воздуха $G_{охл}$, а на оси ординат — отношение $Nu_{см}/Nu_{охл}$ ($Nu_{охл}$ — число Нуссельта, полученное при охлаждении лопаток «чистым» воздухом, а $Nu_{см}$ — смесью воздуха с жидкостью). Из этого рисунка следует, что, например, для повышения интенсивности теплообмена вдвое требуется впрыскивать на килограмм воздуха приблизительно 10 г воды; воды с метанолом (1 : 1) — приблизительно 20 г.

Имеются уравнения подобия для расчета $Nu_{см}$. При впрыске, например, дистиллированной воды, коэффициент интенсификации

$$Nu_{см}/Nu_{охл} = 1 + 0{,}75 \frac{(G_ж/G_{охл})^{0,8} (T_{см}/T_{ст})^{1,65}}{Re_{см}^{0,08}}, \tag{4.70}$$

где $T_{см}$ — температура смеси.

При получении формулы (4.70) за определяющий размер принят эквивалентный диаметр охлаждающих каналов. Физические константы $\lambda_{см}$, $\mu_{см}$ находили по таблицам для воздуха по значению $T_{см}$. Интервал варьирования определяющих параметров: $Re = (0{,}6...2) \times \times 10^5$; $T^*/T_{ст} = 0{,}6...0{,}9$; $G_ж/G_{охл} = (0...30)$ г/кг. Кроме того, следует иметь в виду, что в формуле (4.70) $G_ж$ не должен превышать расхода, соответствующего объему жидкости, которая испаряется в потоке воздуха при данных условиях. Этот расход можно определить по таблицам влажного пара соответствующих жидкостей.

Недостатком рассматриваемого способа применительно к авиационным ГТД является необходимость иметь на борту летательного аппарата относительно большие запасы жидкости. В связи с этим данный способ больше подходит для кратковременного использования. Например, на взлетном режиме температура газа перед турбиной повышается на (100 ... 200) К, по сравнению с температурой основного по продолжительности крейсерского режима, а условия охлаждения ухудшаются из-за увеличения температуры охлаждающего воздуха (растет $\pi^*_к$). Поскольку продолжительность работы двигателя на взлетном режиме составляет всего (2...4) % от ресурса, но в то же время оказывает решающее влияние на накапливаемость повреждаемости, то здесь применение специальной системы впрыска вполне уместно. Форсирование охлаждения впрыском жидкостей целесообразно и в других случаях, например при доводке ГТД по удельным параметрам, при совместных испытаниях ГТД и летательного аппарата. По расчетам В. П. Данильченко при расходе 5% воды от расхода топлива эффективность охлаждения $\theta_{ср}$ возрастает на 25%.

5. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ

5.1. ОСНОВЫ РАСЧЕТА ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СОПРОТИВЛЕНИЙ В СИСТЕМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ СОПЛОВЫХ И РАБОЧИХ ЛОПАТОК

Основное назначение проектировочного гидравлического расчета — определение рациональных геометрических форм каналов охлаждения, расположения и площадей проходных сечений, обеспечивающих заданный расход охлаждающего воздуха и требуемый теплосъем в детали. В поверочном расчете определяют действительное распределение воздуха по каналам охлаждения и суммарный его расход через сконструированную систему при заданной геометрии каналов.

Гидравлические сопротивления течения воздуха в охлаждающих каналах ГТД предопределяют пропускную способность каждого из каналов, а значит, и всей системы в целом. Детальные сведения о потерях полного давления в охлаждающем тракте необходимы уже на самой ранней стадии проектировочных расчетов, во-первых, для правильного выбора площадей проходных сечений и начального давления охлаждающего воздуха на входе в систему охлаждения $p^*_{\text{охл. вх}}$, во-вторых, для обоснованного распределения охлаждающего воздуха по каналам; в-третьих, для оценки располагаемой работы порций воздуха после выпуска его в проточную часть и дальнейшего расширения при изменении давления от полного в месте выпуска до статического на срезе сопла.

Гидравлическая часть задачи тесно увязана с тепловой. Без знания достоверного распределения воздуха по каналам невозможно с приемлемой точностью рассчитать температуру деталей. С другой стороны, температура стенок существенно влияет на подогрев воздуха в каналах, а значит, и на их гидравлические сопротивления, поскольку вязкость воздуха увеличивается с увеличением температуры и, кроме того, проявляется эффект так называемого теплового сопротивления.

Все это отражается на пропускной способности системы. В особенности тщательно теплогидравлический расчет нужно выполнять при проектировании системы охлаждения лопаточных аппаратов первой ступени турбины высокотемпературных ГТД. Связано это с тем, что здесь располагаемый перепад давления воздуха на входе в лопатки и выходе из них ограничен теплоперепадом в ступени. Практически гидравлический и тепловой расчет приходится выполнять параллельно методом последовательных приближений. Часто при этом используют приемы поверочных расчетов. В начале на основе предварительных оценок и анализа систем охлаждения выполненных образцов намечают площади проходных сечений охлаждающих каналов в первом приближении. Опорной величиной при этом является заданный (выбранный) расход охлаждающего воздуха через рассчитываемую деталь.

Затем выполняют поверочный гидравлический расчет в первом приближении в предположении, что температура охлаждающего воздуха в каналах увеличивается на $\Delta T^*_{\text{охл}_i} = A\left(T_{\text{до}\,i} - T^*_{\text{охл.вх}}\right)_i$. Здесь $A = 0{,}4\ldots0{,}6$; $\left(T_{\text{до}\,i} - T^*_{\text{охл.вх}}\right)_i$ — максимально возможное увеличение температуры при полном использовании хладозапаса воздуха внутри детали. В итоге такого расчета получают первичные данные о распределении воздуха по каналам. На их основе рассчитывают температуру стенок лопаток, тепловые потоки и увеличение температуры охлаждающего воздуха в каждом из каналов. Поверочный гидравлический расчет повторяют во втором приближении, с учетом найденных значений $\Delta T^*_{\text{охл}_i}$ и поправок на изменение вязкости. Уточняют распределение охлаждающего воздуха по каналам. Вновь рассчитывают подогрев воздуха в каждом из каналов и при достаточном их совпадении с принятыми в предыдущем приближении проверяют суммарный расход охлаждающего воздуха через систему охлаждения. При несовпадении действительного расхода с заданным корректируют определяющие размеры каналов и окончательно распределяют воздух по каналам. На этом гидравлическая часть задачи заканчивается. Далее выполняют расчет температурных полей в деталях. Если распределение температур также удовлетворяет заданию, то на этом теплогидравлический расчет заканчивают.

Заключительным этапом является доводка системы охлаждения, в процессе которой на базе опытных исследований и расчетов добиваются желаемого распределения температур при минимальных расходах охлаждающего воздуха. Кроме расчетов на номинальном режиме ситему охлаждения рассчитывают также на двух предельных режимах и на переходных нестационарных режимах. В качестве предельных режимов в авиационных ГТД выбирают: полет на предельной высоте, когда ухудшается эффективность охлаждения из-за падения плотности охлаждающего воздуха; полет с максимальной скоростью у земли, когда возрастают нагрузки на лопатки от газовых сил и температура охлаждающего воздуха. Переходные режимы — это пуск и остановка ГТД, когда резко за короткое время изменяются граничные условия.

Сведения о закономерностях теплоотдачи охлаждающего воздуха, и в особенности со стороны газа, на переходных режимах работы газовых турбин недостаточны. Поэтому практически эту часть теплогидравлической задачи решают в квазистационарной постановке. Переходные процессы принимают линейно изменяющимися во времени. Детальные расчеты системы охлаждения выполняют для всех охлаждающих деталей.

Поверочный гидравлический расчет базируется на известном из прикладной газодинамики принципе независимого воздействия возмущений. Суть его состоит в том, что при течении воздуха с дозвуковыми скоростями в разветвленных сетях с разделениями и слияниями потоков суммарные потери энергии можно находить простым суммированием потерь в отдельных типовых элементах.

Так, если потери энергии выражать в единицах полного давления p^*, то суммарные потери полного давления

$$\Delta p_\Sigma^* = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta p_i^*, \tag{5.1}$$

где Δp_i^* — потери полного давления в каждом из n характерных по типу сопротивлений элементов охлаждающих каналов.

В свою очередь, величины Δp_i^* включают:

местные потери давления (на входе, при резком расширении, повороте, на выходе и др.), например:

$$\Delta p_{\text{вх}}^* = \zeta_{\text{вх}} \rho_{\text{вх}} \frac{w_{\text{вх}}^2}{2} \left(1 + M_{\text{вх}}^2/4\right); \tag{5.2}$$

$$\Delta p_{\text{вых}}^* = \zeta_{\text{вых}} \rho_{\text{вых}} \frac{w_{\text{вых}}^2}{2} \left(1 + M_{\text{вых}}^2/4\right), \tag{5.3}$$

где $\zeta_{\text{вх}}$, $\zeta_{\text{вых}}$ — коэффициенты гидравлического сопротивления входа в канал и выхода из него, определяемые по справочным данным [16]. В скобках формул (5.2) и (5.3) поправки на сжимаемость потока:

затраты энергии на преодоление сил трения, например в прямом или малоизогнутом канале [16]:

$$\Delta p_{\text{тр}}^* = \rho_{\text{вх}} \frac{w_{\text{вх}}^2}{2} \left(1 + M_{\text{вх}}^2/4\right) \left\{ \frac{2}{1 + p_{\text{вых}}/p_{\text{вх}}} \left[\zeta_{\text{тр}} \left(\frac{1 + \Delta T_{\text{охл}}^*}{2} \right)^{0,64} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \ln \frac{p_{\text{вх}}}{p_{\text{вых}}} \right] + \frac{p_{\text{вх}}}{p_{\text{вых}}} - 1 \right\}, \tag{5.4}$$

где $w_{вх}$ — скорость охлаждающего воздуха на входе канала; $\zeta_{тр}=\lambda_{тр} l_к/d_{кан}$ — коэффициент гидравлического сопротивления трения; $\lambda_{тр}$ — коэффициент трения; $l_к$, $d_{кан}$ — длина и гидравлический диаметр канала. Изменение вязкости при течении с подогревом приближенно учитывается в формуле (5.4) членом $\left(\frac{1+\Delta T^*_{охл}}{2}\right)^{0,64}$;

тепловое сопротивление из-за увеличения удельного объема воздуха при подогреве его от стенок канала при $\zeta_{тр}=0$:

$$\Delta p^*_q=\rho_{вх} w^2_{вх}/2\left[p_{вх}/p_{вых}\left(1+\Delta T^*_{охл}/T^*_{вх}\right)\left(1+M^2_{вых}/4\right)-\right.$$

$$\left.-\left(1-M^2_{вх}/4\right)\right]; \qquad (5.5)$$

изменение полного давления из-за подвода (течение от центра) или отвода (течение к центру) механической энергии к вращающимся радиальным охлаждающим каналам

$$dp^*_\omega=\rho\omega^2/(RT)\,rdr, \qquad (5.6)$$

где ω — угловая скорость вращения; R — газовая постоянная охлаждающего воздуха; r — текущий радиус. Приближенно после интегрирования уравнения (5.6) в предположении изотермического течения получаем

$$\Delta p^*_\omega\approx p^*_{вх}\left\{\exp\left[\omega^2\left(r^2_{вых}-r^2_{вх}\right)/\left(2RT^*_{охл.вх}\right)\right]-1\right\}. \qquad (5.7)$$

Число уравнений (5.1) равно числу n входящих в систему охлаждения лопатки типовых элементов.

Для точек системы охлаждения, в которых происходит разделение и слияние потоков, так называемых узловых точек, можно записать еще уравнения сохранения массы (в установившихся условиях сумма расходов воздуха, подходящего к узлу и отходящего от него равна нулю)

$$\sum G_{охл}=0. \qquad (5.8)$$

Число уравнений (5.8) равно числу узловых точек m. Система из $n+m$ алгебраических уравнений является замкнутой (число уравнений равно числу неизвестных) и в принципе позволяет найти искомые расход и давление охлаждающего воздуха в канале.

Однако аналитическое решение такой задачи часто оказывается слишком громоздким и приходится прибегать к различным приближенным методам.

Первым шагом в любом методе поверочного гидравлического расчета является анализ физической модели системы охлаждения, расчленение ее на типовые элементы, для которых имеются справочные данные по коэффициентам гидравлического сопротивления, и составление так называемой эквивалентной гидравлической расчетной схемы. Она включает все узловые точки и типовые элементы. Затем выполняют сам расчет.

Наглядным и в то же время обеспечивающим приемлемую точность является описанный далее метод [22]. На рис. 5.1 при-

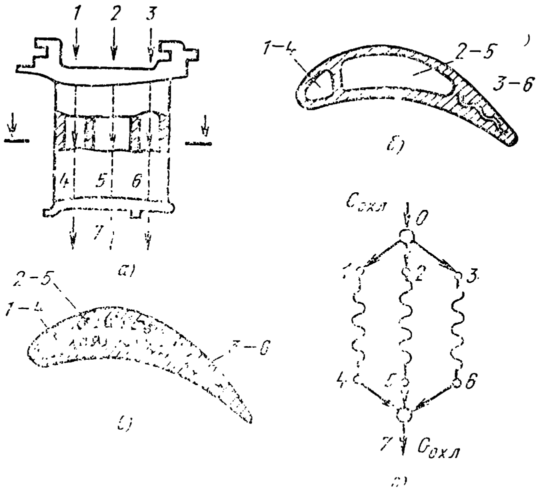


Рис. 5.1. Схемы сопловой лопатки с продольным течением охлаждающего воздуха (*а*, *б*, *в*) и соответствующая им эквивалентная гидравлическая расчетная схема (*г*):

0, *7* — узловые точки; *1—4*, *2—5*, *3—6* — типовые элементы сопротивления входа, сопротивления трения и сопротивления выхода охлаждающих каналов

ведена гидравлическая схема сопловой лопатки с продольным течением воздуха. Расход охлаждающего воздуха $G_{охл_\Sigma}$ и его начальные параметры $p^*_{охл.вх}$, $T^*_{охл.вх}$ считаются заданными. При параллельном расположении типовых элементов (*1—4*, *2—5* и *3—6*) между двумя узловыми точками (*0* и *7*) падение давления во всех каналах, очевидно, будет одинаковым и равным перепаду давления между узловыми точками, т. е.

$$\Delta p^*_{1-4} = \Delta p^*_{2-5} = \Delta p^*_{3-6} = \Delta p_{0-7}. \tag{5.9}$$

Расходы воздуха в каналах будут различными, но в узловых точках одинаковыми:

$$G_{\Sigma_0} = G_{\Sigma_7}. \tag{5.10}$$

Расчет течения воздуха через каждый типовой элемент начинается от той узловой точки, в которой давление известно (в рассматриваемом случае точка 0).

Для каждого из охлаждающих каналов применяют формулы (5.1), ..., (5.5) и аналитически рассчитывают потери полного давления. Поскольку для использования формул (5.1), ..., (5.5) должны быть уже известны расходы воздуха, которые еще только предстоит найти, то метод дополняют графическим приемом. Суть его состоит в следующем:

назначают несколько (3...4) произвольных значений расхода воздуха $G_{охл_i}$ через рассчитываемый канал в диапазоне реально возможных величин;

для каждого из этих расходов аналитически рассчитывают потери полного давления Δp_i^* и выходное давление $p^*_{вых_i} = p^*_{вх_i} - \Delta p^*_i$; строят графическую зависимость *1* (см. рис. 5.2). Аналогичные действия повторяют для каждого из каналов.

Графическую зависимость суммарного расхода $G_{\text{охл}_\Sigma}$ от давления $p^*_{\text{вых}}$ находят суммированием характеристик по расходам отдельных каналов при фиксированных значениях $p_{\text{вых}}$. Заданному суммарному расходу воздуха $G_{\text{охл}_\Sigma 3}$ на кривой *4* соответствует точка *A*, определяющая фактическое давление $p^*_{\text{вых}}$ и потерю $\Delta p^*_\Sigma = p^*_{\text{вх}} - p^*_{\text{вых}}$.

Изобара, проведенная из точки *A* до пересечения с кривыми *1*, *2*, *3* в точках *B*, *C*, *D*, позволяет найти истинные расходы через каждый из каналов, а именно G_1, G_2, G_3.

В заключение укажем, что описанный графический прием может быть заменен численным расчетом на ЭВМ.

Как уже указано, большое распространение в сопловых лопатках первых ступеней высокотемпературных ГТД получили дефлекторные конструкции с поперечным течением охлаждающего воздуха. Детальное исследование гидравлических сопротивлений в таких лопатках выполнено в работе С. З. Копелева и С. В. Гурова [8]. Учитывая, что доля потерь на трение в каналах вдоль спинки и корыта таких лопаток мала, авторы работы [8] предлагают определять расход воздуха через такую лопатку с учетом одностороннего подогрева воздуха по формуле

$$G_{\text{охл}} = \frac{\overline{G}_{\text{пр}} m p_{III} F_{III}}{\sqrt{[\zeta_I (F_{III}/F_I)^2/\pi_{\text{л}} + \zeta_{III}]\, T^*_0}}, \tag{5.11}$$

где $\overline{G}_{\text{пр}}$ — величина, определяемая по экспериментальным данным в зависимости от располагаемого перепада давлений; $\pi_{\text{л}} = p^*_{\text{вх}}/p$; $p^*_{\text{вх}}$ — давление на входе в охлаждающие каналы; p_2 — статическое давление в месте выдува (при выдуве в кромку p_2 — давление за сопловой решеткой); F_{III}, p_{III} — площадь проходного сечения внутренней полости лопатки, статическое давление на выходе участка *3* (см. рис. 4.1);

$$m = \left[1 + \zeta_I/\zeta_\Sigma (F_{III}/F_0)^2 \left(\frac{T^*_0}{T^*_0 + \Delta T} \times \Psi^{0,64} - 1\right) \frac{1}{\pi_{\text{л}}} \sqrt{\frac{T^*_0}{T^*_0 + \Delta T}}\right]$$

— поправка на неизотермичность течения;

ζ_I, ζ_{III}, ζ_Σ — коэффициенты гидравлического сопротивления

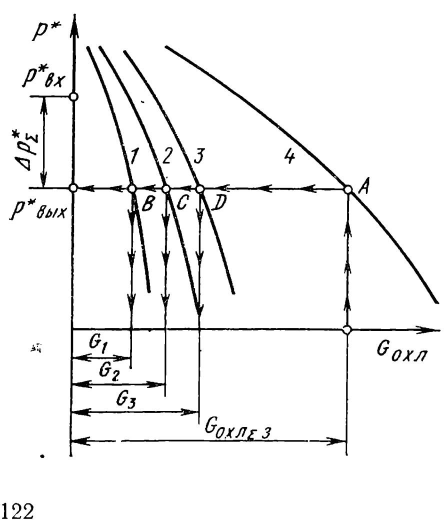


Рис. 5.2. Графики для определения расхода воздуха по каналам охлаждения графическим методом:

1, *2*, *3* — характеристики каналов; *4* — суммарная зависимость $G_{\text{охл}} = f(p')$; G_1, G_2, G_3 — искомые расходы участков *1* и *3*, а также суммарный; F_0 и T_0^* — площадь проходного сечения и температура торможения охлаждающего воздуха на входе в систему охлаждения; ΔT — увеличение температуры охлаждающего воздуха; Ψ — поправка на вязкость.

5.2. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОНИЦАЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ (ПОРИСТЫХ, ВАФЕЛЬНЫХ)

Коэффициенты гидравлического сопротивления в пористых и вафельных материалах охлаждаемых деталей газовых турбин определяют по формулам, полученным на базе обобщения экспериментальных данных с использованием теории подобия. Опытные данные по гидравлическим сопротивлениям часто служат основой и для решения тепловой части задачи, в частности при определении потребных перепадов давления, обеспечивающих требуемый расход охлаждающего воздуха. Ими пользуются также при определении характерного линейного размера в уравнениях подобия.

При течении охлаждающего воздуха в проницаемых материалах в общем случае различают три режима течения: молекулярный, ламинарный (вязкостный) и турбулентный (вязкостно-инерционный). При пористом охлаждении деталей ГТД интерес представляет в основном вязкостный режим. При использовании вафельных материалов может иметь место как вязкостный, так и вязкостно-инерционный режим течения, а также их комбинация.

В общем случае при обработке опытных данных по гидравлическим сопротивлениям в качестве базового используют уравнение

$$\Delta p^2/\delta = a(\rho w_ф) + b(\rho w_ф^2) \tag{5.13}$$

для сжимаемых жидкостей или

$$\Delta p/\delta = \alpha\mu w_ф + \beta\rho w_ф^2 \tag{5.14}$$

для несжимаемых.

В формуле (5.14) Δp^2 — квадрат падения давления перед и за проницаемой стенкой; δ — толщина стенки; ρ — плотность материала стенки; $w_ф = G/\rho$ — скорость фильтрации (G — приходящийся на единицу поверхности среднемассовый расход охлаждающего воздуха); μ — динамическая вязкость; $a = 2\alpha\mu RT$; $b = 2\beta RT$; α, β — коэффициенты, определяемые опытным путем; R — газовая постоянная. Коэффициент α учитывает потери от трения (вязкостные); β — инерционные, пропорциональные квадрату скорости фильтрации. Другими словами, коэффициент β отражает потери, связанные с градиентами скорости, внезапными расширениями и сужениями, поворотами, смешиванием и разделением потока при течении внутри стенки. Такие потери присущи в основном вафельным материалам.

Проведено исследование гидравлического сопротивления на шести пористых образцах из нихрома с внутренней структурой, характерной для лопаток газовых турбин (диаметр пор $d_{пор} = (4...5)$ мкм и пористость $П = (0,2...0,3)\%$). Нагрев образцов в про-

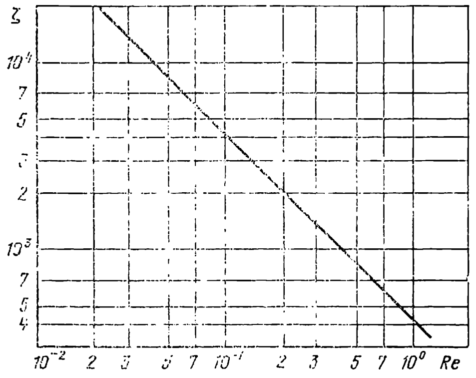


Рис. 5.3. Обобщенные результаты опытов по исследованию гидравлических сопротивлений в пористых материалах

цессе испытаний проводили токами высокой частоты. Программа исследований обеспечивала диапазон реально встречающихся в охлаждаемых турбинах значений основных параметров. Так как при пористом охлаждении турбинных лопаток характерен чисто вязкостный режим течения (и это подтверждено опытами), обработка опытных данных базировалась на уравнении (5.14).

Обобщенные результаты опытов на всех шести образцах показаны на рис. 5.3 в виде зависимости коэффициента гидравлического сопротивления

$$\zeta=\frac{\Delta p}{\rho w_{\text{ф}}^2/2}\,\frac{d_{\text{пор}}}{\delta}\,\Pi^2 \tag{5.15}$$

от числа Рейнольдса

$$\mathrm{Re}=w_{\text{ф}}d_{\text{пор}}\rho/(\Pi\mu), \tag{5.16}$$

где $d_{\text{пор}}=4...5$ мкм — средний размер пор в испытанных материалах. Математическая обработка данных, представленных на рис. 5.3, приводит к уравнению

$$\zeta=420/\mathrm{Re}. \tag{5.17}$$

Таким образом, потребный перепад давления для обеспечения заданного расхода охлаждающего воздуха через пористую стенку может быть определен из формулы

$$\Delta p_{\text{охл}}=210G_{\text{охл}}\mu\delta/(\rho d_{\text{пор}}^2\Pi). \tag{5.18}$$

Формулы (5.17), (5.18) справедливы для пористых материалов, имеющих структуру, сходную со структурой испытанных материалов, в диапазоне $\mathrm{Re}=2\cdot10^{-2}\,...\,2$.

5.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ПРИ ТЕЧЕНИИ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ВОЗДУХА ВБЛИЗИ ДИСКА

Турбинные диски могут иметь радиальный, струйный обдув или комбинацию этих видов обдува. На боковой поверхности диска пограничный слой обычно турбулентный [22]. Более того подача воздуха в осевой зазор через кольцевую щель снижает критическое число $\mathrm{Re}_\omega = \omega r^2/\nu$ до $9 \cdot 10^4$ [18]. Еще больше снижается Re_ω (до 10^4) при вдуве воздуха в зазор через отдельные отверстия.

Расчет гидравлических сопротивлений при течении охлаждающего воздуха около боковой поверхности диска требует знания начального коэффициента закрутки потока в зазоре, интенсивности циркуляционных течений, а также перепада давления воздуха в зазоре по радиусу диска.

В качестве характеристик течения жидкости вблизи вращающегося диска обычно используют начальный коэффициент закрутки потока

$$\beta_{\varphi_0} = v_{u_0}/(\omega r_0) \tag{5.19}$$

и кинематический фактор

$$K_v = \omega r/v_r, \tag{5.20}$$

где r_0, v_{u_0} — радиус подачи охлаждающего воздуха и окружная скорость на этом радиусе; v_r — радиальная составляющая скорости.

Характер течения воздуха в зазоре зависит от скорости вращения диска, ширины осевого зазора, наличия отверстий для подачи или отвода воздуха, их размеров, а также от расхода охлаждающего воздуха.

При небольшой ширине осевого зазора s пограничные слои на вращающемся диске и поверхности статора или дефлектора, вращающегося вместе с диском, смыкаются (по данным В. М. Капиноса при $s/r_{\text{п}} < 0{,}06$, где $r_{\text{п}}$ — периферийный радиус диска). При значительной ширине зазора образуются раздельные пограничные слои с ядром потока между ними.

Необходимо отметить, что при радиальном (центробежном, центростремительном) обдуве диска расчет гидродинамических параметров течения в зазоре около диска намного сложнее, чем при отсутствии принудительной подачи охлаждающего воздуха. Поэтому теоретическое решение подобной задачи возможно лишь при введении ряда упрощений.

Вопросы полуэмпирического исследования гидродинамических параметров в зазоре около боковой поверхности вращающегося диска подробно освещены в работах В. М. Капиноса и Л. А. Дорфмана.

В работе [22] на основе численного решения интегральных соотношений импульсов получены графики для определения коэффициента закрутки потока β_φ. Рассмотрен случай центробежного течения воздуха между вращающимся диском и покрывным дефлектором с несмыкающимися пограничными слоями в зазоре. Авторами представлены зависимости $\beta_\varphi = f(r/r_0, A)$ для трех значений начального коэффициента закрутки на входе, где

$$A = 0{,}0274 K_{v_{\text{п}}} (r_0/r_{\text{п}})^{2,6} (r_{\text{п}}/s)\, \mathrm{Re}_\omega^{-0,2}; \tag{5.21}$$

$K_{v_{\text{п}}} = \omega r_{\text{п}}/v_{r_{\text{п}}}$ — кинематический фактор, определенный по параметрам потока на периферийном радиусе диска; $v_{r_{\text{п}}}$ — радиальная составляющая скорости на радиусе $r_{\text{п}}$.

В первом приближении для диска с покрывным дефлектором коэффициент закрутки потока может быть определен по эмпирической зависимости В. М. Бузника

$$\beta_\varphi = 1 - \sqrt{[\exp(-0{,}37K_v)]\,(1 + 1/K_v^2) - 1/K_v^2},$$

где $K_v = 0...5$.

Коэффициент закрутки потока позволяет определить все основные гидравлические характеристики потока в зазоре между диском и покрывным дефлектором [22].

Для случая смыкающихся пограничных слоев на радиусе подачи охлаждающего воздуха при центробежном его течении между диском и вращающимся вместе с ним дефлектором радиальная составляющая скорости v_r может быть определена из уравнения неразрывности

$$v_r = v_{r_0} r_0 / r, \tag{5.22}$$

а тангенциальная составляющая, согласно данным Г. А. Артемова, А. Я. Шквара — по формуле

$$v_u = v_{u_0}\{0{,}0135 r_0^2/(rs/2)\, K_1\, \mathrm{Re}_{r_0}^{-0{,}25}[1 - (r_0/r)^{1{,}25}] + (r/r_0)^{0{,}73}\}, \tag{5.23}$$

где $\mathrm{Re}_{r_0} = v_{r_0} s/(2\nu)$ — число Рейнольдса, определенное по составляющей скорости на радиусе r_0 начального сечения; s — ширина междискового зазора; v_{r_0}, v_{u_0} — радиальная и тангенциальная составляющие скорости на r_0;

$$K_1 = \{\sin^{0{,}75}\alpha_в(\sin^2\alpha_в + 1)[0{,}78 - 0293(\sin^2\alpha_в - \cos^2\alpha_в)/(1 + \sin^2\alpha_в) - 0{,}188\sin^2\alpha_в\cos^2\alpha_в/(4\sin^4\alpha_в + \cos^4\alpha_в + 2\sin^2\alpha_в\cos^2\alpha_в)]\}^{-1} \tag{5.24}$$

— коэффициент; $\alpha_в$ — угол между скоростью потока в центре зазора и окружным направлением.

На рис. 5.4 показана зависимость $v_u/v_u' = f(r/r_0)$. Значение v_u рассчитывают по формуле (5.23), а v_u' — определяют по закону свободного вихря.

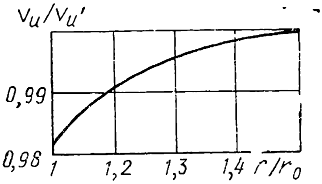
Из рис. 5.4 видно, что разница между v_u и v_u' несущественна. Однако изменение v_u оказывает решающее влияние на гидравлические потери.

Перепад давления по радиусу диска для рассматриваемого случая рассчитывают по формуле

$$\Delta p = p_0 - p + \rho\,(v_{u_0}^2 - v_u^2)/2 + \frac{\rho v_{r_0}^2}{2}[1 - (r_0/r)^2], \tag{5.25}$$

где

$$p_0 - p = \rho v_{u_0}^2/2\,\Big[K_2 r_0^2/(s/2)\,\mathrm{tg}^2\alpha_в\,(1/r^2 - 1/r_0^2) - K_3/(s/2)\,(r^{-0{,}75} - r_0^{-0{,}75}) - K_4\int_{r_0}^{r} v_u^2/v_{u_0}^2\,dr\Big]; \tag{5.26}$$



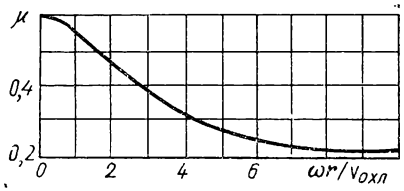


Рис. 5.4. График изменения зависимости $v_u/v_u'=f(r/r_0)$ при центробежном течении воздуха между диском и покрывным дефлектором

Рис. 5.5. Опытная зависимость $\mu=f(\omega r/v_{охл})$, где r — радиус расположения отверстия, $v_{охл}$ — скорость охлаждающего воздуха в отверстии

$$K_2=0,78-0,585/(2+\mathrm{ctg}^2\alpha_в)-0,188/(4\,\mathrm{tg}^2\alpha_в+\mathrm{ctg}^2\alpha_в+2); \quad (5.27)$$

$$K_3=0,0225\,\mathrm{Re}_{r_0}^{-0,25}\frac{\sin\alpha_в+\cos\alpha_в/(2\,\mathrm{tg}\,\alpha_в+\mathrm{ctg}\,\alpha_в)}{\cos^2\alpha\,\sin^{-0,25}\alpha}; \quad (5.28)$$

$$K_4=0,78-0,585/(2+\mathrm{ctg}^2\alpha_в)+0,188/(4+\mathrm{ctg}^4\alpha_в+2\,\mathrm{ctg}^2\alpha_в). \quad (5.29)$$

Результаты расчета по соотношению (5.25) хорошо согласуются с опытными данными А. Я. Ипатенко, А. Я. Шквара.

Опытные исследования гидравлических характеристик охлаждаемых вращающихся дисков приведены в работе [22].

Обычно подводимый к турбине охлаждающий воздух проходит через систему отверстий вблизи ГТД и далее выходит в зазоры, обтекая боковые поверхности дисков. В этой связи возникает необходимость расчета гидравлических характеристик воздуха, протекающего через отверстия во вращающемся диске.

Экспериментально обнаружено, что коэффициент расхода через отверстия заметно уменьшается с увеличением отношения скорости вращения отверстия к скорости протекания воздуха через него. Коэффициент расхода при неподвижном диске и вращении его с малой скоростью зависит от геометрии отверстий и может быть определен по зависимости для отверстий в пластине.

Как видно из рис. 5.5, при больших угловых скоростях ω, коэффициент расхода μ приближается к значению 0,22. Опыты проводили на вращающемся диске толщиной 6,3 мм с диаметрами отверстий 9,6 мм и 3,2 мм.

Гидродинамические характеристики потока в зазоре около вращающегося диска зависят от распределения скоростей по его радиусу. В опытных исследованиях характера течения охлаждающего воздуха между диском и покрывным дефлектором В. И. Мисюрой получено, что при увеличении ширины осевого зазора и угловой скорости вращения дисков радиальная составляющая v_r уменьшается. Увеличение расхода охлаждающего воздуха через зазор ведет к увеличению радиальной составляющей скорости v_r.

Тангенциальная составляющая v_u относительной скорости увеличивается с увеличением ширины рабочего зазора и частоты вращения дисков. Ее значение максимально в середине междискового зазора, а по мере приближения к поверхности дисков она уменьшается.

Гидравлические характеристики в зазоре между вращающимся диском и статором также зависят от расхода охлаждающего воздуха через зазор и от того, смыкаются или нет пограничные слои в зазоре.

Полуэмпирический метод расчета течения охлаждающего воздуха при радиальном центробежном обдуве в зазоре между вращающимся диском и статором предложен в работе [22]. Численное решение интегральных соотношений импульсов дало результаты, позволяющие рассчитать β_φ для случая несмыкающихся в зазоре пограничных слоев.

Л. А. Дорфман приводит теоретическое решение этой задачи для случая смыкающихся пограничных слоев в зазоре между вращающимся диском и статором. Воздух подводили через центральное отверстие, расположенное в статоре на радиусе r_0. Напряжение трения на поверхности вращающегося диска определяли по уравнению момента количества движения и закономерности распределения тангенциальной скорости по толщине пограничного слоя около вращающегося диска

$$(r\omega - v_u)/v_{\text{охл}} = 8{,}74\,(y v_{\text{охл}}/\nu)^{1/7}, \tag{5.30}$$

где $v_{\text{охл}}$ — скорость охлаждающего воздуха, подаваемого на радиальный обдув; y — координата вдоль оси вращения диска.

Численное решение уравнения момента количества движения с учетом закономерности (5.30) выявило распределение коэффициента закрутки потока β_φ в зависимости от радиуса диска и параметра A_1, определяемого формулой

$$A_1 = 0{,}0268 K_{v_{\text{п}}} \operatorname{Re}_\omega^{-0,25} (r_{\text{п}}/s)^{5/4} (r_0/r_{\text{п}})^{11/4}. \tag{5.31}$$

При наличии начальной закрутки

$$\beta_\varphi = \beta'_\varphi \left(\frac{r}{r_0}\right)_0 + \frac{\beta_{\varphi_0}}{(r/r_0)^2} \exp\left\{\frac{8}{11} A_1 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{11/4}\right]\right\}, \tag{5.32}$$

где $\beta'_\varphi \left(\frac{r}{r^0}\right)_0$ — решение для начального условия; $r/r_0 = 1$; $\beta_{\varphi_0} = 0$ [18].

Зависимость $\beta'_\varphi = f(r/r_0)$ дает возможность вычислить коэффициент момента сопротивления

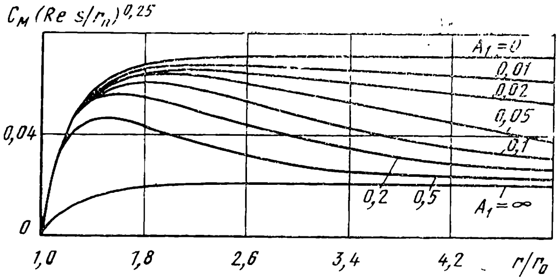
$$C_{\text{М}} = 0{,}337\,(r_0/r_{\text{п}})^{19/4} \operatorname{Re}^{-1/4} (r_{\text{п}}/s)^{1/4} \int_1^{r_{\text{п}}/r_0} (r/r_0)^{15/4} (1 - \beta_\varphi)^{15/4}\, d\,(r/r_0). \tag{5.33}$$

Для случая $\beta_\varphi r/r_0 = 0$ результаты расчетов показаны на рис. 5.6.

Отметим, что профили скорости задавали на основе данных для турбулентного течения в трубах и вдоль плоской стенки.

Результаты экспериментального исследования кинематики потока в зазоре между диском и статором при струйной подаче возду-

Рис. 5.6. Зависимость $C_M\left(\mathrm{Re}\frac{s}{r_п}\right)^{0,25}=f_-(r/r_0, A_1)$ для диска без покрывного дефлектора при центробежном течении воздуха и смыкающихся пограничных слоях



ха через отверстия, проведенного В. М. Бузником с сотрудниками, показали, что с увеличением скорости струи ее длина возрастает. При этом расстояние между струями уменьшается. С уменьшением числа отверстий по окружности раздаточного кольца радиус смыкания отдельных струй увеличивается. Получено, что характер течения зависит от шага радиальных отверстий, расхода воздуха и частоты вращения диска. Отметим, что воздух подавали в зазор между диском и экраном через специальные раздаточные кольца, имеющие по окружности радиальные равномерно расположенные отверстия диаметром 4 мм.

Опытное исследование гидродинамики при центробежном течении охлаждающего воздуха в зазоре между диском и кожухом статора, выполненное Б. И. Глезером, показало, что с увеличением числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_\omega=\omega r_0^2/\nu$, подсчитанного по угловой скорости вращения диска, возрастает число Рейнольдса $\mathrm{Re}_m=G_{охл}/(s\mu)$, определенное по массовому расходу воздуха в зазоре $G_{охл}$.

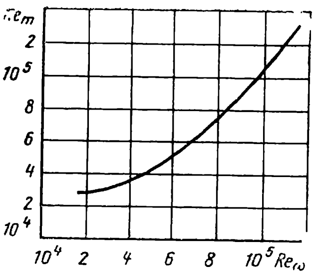
На рис. 5.7 представлена зависимость $\mathrm{Re}_m=f(\mathrm{Re}_\omega)$. Автор отмечает резкое уменьшение радиального градиента давления с увеличением $G_{охл}$, что подтверждают ранее выполненные исследования А. Ф. Захарова и М. И. Цаплина.

Опытная зависимость отношения угловых скоростей воздуха и диска $\omega_{охл}/\omega_д$ от скорости вращения диска на его среднем радиусе при различных значениях ширины осевого зазора представлена на рис. 5.8.

Относительный коэффициент момента сопротивления для диска без дефлектора при центробежном течении воздуха можно рассчитывать по соотношению [20]

$$C_{M\ отн}=0,0795\,\mathrm{Re}_{отн}^{-0,2}\left(\frac{s/r_п}{1,58\cdot10^{-2}}\right)^{0,155}, \tag{5.34}$$

где $\mathrm{Re}_{отн}=\omega r_п^2(1-\bar{v}_u)\rho/\mu$ — число Рейнольдса, определенное по относительной скорости воздуха в зазоре; $\bar{v}_u$ — относительная скорость закрутки среды в зазоре между диском и статором на периферии, которую определяют по данным М. И. Цаплина. Диапазон изменения безразмерного массового расхода воздуха в зазоре $\bar{G}_{охл}=G_{охл}/(\rho\omega r_п^3)=10^{-3}...9\cdot10^{-3}$; $s/r_п=0,03...0,1$. Получено, что $C_м$ диска, вращающегося около неподвижной поверхности, может на



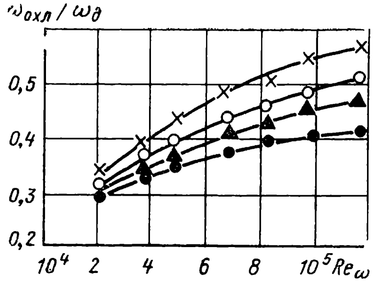


Рис. 5.7. График зависимости $\mathrm{Re}_m = f(\mathrm{Re}\,\omega)$ при центробежном течении между вращающимся диском и статором при $s/r_0 = 0{,}04$

Рис. 5.8. График зависимости $\omega_{охл}/\omega_д$ от Re_ω для середины зазора при центробежном течении охлаждающего воздуха:

× — $s/r_0=0{,}02$; ○ — $s/r_0=0{,}035$; ▲ — $s/r_0=0{,}05$; ● — $s/r_0=0{,}10$

20...45% превышать коэффициент момента сопротивления для диска, вращающегося в свободном пространстве.

Для увеличения КПД ступени турбины при центробежном радиальном обдуве диска целесообразна установка лопаточного аппарата на периферии статора. Последний уменьшает углы атаки выходящего в проточную часть охлаждающего воздуха.

При подаче охлаждающего воздуха от периферии к центру (центростремительное течение) поток, движущийся в конфузорном канале, оказывается довольно устойчивым, но его дестабилизирует насосный эффект вращающегося диска, генерирующий центробежный поток. Поэтому и в этом случае при теоретическом анализе гидродинамической картины течения также принимается ряд упрощений.

Считая, что касательные напряжения связаны с компонентой скорости соотношением, справедливым для гладких цилиндрических труб, из интегрального соотношения импульсов для случая смыкающихся пограничных слоев получают формулы для расчета радиальной и тангенциальной составляющих скорости. При этом полагают, что в формулах (5.22) и (5.23) r_0 соответствует $r_п$. Потери давления рассчитывают по формуле (5.25).

На рис. 5.9 приведена зависимость $v_u/v_u' = f(r/r_0)$ при центростремительном течении охлаждающего воздуха.

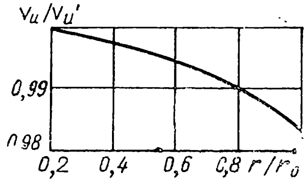
При рассмотрении центростремительного течения в зазоре между вращающимся диском и статором М. И. Цаплин ввел следующие упрощения: вторичные течения не учитывал; коэффициент трения по радиусу считал постоянным; считал, что трение о диск и статор изменяет количество движения лишь в тангенциальном направлении; сжимаемость среды учитывал лишь при течении в радиальном направлении, неизотермичность не учитывал. Задача была решена для случая несмыкающихся пограничных слоев.

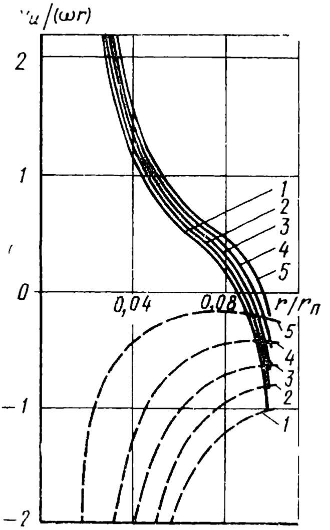
Теоретический анализ показал, что тангенциальная составляющая скорости зависит от трех параметров: безразмерной величины $a = (2\pi C_{тр.д}\omega r_п^2)/G_{охл}$; начального значения относительной тан-

Рис. 5.9. График зависимости $v_u/v_u'=f(r/r_0)$ при центростремительном течении воздуха между диском и покрывным дефлектором

Рис. 5.10. График зависимости $v_u/(\omega r)=f(r/r_п)$ при центростремительном течении воздуха в зазоре между вращающимся диском и статором и при $C_{тр}=0{,}667$:

---- — $a=10$; — — — — $a=1$; 1 — $\bar{v}_{u\,п}=-1$; 2 — $\bar{v}_{u\,п}=-0{,}8$; 3 — $\bar{v}_{u\,п}=-0{,}6$; 4 — $\bar{v}_{u\,п}=-0{,}4$; 5 — $\bar{v}_{u\,п}=-0{,}2$





генциальной скорости $v_{u\,п}$ на периферийном радиусе диска и относительного коэффициента трения на стенке $\bar{C}_{тр}=C_{тр.ст}/C_{тр.д}$, где $C_{тр.ст}$, $C_{тр.д}$ — коэффициенты трения стенки статора и вращающегося диска. На рис. 5.10 приведен график зависимости $v_u/(\omega r)$ от $r/r_п$ при центростремительном течении.

Результаты теоретического исследования показали, что при больших массовых расходах и прочих равных условиях характер изменения относительной скорости $\bar{v}_u$ практически не меняется. С уменьшением расхода воздуха работа сил трения может существенно влиять на характер изменения $v_u/\omega r$. Причем с увеличением коэффициента сопротивления трению неподвижной стенки наблюдается заметное уменьшение скорости закрутки в периферийной части. При уменьшении коэффициента начальной закрутки воздуха до нуля поток получает закрутку из-за трения о диск.

График изменения зависимости $p/p_п=f(r/r_п)$ при различных значениях a, пропорциональных β_{φ_0}, приведен на рис. 5.11.

Если тангенциальную и радиальную составляющие скорости выбрать такими, как в радиальном диффузоре, и на этой основе выполнить численное решение интегрального соотношения импульсов, то можно получить результаты, более близкие по физическому смыслу к реальной картине течения. Так, Л. П. Сафоновым с соавторами для случая смыкающихся пограничных слоев в зазоре между вращающимся диском и статором было уточнено распределение тангенциальной составляющей скорости v_u при центростремительном течении.

На рис. 5.12 приведены результаты расчета при $\beta_{\varphi_0}=0{,}6$. При расчетах было положено, что относительный объемный расход через зазор в радиальном направлении $\bar{V}_r=V_r/(2\pi r_п^2\omega s)=0{,}01...0{,}04$. При данном методе удовлетворительное согласование с опытными

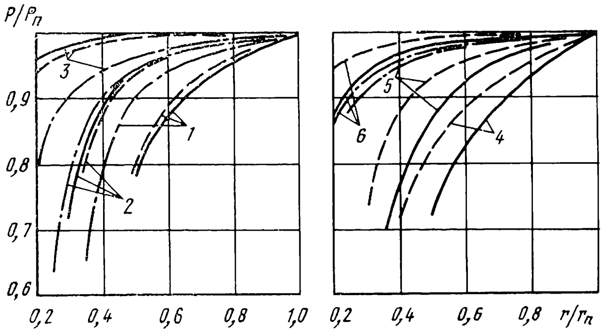


Рис. 5.11. График зависимости $p/p_п = f(r/r_п)$ при центростремительном течении и при $s_{тр}=0{,}667$:

———— — $a=0{,}1$; — — — — $a=1$; —·—·— $a=10$; $1 - \overline{v}_{u\,п}=0{,}8$; $2 - \overline{v}_{u\,п}=0{,}4$; $3 - \overline{v}_{u\,п}=0$; $4 - \overline{v}_{u\,п}=-1$; $5 - \overline{v}_{u\,п}=-0{,}6$; $6 - \overline{v}_{u\,п}=-0{,}2$

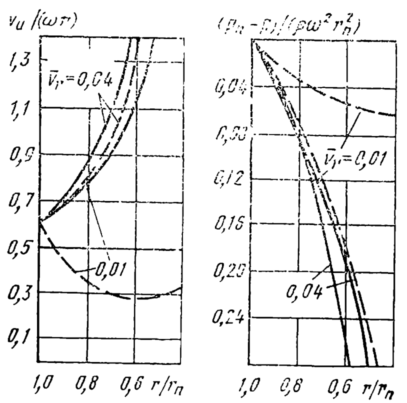


Рис. 5.12. Графики зависимости $v_u/(\omega r)$ и $(p_п - p)/(\rho\omega^2 r^2_п)$ от $r/r_п$ для зазора между вращающимся диском и статором при центростремительном течении воздуха:

———— — расчет по данным Л. П. Сафонова и др.; — — — — — расчет по данным В. А. Бубнова и др.

данными получается только при $\overline{V}_r \geqslant 0{,}02$. При $\overline{V}_r < 0{,}02$ из-за наличия интенсивных циркуляционных течений результаты расчета с опытными данными согласуются хуже.

Результатов опытных исследований гидродинамики потоков для рассматриваемого случая в литературе опубликовано крайне мало. В работе В. Л. Кочерова с соавторами охлаждающий воздух подается на периферию осевого зазора, перемещается к центру и выходит через отверстие в кожухе статора. Получено, что в зазоре между вращающимся диском и статором возникают циркуляционные (вторичные) потоки, параметры которых зависят от скорости вращения диска и размеров зазора.

6. РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ДЕТАЛЕЙ ГТД В СТАЦИОНАРНЫХ И НЕСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

6.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

При достигнутых к настоящему времени температурах рабочего тела работоспособность и долговечность деталей проточной части ГТД, и в первую очередь лопаток и дисков турбин, обеспечивается частично за счет использования более жаропрочных материалов, а в основном за счет применения более совершенных систем охлаждения деталей. Без достоверных сведений о температурном состоянии деталей и узлов практически невозможны ни диагностирование запасов прочности охлаждаемых деталей, ни разработка эффективных систем охлаждения.

В газотурбостроении на стадии проектных и доводочных работ в последние годы все большее распространение получают расчетные методы определения температурного состояния деталей и узлов. Это, в частности, обусловлено значительным увеличением за последнее десятилетие парка отечественных ЭВМ и ростом их возможностей (быстродействия, емкости запоминающих устройств и т. д.).

Кроме того, по сравнению с другими методами, например экспериментальным, расчетные методы позволяют с минимальными затратами труда и времени оптимизировать проектируемую деталь.

Основной недостаток расчетных методов — наличие вычислительной погрешности, связанной с теми или иными допущениями, влияние которых на конечный результат расчета не всегда поддается надежной предварительной оценке. Кроме того, как при применении методов моделирования, точность расчета температурного состояния зависит и от достоверности используемых при расчете граничных условий.

В общем случае для определения расчетным путем температурного состояния охлаждаемых деталей турбины ГТД требуется решать нестационарную пространственную нелинейную задачу теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)=\frac{\partial}{\partial \tau}(c_p\rho T). \tag{6.1}$$

Здесь T — температура; x, y, z — координаты; τ — время; λ, c_p, ρ — соответственно теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность материала.

При решении конкретных задач уравнение (6.1) дополняется условиями однозначности, включающими в себя геометрические и физические параметры, а также начальные и граничные условия.

В газотурбостроении наиболее часто используют граничные условия третьего рода, которые предполагают задание температуры окружающей среды (газа или охлаждающего воздуха) и коэффициентов теплоотдачи как функций координат и времени. Аналитическое представление граничных условий третьего рода имеет вид:

для поверхности детали со стороны газа

$$-\lambda(\partial T/\partial n)_{n=0}=\alpha_{\text{г}}\left(T_{\text{г}}^{*}-T_{n=0}\right); \tag{6.2}$$

для поверхности детали со стороны охлаждающего воздуха

$$-\lambda(\partial T/\partial n)_{n=0}=\alpha_{\text{охл}}\left(T_{n=0}-T_{\text{охл}}^{*}\right). \tag{6.3}$$

Здесь $T_{n=0}$ — температура поверхности детали; $T_{\text{г}}^{*}$, $T_{\text{охл}}^{*}$, $\alpha_{\text{г}}$, $\alpha_{\text{охл}}$ — соответственно температуры торможения газа и охлаждающего воздуха и коэффициенты теплоотдачи газа и охлаждающего воздуха; $(\partial T/\partial n)_{n=0}$ — градиент температуры в направлении нормали к поверхности. Кроме того, при решении задач теплопроводности применительно к деталям турбин используют следующие типы граничных условий:

первого рода, заключающиеся в задании распределения температуры поверхности детали как функции координат и времени;

второго рода, при которых задают распределение плотностей теплового потока на поверхности детали

$$q_{n=0}=-\lambda(\partial T/\partial n)_{n=0}; \tag{6.4}$$

четвертого рода, которые в предположении идеального контакта между поверхностями двух (индексы 1 и 2) стыкующихся деталей (или слоев из различных материалов) заключаются в равенствах

$$T_1=T_2 \tag{6.5}$$

и

$$\lambda_1 (\partial T_1/\partial n) = \lambda_2 (\partial T_2/\partial n) \qquad (6.6)$$

на поверхности соприкосновения деталей (слоев).

Методы решения задач теплопроводности классифицируют по различным признакам. Один из них — форма, в которой получаются результаты решения. По этому признаку различают методы аналитические и численные.

Все численные методы приближенные, а аналитические могут быть и точными и приближенными.

Аналитические методы приводят к более наглядным по сравнению с численными методами решениям. Такие решения позволяют анализировать влияние тех или иных факторов на результат. Однако часто при практической реализации аналитических решений окончательный результат получают опять-таки с использованием численных методов.

В практике газотурбостроения аналитические методы применительно к деталям турбин используют в основном при решении задачи теплопроводности в упрощенной постановке, например в одномерной и при стационарных условиях.

При решении двух- и трехмерных задач теплопроводности, особенно при нестационарных условиях, чаще используют численные методы расчета. Использование последних позволяет получать приемлемые для инженерной практики результаты.

В то же время решение задач в общей постановке, т. е. с учетом сложной конфигурации деталей, переменности теплофизических коэффициентов и граничных условий теплообмена, представляет значительные трудности даже при использовании численных методов решения. Поэтому на практике такие задачи часто упрощают.

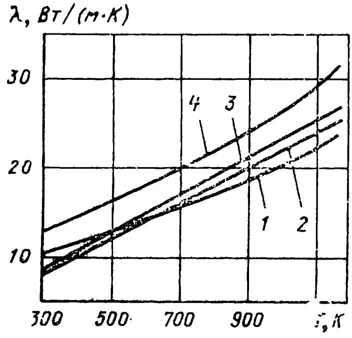
Наиболее широко используемое упрощение — переход от трехмерной задачи к двух- и одномерной. Решения одномерных задач стационарной теплопроводности для сплошной лопатки, охлаждаемой теплоотводом в диск, рассмотрены, например, в работе [2].

Переход к одномерной задаче при определении осредненных в сечении температур по высоте охлаждаемых лопаток [9] оправдан только для тонкостенных дефлекторных лопаток. Для других конструкций лопаток одномерную задачу следует дополнять еще и определением температур в нескольких сечениях по высоте лопатки. Особенно существенные погрешности при переходе от трехмерных к двух- и одномерным задачам теплопроводности имеют место в наиболее напряженной прикорневой зоне рабочих лопаток. Погрешность при решении двухмерной задачи определения температуры прикорневой зоны лопатки может достигать 90 К. Использование двухмерных методов расчета во многих случаях приводит к неприемлемым погрешностям и при определении температур в лопатках, имеющих отверстия для выпуска охлаждающего воздуха, а также различные турбулизирующие ребра и штыри. В районах расположения отверстий погрешность определения температур с помощью двухмерных методов может достигать 20% от истинной температуры лопатки и более.

Приведенные в работе [9] решения стационарных задач распределения температуры по радиусу дисков осевых турбин позволяют определять среднюю по толщине диска температуру. Точность расчетов зависит от соотношений термических сопротивлений диска в осевом и радиальном направлениях и от интенсивности охлаждения.

В дисках турбин температурное поле в районе замковых соединений, в области, прилегающей к охлаждающим каналам, и т. д. имеет явно выраженный трехмерный характер [18]. Даже при решении двухмерной задачи определения температур в этих областях погрешность может превысить допустимое значение.

Погрешность расчета температурного состояния во многом определяется точностью задания граничных условий. Например, неточность в 50% при задании коэффициентов теплоотдачи только в зоне струйности в определении среднего уровня температуры диска, большей 30 К. Для диска радиально-осевой турбины при прочих равных условиях ошибка в задании коэффициента теплоотдачи в 40% приводит к ошибке определения температуры диска до 90 К.



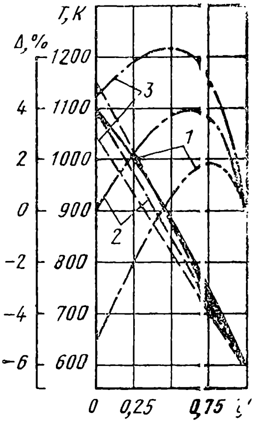


Рис. 6.1. График зависимости теплопроводности различных материалов от температуры [9]:

1 — ЖС6-КП; *2* — ЖС6-К; *3* — ХН55ВМТФКЮ; *4* — ХН77ТЮР

Рис. 6.2. Результаты расчета температур в плоской стенке из стали ХН77ТЮР:

——— — расчет температуры с учетом зависимости $\lambda(T)$; — — — — расчет температуры без учета зависимости $\lambda(T)$; —— · —— — относительная погрешность расчета Δ; *1* — расчет при λ, соответствующей минимальному значению температуры стенки; *2* — расчет при λ, соответствующей среднему значению температуры стенки; *3* — расчет при λ, соответствующей максимальному значению температуры стенки; $\bar{y}$ — координата, отнесенная к толщине стенки

При решении нестационарных задач дополнительным источником погрешности может служить неточность учета продолжительности и характера изменения во времени параметров газа и охлаждающего воздуха. Сделан анализ влияния этих факторов на температурное состояние диска рабочего колеса радиально-осевой турбины. Показано, что различия в изменении граничных условий во времени могут привести к расхождению в температурах диска до 100 К.

Таким образом, использование упрощенных методов расчета температурного состояния деталей турбин, базирующихся на допущениях о постоянстве граничных условий по координатам, во времени или о мгновенном их изменении (так называемом тепловом ударе) является не всегда оправданным.

Как видно из рис. 6.1, у применяемых в газотурбостроении материалов в рабочем интервале температур зависимость теплопроводности от температуры довольно существенная. Например, у сплава ХН77ТЮР величина λ в интервале температур 373...1173 К изменяется в 2,2 раза (в этом же интервале температур величина теплоемкости этого материала возрастает в 1,5 раза, а плотность остается практически неизменной). Поэтому расчет температурного состояния без учета зависимости λ от температуры может привести к недопустимым погрешностям. На рис. 6.2 приведены результаты расчета температур в стенке из стали ХН77ТЮР при одних и тех же граничных условиях, но при различных значениях теплопроводности материала. Штрихпунктирными линиями на рис. 6.2 показаны графики изменения относительных погрешностей определения температур, предопределяемых неучетом истинной зависимости теплопроводности материала от температуры.

Подтверждением необходимости учета зависимости $\lambda(T)$ являются полученные результаты численного анализа: при определении температур в турбинной лопатке погрешность от неучета зависимости теплопроводности материала от температуры может достигать 9% и более.

А ввиду того что у используемых в газотурбостроении материалов в рабочем интервале температур зависимость пределов длительной прочности от тем-

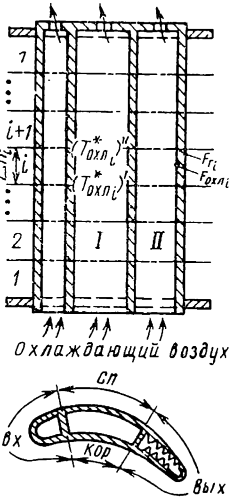


Рис. 6.3. Расчетная схема лопатки с продольным течением охлаждающего воздуха

пературы довольно крутая, ошибка в 50К при определении температурного состояния влечет за собой ошибку в определении запасов прочности до 20%.

Далее будут рассмотрены методы, позволяющие на различных этапах проектирования деталей турбин производить как оценочные (грубые), так и детальные расчеты их температурного состояния.

6.2. РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ СОПЛОВЫХ ЛОПАТОК С ПРОДОЛЬНЫМ ТЕЧЕНИЕМ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ВОЗДУХА В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ *

Рассматриваемый метод [9] удобен при проектировочных расчетах, особенно при использовании малых ЭВМ. Метод базируется на закономерностях одномерной теории теплопроводности при стационарных условиях.

Расчетная схема лопатки представлена на рис. 6.3. Как видно из рисунка, охлаждающий воздух движется вдоль стенок лопатки тремя отдельными потоками: вблизи входной и выходной кромок (в данном случае оребренных изнутри) и в центральной части лопатки. Сопловая лопатка разбивается на n участков высотой Δh_i. В среднем сечении каждого из таких участков выделяются элементы профиля: входная кромка (вх), спинка (сп), корыто (кор) и выходная кромка (вых). Если пренебречь излучением, теплопроводностью по стенкам и теплопередачей через перегородки I и II между каналами, то, например, для входной кромки i-го участка уравнение теплового баланса можно записать в виде

$$q_{\text{г}_i}=q_{\text{охл}_i} \tag{6.7}$$

или

$$\int\limits_{F_{\text{г}_i}} \alpha_{\text{г}_i}(T^*_{\text{г}_i}-T_{\text{ст}_i})\,dF_{\text{г}_i}=\int\limits_{F_{\text{охл}_i}} \alpha_{\text{охл}_i}(T_{\text{ст}_i}-T^*_{\text{охл}_i})\,dF_{\text{охл}_i}, \tag{6.8}$$

где $\alpha_{\text{г}_i}$, $\alpha_{\text{охл}_i}$ — соответственно коэффициенты теплоотдачи от газа к стенке и от стенки к охлаждающему воздуху; $T^*_{\text{г}_i}$, $T^*_{\text{охл}_i}$ — температура газа и температура охлаждающего воздуха; $F_{\text{г}_i}$, $F_{\text{охл}_i}$ — площади поверхности стенки лопатки (с учетом поверхности ребер) на i-м участке, омываемые соответственно газом и охлаждающим воздухом; $T_{\text{ст}_i}$ — искомая температура стенки лопатки на i-м участке. В общем случае в уравнении (6.8) все величины переменны. Для упрощения задачи примем постоянными по всей поверхности в преде-

* Программа для расчета на ЭВМ приведена в приложении 1.

лах рассчитываемого i-го участка величины $\alpha_{\text{г}_i}$ (см. разд. 2.2), $\alpha_{\text{охл}_i}$ (см. разд. 4.1), $T^*_{\text{г}_i}$, а также $T_{\text{ст}_i}$.

С учетом этих допущений

$$q_{\text{г}_i} = \alpha_{\text{г}_i} F_{\text{г}_i} \left(T^*_{\text{г}_i} - T_{\text{ст}_i}\right). \tag{6.9}$$

Количество теплоты, отводимое охлаждающим воздухом,

$$dq_{\text{охл}_i} = \alpha_{\text{охл}_i} \left(T_{\text{ст}_i} - T^*_{\text{охл}_i}\right) dF_{\text{охл}_i} = G_{\text{охл}_i} c_{p\,\text{охл}_i} dT_{\text{охл}_i}, \tag{6.10}$$

где $G_{\text{охл}_i}$ — расход охлаждающего воздуха через охлаждающий канал у входной кромки.

Разделяя в уравнении (6.10) переменные и интегрируя по внутренней поверхности i-го участка входной кромки, найдем

$$\ln \frac{T_{\text{ст}_i} - \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)''}{T_{\text{ст}_i} - \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)'} = -\frac{\alpha_{\text{охл}_i} F_{\text{охл}_i}}{G_{\text{охл}_i} c_{p\,\text{охл}_i}} = -k_{1i}, \tag{6.11}$$

где $\left(T^*_{\text{охл}_i}\right)'$ и $\left(T^*_{\text{охл}_i}\right)''$ — соответственно температуры торможения охлаждающего воздуха на входе i-го участка и на выходе из него;

$$\Delta T^*_{\text{охл}_i} = \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)'' - \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)' = \left[T_{\text{ст}_i} - \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)'\right]\left[1 - \exp\left(-k_{1i}\right)\right]. \tag{6.12}$$

Соответственно

$$q_{\text{охл}_i} = G_{\text{охл}_i} c_{p\,\text{охл}_i} \Delta T_{\text{охл}_i} = G_{\text{охл}_i} c_{p\,\text{охл}_i} \left[T_{\text{ст}_i} - \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)'\right] \times$$
$$\times \left[1 - \exp\left(-k_{1i}\right)\right]. \tag{6.13}$$

Теперь с учетом выражений (6.9), (6.10) и (6.13) можно записать

$$\alpha_{\text{г}_i} F_{\text{г}_i} \left(T^*_{\text{г}_i} - T_{\text{ст}_i}\right) = G_{\text{охл}_i} c_{p\,\text{охл}_i} \left[T_{\text{ст}_i} - \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)'\right]\left[1 - \exp\left(-k_{1i}\right)\right], \tag{6.14}$$

откуда искомая температура стенки входной кромки на i-м участке

$$T_{\text{ст}_i} = \frac{T^*_{\text{г}_i} + k_{2i} \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)' \left[1 - \exp\left(-k_i\right)\right]}{1 + k_{2i}\left[1 - \exp\left(-k_{1i}\right)\right]}; \tag{6.15}$$

где $k_{2i} = G_{\text{охл}_i} c_{p\,\text{охл}_i} / \left(\alpha_{\text{г}_i} F_{\text{г}_i}\right)$.

По уравнению (6.15) определяют среднюю по толщине стенки температуру входной кромки на i-м участке. При чисто конвективном охлаждении в тонкостенных лопатках градиент температуры по толщине стенки не превышает 10 К. При значительной толщине стенок δ, глубоком охлаждении и больших тепловых потоках температуры стенок со стороны газа $T_{\text{ст.г}}$ и со стороны охлаждающего воздуха $T_{\text{ст.охл}}$ могут различаться между собой более существенно. Для этого случая с учетом термосопротивления стенки вместо равенства (6.14) приближенно можно написать

$$\alpha_{\text{г}_i} F_{\text{г}_i} \left(T^*_{\text{г}i} - T_{\text{ст.г}_i}\right) = G_{\text{охл}_i} c_{p\,\text{охл}_i} \left[T_{\text{ст.охл}_i} - \left(T^*_{\text{охл}_i}\right)'\right]\left[1 - \exp\left(-k_{1_i}\right)\right].$$

Кроме того,

$$T_{\text{ст.г}_i} - T_{\text{ст.охл}_i} = q_i \delta_{\text{ст}_i} / \lambda_{\text{ст}_i} = \alpha_{\text{г}_i} \left(T^*_{\text{г}_i} - T_{\text{ст.г}_i} \right) \delta_i / \lambda_{\text{ст}_i},$$

откуда

$$T_{\text{ст.г}_i} = T^*_{\text{г}_i} - k_{2i} \left[T_{\text{ст.охл}_i} - \left(T^*_{\text{охл}_i} \right)' \right] \left[1 - \exp\left(-k_{1i} \right) \right], \tag{6.16}$$

$$T_{\text{ст.охл}_i} = T_{\text{ст.г}_i} \left(1 + \text{Bi}_{\text{ст}_i} \right) - T^*_{\text{г}_i} \text{Bi}_{\text{ст}_i}, \tag{6.17}$$

где $\text{Bi}_{\text{ст}_i} = \alpha_{\text{г}_i} \delta_i / \lambda_{\text{ст}}$ — критерий Био, характеризующий соотношение внутреннего (в стенке) и внешнего (со стороны газа) термических сопротивлений; $T_{\text{ст.г}_i}$ и $T_{\text{ст.охл}_i}$ — температуры, которые найдем из совместного решения уравнений (6.16) и (6.17).

Формулами (6.15), ..., (6.17) в рассматриваемой конструкции сопловой лопатки можно пользоваться для расчета температуры и других элементов профиля на i-м участке.

Если внутри центральной части нет дефлектора, то при расчете температуры спинки и корыта профиля расход охлаждающего воздуха можно взять равным половине расхода через весь центральный канал. Коэффициенты теплоотдачи $\alpha_{\text{г}_i}$ от газа к спинке и корыту при этом могут быть определены с учетом рекомендаций, приведенных в разд. 2.

При расчете $T_{\text{ст}_i}$ выходной кромки $\alpha_{\text{г}_i}$ следует определять по формуле (2.35), а коэффициент теплоотдачи со стороны воздуха $\alpha_{\text{охл}_i}$ по формулам разд. 4.1. Заметим, что в сопловой лопатке с продольным охлаждением обычно не удается разместить охлаждающий канал в непосредственной близости от конца тонкой выходной кромки. В этом случае распределение температур по длине кромки (от внутренней стенки канала до ее конца) следует производить по особой методике.

Для каждого из элементов профиля расчет ведут, начиная с первого участка, с последовательным переходом ко второму, третьему и т. д. При этом за температуру охлаждающего воздуха на входе в $(i+1)$-й участок принимают его температуру $\left(T^*_{\text{охл}_i}\right)''$ на выходе из i-го участка, т. е.

$$\left(T^*_{\text{охл}_{i+1}} \right)' = \left(T^*_{\text{охл}_i} \right)' + \Delta T^*_{\text{охл}_i}. \tag{6.18}$$

Для центрального канала, если дефлектор отсутствует, температуры охлаждающего воздуха предварительно осредняют, т. е.

$$\left(T^*_{\text{охл}_i} \right)'' = \left[\left(T^*_{\text{охл.сп}_i} \right)' + T'_{\text{охл.кор}_i} \right] / 2. \tag{6.19}$$

Найденные таким образом температуры стенки лопатки сравнивают с допустимыми, а суммарные увеличения температуры воздуха в каждом из каналов — с принятыми в гидравлическом расчете $\Delta T^*_{\text{охл}}$. При существенном расхождении сравниваемых величин выполняют еще одно приближение расчета.

Аналитическое решение для расчета распределения средней в поперечном сечении температуры по высоте охлаждаемых сопловых лопаток приведено в одной из работ В. С. Петровского. Лопатку по высоте разбивали на два примерно равных по длине участка, в пределах каждого из которых истинное изменение температуры газа заменяли экспоненциальной зависимостью. Температура на концах лопатки была задана (граничные условия первого рода); в месте стыка участков сумма тепловых потоков считалась равной нулю. Для обоих участков получали расчетные выражения для вычисления температуры.

6.3. РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ СОПЛОВЫХ ЛОПАТОК С ПОПЕРЕЧНЫМ ТЕЧЕНИЕМ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ВОЗДУХА В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ *

На стадии предварительных проектировочных расчетов эффективность такого охлаждения и распределение температур по профилю лопатки можно определить по методике С. З. Копелева и С. В. Гурова [8]. Эта методика базируется на соотношениях теории подобия и безразмерных величинах: эффективности охлаждения $\theta = (T_{\text{г}}^* - T_{\text{ст}})/(T_{\text{г}}^* - T_{\text{охл}}^*)$ и коэффициенте формы $K_{\text{ф}}$, учитывающем при прочих равных условиях отличие температуры рассматриваемого участка лопатки от температуры тонкой и плоской стенки. В работе [8] приведены все количественные соотношения, основанные на опытных данных авторов, необходимые для выполнения расчетов температур в сопловых лопатках.

Более универсальным является метод расчета температур [9], основанный на закономерностях теории одномерной теплопроводности.

В соответствии с эпюрой распределения коэффициентов теплоотдачи $\alpha_{\text{г}_i}$ по профилю сопловой лопатки ее контур разбивают на участки так, чтобы в пределах каждого из них $\alpha_{\text{г}_i}$ можно было считать приблизительно постоянным (рис. 6.4).

В простейшем случае выделяют четыре участка: входную и выходную кромки, спинку и корыто.

Температура входной кромки. При тех же, что и ранее, допущениях из уравнения теплового баланса $q_{\text{г}} \approx q_{\text{охл}}$ следует

$$\alpha_{\text{г.вх}} F_{\text{г.вх}} (T_{\text{г}}^* - T_{\text{ст.вх}}) = \alpha_{\text{охл.вх}} F_{\text{охл.вх}} (T_{\text{ст.вх}} - T_{\text{охл.вх}}^*).$$

Отсюда средняя по обводу профиля температура входной кромки

$$T_{\text{ст.вх}} = (T_{\text{г}}^* - k_3 T_{\text{охл.вх}}^*)/(1 + k_3),$$

где $k_3 = \alpha_{\text{охл.вх}}/\alpha_{\text{г.вх}} (1 - \delta_{\text{вх}}/R_{\text{вх}})$;

$\delta_{\text{вх}}$ и $R_{\text{вх}}$ — толщина стенки и внешний радиус входной кромки; $\alpha_{\text{г.вх}}$ — величина, определяемая с использованием формулы (2.30); $\alpha_{\text{охл.вх}}$ — коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности

* Программа для расчета на ЭВМ приведена в приложении 2.

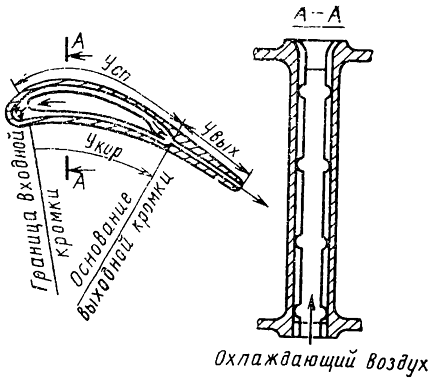


Рис. 6.4. Расчетная схема лопатки с поперечным течением охлаждающего воздуха:

$y_{сп}$, $y_{кор}$, $y_{вых}$ — координаты оси при расчете температуры соответствующей части профиля

входной кромки, который может быть рассчитан с использованием рекомендаций, приведенных в разд. 4.

При необходимости вместо средней по толщине стенки температуры можно рассчитать ее приближенные значения на газовой и воздушной стороне так же, как это сделано для сопловых лопаток с продольными каналами (см. разд. 6.2).

Увеличение температуры воздуха на входной кромке рассчитывают по уравнению теплового баланса

$$\Delta T^*_{охл.вх} = \alpha_{г.вх} F_{г.вх} / (G_{охл} c_{p охл}) (T^*_г - T_{ст.вх}). \qquad (6.21)$$

Разделение расхода воздуха $G_{охл}$ между щелевыми каналами спинки ($G_{охл.сп}$) и корыта ($G_{охл.кор}$) считают заданными в соответствии с результатами гидравлического расчета в первом приближении (см. разд. 5.1). Температура воздуха на входе в щелевые каналы

$$(T^*_{охл.сп})' = (T^*_{охл.кор})' = T^*_{охл.вх} + \Delta T^*_{охл.вх}. \qquad (6.22)$$

Изменение температуры спинки и корыта профиля по координате y (см. рис. 6.4) с учетом принятых ранее допущений описывают дифференциальным уравнением

$$d(T^*_г - T)/dy + m(T^*_г - T) = 0, \qquad (6.23)$$

где $m = \dfrac{h}{G'_{охл} c_{p охл}} \dfrac{\alpha_г \alpha_{охл}}{\alpha_г + \alpha_{охл}}$ (здесь h — высота сопловой лопатки; $G'_{охл} = G_{охл.сп}$ при расчете спинки и $G'_{охл} = G_{охл.кор}$ при расчете корыта).

Решение уравнения (6.23) имеет вид

$$T_y = T^*_г - (T^*_г - T_{y=0}) \exp(-my), \qquad (6.24)$$

где

$$T_{y=0} = [\alpha_г T^*_г + \alpha_{охл} (T^*_{охл.вх} + \Delta T^*_{охл})] / (\alpha_г + \alpha_{охл}). \qquad (6.25)$$

Коэффициенты теплоотдачи на газовой стороне определяют по формулам разд. 2.2; на воздушной — по критериальным зависимостям при течении в щелевых каналах (см. разд. 4.1).

Увеличение температуры воздуха при течении его в щелевых каналах между дефлектором и стенкой лопатки приближенно можно рассчитать по формуле

$$\Delta T^*_{охл} = q / G_{охл} c_{p охл}, \qquad (6.26)$$

где

$$q = h \int\limits_{y=0}^{y=y_1} \alpha_г (T_г^* - T_y)\, dy. \qquad (6.27)$$

Воспользовавшись формулой (6.24) и взяв интеграл, после преобразований найдем

$$\Delta T^*_{охл} = (T^*_г - T_{y=0}) \frac{\alpha_г + \alpha_{охл}}{\alpha_{охл}} [1 - \exp(-m y_1)], \qquad (6.28)$$

где для спинки $\alpha_г = \alpha_{г.сп}$, $y_1 = l_{сп}$; для корыта $\alpha_г = \alpha_{г.кор}$, $y_1 = l_{кор}$ ($l_{сп}$, $l_{кор}$ — длина спинки и корыта профиля от кромки входной до выходной).

Приближенную оценку распределения температуры по длине выходной кромки в случае сплошной выпускной щели или частого расположения выпускных отверстий можно выполнить по формуле, аналогичной (6.24), т. е.

$$T_y = T^*_г - (T^*_г - T_{осн}) \exp(-m_1 y), \qquad (6.29)$$

где

$$m_1 = \frac{h}{G_{охл} c_{p\,охл}} \frac{\alpha_{г.вых} \alpha_{охл.щ}}{\alpha_{г.вых} + \alpha_{охл.щ}}; \qquad (6.30)$$

$G_{охл}$ — суммарный расход воздуха через лопатку; $\alpha_{г.вых}$ и $\alpha_{охл.щ}$ — коэффициенты теплоотдачи в районе выходной кромки со стороны газа и со стороны охлаждающего воздуха (в щели).

Температура основания кромки $T_{осн}$ может быть принята равной среднеарифметическому значению температур спинки и корыта в одном сечении или определена по формуле типа формулы (6.25).

Увеличение температуры охлаждающего воздуха на протяжении выходной кромки может быть подсчитано по формуле, аналогичной формуле (6.28):

$$\Delta T^*_{охл.вых} \approx (T^*_г - T_{осн}) \frac{\alpha_{г.вых} + \alpha_{охл.щ}}{\alpha_{охл.щ}} [1 - \exp(-m_1 l_{вых})], \qquad (6.31)$$

где $l_{вых}$ — длина выходной кромки.

Суммарное увеличение температуры охлаждающего воздуха по всей лопатке

$$\Delta T^*_{охл} \approx T^*_{охл.вх} + (\Delta T^*_{охл.сп} G_{охл.сп} + \Delta T^*_{охл.кор} G_{охл.кор})/(2 G_{охл}) + \\ + \Delta T^*_{охл.вых}. \qquad (6.32)$$

Найденное увеличение температуры воздуха сопоставляют с принятым в гидравлическом расчете. В случае существенного их несовпадения гидравлический расчет, а затем и расчет температур повторяют до необходимого совпадения. Обычно двух...трех приближений оказывается достаточно.

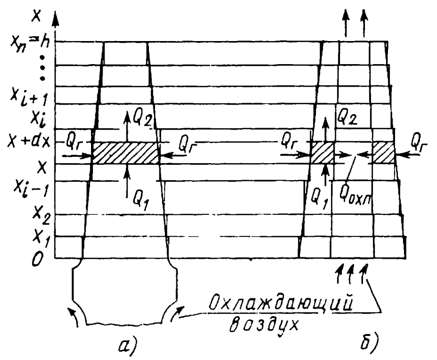


Рис. 6.5. Расчетная схема охлаждаемых лопаток:

а — сплошные лопатки, охлаждаемые теплоотводом в диск; б — лопатки с продольными охлаждающими каналами

6.4. РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ВЫСОТЕ РАБОЧИХ ЛОПАТОК В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

Аналитическое определение распределения по высоте лопатки средних в поперечных сечениях температур с учетом переменности температуры газа $T_г^*$; коэффициентов теплоотдачи $\alpha_г$, $\alpha_{охл}$; теплопроводности λ; площади поперечного сечения f; периметров наружного профиля $П_г$ и охлаждающих каналов $П_{охл}$ получается весьма громоздким. Использование упрощений, например принятие допущения о постоянстве температуры газа по всей высоте лопатки, может привести к большим погрешностям.

Здесь изложен простой и достаточно точный инженерный метод [9] определения распределения температуры по высоте лопаток турбин. Метод базируется на условном расчленении лопатки (рис. 6.5) на произвольное число n небольших участков, в пределах каждого из которых можно считать постоянными: $T_г^*(x)$, $\alpha_г(x)$, $\alpha_{охл}(x)$, λ и f. Для каждого i-го участка применяют известные простые решения с последующей их стыковкой на границах участков.

Рассмотрим данный метод в применении к сплошным лопаткам, охлаждаемым теплоотводом в диск*.

Введем обозначения $\bar{x}=x/h$; $\bar{T}=T/1000$; $\bar{T}_г^*=T_г^*/1000$; $k=h\sqrt{\alpha_г П_г/(\lambda f)}$. На основе уравнений Фурье $Q=-\lambda f dT/dx$ и Ньютона $Q_г=\alpha_г П_г(T_г^*-T)dx$, а также уравнения теплового баланса для элементарного участка высотой dx (см. заштрихованный участок рис. 6.5, *а*) $Q_1-Q_2=Q_г$ получаем

$$\frac{d^2(\bar{T}_г^*-\bar{T})}{d\bar{x}^2}-k^2(\bar{T}_г^*-\bar{T})=0. \tag{6.33}$$

Отсюда распределение безразмерной температуры по высоте любого i-го участка

$$\bar{T}_i=\bar{T}_{г i}^*-A_i\exp(k_i\bar{x}_i)-B_i\exp(-k_i\bar{x}_i). \tag{6.34}$$

При числе участков разбиения n число произвольных постоянных A_i, B_i будет $2n$ и для их отыскания требуется $2n$ граничных условий. При $\bar{x}=0$ температуру в корне лопатки $\bar{T}_0$ считают известной (равной допустимой из условий прочности или определяют при

* Программа для расчета на ЭВМ приведена в приложении 3.

стыковке расчетов охлаждения диска и лопаток), поэтому из уравнения (6.34) следует, что

$$A_1+B_1=\overline{T}^*_{\text{г}1}-\overline{T}_{\text{о}}. \tag{6.35}$$

При $\overline{x}=1$ с достаточной для практических целей точностью можно в первом приближении принять температуру на вершине лопатки $\overline{T}_n=\overline{T}^*_{\text{г}_n}$, в связи с чем из уравнения (6.34) следует, что

$$A_n+B_n\exp(-2k_n)=0. \tag{6.36}$$

Остальные $2(n-1)$ уравнений находят при стыковке решений на границах смежных участков. Здесь должно быть равенство температур $\overline{T}_{i+1}=\overline{T}_i$ и количеств теплоты $Q_{i+1}=Q_i$. На основе уравнения (6.34) и уравнения Фурье получим систему уравнений

$$\begin{aligned}
&A_1+B_1=\overline{T}^*_{\text{г}1}-\overline{T}_{\text{о}};\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\
&A_{i+1}\exp(k_{i+1}\overline{x}_i)+B_{i+1}\exp(-k_{i+1}\overline{x}_i)-A_i\exp(k_i\overline{x}_i)-\\
&-B_i\exp(-k_i\overline{x}_i)=\overline{T}_{\text{г}_{i+1}}-\overline{T}^*_{\text{г}_i};\\
&\lambda_{i+1}f_{i+1}k_{i+1}\left[A_{i+1}\exp(k_{i+1}\overline{x}_i)-B_{i+1}\exp(-k_{i+1}\overline{x}_i)\right]-\\
&-\lambda_i f_i k_i\left[A_i\exp(k_i\overline{x}_i)-B_i\exp(-k_i\overline{x}_i)\right]=0;\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\
&A_n+B_n\exp(-2k_n)=0,
\end{aligned} \tag{6.37}$$

где i последовательно принимает значения от 1 до $(n-1)$.

Практически задачу следует решать в два приближения. В первом λ назначают по известным температурам T_0 и T_n; во втором — по температурам участков из первого приближения. Описанный метод позволяет рассчитывать температурное состояние и лопаток с удлиненными ножками.

Рассмотрим тот же метод в применении к лопаткам с продольными охлаждающими каналами. Уравнение теплового баланса для элементарного участка высотой dx (см. рис. 6.5, *б*) имеет вид $Q_1-Q_2=Q_{\text{г}}-Q_{\text{охл}}$. Расписав его слагаемые в соответствии с уравнениями Фурье и Ньютона, получим

$$d^2T/dx^2-\alpha_{\text{г}}\Pi_{\text{г}}/(\lambda f)\left[T^*_{\text{г}}-T-\alpha_{\text{охл}}\Pi_{\text{охл}}/(\alpha_{\text{г}}\Pi_{\text{г}})(T-T^*_{\text{охл}})\right]=0. \tag{6.38}$$

Введем новые переменные $\overline{x}=x/h$; $\theta=T^*_{\text{г}}-T-\alpha_{\text{охл}}\Pi_{\text{охл}}/(\alpha_{\text{г}}\Pi_{\text{г}})(T-T^*_{\text{охл}})$ и в пределах каждого участка будем считать постоянными величины:

$$k=h\sqrt{\alpha_{\text{г}}\Pi_{\text{г}}/(\lambda f)};\quad m=\alpha_{\text{охл}}\Pi_{\text{охл}}/(\alpha_{\text{г}}\Pi_{\text{г}});\quad \Delta_{\text{охл}}=T-T^*_{\text{охл}}.$$

Тогда получим

$$d^2\theta/d\bar{x}^2 - k^2\theta = 0. \quad (6.39)$$

Решение этого уравнения для любого i-го участка

$$\theta_i = A_i \exp(k_i \bar{x}_i) + B_i \exp(-k_i \bar{x}_i), \quad (6.40)$$

где A_i, B_i — произвольные постоянные, которые находят, как и в случае сплошных лопаток, из граничных условий на концах лопатки и на стыках смежных участков. При числе участков разбиения n общее число произвольных постоянных будет $2n$. Для их отыскания имеется $2n$ граничных условий:

в корневом сечении лопатки при $\bar{x}=0$, $\theta=\theta_1=\theta_0$ из уравнения (6.40) следует, что

$$A_1 + B_1 = \theta_1 = T^*_{\text{г}_1} - T_0 - m_0\Delta_{\text{охл}_0}; \quad (6.41)$$

на периферии лопаток ($\bar{x}=1$) при $i=n$ известно количество теплоты $Q_\text{т}$, поступающей в торец лопатки площадью $f_\text{т}$, и на основе закона Фурье из уравнения (6.40) следует

$$-A_n \exp(k_n) \pm B_n \exp k_n = Q_\text{т}/(\lambda_\text{т} f_\text{т} k_n).$$

Перед вторым членом минус, если производная

$$(dT^*_\text{г}/d\bar{x})_{\bar{x}=1} < 0; \quad (6.42)$$

остальные $2(n-1)$ граничных условий получаем так же, как и для сплошных лопаток, из условий согласования решения на стыках смежных участков. Уравнения граничных условий полностью совпадают с уравнениями (6.37), только на стыках участков вместо $\bar{T}^*_{\text{г}_{i+1}} - \bar{T}^*_{\text{г}i}$ следует подставить величину

$$\Delta_\text{ст} = T^*_{\text{г}_{i+1}} - T^*_{\text{г}_i} - m_{i+1}\Delta_{\text{охл}_{i+1}} - m_i\Delta_{\text{охл}_i}. \quad (6.43)$$

Практически, как и для сплошных лопаток, задача решается с помощью ЭВМ методом последовательных приближений. В первом приближении можно принимать $Q_\text{т}=0$; $\alpha_\text{охл}=\alpha_\text{охл}(T_\text{ср}, T^*_\text{охл.ср})$; $\gamma=\lambda\times(T_\text{ср})$; $T_\text{ср}\approx T_0+100\text{K}$; $T^*_\text{охл.ср}=T^*_\text{охл.вх}+100\text{K}$. После определения в первом приближении произвольных постоянных и температур на стыках участков находят средние в пределах каждого из участков температуры стенки $T_{\text{ср}_i}$ лопаток. Далее по уравнению теплового баланса

$$dq_\text{охл} = \alpha_{\text{охл}_i}(T_{\text{ср}_i} - T^*_{\text{охл}_i})\Pi_{\text{охл}_i} dx_i = G_{\text{охл}_i} c_{p\,\text{охл}_i} dT^*_{\text{охл}_i} \quad (6.44)$$

уточняют $\Delta T^*_{\text{охл}_i}$ и среднюю температуру воздуха $T^*_{\text{охл.ср}_i}$ в пределах каждого участка:

$$\Delta T^*_{\text{охл}_i} = (T_{\text{ср}_i} - T^*_{\text{охл.вх}_i})[1-\exp(-k_{1i})]; \quad (6.45)$$

$$T^*_{\text{охл.ср}_i} = T^*_{\text{охл.вх}_i} + 0{,}5\Delta T^*_{\text{охл}_i},$$

где $k_{1i} = \alpha_{\text{охл}_i} \Pi_{\text{охл}_i} \Delta \bar{x}_i h / (G_{\text{охл}} c_{p\,\text{охл}})$; $\Delta \bar{x}_i = \Delta x_i / h$ — протяженность i-го участка; $T^*_{\text{охл.вх}_i}$ — температура воздуха на входе участка. По найденным значениям $T_{\text{ср}_i}$ и $T^*_{\text{охл.ср}_i}$ уточняют коэффициенты теплоотдачи $\alpha_{\text{охл}_i} = \alpha_{\text{охл}}(T_{\text{ср}_i}, T_{\text{охл.ср}_i})$ и теплопроводность $\lambda = \lambda(T_{\text{ср}_i})$. Описанный процесс уточнения $\alpha_{\text{охл}_i}$ и $T^*_{\text{охл.ср}_i}$ повторяют два...три раза, после чего, полагая $\Delta_{i+1} = \Delta_i - \Delta T^*_{\text{охл}_i}$ выполняют второе приближение расчета по формулам (6.40), ..., (6.42). Обычно двух ... трех приближений оказывается достаточно.

В выполненных работах получено хорошее совпадение температур лопатки, рассчитанных описанным методом, с экспериментальными данными.

6.5. РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ СТЕНОК ТУРБИННЫХ ЛОПАТОК ИЗ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Для оболочек турбинных лопаток, изготовленных из пористых материалов, решение задачи теплопроводности в трех- и двухмерной постановках представляет определенные математические трудности. Задача может быть упрощена сведением ее к решению ряда одномерных (по направлению нормали к профилю) задач. Для этого профиль лопатки разбивают на участки, перетечки теплоты между которыми считают отсутствующими, и геометрические формы с определенным приближением считают простыми. Малая кривизна участков на спинке и корыте позволяет рассчитывать их как плоские стенки. Участки на входной и выходной кромках с известным приближением можно рассматривать как стенки полых цилиндров.

Разработан метод, позволяющий рассчитывать температуры плоской стенки и охлаждающего воздуха при условии постоянства их теплофизических характеристик и значения коэффициента внутренней объемной теплоотдачи α_V.

При выводе дифференциального уравнения, описывающего процесс распространения теплоты, использован подход, изложенный в работе П. Грутэнхьюза. В стенке (см. рис. 6.6, а) на расстоянии x от входа охлаждающего воздуха выделяют элементарный участок толщиной dx. За

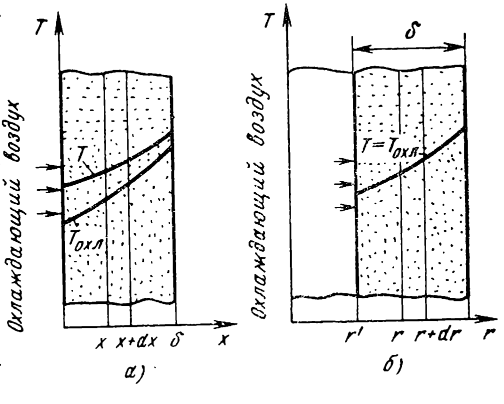


Рис. 6.6. Графики для расчета температур в стенках из пористых материалов:

а — плоская стенка; *б* — цилиндрическая стенка счет теплопроводности в выделенный участок вводят количество теплоты

$$dq = q_x - q_{x+dx} = -\lambda \bar{f}_{\text{ск}} \frac{dT}{dx} + \lambda \bar{f}_{\text{ск}} \frac{d}{dx}\left(T + \frac{dT}{dx} dx\right) =$$

$$= -\lambda \bar{f}_{\text{ск}} \frac{dT}{dx} + \lambda \bar{f}_{\text{ск}} \frac{dT}{dx} + \lambda \bar{f}_{\text{ск}} \frac{d^2T}{dx^2} dx = \lambda \bar{f}_{\text{ск}} \frac{d^2T}{dx^2} dx, \qquad (6.46)$$

где T — температура «скелета» стенки, т. е. металла стенки; $\bar{f}_{\text{ск}} = f_{\text{ск}}/f$; f — площадь лицевой поверхности стенки; $f_{\text{ск}}$ — площадь поперечного сечения «скелета» стенки, нормального к потоку теплоты; λ — средняя по толщине теплопроводность стенки.

При прохождении воздуха через рассматриваемый участок

$$dq_{\text{охл}} = \alpha_V (T - T_{\text{охл}})\, dx, \qquad (6.47)$$

что соответствует

$$dq_{\text{охл}} = g_{\text{охл}} c_{p\,\text{охл}} dT_{\text{охл}}. \qquad (6.48)$$

Здесь $T_{\text{охл}}$ — температура охлаждающего воздуха; $c_{p\,\text{охл}}$ — средняя по толщине удельная теплоемкость охлаждающего воздуха; $g_{\text{охл}}$ — массовый расход охлаждающего воздуха через единицу площади лицевой поверхности стенки. Так как $dq = dq_{\text{охл}}$, то согласно уравнениям (6.46), (6.47) имеем

$$\lambda \bar{f}_{\text{ск}} d^2T/dx^2 = \alpha_V (T - T_{\text{охл}}). \qquad (6.49)$$

Из уравнений (6.47) и (6.48) получаем

$$\alpha_V (T - T_{\text{охл}}) = g_{\text{охл}} c_{p\,\text{охл}} dT_{\text{охл}}/dx, \qquad (6.50)$$

и из уравнений (6.46), (6.48) —

$$\lambda \bar{f}_{\text{ск}} d^2T/dx^2 = g_{\text{охл}} c_{p\,\text{охл}} dT_{\text{охл}}/dx. \qquad (6.51)$$

В соответствии с уравнением (6.49) для температуры охлаждающего воздуха можно записать

$$T_{\text{охл}} = -\frac{\lambda \bar{f}_{\text{ск}}}{\alpha_V} \frac{d^2T}{dx^2} + T, \qquad (6.52)$$

откуда

$$\frac{dT_{\text{охл}}}{dx} = -\frac{\lambda \bar{f}_{\text{ск}}}{\alpha_V} \frac{d^3T}{dx^3} + \frac{dT}{dx}. \qquad (6.53)$$

Подстановка уравнения (6.53) в уравнение (6.51) и несложные математические преобразования позволяют получить линейное дифференциальное уравнение третьего порядка с постоянными коэффициентами

$$\frac{d^3T}{dx^3} + \frac{\alpha_V}{g_{\text{охл}} c_{p\,\text{охл}}} \frac{d^2T}{dx^2} - \frac{\alpha_V}{\lambda \bar{f}_{\text{ск}}} \frac{dT}{dx} = 0. \qquad (6.54)$$

После введения новых переменных $\bar{T}=T/1000$ и $\bar{x}=x/\delta$ получаем

$$d^3\bar{T}/d\bar{x}^3+k_1 d^2\bar{T}/d\bar{x}^2-k_2 d\bar{T}/d\bar{x}=0, \tag{6.55}$$

где $k_1=\alpha_V\delta/(g_{\text{охл}}c_{p\,\text{охл}})$; $k_2=\alpha_V\delta^2/(\lambda\bar{\rho})$.

Замена $\bar{f}_{\text{ск}}$ на $\bar{\rho}$ в формуле для определения коэффициента k_2 возможна ввиду того, что пористость материала

$$\Pi=(\rho_{\text{ск}}-\rho_{\text{пор}})/\rho_{\text{ск}}=1-\bar{\rho}, \tag{6.56}$$

где $\rho_{\text{ск}}$, $\rho_{\text{пор}}$ — соответственно плотность материала без пор («скелета») и с порами. Поэтому при однородной структуре пористого материала согласно уравнению (6.56)

$$\bar{f}_{\text{ск}}=1-\Pi=\bar{\rho}. \tag{6.57}$$

Общим решением уравнения (6.55) является

$$\bar{T}=C_1\exp(a_1\bar{x})+C_2\exp(a_2\bar{x})+C_3\exp(a_3\bar{x}), \tag{6.58}$$

где C_1, C_2, C_3 — постоянные интегрирования; a_1, a_2, a_3 — корни характеристического уравнения

$$a^3+k_1a^2-k_2a=0. \tag{6.59}$$

Решая уравнение (6.59), находим

$$a_1=0;$$

$$a_{2,3}=-\frac{k_1}{2}\pm\sqrt{\frac{k_1^2}{4}+k_2}.$$

В результате общее решение уравнения (6.58) приобретает вид

$$\bar{T}=C_1+C_2\exp(a_2\bar{x})+C_3\exp(a_3\bar{x}). \tag{6.60}$$

Подставляя уравнение (6.60) в уравнение (6.52), после преобразований получаем в общем виде зависимость для определения температуры охлаждающего воздуха

$$\bar{T}_{\text{охл}}=C_1+C_2\left(1-a_2^2/k_2\right)\exp(a_2\bar{x})+C_3\left(1-a_3^2/k_2\right)\exp\left(a_3\bar{x}\right). \tag{6.61}$$

Для определения постоянных интегрирования необходимо задать три граничных условия. Наибольший практический интерес представляет задание двух граничных условий третьего рода на боковых поверхностях стенки

$$\left(d\bar{T}/d\bar{x}\right)_{\bar{x}=0}=\alpha_{\text{в}}\delta/(\lambda\bar{\rho})\left(\bar{T}_{\bar{x}=0}-\bar{T}_{\text{в}}^*\right); \tag{6.62}$$

$$\left(d\bar{T}/d\bar{x}\right)_{\bar{x}=1}=\alpha_{\text{пл}}\delta/(\lambda\bar{\rho})\left(\bar{T}_{\text{пл}}^*-\bar{T}_{\bar{x}=1}\right). \tag{6.63}$$

Уравнения (6.62), (6.63) записаны с учетом определения переменных $\bar{x}$ и $\bar{T}$. В них $\alpha_{\text{в}}$, $\alpha_{\text{пл}}$ — коэффициенты теплоотдачи у боковых поверхностей стенки соответственно со стороны входа и со стороны выпуска охлаждающего воздуха; $\bar{T}_{\text{в}}^*=T_{\text{в}}^*/1000$; $\bar{T}_{\text{пл}}^*=T_{\text{пл}}^*/1000$

где $T_в^*$, $T_{пл}^*$ — соответственно температуры торможения охлаждающего воздуха перед стенкой и температура пленки со стороны выпуска охлаждающего воздуха.

В качестве третьего граничного условия часто задают, как, например, в уже упомянутой работе П. Грутэнхьюза, условие равенства температур охлаждающего воздуха и «скелета» на горячей стороне стенки ($x=\delta$). Однако выполненные работы показывают, что это условие при расчете температур может привести к погрешностям. Поэтому в качестве третьего граничного условия используем допущение о равенстве температур охлаждающего воздуха непосредственно на входе в стенку и перед стенкой, т. е.

$$(\overline{T}_{охл})_{\overline{x}=0}=\overline{T}_в^*. \tag{6.64}$$

Таким образом, для определения постоянных интегрирования C_1, C_2, C_3 получена система трех уравнений (6.62), ..., (6.64). После подстановки в эти уравнения зависимостей (6.60), (6.61) и полученного из уравнения (6.60) выражения для производной от температуры

$$d\overline{T}/d\overline{x}=C_2a_2\exp(a_2\overline{x})+C_3a_3\exp(a_3\overline{x}) \tag{6.65}$$

система приводится к виду

$$\begin{aligned}
&C_1b+C_2b_2+C_3b_3-\overline{T}_в^*b=0;\\
&C_1d+C_2d_2+C_3d_3-\overline{T}_{пл}^*d=0;\\
&C_1+C_2e_2+C_3e_3-\overline{T}_в=0.
\end{aligned} \tag{6.66}$$

В системе (6.66) $b=\alpha_в\delta/(\lambda\overline{\rho})$; $d=\alpha_{пл}\delta/(\lambda\overline{\rho})$;

$b_2=\alpha_в\delta/(\lambda\overline{\rho})-a_2$; $b_3=\alpha_в\delta/(\lambda\overline{\rho})-a_3$;

$d_2=[\alpha_{пл}\delta/(\lambda\overline{\rho})+a_2]\exp a_2$; $d_3=[\alpha_{пл}\delta/(\lambda\overline{\rho})+a_3]\exp a_3$;

$e_2=1-a_2^2/k_2$; $e_3=1-a_3^2/k_2$.

В результате решения системы уравнений (6.66) получаются рекуррентные соотношения для определения постоянных интегрирования:

$$\begin{aligned}
C_3=&(be_2-b_2)\left(\overline{T}_{пл}^*-\overline{T}_в^*\right)d/[(b_2-b_2e_2)(e_3d-d_3)+\\
&+(b_3-be_3)(d_2-e_2d)];
\end{aligned} \tag{6.67}$$

$$C_2=\left[\left(\overline{T}_{пл}^*-\overline{T}_в^*\right)d+C_3(e_3d-d_3)\right]/(d_2-e_2d); \tag{6.68}$$

$$C_1=\overline{T}_в^*-C_2e_2-C_3e_3. \tag{6.69}$$

В работах В. М. Епифанова приведены расчетные соотношения для определения температур в стенке при тех же допущениях, что и в описанном методе, но при задании только двух граничных условий. Уменьшение числа граничных условий достигнуто понижением порядка дифференциального уравнения. Полученные в работе результаты близки к результатам, полученным опытным путем.

Разработан метод расчета нестационарных температур стенки при мгновенно устанавливающихся граничных условиях первого.

В качестве допущений было принято условие равенства температур охлаждающего воздуха и «скелета», а также постоянство их теплофизических характеристик. Постоянной величиной считался также и расход охлаждающего воздуха.

В случае цилиндрической стенки дифференциальное уравнение, описывающее распределение температуры, усложняется ввиду переменности по радиусу удельного массового расхода охлаждающего воздуха.

Задача определения температурного состояния пористой цилиндрической стенки может быть в значительной мере упрощена принятием допущения о равенстве температур охлаждающего воздуха и «скелета» пористого материала по всей толщине стенки. Для ряда реальных случаев это допущение вполне правомерно. В частности, это допущение справедливо для поровых каналов, при $\mathrm{Re}<1$. Такие режимы обычно реализуются в материалах с малыми размерами пор.

При выводе дифференциального уравнения теплопроводности для этого случая используем общепринятый подход. Рассмотрим элементарный участок стенки (см. рис. 6.6, *б*), заключенный между радиусами r и $r+dr$, и составим для него уравнение баланса теплоты.

Для тепловых потоков, поступающих на выделенный участок на радиусе r и выходящих с него на радиусе $r+dr$ за счет теплопроводности, можно соответственно записать

$$Q_r = -\lambda\left(F_{r'}\,\frac{r}{r'}\right)\frac{dT}{dr}\ ; \qquad (6.70)$$

$$Q_{r+dr} = -\lambda\left(F_{r'}\,\frac{r+dr}{r'}\right)\frac{d}{dr}\left(T+\frac{dT}{dr}\,dr\right). \qquad (6.71)$$

Здесь λ — теплопроводность пористого материала стенки; r' — внутренний радиус стенки; $F_{r'}$ — площадь внутренней (на радиусе r') поверхности стенки.

Уравнения (6.70) и (6.71) получены с учетом изменения по радиусу теплопроводящих поверхностей

$$F(r) = F_{r'}\,\frac{r}{r'}\ . \qquad (6.72)$$

При течении охлаждающего воздуха в пределах рассматриваемого участка от «скелета» пористой стенки охлаждающему воздуху отдается количество теплоты

$$dQ = G_{\text{охл}}c_{p\,\text{охл}}dT, \qquad (6.73)$$

где $G_{\text{охл}}$ — суммарный расход охлаждающего воздуха в единицу времени. Это количество теплоты должно соответствовать количеству теплоты, переносимой за счет теплопроводности $Q_r - Q_{r+dr}$, поэтому можно записать

$$-\lambda\left(F_{r'} - \frac{r}{r'}\right)\frac{dT}{dr} + \lambda\left(F_{r'}\,\frac{r+dr}{r'}\right)\frac{d}{dr}\left(T + \frac{dT}{dr}\,dr\right) = G_{\text{охл}} c_{p\,\text{охл}} dT. \tag{6.74}$$

После соответствующих преобразований и введения обозначения

$$\xi = G_{\text{охл}} c_{p\,\text{охл}} r'/(\lambda F_{r'}) = g_{r'} c_{p\,\text{охл}} r'/\lambda, \tag{6.75}$$

где $g_{r'}$ — удельный расход охлаждающего воздуха на внутреннем радиусе r' стенки, из уравнения (6.74) получаем дифференциальное уравнение, описывающее распределение температуры по радиусу пористой цилиндрической стенки:

$$r d^2T/dr^2 + (1-\xi)\,\frac{dT}{dr} = 0. \tag{6.76}$$

Введя безразмерные переменные $\overline{T} = T/1000$, $\overline{r} = (r - r')/\delta$, где δ — толщина стенки, из уравнения (6.76) можно получить дифференциальное уравнение в безразмерном виде

$$(r' + \overline{r}\delta)\, d^2\overline{T}/d\overline{r}^2 + (1-\xi)\,\delta d\overline{T}/d\overline{r} = 0. \tag{6.77}$$

Общее решение уравнения (6.77) имеет вид

$$\overline{T} = C_1\,\frac{(\overline{r} + r'/\delta)^{\xi}}{\xi} + C_2. \tag{6.78}$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 из уравнения (6.78) определяют, например, из заданных на радиусах $\overline{r}=0$ и $\overline{r}=1$ стенки граничных условий третьего рода:

$$\left(d\overline{T}/d\overline{r}\right)_{\overline{r}=0} = \alpha_{\text{в}}\delta/\lambda\,\left(\overline{T}_{\overline{r}=0} - \overline{T}^*_{\text{в}}\right); \tag{6.79}$$

$$\left(d\overline{T}/d\overline{r}\right)_{\overline{r}=1} = \alpha_{\text{пл}}\delta/\lambda\,\left(\overline{T}^*_{\text{пл}} - \overline{T}_{\overline{r}=1}\right). \tag{6.80}$$

В соответствии с уравнениями (6.79), (6.80)

$$C_1 = \frac{\alpha_{\text{пл}}\delta/\lambda\,\left(\overline{T}^*_{\text{пл}} - \overline{T}^*_{\text{в}}\right)}{\left(1 + \frac{r'}{\delta}\right)^{\xi-1} + \frac{\alpha_{\text{пл}}\delta}{\lambda}\left[\frac{(1 + r'/\delta)^{\xi}}{\xi} + \left(\frac{r'}{\delta}\right)^{\xi-1} - \frac{(r'/\delta)^{\xi}}{\xi}\,\frac{\alpha_{\text{в}}\delta}{\lambda}\right]}; \tag{6.81}$$

$$C_2 = \overline{T}^*_{\text{в}} + C_1\left[\left(\frac{r'}{\delta}\right)^{\xi-1} - \frac{\alpha_{\text{в}}\delta}{\lambda}\,\frac{(r'/\delta)^{\xi}}{\xi}\right].$$

При выводе дифференциального уравнения теплопроводности цилиндрической пористой стенки В. М. Епифанов использовал подход, аналогичный использованному им для плоской пористой стенки. В результате, несмотря на исключение допущения о равенстве температур «скелета» и охлаждающего воздуха, получено дифференциальное уравнение второго порядка, которое заменой переменных сводится к системе двух уравнения первого порядка, В работах В. К. Щукина и Л. А. Халатова задача решена в более общей постановке с учетом переменности α_V по толщине стенки.

6.6. РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ПРОНИЦАЕМОЙ ВАФЕЛЬНОЙ (МНОГОСЛОЙНОЙ) СТЕНКИ С ПРЯМОТОЧНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ВОЗДУХА

Схема проницаемой вафельной стенки с прямоточным движением охлаждающего воздуха показана на рис. 6.7. Характерным для такой схемы является то, что охлаждающий воздух, войдя в стенку, проходит через систему разветвленных каналов, двигаясь постоянно в направлении оси X. Вследствие этого для приближенной оценки температуры стенки можно ограничиться решением одномерной задачи теплопроводности. Например, при расчете температур в вафельной стенке турбинной лопатки (рис. 6.8, *а*) профиль последней можно условно расчленить на n участков, кривизной которых и перетечками теплоты между которыми можно пренебречь, и таким образом свести решение многомерной задачи к n одномерным.

Для вывода дифференциального уравнения, описывающего процесс распространения теплоты в плоской вафельной стенке, выделим в ней на расстоянии x от входа охлаждающего воздуха элементарный участок толщиной dx (см. заштрихованный участок на рис. 6.8, *б*). Теплопроводность участка принимают равной средней эквивалентной теплопроводности стенки, которая может быть рассчитана по формуле

$$\lambda_{э.ср} = \left(\sum_{i=1}^{S} \lambda_{э_i}\right) \Big/ S = \left[\sum_{i=1}^{S} (\lambda_м f_м + \lambda_{охл} f_{охл})_i\right] \Big/ (S f_\Sigma), \qquad (6.82)$$

где S — число сечений по толщине вафельной стенки (см. рис. 6.7), которые выбирают в зависимости от внутренней структуры материала и располагают вдоль наружных поверхностей стенки; $\lambda_м$, $\lambda_{охл}$ — соответственно теплопроводность металла и охлаждающего воздуха в i-м сечении стенки; $f_м$, $f_{охл}$ — соответственно площади металлической поверхности и охлаждающих каналов в i-м сечении стенки; $f_\Sigma = f_м + f_{охл}$ — суммарная площадь i-го сечения стенки (для всех сечений плоской стенки постоянная). В выделенный элемент (см. рис. 6.8) вводится количество теплоты

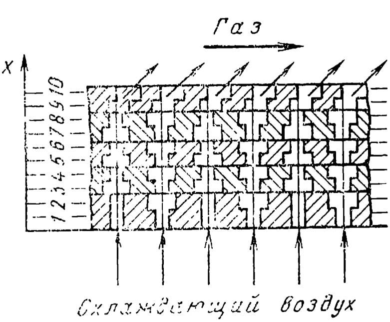


Рис. 6.7. Схема вафельной стенки с прямоточным движением охлаждающего воздуха:

1 . . . 10 — сечения

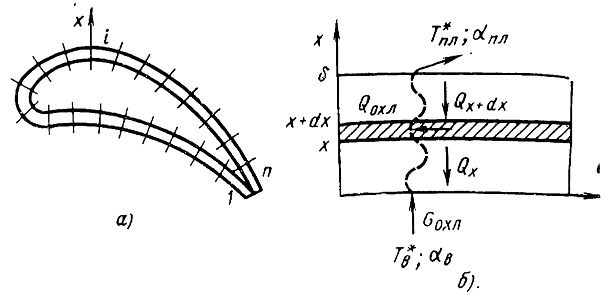


Рис. 6.8. Схемы разбивки лопатки на участки (*а*) и вывода дифференциального уравнения температур в вафельной стенке с прямоточным движением охлаждающего воздуха:

– – – – – схема движения воздуха

$$dQ = Q_x - Q_{x+dx} = \lambda f_\Sigma \frac{d^2T}{dx^2} dx, \tag{6.83}$$

где T — температура металла стенки.

При прохождении через рассматриваемый участок охлаждающий воздух воспринимает количество теплоты, соответствующее изменению его энтальпии, т. е.

$$dQ_{охл} = \alpha_V (T - T_{охл}) f_\Sigma dx = G_{охл} c_{p\,охл} dT_{охл}. \tag{6.84}$$

Ввиду равенства

$$dQ = dQ_{охл} \tag{6.85}$$

из уравнений (6.83) и (6.84) имеем

$$\lambda d^2T/dx^2 = \alpha_V (T - T_{охл}); \tag{6.86}$$

$$\lambda f_\Sigma d^2T/dx^2 = G_{охл} c_{p\,охл} \frac{dT_{охл}}{dx}. \tag{6.87}$$

Согласно уравнению (6.86) можно записать

$$T_{охл} = -\frac{\lambda}{\alpha_V} \frac{d^2T}{dx^2} + T, \tag{6.88}$$

откуда

$$\frac{dT_{охл}}{dx} = -\frac{\lambda}{\alpha_V} \frac{d^3T}{dx^3} + \frac{dT}{dx}. \tag{6.89}$$

Подстановка уравнения (6.89) в уравнение (6.87) позволяет получить дифференциальное уравнение третьего порядка, описывающее процесс распространения теплоты в стенке:

$$\frac{d^3T}{dx^3} + \frac{\alpha_V f_\Sigma}{G_{охл} c_{p\,охл}} \frac{d^2T}{dx^2} - \frac{\alpha_V}{\lambda} \frac{dT}{dx} = 0. \tag{6.90}$$

После введения переменных $\overline{T}=T/1000$ и $\overline{x}=x/\delta$ получаем

$$d^3\overline{T}/d\overline{x}^3+k_1 d^2\overline{T}/d\overline{x}^2-k_2 d\overline{T}/d\overline{x}=0, \quad (6.91)$$

где $k_1=\alpha_V\delta/g_{\text{охл}}c_{p\,\text{охл}}$, $k_2=\alpha_V\delta^2/\lambda$; $g_{\text{охл}}=G_{\text{охл}}/f_\Sigma$.

Общее решение уравнения (6.91) —

$$\overline{T}=C_1\exp(a_1\overline{x})+C_2\exp(a_2\overline{x})+C_3\exp(a_3\overline{x}), \quad (6.92)$$

где C_1, C_2, C_3 — постоянные интегрирования; a_1, a_2, a_3 — корни характеристического уравнения

$$a^3+k_1a^2-k_2a=0. \quad (6.93)$$

Решая уравнение (6.93), находим

$$a_1=0;$$

$$a_{2,3}=-k_1/2\pm\sqrt{k_1^2/4-k_2}.$$

В результате общее решение уравнения (6.92) для температуры металла принимает вид

$$\overline{T}=C_1+C_2\exp(a_2\overline{x})+C_3\exp(a_3\overline{x}), \quad (6.94)$$

а для температуры охлаждающего воздуха после подстановки $\overline{T}$, определяемой уравнением (6.94), в уравнение (6.88) —

$$\overline{T}_{\text{охл}}=C_1+C_2(1-a_2^2/k_2)\exp(a_2\overline{x})+C_3(1-a_3^2/k_2)\exp(a_3\overline{x}). \quad (6.95)$$

Для определения постоянных интегрирования необходимо задать три граничных условия. В качестве двух из них зададим на поверхностях стенки граничные условия третьего рода:

$$(d\overline{T}/d\overline{x})_{\overline{x}=0}=\alpha_{\text{в}}\delta/\lambda\,(\overline{T}_{\overline{x}=0}-T_{\text{в}}^*); \quad (6.96)$$

$$(d\overline{T}/d\overline{x})_{\overline{x}=1}=\alpha_{\text{пл}}\delta/\lambda\,(\overline{T}_{\text{пл}}^*-\overline{T}_{\overline{x}=1}). \quad (6.97)$$

Эти условия записаны с учетом определения переменных $\overline{x}$ и $\overline{T}$. В качестве третьего граничного условия используем допущение о равенстве температур охлаждающего воздуха непосредственно на входе в стенку и перед стенкой, т. е.

$$(\overline{T}_{\text{охл}})_{\overline{x}=0}=\overline{T}_{\text{в}}^*. \quad (6.98)$$

Таким образом, для определения трех постоянных интегрирования C_1, C_2, C_3 получена система трех уравнений (6.96), (6.97), (6.98), которая после подстановки зависимостей (6.94), (6.95) и производных от них приводится к виду

$$C_1b+C_2b_2+C_3b_3-\overline{T}_{\text{в}}^*b=0;$$

$$C_1d+C_2d_2+C_3d_3-\overline{T}_{\text{пл}}^*d=0; \quad (6.99)$$

$$C_1+C_2e_2+C_3e_3-\overline{T}_{\text{в}}^*=0.$$

Здесь $b=\alpha_{\text{в}}\delta/\lambda$; $d=\alpha_{\text{пл}}\delta/\lambda$; $b_2=\alpha_{\text{в}}\delta/\lambda-a_2$; $b_3=\alpha_{\text{в}}\delta/\lambda-a_3$;

$d_2=(\alpha_{\text{пл}}\delta/\lambda+a_2)\exp a_2$; $d_3=(\alpha_{\text{пл}}\delta/\lambda+a_3)\exp a_2$;

$e_2=1-a_2^2/k_2$; $e_3=1-a_3^2/k_2$.

В результате решения системы уравнений (6.99) для определения постоянных интегрирования C_3, C_2, C_1 получают рекурентные соотношения

$$C_3=(be_2-b_2)(\overline{T}^*_{\text{пл}}-\overline{T}^*_{\text{в}})\,d/[(b_2-b_2e_2)(e_3d-d_3)+$$

$$+(b_3-be_3)(d_2-e_2d)]; \qquad (6.100)$$

$$C_2=[(\overline{T}^*_{\text{пл}}-\overline{T}^*_{\text{в}})\,d+C_3(e_3d-d_3)]/(d_2-e_2d); \qquad (6.101)$$

$$C_1=\overline{T}^*_{\text{в}}-C_2e_2-C_3e_3) \qquad (6.102)$$

6.7. РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО РАДИУСУ ОХЛАЖДАЕМОГО ДИСКА ТУРБИНЫ В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ *

Распределение температуры по радиусу охлаждаемого с обеих сторон турбинного диска при условии постоянства теплопроводности λ описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2\theta}{dr^2}+\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{y}\,\frac{dy}{dr}\right)\frac{d\theta}{dr}-m^2\theta=0, \qquad (6.103)$$

где r — радиус; y — текущая толщина диска; $m=\sqrt{2\alpha_{\text{ср}}/(\lambda y)}$ — параметр, характеризующий интенсивность охлаждения диска.

При несимметричном охлаждении боковых сторон диска средний коэффициент теплоотдачи с боковых сторон диска $\alpha_{\text{ср}}=(\alpha_{\text{охл.л}}+$ $+\alpha_{\text{охл.п}})/2$; эквивалентная осредненная температура окружающей среды у боковых сторон диска

$T^*_{\text{э}}=(\alpha_{\text{охл.л}}T^*_{\text{охл.л}}+\alpha_{\text{охл.п}}T^*_{\text{охл.п}})/(\alpha_{\text{охл.л}}+\alpha_{\text{охл.п}})$, где $\alpha_{\text{охл.л}}$, $T^*_{\text{охл.л}}$, $\alpha_{\text{охл.п}}$, $T^*_{\text{охл.п}}$ — коэффициент теплоотдачи и температура охлаждающего воздуха соответственно с левой (л) и правой (п) сторон диска; температурный напор между диском и охлаждающим воздухом $\theta=T-T_{\text{э}}^*$.

В качестве граничных условий могут быть заданы полученные из предварительного расчета: количество теплоты, поступающей в единицу времени в обод диска $Q_{\text{об}}$ и количество теплоты, отводимой в единицу времени к валу на внутреннем радиусе диска $Q_{\text{внутр}}$, или температуры на ободе $T_{\text{об}}$ и на внутреннем радиусе диска $T_{\text{внутр}}$.

Решение уравнения (6.103) с учетом изменения по радиусу параметров (y, λ, $\alpha_{\text{охл}}$, $T^*_{\text{охл}}$) весьма громоздко. Поэтому ряд авторов решают его с внесением тех или иных упрощающих предпосылок, что может существенно исказить результаты расчета.

---

* Программа для расчета на ЭВМ приведена в приложении 4.

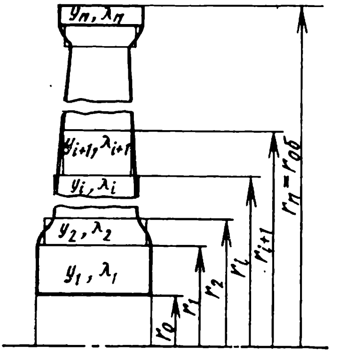


Рис. 6.9. Схема разбиения диска на концентрические кольца постоянной толщины

Для диска постоянной толщины при неизменных теплопроводности, коэффициенте теплоотдачи и температуре окружающей среды уравнение (6.103) преобразуется в уравнение Бесселя

$$\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\theta}{dr} - m^2\theta = 0, \qquad (6.104)$$

решение которого имеет вид

$$\theta = AI_0(mr) + BK_0(mr), \qquad (6.105)$$

где I_0, K_0 — функции Бесселя мнимого аргумента нулевого порядка; A, B — произвольные постоянные.

Произвольные постоянные A и B легко определяют из граничных условий. Расчет диска произвольного профиля с произвольным изменением по радиусу y, λ, $\alpha'_{охл}$, $T^*_{о}$ можно выполнить на основе решения уравнения (6.105).

Суть расчета заключается в том, что диск по радиусу разбивают на ряд концентрических колец (рис. 6.9) так, чтобы в пределах каждого из них параметры y, λ, $\alpha_{охл}$, $T^*_{охл}$ можно было считать постоянными. Распределение температуры в пределах каждого кольца описывается дифференциальным уравнением (6.104). Расчет температурного поля производят последовательным переходом от кольца к кольцу, причем на стыке колец, где $r_{i+1} = r_i$, должно обеспечиваться равенство температур смежных участков диска

$$T^*_{э_i} + A_iI_0(m_ir_i) + B_iK_0(m_ir_i) = T^*_{э_{i+1}} + A_{i+1}I_0(m_{i+1}r_i) + B_{i+1}K_0(m_{i+1}r_i) \qquad (6.106)$$

и радиальных тепловых потоков

$$\lambda_iy_im_i[A_iI_1(m_ir_i) - B_iK_1(m_ir_i)] = \lambda_{i+1}y_{i+1}m_{i+1}[A_{i+1}I_1(m_{i+1}r_i) - B_{i+1}K_1(m_{i+1}r_i)], \qquad (6.107)$$

где I_1, K_1 — функции Бесселя мнимого аргумента первого порядка.

Кроме того, должны выполняться граничные условия:

на внутреннем r_0 радиусе в зависимости от заданных условий

$$T^*_{э_1} + A_1I_0(m_1r_0) + B_1K_0(m_1r_0) = T_{внутр} \qquad (6.108)$$

или

$$2\pi r_0\lambda_1y_1m_1[A_1I_1(m_1r_0) - B_1K_1(m_1r_0)] = Q_{внутр}; \qquad (6.109)$$

на периферии диска ($r_n = r_{об}$) в зависимости от заданных условий

$$T^*_{э_n} + A_nI_0(m_nr_n) + B_nK_0(m_nr_n) = T_{об} \qquad (6.110)$$

или

$$2\pi r_n \lambda_n y_n m_n [A_n I_1(m_n r_n) - B_n K_1(m_n r_n)] = Q_{об}. \quad (6.111)$$

Таким образом, если для определенности положить, что на внутреннем радиусе задана температура диска $T_{внутр}$, а на периферии $Q_{об}$, то получаем систему из $2n$ линейных алгебраических уравнений с $2n$ неизвестными A_i, B_i:

$$A_1 I_0(m_1 r_0) + B_1 K_0(m_1 r_0) = T_{внутр} - T^*_{э_1};$$

$$A_1 I_0(m_1 r_1) + B_1 K_0(m_1 r_1) - A_2 I_0(m_2 r_1) - B_2 K_0(m_2 r_1) = T^*_{э_2} - T^*_{э_1};$$

$$A_1 \lambda_1 y_1 m_1 I_1(m_1 r_1) - B_1 \lambda_1 y_1 m_1 K_1(m_1 r_1) - A_2 \lambda_2 y_2 m_2 I_1(m_2 r_1) +$$

$$+ B_2 \lambda_2 y_2 m_2 K_1(m_2 r_1) = 0; \quad (6.112)$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$A_i I_0(m_i r_i) + B_i K_0(m_i r_i) - A_{i+1} I_0(m_{i+1} r_i) - B_{i+1} K_0(m_{i+1} r_i) =$$

$$= T^*_{э_{i+1}} - T^*_{э_i};$$

$$A_i \lambda_i y_i m_i I_1(m_i r_i) - B_i \lambda_i y_i m_i K_i(m_i r_i) - A_{i+1} \lambda_{i+1} y_{i+1} m_{i+1} I_1(m_{i+1} r_i) +$$

$$+ B_{i+1} \lambda_{i+1} y_{i+1} m_{i+1} K_1(m_{i+1} r_i) = 0;$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$A_n \lambda_n y_n m_n I_1(m_n r_n) - B_n \lambda_n y_n m_n K_1(m_n r_n) = Q_{об}/2\pi r_n.$$

Поскольку $\lambda = \lambda(T)$ в начале расчета неизвестна, то в первом приближении распределением $T_I(r)$ приходится задаваться, например, на основе параболической зависимости

$$T_I(r) = T_{внутр} + 300(r/r_{об})^3.$$

Далее систему (6.112) решают при $\lambda_I = \lambda(T_I)$ и определяют распределение $T_{II}(r)$ во втором приближении $\lambda_{II} = \lambda(T_{II})$ и т. д. Расчет заканчивают, при приемлемом совпадении распределений температур двух последних приближений. Здесь I и II — индексы, соответствующие номерам приближений.

Поскольку $K_0(0) = \infty$ и $K_1(0) = \infty$, то при $r_0 \approx 0$ без внесения существенной погрешности можно принять $B_1 = 0$.

При использовании ЭВМ функции I_0, I_1, а также K_0 и K_1 в интервале $0 \leqslant mr \leqslant 4$ достаточно точно можно вычислить по формулам разложения в ряд. При значениях аргумента $4 < mr < 19$ для вычислений функций K_0 и K_1 можно рекомендовать следующие зависимости, полученные аппроксимацией табличных данных:

$$K_0 \cdot 10^6 = 1057314{,}25 \exp[0{,}000007672[(mr)^4 - 0{,}000484785(mr)^3 +$$

$$+ 0{,}012454602(mr)^2 - 1{,}183091968(mr)]; \quad (6.113а)$$

$$K_1 \cdot 10^6 = 1315373{,}33 \exp[0{,}000010233(mr)^4 - 0{,}000638282(mr)^3 +$$

$$+ 0{,}016011528(mr)^2 - 1{,}222959384(mr)]. \quad (6.113б)$$

О приемлемой для практических целей точности описанного метода свидетельствуют результаты сопоставления его с двумерным конечно-разностным методом.

Упрощенные методы и рекомендации для расчета температур дисков турбин разработаны также, например, В. С. Петровским и М. И. Цаплиным.

В. С. Петровским разработан метод совместного температурного расчета диска с лопатками, и получены расчетные зависимости для определения температур диска гиперболического профиля с центральным отверстием. Им совместно с М. И. Цаплиным разработаны рекомендации по выбору граничных условий и сделан анализ возможных погрешностей от принятия различных допущений при расчетах температур дисков и лопаток. В частности, даны рекомендации по способу аппроксимации истинной формы диска, позволяющие снизить погрешность расчета, обусловленную неточностью задания формы.

6.8. РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУР В СЕЧЕНИИ ОХЛАЖДАЕМЫХ РАБОЧИХ ЛОПАТОК В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

На стадии вариантных проектировочных расчетов, и в особенности при увязке теплового и гидравлического расчетов системы охлаждения, распределение температур в сечении сопловых и рабочих лопаток с продольными каналами можно определить сведением плоской задачи $T(y, z)$ к нескольким одномерным. При этом в сечении лопатки выделяют участки, конфигурация которых с известным приближением может быть заменена простыми геометрическими элементами (полый цилиндр, пластина, стержень и т. п.), точные решения для которых известны.

После независимого друг от друга определения температур таких участков (в предположении, что передачи теплоты между ними нет) при необходимости может быть выполнено последующее согласование и корректирование результатов на сопрягающихся участках. Формулы для такого расчета и результаты расчета приведены в работе [9].

Для получения более достоверной информации о температурном состоянии сечения лопатки необходимо решать двухмерную задачу теплопроводности. В стационарных условиях уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right)=0, \qquad (6.114)$$

а граничные условия со стороны газа и охлаждающего воздуха

$$\alpha_{\text{г}}\left(T^*_{\text{г}}-T_{\text{п.г}}\right)=\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{n=0}; \quad \alpha_{\text{охл}}\left(T_{\text{п.охл}}-T^*_{\text{охл}}\right)=-\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{n=0}, \qquad (6.115)$$

где $(\partial T/\partial n)_{n=0}$ — градиент температуры в данной точке поверхности в направлении нормали; $T_{\text{п.г}}$, $T_{\text{п.охл}}$ — температура поверхности лопатки со стороны газа и охлаждающего воздуха; λ — теплопроводность материала лопатки, в общем случае зависящая от температуры.

Для решения уравнения (6.114) с граничными условиями (6.115) достаточно эффективен метод О. И. Голубевой, базирующийся на использовании формулы Грина.

Главные достоинства этого метода заключаются в том, что он, во-первых, позволяет рассчитывать температуры поверхности (контура сечения) лопатки, и контуров сечений охлаждающих каналов, не решая задачи в целом, и, во-вторых, после определения этих температур определять температуру любой заданной точки сечения опять-таки без решения задачи в полном объеме. В результате трудоемкость расчетов сокращается.

Рассмотрим усовершенствованный метод О. И. Голубевой, позволяющий учитывать зависимость теплопроводности от температуры. Для жаропрочных материалов, используемых в ГТД (см. рис. 6.1), в интервале рабочих температур зависимость λ от T достаточно хорошо аппроксимируется уравнением $\lambda=\lambda_0+bT$, где λ_0 и b — постоянные. Введем новую переменную $\Lambda=\lambda^2$. Тогда

$$T=(\lambda-\lambda_0)/b=(\sqrt{\Lambda}-\lambda_0)/b \tag{6.116}$$

и уравнения (6.114), (6.115) принимают вид

$$\partial^2\Lambda/\partial y^2+\partial^2\Lambda/\partial z^2=0; \tag{6.117}$$

$$2\alpha_\text{г}\left(\sqrt{\Lambda_\text{г}}-\sqrt{\Lambda}\right)=(\partial\Lambda/\partial n)_{n=0}; \tag{6.118}$$

$$2\alpha_\text{охл}\left(\sqrt{\Lambda}-\sqrt{\Lambda_\text{охл}}\right)=-(\partial\Lambda/\partial n)_{n=0}, \tag{6.119}$$

где $\sqrt{\Lambda_\text{г}}=\lambda_0+bT^*_\text{г}$; $\sqrt{\Lambda_\text{охл}}=\lambda_0+bT^*_\text{охл}$. Уравнение (6.117) представляет собой уравнение Лапласа для плоскости относительно переменной Λ. Решение уравнений (6.117), ..., (6.119) выполняют в два приближения.

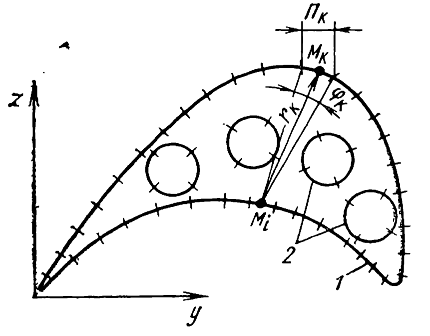
В первом приближении полагаем $\lambda(T)=\text{const}$. Тогда вместо уравнения (6.114) получаем

$$\partial^2T/\partial y^2+\partial^2T/\partial z^2=0. \tag{6.120}$$

Далее с помощью формулы Грина для замкнутой области (площадь сечения лопатки) дифференциальное уравнение Лапласа сводим к интегральному уравнению Фредгольма второго рода. Его решение проще, чем решение уравнения Лапласа, так как оно сводится к интегрированию по линиям контура, ограничивающего заданную область. Формула Грина, отражающая свойства гармонических функций, которые удовлетворяют уравнению Лапласа, в нашем случае связывает температуру T_{M_i} произвольной точки M_i с координатами y_i, z_i, лежащей внутри рассматриваемого сечения лопатки или на его контурах (рис. 6.10), с температурами $T_\text{п}$ точек, лежащих на всех его контурах и их производными в направлении нормали:

Рис. 6.10. Схема разбиения контуров лопатки на участки:

M_i, M_k — точки на контуре, расположенные в середине i-го и k-го расчетного участков; r_k — радиус-вектор от точки M_i до точки M_k; φ_k — угол, под которым расчетный участок контура длиной Π_k виден из точки M_i; 1 — контур сечения лопатки; 2 — контуры сечений охлаждающих каналов



$$T_{Mi}=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{\Pi}(T_{\text{п}}\partial\ln r/\partial n-\ln r\partial T_{\text{п}}/\partial n)\,d\,\Pi, \qquad (6.121)$$

где r — радиус-вектор от точки $M_i,(y_i,\ z_i)$ до текущей k-й точки контура с координатами y_k, z_k; $d\Pi$ длина элементарного участка контура.

Из граничных условий следует $(\partial T_{\text{п}}/\partial n)_{n=0}=\alpha/\lambda(T^*-T_{\text{п}})$, где $\alpha=\alpha_{\text{г}}$, $T^*=T_{\text{г}}^*$ для точек, лежащих на внешнем контуре сечения $\alpha=\alpha_{\text{охл}}$, $T^*=T^*_{\text{охл}}$ для контуров сечений охлаждающих каналов.

Формула (6.121) справедлива для всех точек сечения лопаток, включая и точки на контурах. Для определения температур в любой i-й точке контура, расположенной в середине i-го участка, вместо уравнения (6.121) получаем

$$T_{\Pi_i}=\frac{1}{2\pi}\left[\int\limits_{\Pi}T_{\text{п}}d\varphi-\int\limits_{\Pi}\ln r\,\frac{\alpha}{\lambda}(T^*-T_{\Pi})\,d\,\Pi\right], \qquad (6.122)$$

где $d\varphi=\dfrac{\partial\ln r}{\partial n}\,d\,\Pi$ — элементарный угол, под которым участок контура длиной $d\Pi$ виден из точки M_i. Для исключения интегралов, входящих в уравнение (6.122), контур сечения лопатки (наружный контур) и контуры охлаждающих каналов (внутренние контуры) (см. рис. 6.10) разбивают на достаточно большое (соответственно n и m) число участков. В пределах каждого участка λ, α, T^* и $T_{\text{п}}$ принимают постоянными. Длину участков целесообразно делать неравномерной. Более мелкие участки располагают в местах наибольшей кривизны контура и наиболее резкого изменения граничных условий.

Если теперь интегралы в уравнении (6.122) заменить приближенными суммами, то в итоге получим конечную систему линейных алгебраических уравнений, не содержащих интегралов. Порядок системы уравнений $m+n$. С увеличением числа участков точность расчетов возрастает, но одновременно увеличивается и трудоемкость расчетов. Обычно приемлемой точности достигают при разбиении внешнего контура на 50...100 участков и каждого из внутренних контуров на 5...8 участков. Система $m+n$ уравнений в краткой записи имеет вид

$$\sum_{k=1}^{n+m} (\psi_{i_k} T_{\text{п}_k} - \psi_{\text{г}_k} T^*_{\text{г}_k} - \psi^*_{\text{охл}_k} T^*_{\text{охл}_k} - 2\pi T_{\text{п}_i}) = 0. \qquad (6.123)$$

Здесь индекс i указывает, для какой точки составляется уравнение (см. рис. 6.10), а индекс k — участок, к которому относятся коэффициенты

$$\psi_{i_k} = \int_{\text{П}_k} d\varphi_i + \alpha/\lambda \int_{\text{П}_k} \ln r_k d\,\text{П}_k; \qquad (6.124\text{а})$$

$$\psi_{\text{г}_i} = \alpha_{\text{г}}/\lambda \sum_{k=1}^{n} \int_{\text{П}_k} \ln r_k d\,\text{П}_k; \qquad (6.124\text{б})$$

$$\psi_{\text{охл}_i} = \alpha_{\text{охл}}/\lambda \sum_{k=n+1}^{n+m} \int_{\text{П}_k} \ln r_k d\,\text{П}_k. \qquad (6.124\text{в})$$

Вычисление интегралов в формулах (6.124а), ..., (6.124в) может быть выполнено любым способом приближенного вычисления определенных интегралов. После решения системы (6.123) получают $n+m$ значений температур $T_{\text{п}}$ в серединах участков разбиений контура. Значения температур в промежуточных точках контура могут быть определены с помощью интерполяции.

После определения температур контура температуру любой внутренней точки сечения определяют также из уравнений (6.123). Для этого в члене $2\pi T_{\text{п}_i}$ температуру $T_{\text{п}_i}$ заменяют искомой T_i и уравнение решают относительно этой температуры:

$$T_i = \left[\sum_{k=1}^{n+m} (\psi_{i_k} T_{\text{п}_k} - \psi_{\text{г}_k} T^*_{\text{г}_k} - \psi_{\text{охл}_k} T^*_{\text{охл}_k}) \right] \Big/ (2\pi), \qquad (6.125)$$

где $T_{\text{п}_k}$ — уже известные температуры на участках контура 1, 2, ..., $(n+m)$.

Второе приближение расчета выполняют на основе полученных в первом приближении температур с учетом $\lambda(T)$. Чтобы избавиться от нелинейности в уравнениях (6.118), (6.119), используем метод малых отклонений, в соответствии с которым

$$\Lambda - \Lambda_1 = \Delta\Lambda \approx d\Lambda = d\left[(\lambda_0 + bT)^2\right] = 2b(\lambda_0 + bT)\,dT =$$
$$= 2b\sqrt{\Lambda_1}(T - T_1); \qquad (6.126)$$

$$T = T_1 + (\Lambda - \Lambda_1)/(2b\sqrt{\Lambda_1}), \qquad (6.127)$$

где T_1, Λ_1 — температура и соответствующее ей значение Λ, полученное в первом приближении расчета.

Используя уравнения (6.116) и (6.127), уравнения (6.118), (6.119) приводят к линейному относительно переменной виду:

$$\alpha_г/\sqrt{\Lambda_1}\,(2\sqrt{\Lambda_г\Lambda_1}-\Lambda_1-\Lambda)=\partial\Lambda/\partial n; \tag{6.128}$$

$$\alpha_{охл}/\sqrt{\Lambda_1}\,(2\sqrt{\Lambda_{охл}\Lambda_1}-\Lambda_1-\Lambda)=\partial\Lambda/\partial n. \tag{6.129}$$

Теперь, исходя из формальной аналогии уравнений (6.117), (6.120), а также (6.118), (6.119) и (6.128), (6.129), можно получить решение во втором приближении в следующем виде:

$$\Lambda=\frac{1}{2\pi}\left[\int_П \Lambda_п d\varphi-\int_П \ln r\frac{\alpha_г}{\sqrt{\Lambda_1}}\,(2\sqrt{\Lambda\Lambda_1}-\Lambda_1-\Lambda_П)\,d\,П\right]. \tag{6.130}$$

Отсюда в результате предельного перехода изнутри области к границе для любой i-й точки контура вместо уравнений (6.122) и (6.123) получим соответственно

$$\Lambda_{п_i}=\frac{1}{2\pi}\left[\int_П \Lambda_П d\varphi_i-\int_П \ln r_k\frac{\alpha}{\lambda_1}\,(2\lambda\lambda_1-\lambda_1^2-\lambda_П^2)\,d\,П\right. \tag{6.131}$$

и

$$\sum_{k=1}^{n+m}(\sigma_{ik}\Lambda_k-2\pi\Lambda_{П_i}-\sigma_{г_i}\Lambda_г-\sigma_{охл_i}\Lambda_{охл}+\sigma_{1i})=0, \tag{6.132}$$

$$i=1,\ 2,\dots,(n+m);$$

$$\sigma_{ik}=\int_{П_k} d\varphi_i+1/\lambda_1\int_{П_k}\alpha\ln r_k d\,П_k; \tag{6.133}$$

$$\sigma_{г_i}=2\sum_{k=1}^{n}\int_{П_k}\alpha_г\ln r_k d\,П_k; \tag{6.134}$$

$$\sigma_{охл_i}=2\sum_{k=n+1}^{n+m}\int_{П_k}\alpha_{охл}\ln r_k d\,П_k; \tag{6.135}$$

$$\sigma_{1_i}=\sum_{k=1}^{n}\lambda_1\int_{П_k}\alpha_г\ln r_k d\,П_k+\sum_{k=n+1}^{n+m}\lambda_1\int_{П_k}\alpha_{охл}\ln r_k d\,П_k. \tag{6.136}$$

Определенные интегралы в уравнениях (6.133), ..., (6.136), как и ранее, находятся любым из приближенных методов.

После определения $\Lambda_п$ на контуре Λ в любой точке сечения лопатки находят из уравнения (6.132), если в последнем заменить в члене $2\pi\Lambda_{П_i}$ значение $\Lambda_{П_i}$ на искомое Λ_i и решить уравнение относительно этой величины. Таким образом, для внутренних точек сечения имеем

$$\Lambda_i=\frac{1}{2\pi}\left[\sum_{k=1}^{n+m}(\sigma_{ik}\Lambda_{П_k}-\sigma_{г_i}\Lambda_г-\sigma_{охл_i}\Lambda_{охл})\right]. \tag{6.137}$$

Здесь $\Lambda_{\text{п}_k}$ — уже известные величины для участков контура 1, 2, ..., $(n+m)$; а коэффициенты σ_{ik}, $\sigma_{\text{г}_i}$ и $\sigma_{\text{охл}_i}$ имеют те же значения, что и при определении значений $\Lambda_{\text{п}_k}$.

Дальнейшим шагом развития метода явилась разработка приближенного метода решения трехмерной задачи стационарной теплопроводности.

Поверхность лопатки, соприкасающуюся как с газом, так и с охлаждающим воздухом, в данном случае разбивают на ряд плоских площадок, в пределах каждой из которых значения $T_{\text{г}}^*$, $\alpha_{\text{г}}$ или $T_{\text{охл}}^*$, $\alpha_{\text{охл}}$ принимают постоянными. Температуру поверхности лопатки в середине каждой площадки определяют также решением системы линейных алгебраических уравнений. После определения поверхностных температур можно вычислить температуру в любой внутренней точке объема лопатки.

Для учета зависимости $\lambda(T)$ весь расчет выполняют в несколько приближений. Первое приближение, как при решении двухмерной задачи, выполняют в предположении $\lambda(T)=\text{const}$.

Для выполнения практических расчетов с использованием описанных методов Э. И. Гунченко разработал программы для ЭВМ.

6.9. РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ ОХЛАЖДАЕМЫХ ЛОПАТОК И ДИСКОВ ТУРБИН В НЕСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

Определение температурного состояния деталей ГТД в нестационарных условиях довольно сложно, так как требует решения дифференциальных уравнений теплопроводности типа уравнения (6.1). Кроме того, в этих условиях необходимо учитывать зависимости теплофизических характеристик материала от температуры и изменения во времени граничных условий (коэффициентов теплоотдачи, температур газа и охлаждающего воздуха).

Самым универсальным и доступным с практической точки зрения является конечно-разностный метод (метод сеток). Его суть заключается в замене дифференциальных операторов исходного дифференциального уравнения их приближенными значениями, выраженными через разности функций в отдельно расположенных точках (узлах) сеточной области, аппроксимирующей истинную непрерывную область. В результате такой замены дифференциальные уравнения сводятся к системам алгебраических уравнений, неизвестными в которых являются значения температур в узлах сеточной области. Переход от дифференциального уравнения к разностному можно осуществить двумя способами: в исходном дифференциальном уравнении заменить производные функции конечными разностями; методом тепловых балансов. Первым способом, например из уравнения теплопроводности параболического типа

$$\partial T/\partial \tau = a\partial^2 T/\partial x^2, \tag{6.138}$$

можно получить два вида конечно-разностных соотношений:

$$\frac{T(x, \tau+\Delta\tau)-T(x, \tau)}{\Delta\tau}=a\,\frac{T(x+\Delta x, \tau)-2T(x, \tau)+T(x-\Delta x, \tau)}{\Delta x^2} \tag{6.139а}$$

и

$$\frac{T(x, \tau+\Delta\tau)-T(x, \tau)}{\Delta\tau}=$$

$$=a\,\frac{T(x+\Delta x, \tau+\Delta\tau)-2T(x, \tau+\Delta\tau)+T(x-\Delta x, \tau+\Delta\tau)}{\Delta x^2}. \tag{6.139б}$$

Здесь $\Delta\tau$, Δx — шаг разбивки соответственно временной и пространственной осей координат.

Соотношение (6.139а) получено определением производной $\partial^2 T/\partial x^2$ в момент τ, а (6.139б) — в момент $\tau+\Delta\tau$. Вместо соотношений (6.139а) и (6.139б) нетрудно получить

$$T(x, \tau+\Delta\tau)=\frac{a\Delta\tau}{\Delta x^2}\left[T(x+\Delta x, \tau)-T(x-\Delta x, \tau)\right]+$$

$$+\left(1-2\frac{a\Delta\tau}{\Delta x^2}\right)T(x, \tau) \tag{6.140а}$$

и

$$T(x, \tau+\Delta\tau)=\frac{a\Delta\tau/\Delta x^2}{1+a\Delta\tau/\Delta x^2}\left[T(x+\Delta x, \tau+\Delta\tau)+\right.$$

$$\left.+T(x-\Delta x, \tau+\Delta\tau)\right]+\frac{1}{1+a\Delta\tau/\Delta x^2}\,T(x, \tau). \tag{6.140б}$$

Конечно-разностное уравнение (6.140а) называется явным, а (6.140б) неявным. В зависимости от используемого типа уравнения различают соответственно явную и неявную конечно-разностные схемы и явный и неявный конечно-разностный метод.

Видно, что уравнение в явном виде представляет собой рекурентную формулу для расчета температуры в каждый последующий момент с использованием известных температур в данный момент τ.

Для определения температуры по неявному уравнению (6.140б) необходимо решать систему уравнений, так как неизвестными являются не только $T(x, \tau+\Delta\tau)$, но и температуры в соседних узловых точках $T(x+\Delta x, \tau+\Delta\tau)$ и $T(x-\Delta x, \tau+\Delta\tau)$. Основной критерий качества разностной схемы — сходимость. Если разностная схема сходится, то при уменьшении шагов сетки разностное решение стремится к точному решению соответствующей дифференциальной задачи. Как показывает опыт, разностное решение, получаемое по явной схеме, дает заниженный результат по сравнению с точным, а по неявной — несколько завышенный. Разностная схема является устойчивой, если неизбежные ошибки округления, связанные с конечностью числовой разрядной сетки, не приводят к накоплению погрешности расчета. Вопросы сходимости и устойчивости разностных схем достаточно подробно рассмотрены А. А. Самарским, Б. М. Берковским, Е. Ф. Ноготовым и др., поэтому здесь только отметим, что устойчивость является более сильным свойством, чем сходимость. В частности, из условия устойчивости для ряда случаев, обычно реализуемых на практике, следует сходимость решения.

Неявная разностная схема абсолютно устойчива, и при ее использовании можно выбирать шаг по временной и координатным осям произвольно. Для обеспечения устойчивости явной разностной схемы выбор шагов по координатным осям необходимо подчинять выполнению определенного соотношения между ними. Например, для устойчивости уравнения (6.140а) необходимо выполнение соотношения

$$a\Delta\tau/\Delta x^2 \leqslant 1/2 \qquad (6.141)$$

или

$$\Delta\tau \leqslant \Delta x^2/(2a). \qquad (6.142)$$

Такое жесткое ограничение при выполнении практических расчетов приводит к значительному увеличению времени счета.

Однако практика расчетов показывает, что если характер изменения во времени граничных условий не позволяет выбирать достаточно большие шаги $\Delta\tau$ по временной оси, то более выгодным становится использование явной разностной схемы. Неявная разностная схема эффективна лишь тогда, когда значения $\Delta\tau$ могут быть выбраны не менее чем в три раза большими, чем соответствующие значения $\Delta\tau$ для явной схемы.

Используя для перехода от дифференциального уравнения к конечно-разностному метод тепловых балансов, получим явные конечно-разностные уравнения для расчета температурного состояния сечений лопаток и дисков турбин в нестационарных условиях.

Для этого (рис. 6.11, *а*) поперечные сечения лопатки разобьем на N элементарных объемов, ограниченных сторонами размером $\delta_z \times \delta_y \times \delta_x$, где $\delta_x = 1$ м.

У диска выделим участок, ограниченный в направлении осей r и z действительными поверхностями, а в окружном направлении —

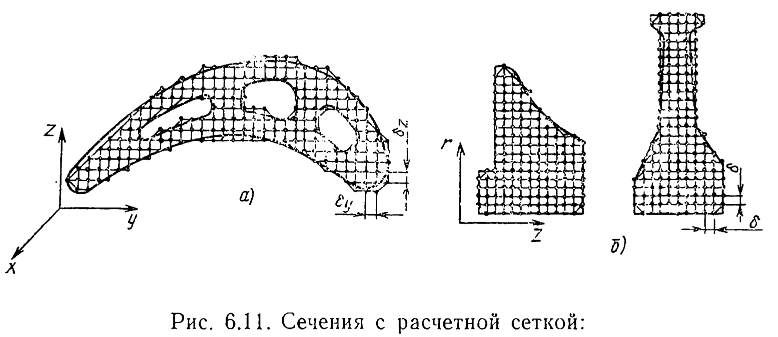


Рис. 6.11. Сечения с расчетной сеткой:

а — поперечное сечение лопатки; *б* — меридиональные сечения диска радиально-осевой и осевой турбин ГТД:
• — узловые точки

единичным двугранным углом $\Delta\varphi=1$ рад. Образованный таким образом участок диска разобьем на N элементарных объемов (см. рис. 6.11, *б*), ограниченных сторонами длиной $\delta_r=\delta_z=\delta$, а $\delta_\varphi=f(r)$. (выбор $\delta_r=\delta_z$ сделан для упрощения выводимых расчетных формул).

Считаем, что удельная теплоемкость c_p, плотность ρ и теплопроводность λ в пределах элементарного объема постоянны. Тогда в соответствии с законами Фурье и Ньютона (при граничных условиях третьего рода) для элементарных объемов можно записать следующие уравнения теплового баланса:

для внутренних узловых точек ($m=4$)

$$-\sum_{k=1}^{m}\left(\frac{\lambda_i+\lambda_k}{2}\right)\frac{\Delta T_{i-k}}{\Delta l_{i-k}}\Delta S_{i-k}\Delta\tau=c_p\rho\Delta V_i\Delta T_i; \tag{6.143}$$

для граничных узловых точек ($0<m\leqslant 2$) при граничных условиях третьего рода

$$-\sum_{k=1}^{m}\left(\frac{\lambda_i+\lambda_k}{2}\right)\frac{\Delta T_{i-k}}{\Delta l_{i-k}}\Delta S_{i-k}\Delta\tau+\alpha_i\left(T_i^*-T_i\right)\Delta f_i\Delta\tau=c_p\rho\Delta V_i\Delta T_i. \tag{6.144}$$

Здесь m — число соседних узловых точек в направлении координатных осей (для внутренних узловых точек в это число входят внутренние и граничные узловые точки, для граничных — только внутренние); λ_i, λ_k — теплопроводность элемента, представляемого соответственно i-й и k-й соседней узловыми точками; ΔV_i — объем элемента, представляемого данной узловой точкой; Δl_{i-k} — расстояние от i-й точки до соседней узловой точки; ΔS_{i-k} — площадь сечения элементарного объема, перпендикулярного к направлению теплового потока; Δf_i — площадь поверхности теплообмена граничного элементарного объема с омывающей его средой; α_i, T_i^* — соответственно коэффициент теплоотдачи и температура омывающей среды на участке i-го элементарного объема; ΔT_{i-k} — разность температур между соседними узлами; ΔT_i — приращение температуры рассматриваемой узловой точки за время $\Delta\tau$.

Если для всех граничных узловых точек выполняется условие $\alpha_i\delta/\lambda_i<1$, то устойчивость решения в общем случае будет автоматически обеспечиваться при

$$\Delta\tau\leqslant\frac{c_p\rho\delta_z^2}{2\lambda\left(1+\delta_z^2/\delta_y^2\right)}, \tag{6.145}$$

а при квадратной сетке, т. е. при $\delta_z=\delta_y=\delta$,— при

$$\Delta\tau\leqslant c_p\rho\delta^2/(4\lambda). \tag{6.146}$$

Поскольку теплопроводность жаропрочных материалов, применяемых в турбостроении, с ростом температуры возрастает (см. рис. 6.1) и ее зависимость от температуры может быть аппроксими-

Таблица 6.1

Тип элементарного объема	Объем элемента, ΔV_i	Площадь поверхности теплообмена с окружающей средой, Δf_i	Площадь сечения объема, перпендикулярного к направлению теплового потока, ΔS_{i-k}	
			по оси y	*по оси* z
а	$\delta_z\delta_y\delta_x$	—	$\delta_y\delta_x$	$\delta_z\delta_x$
б	$\frac{1}{2}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\sqrt{\delta_z^2+\delta_y^2}\,\delta_x$	$\delta_y\delta_x$	$\delta_z\delta_x$
в	$\frac{1}{2}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\delta_y\delta_x$	$\delta_y\delta_x$	—
г	$\frac{1}{2}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\delta_z\delta_x$	—	$\delta_z\delta_x$
д	$\frac{3}{8}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\frac{\delta_y\sqrt{\delta_z^2+\delta_y^2}}{2}\,\delta_x$	$\delta_y\delta_x$	—
е	$\frac{3}{8}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\frac{\delta_z+\sqrt{\delta_z^2+\delta_y^2}}{2}\,\delta_x$	—	$\delta_z\delta_x$
ж	$\frac{5}{8}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\frac{\delta_z+\sqrt{\delta_z^2+\delta_y^2}}{2}\,\delta_x$	$\delta_y\delta_x$	$\delta_z\delta_x$
з	$\frac{5}{8}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\frac{\delta_z+\sqrt{\delta_z^2+\delta_y^2}}{2}\,\delta_x$	$\delta_y\delta_x$	$\delta_z\delta_x$
и	$\frac{1}{4}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\sqrt{\delta_z^2+\delta_y^2}\,\delta_x$	$\delta_y\delta_x$	—
к	$\frac{1}{4}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\sqrt{\delta_z^2+\delta_y^2}\,\delta_x$	—	$\delta_z\delta_x$
л	$\frac{3}{4}(\delta_z\delta_y\delta_x)$	$\frac{\delta_z+\delta_y}{2}\,\delta_x$	$\delta_y\delta_x$	$\delta_z\delta_x$

рована уравнением $\lambda(T)=\lambda_0+bT$, то вместо уравнений (6.145) и (6.146) можно соответственно записать

$$\Delta\tau=\frac{c_p\rho\delta_z^2}{2\lambda_{\max}\left(1+\delta_z^2/\delta_y^2\right)}; \tag{6.147}$$

$$\Delta\tau=c_p\rho\delta^2/(4\lambda_{\max}). \tag{6.148}$$

Здесь $\lambda_{\max}=\lambda_0+bT_{\max}$, а $T_{\max}$ — максимальная в данный момент температура в расчетном сечении.

На рис. 6.12 показаны в укрупненном масштабе характерные типы элементарных объемов (*а*, ..., *л*), с помощью которых с достаточ-

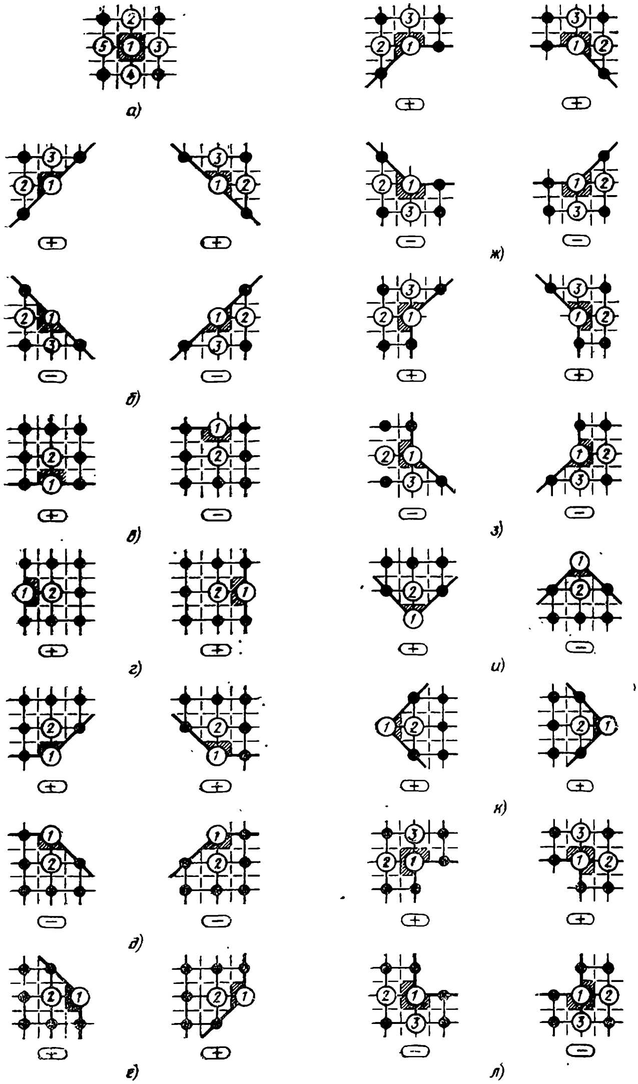


Рис. 6.12. Характерные типы элементарных объемов в аппроксимируемых сечениях лопаток и дисков турбин:

● — узловая точка: *1* — рассматриваемая узловая точка; *2*, *3*, *4*, *5* — соседние с рассматриваемой узловые точки; — — — — границы элементарных объемов; заштрихованные участки — рассматриваемые элементарные объемы

Таблица 6.2

Тип элементарного объема	Объем элемента, ΔV_i	Площадь поверхности теплообмена с окружающей средой, Δf_i	Площадь сечения, объема, перпендикулярного к направлению теплового потока, ΔS_{i-k}	
			по оси r	по оси z
а	$r_i\delta^2$	—	$r_i\delta+\gamma\delta^2/2$	$r_i\delta$
б	$r_i\delta^2/2+\gamma\delta^3/12$	$\delta r_i\sqrt{2}$	$r_i\delta+\gamma\delta^2/2$	$r_i\delta$
в	$r_i\delta^2/2+\gamma\delta^3/8$	δr_i	$r_i\delta+\gamma\delta^2/2$	—
г	$r_i\delta^2/2$	δr_i	—	$r_i\delta$
д	$3r_i\delta^2/8+\gamma 5\delta^3/48$	$\delta r_i/2(1+\sqrt{2})+\gamma\delta^2\sqrt{2}/8$	$r_i\delta+\gamma\delta^2/2$	—
е	$3r_i\delta^2/8+\gamma\delta^3/24$	$\delta r_i/2(1+\sqrt{2})+\gamma\delta^2(1-\sqrt{2})/8$	—	$r_i\delta$
ж	$5r_i\delta^2/8+\gamma 5\delta^3/48$	$\delta r_i/2(1+\sqrt{2})-\gamma\delta^2\sqrt{2}/8$	$r_i\delta+\gamma\delta^2/2$	$r_i\delta$
з	$5r_i\delta^2/8-\gamma\delta^3/24$	$\delta r_i/2(1+\sqrt{2})-\gamma\delta^2(1-\sqrt{2})/8$	$r_i\delta+\gamma\delta^2/2$	$r_i\delta$
и	$r_i\delta^2/4+\gamma\delta^3/12$	$\delta\sqrt{2}(r_i+\gamma\delta/4)$	$r_i\delta+\gamma\delta^2/2$	—
к	$r_i\delta^2/4$	$\delta r_i\sqrt{2}$	—	$r_i\delta$
л	$3r_i\delta^2/4+\gamma\delta^3/16$	$r_i\delta-\gamma\delta^2/8$	$r_i\delta+\gamma\delta^2/2$	$r_i\delta$

ной для практических целей точностью можно аппроксимировать любое сложное по конфигурации сечение.

В табл. 6.1 и 6.2 приведены формулы для каждого из характерных типов элементарных объемов для определения входящих в уравнения (6.143) и (6.144) величин ΔV_i, Δf_i и ΔS_{i-k}, используемые соответственно при расчете температур лопаток и диска.

В формулах табл. 6.2 $\gamma=+1$ для граничных элементарных объемов, помеченных на рис. 6.12 знаком +, $\gamma=-1$ для объемов, помеченных знаком —.

Если в уравнениях (6.143), (6.144) пренебречь разницей между λ_i и $(\lambda_i+\lambda_k)/2$, то с учетом условия устойчивости решения уравнения (6.147) или (6.148), а также данных табл. 6.1 и 6.2 получаем явные разностные уравнения для расчета температур в узловых точках в каждый последующий $(n+1)$-й момент на основе известных в настоящий n-й момент значений T_i, λ_i, T_i^* и λ_{max}.

При расчете температуры лопаток в узловых точках используют разные формулы. Для элементарного объема типа *а*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)\left[\frac{B}{2}(T_2+T_4)+\frac{AD}{2}(T_3+T_5)-T_1\right]+T_1; \quad (6.149)$$

типа *б*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)(ADT_2+BT_3-T_1)+D\delta_1\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.150}$$

типа *в*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)B(T_2-T_1)+D\delta_y\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.151}$$

типа *г*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)AD(T_2-T_1)+D\delta_z\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.152}$$

типа *д*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)\frac{4B}{3}(T_2-T_1)+\frac{2D(\delta_y+\delta_1)}{3}\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.153}$$

типа *е*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)\frac{4AD}{3}(T_2-T_1)+\frac{2D(\delta_z+\delta_1)}{3}\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.154}$$

типа *ж*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)\frac{4}{5}(ADT_2+BT_3-T_1)+\frac{2D(\delta_y+\delta_1)}{5}\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}\times$$
$$\times(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.155}$$

типа *з*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)\frac{4}{5}(ADT_2+BT_3-T_1)+$$
$$+\frac{2D(\delta_z+\delta_1)}{5}\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.156}$$

типа *и*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)2B(T_2-T_1)+2D\delta_1\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.157}$$

типа *к*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)2AD(T_2-T_1)+2D\delta_1\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1; \tag{6.158}$$

типа *л*

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)\frac{2}{3}(ADT_2+BT_3-T_1)+$$
$$+\frac{D(\delta_z+\delta_y)}{3}\frac{\alpha_i}{\lambda_{\max}}(T_i^*-T_1)+T_1, \tag{6.159}$$

где T_1, $T_{1_{n+1}}$ — температура рассматриваемой узловой точки соответственно в n-й (индекс опущен) и $(n+1)$-й моменты времени; T_2, T_3, T_4, T_5 — температуры узловых точек (см. рис. 6.12), соседних с рассматриваемой, в n-й момент.

В уравнениях (6.150), ..., (6.159) $A=\delta_z/\delta_y$; $B=1/(1+A)$;

$$D=AB;\ M=\lambda_0/\lambda_{max};\ H=b/\lambda_{max};\ \delta_1=\sqrt{\delta_z^2+\delta_y^2}.$$

При расчете температур дисков для узловых точек, представляющих элементарные объемы типа *а*, формула имеет вид

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)(B_aT_2+C_aT_4+0{,}25T_3+0{,}25T_5-T_1)+T_1, \tag{6.160}$$

где $B_a=0{,}25+\delta/(8r_i)$; $C_a=0{,}25-\delta/(8r_i)$;

r_i — значение радиуса для рассматриваемой узловой точки. Для узловых точек, представляющих элементарные объемы типа *б*, *ж*, *з*, *л*, —

$$T_{1_{n+1}}=(M+HT_1)\left[BT_2+CT_3-(B+C)T_1\right]+$$
$$+D\alpha_i/\lambda_{max}(T_i^*-T_1)+T_1, \tag{6.161}$$

где коэффициенты B, C и D в зависимости от типа узловой точки соответственно равны:

$$B_б=r_iA_б;\ C_б=(2r_i+\gamma\delta)A_б/2;\ D_б=r_i\delta\sqrt{2}A_б;\ A_б=3/(6r+\gamma\delta);$$

$$B_ж=2r_iA_ж;\ C_ж=2(r_i+\gamma\delta/2)A_ж;$$

$$D_ж=A_ж\delta\left[r_i(1+\sqrt{2})-\gamma\delta/4\sqrt{2}\right];\ A_ж=\frac{1}{5(r_i+\gamma\delta/6)};$$

$$B_з=2r_iA_з;\ C_з=2(r_i+\gamma\delta/2)A_з;$$

$$D_з=A_з\delta\left[r_i(1+\sqrt{2})-\gamma\delta/4(1-\sqrt{2})\right];\ A_з=\frac{1}{5r_i+\gamma\delta/3},$$

$$B_л=r_iA_л;\ C_л=(r_i+\gamma\delta/2)A_л;\ D_л=A_л\delta(r_i-\gamma\delta/8);\ A_л=\frac{1}{3r_i+\gamma\delta/4};$$

γ — имеет те же значения, что и в формулах табл. 6.2.

Для узловых точек, представляющих объемы типа *в*, *г*, *д*, *е*, *и*, *к*, формула имеет вид

$$T_1^{n+1}=(M+HT_1)(T_2-T_1)B+C\alpha_i/\lambda_{max}(T_i^*-T_1)+T_1, \tag{6.162}$$

где коэффициенты B и C в зависимости от типа объема можно определить по формулам

$$B_в=(r_i+\gamma\delta/2)A_в;\ C_в=r_i\delta A_в;$$

$$A_в=\frac{1}{2(r_i+\gamma\delta/4)};\ B_г=0{,}5;\ C_г=\delta/2;$$

$$B_\partial=(r_i+\gamma\delta/2)\,A_\partial;$$

$$C_\partial=A_\partial\delta/2\,[r_i(1+\sqrt{2})+\gamma\delta/4\sqrt{2}];$$

$$A_\theta'=\frac{2}{3r_i+\gamma 5/6\delta}\,;\ B_e=2r_iA_e;$$

$$C_e=A_e\delta\,[r_i(1+\sqrt{2})+\gamma\delta/4(1-\sqrt{2})];\ A_e=\frac{1}{3r_i+\gamma\delta/3}\,;$$

$$B_u=(r_i+\gamma\delta/2)\,A_u;\ C_u=A_u\delta\sqrt{2}\,(r_i+\gamma\delta/4);$$

$$A_u=1/(r_i+\gamma\delta)/3;\ B_k=1,\ C_k=\delta\sqrt{2}.$$

Если в расчетах можно принять $\lambda(T)=\lambda=\mathrm{const}$, то $M=1$, $H=0$, $\lambda_{max}=\lambda$ и уравнения (6.149), ..., (6.162) упрощаются.

Уравнения (6.149), ..., (6.162) остаются в силе и в том случае, если на всей границе или на ее части граничные условия заданы в виде распределения плотностей тепловых потоков (граничные условия второго рода). При этом необходимо лишь в уравнениях для граничных узловых точек заменить величины произведения $\alpha_i(T_i^*-T_1)$ значениями плотностей тепловых потоков q_i. Описанный метод расчета температур при вполне приемлемой для инженерных расчетов точности отличается простотой реализации на ЭВМ. С этой точки зрения к его достоинствам можно отнести:

возможность иметь единую программу для расчета температур в лопатках, дисках и других деталях турбин ГТД;

возможность использования при произвольном характере изменения в пространстве и во времени граничных условий второго и третьего рода и при расчетах температур как в нестационарных, так и в стационарных (с определенным приближением) условиях;

автоматическое выполнение в процессе счета условий устойчивости решения;

возможность автоматизации процесса аппроксимации фактического сечения сеточной областью с определением типа ее узловых точек.

Разработана программа, позволяющая производить расчеты температур в сечениях лопаток и дисков турбин при числе узловых точек сеточной области до 3000. Она дает возможность достаточно точно аппроксимировать практически любое по сложности геометрии сечение детали ГТД. В силу своей универсальности и относительной простоты реализации на ЭВМ конечно-разностный метод до настоящего времени является наиболее широко используемым в газотурбиностроении.

Разработан неявный конечно-разностный метод расчета температурного состояния тонкостенных охлаждаемых лопаток в нестационарных условиях. Зависимость $\lambda(T)$ учитывается методом последовательных приближений. Получено хорошее согласование результатов расчета температур сопловой лопатки с экспериментальными данными.

В работах Г. Г. Жарова и др. авторов для расчета температур лопаток в нестационарных условиях предложен локально-одномерный метод переменных направлений. Метод распространен как на случай определения двухмерных, так и трехмерных температурных полей. Расчеты выполняют с учетом зависимостей $\lambda(T)$, $c_p(T)$, $\rho(T)$.

Метод переменных направлений предложен и в работах МАТИ для расчета температур диска с лопатками.

Разработан также конечно-разностный метод определения температур контура лопатки при продольной схеме движения охлаждающего воздуха с приближенным учетом градиента температуры по толщине оболочки.

6.10. РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ЛОПАТОК ТУРБИН МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Одним из недостатков конечно-разностного метода является ступенчатая аппроксимация границ истинного сечения границей сеточной области. Это, кроме погрешности в задании геометрии, приводит еще к погрешности воспроизведения граничных условий, особенно содержащих производные в направлении нормали к границам.

Указанные недостатки отсутствуют в методе конечных элементов (МКЭ). МКЭ применим к любым задачам, которые могут быть сформулированы в вариационном виде, в том числе и к задачам гидродинамики и прочности.

Результаты расчета температурного состояния деталей ГТД используют в прочностных расчетах. В связи с этим МКЭ оказывается удобным, так как дает возможность использовать одну и ту же сеточную область, что приводит к существенному сокращению затрат труда и времени, а также к повышению точности прочностных расчетов путем исключения погрешности, обусловленной неточностью задания температур в узловых точках сеточной области. Основополагающими работами по МКЭ, в частности по использованию его в задачах теплопроводности, можно считать работы О. Зенкевича и Д. Сегерлинда.

В общем случае использование МКЭ при решении задач теплопроводности методом конечных элементов сводится к следующему:

1. В рассматриваемой области фиксируется конечное число точек, называемых узловыми, температуры T_i в каждой из которых считают неизвестными и подлежащими определению.

2. Область определения температуры разбивают на конечное число подобластей, называемых конечными элементами. Эти элементы имеют общие узловые точки и в совокупности аппроксимируют истинную область.

3. Искомую непрерывную зависимость температуры T от координат аппроксимируют в каждом элементе полиномом, который определяют по температуре T_i. Для каждого конечного элемента определяют свой полином, но так, чтобы сохранилась непрерывность температурного поля вдоль границ элемента.

4. В пределах каждого из конечных элементов приближенное значение температуры T в общем случае (трехмерное температурное поле) определяется зависимостью

$$\bar{T}^e(x, y, z) = \sum_{i=1}^{m} N_i^e(x, y, z) T_i, \tag{6.163}$$

где m — число узлов в конечном элементе; N_i^e — функция формы, зависящая от вида выбранного полинома и формы конечного элемента; T_i — значение температуры в узле.

Примечание. В отличие от конечно-разностного метода, при котором искомая температура в промежутках между узлами всегда изменяется по линейному закону, при МКЭ в пределах конечного элемента может быть выбран полином более высокой степени, что повышает порядок аппроксимации и позволяет при той же разбивке на элементы получить более высокую точность (или при той же точности укрупнить элементы). Но одновременно с увеличением степени полинома трудоемкость расчетов возрастает. По мнению П. Эмери и Д. Карсона наиболее целесообразно при решении задач теплопроводности ограничиться полиномом второй степени.

5. Уравнения типа (6.163) суммируют по всем элементам:

$$\bar{T} = \sum_{j=1}^{M} \bar{T}^e = \sum_{j=1}^{M} \sum_{i=1}^{m} N_i^e(x, y, z) T_i, \tag{6.164}$$

что и дает выражение для приближенного определения температурного поля в данной области через неизвестные значения температур T_i. В уравнении (6.164) M — число элементов.

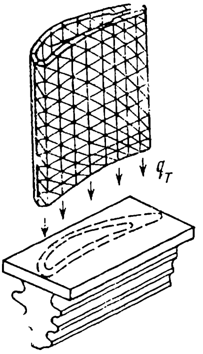
6. Искомые температуры T_i в узлах определяют либо из условий минимизации функционала, связанного с данной краевой задачей, либо из условия ортогональности невязки к функциям формы, если вместо вариационного метода применять метод взвешенных невязок Галеркина.

Рассмотрим разработанный метод расчета трехмерного нестационарного температурного поля тонкостенной лопатки [6], являющийся дальнейшим развитием МКЭ. Как и в работе [19], в отличие от общепринятого подхода систему разрешающих уравнений строят на основе метода тепловых балансов.

Профильную часть лопатки можно представить как изогнутую пластину переменной толщины, омываемую потоками газа и охлаждающего воздуха с температурами $T_г^*$ и $T_{охл}^*$. Коэффициенты теплоотдачи от газа к поверхности лопатки $\alpha_г$ и от поверхности лопатки к охлаждающему воздуху $\alpha_{охл}$ считают известными в каждой точке. На торцовых поверхностях профильной части лопатки, например на выходной кромке, задают температуру потока $T_т^*$ и коэффициент теплоотдачи $\alpha_т$. С целью учета отвода теплоты в замковую часть лопатки на торцовой поверхности ее профиля может быть задано распределение плотности теплового потока $q_т$.

В начальный момент времени ($\tau=0$) распределение температуры в оболочке лопатки считают известным:

$T^0 = T(x, y, z, 0)$.



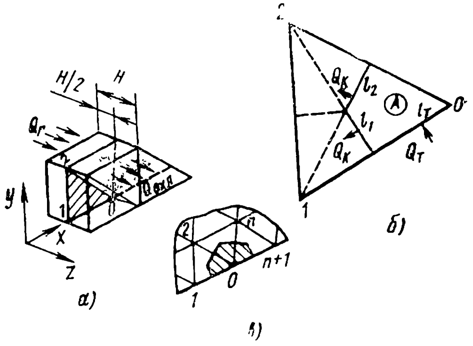


Рис. 6.13. Расчетная схема лопатки

Рис. 6.14. Схемы расчета температур лопатки:

а — блок треугольных призм; *б* — узловая область рассматриваемой точки 0; *в* — совокупность узловых областей блока призм; *n*, *n*+1 — узловые точки соседнего элемента

Профильную часть лопатки (рис. 6.13) заменяют совокупностью конечных элементов. Конечным элементом является произвольная прямая треугольная призма высотой, равной толщине стенки лопатки.

Полагают, что в пределах отдельной призмы, сечение которой срединной поверхностью представляет собой заштрихованную часть на рис. 6.14, *а*, где *0*, *1*, *2* — узловые точки, толщина стенки H, теплопроводность λ, температуры $T^*_г$, $T^*_{охл}$ и коэффициенты $\alpha_г$ и $\alpha_{охл}$ постоянны в каждый момент, а температура лопатки изменяется по закону

$$T=a+b(x-x_0)+c(y-y_0)+[d+e(x-x_0)+f(y-y_0)]\,2z/H+$$
$$+[g+k(x-x_0)+l(y-y_0)](2z/H)^2, \qquad (6.165)$$

где z изменяется в пределах от $-H/2$ до $+H/2$, а коэффициенты a, ..., l являются функциями координат и граничных условий. Выбранный закон изменения температуры в пределах отдельного элемента (6.165) обеспечивает получение непрерывного температурного поля в срединной поверхности оболочки лопатки и позволяет удовлетворить условия теплообмена на ее поверхностях.

Зависимость температуры от времени τ для отдельного элемента принимают линейной в пределах ограниченного интервала $\Delta\tau$:

$$T=T^{\tau+\Delta\tau}=T^{\tau}(x,\ y,\ z)+\frac{T^{\tau+\Delta\tau}-T^{\tau}}{\Delta\tau}\,\tau. \qquad (6.166)$$

Температуры $T^*_г$, $T^*_{охл}$, $T^*_т$ и плотности тепловых потоков $q_т$ также считают линейными функциями времени. Нестационарные коэффициенты теплоотдачи $\alpha_г$, $\alpha_{охл}$ и $\alpha_т$ принимают постоянными на интервале $\Delta\tau$.

Кривизну и переменность толщины стенки лопатки учитывают введением приведенных коэффициентов теплоотдачи

$$\alpha_г = \alpha_{г.д} F_г / F_{ср}; \quad \alpha_{охл} = \alpha_{охл.д} F_{охл} / F_{ср}, \tag{6.167}$$

где $\alpha_{г.д}$ и $\alpha_{охл.д}$ — действительные значения коэффициентов теплоотдачи на поверхностях лопатки; $F_г$ и $F_{охл}$ — площади поверхностей, омываемых газом и охлаждающим воздухом; $F_{ср}$ — площадь срединной поверхности участка лопатки.

Выделим для элементарной призмы узловую область A, образованную в срединной поверхности отрезками, проведенными через точки *0, 1, 0, 2* и отрезками l_1 и l_2 медиан, проведенных из точек *1* и *2* (рис. 6.14, *б*). Аналогичную операцию проводят и для других призм, входящих в блок с общей вершиной в точке *0*. Уравнение теплового баланса для выделенной таким образом области в окрестности точки *0* (рис. 6.14, *в*) в интервале $\Delta\tau$

$$\sum_{i=1}^{n} (Q_к + Q_г + Q_{охл})_i + Q_т = \sum_{i=1}^{n} Q_{A_i}. \tag{6.168}$$

Здесь $Q_к$ — количество теплоты, поступившей в область A теплопроводностью через плоскости, проведенные через l_1 и l_2; $Q_г$ — количество теплоты, поступившей в A со стороны газа; $Q_{охл}$ — количество теплоты, отданной из A охлаждающему воздуху; $Q_т$ — количество теплоты, поступившей в заштрихованную область (рис. 6.14, *в*) через торцовую поверхность, проходящую через прямую $l_т$; Q_A — количество теплоты, аккумулированной в области A за время $\Delta\tau$.

Преобразуя уравнение (6.168) с использованием выражений (6.165), (6.166), получаем линейное алгебраическое уравнение для температуры в точке *0* срединной поверхности оболочки лопатки

$$T_0^{\tau+\Delta\tau} = \left[\sum_{i=1}^{n}\left(A_0 + \frac{2}{3}E\right)_i + C\right]^{-1}\left[\sum_{i=1}^{n}\left(A_1 - \frac{1}{6}E\right)_i T_{1i}^{\tau+\Delta\tau} + \right.$$

$$+ \sum_{i=1}^{n}\left(A_2 - \frac{1}{6}E\right)_i T_{2i}^{\tau+\Delta\tau} + \sum_{n=1}^{n} B_i - D - \sum_{i=1}^{n}\left(A_0 - \frac{2}{3}E\right)_i T_0^{\tau} -$$

$$\left. - CT_0^{\tau} + \sum_{i=1}^{n}\left(A_1 + \frac{1}{6}E\right)_i T_{1i}^{\tau} + \sum_{i=1}^{n}\left(A_2 + \frac{1}{6}E\right)_i T_{2i}^{\tau}\right]. \tag{6.169}$$

Входящие в уравнение (6.169) коэффициенты определяются выражениями *

$$A_{0i} = \frac{1}{2} F_i \left[H\xi\left(\overline{x}_{21}^2 + \overline{y}_{12}^2\right) + \frac{\psi}{9}\right]_i;$$

---

* Во всех выражениях индексы $\tau+\Delta\tau$ при температурах опущены.

$$A_{1i}=\frac{1}{2}F_i\left[H\xi(\bar{x}_2\bar{x}_{21}-\bar{y}_2\bar{y}_{12})-\frac{\psi}{9}\right]_i; \qquad (6.170)$$

$$A_{2i}=\frac{1}{2}F_i\left[H\xi(\bar{y}_1\bar{y}_{12}-\bar{x}_1\bar{x}_{21})-\frac{\psi}{9}\right]; \quad E_i=c_p\rho\xi(FH)_i/3\lambda\Delta\tau;$$

$$B_i=\frac{1}{3}F_i\left[\varphi_{\text{г}}(T_{\text{г}}+T_{\text{г}}^{\tau})+\varphi_{\text{охл}}(T_{\text{охл}}+T_{\text{охл}}^{\tau})\right]-$$

$$-\frac{E}{3\xi}\left[\bar{m}_1(T_{\text{г}}-T_{\text{г}}^{\tau})+m_2(T_{\text{охл}}-T_{\text{охл}}^{\tau})\right];$$

$$D=\frac{1}{4\lambda}(\alpha_{\text{т}}HL)_{0-1}\left[\frac{\xi_1}{2}(T_1+T_1^{\tau})+\frac{\bar{m}_1}{3}(T_{\text{г}}+T_{\text{г}}^{\tau})_1+\right.$$

$$\left.+\frac{\bar{m}_2}{3}(T_{\text{охл}}+T_{\text{охл}}^{\tau})_1-(T_{\text{т}}+T_{\text{т}}^{\tau})_{0-1}\right]+\left[(q_{\text{т}}+q_{\text{т}}^{\tau})HL/4\lambda\right]_{0-1}+$$

$$+\frac{1}{4\lambda}(\alpha_{\text{т}}HL)_{0-(n+1)}\left[\frac{\xi_n}{2}(T_{n+1}+T_{n+1}^{\tau})+\frac{\bar{m}_1}{3}(T_{\text{г}}+T_{\text{г}}^{\tau})_n+\right.$$

$$\left.+\frac{\bar{m}_2}{3}(T_{\text{охл}}+T_{\text{охл}}^{\tau})_n-(T_{\text{т}}+T_{\text{т}}^{\tau})_{0-1}\right]+\left[(q_{\text{т}}+q_{\text{т}}^{\tau})HL/4\lambda\right]_{0-(n+1)};$$

$$C=\frac{1}{8\lambda}\xi_1(\alpha_{\text{т}}HL)_{0-1}+\frac{1}{8\lambda}\xi_n(\alpha_{\text{т}}HL)_{0-(n+1)};$$

$$\varphi_{\text{г}}=\frac{\alpha_{\text{г}}}{2\lambda}(1-\bar{m}_3-\bar{m}_1)-\frac{\alpha_{\text{охл}}}{2\lambda}(\bar{m}_1-\bar{m}_3);$$

$$\varphi_{\text{охл}}=\frac{\alpha_{\text{охл}}}{2\lambda}(1-\bar{m}_2-\bar{m}_4)-\frac{\alpha_{\text{г}}}{2\lambda}(\bar{m}_2-\bar{m}_4);$$

$$\psi=\frac{\alpha_{\text{г}}}{\lambda}(1+\bar{m}_{43}-\bar{m}_{12})+\frac{\alpha_{\text{охл}}}{\lambda}(1-\bar{m}_{43}-\bar{m}_{12});$$

$$\xi=1-\frac{1}{3}m_{12}; \quad m_1=\alpha_{\text{охл}}+2\lambda/H; \quad m_2=\alpha_{\text{г}}+2\lambda/H;$$

$$m_3=\alpha_{\text{охл}}+4\lambda/H; \quad m_4=\alpha_{\text{г}}+4\lambda/H;$$

$$\bar{m}_1=\alpha_{\text{г}}m_1/\Delta; \quad \bar{m}_2=\alpha_{\text{охл}}m_2/\Delta; \quad \bar{m}_3=\alpha_{\text{г}}m_3/\Delta; \quad \bar{m}_4=\alpha_{\text{охл}}m_4/\Delta;$$

$$\Delta=m_1m_4+m_2m_3; \quad \bar{m}_{12}=\bar{m}_1+\bar{m}_2; \quad \bar{m}_{43}=\bar{m}_4-\bar{m}_3;$$

$$\bar{x}_1=(x_1-x_0)/2F; \quad \bar{x}_2=(x_2-x_0)/2F; \quad \bar{x}_{21}=\bar{x}_2-\bar{x}_1;$$

$$\bar{y}_1=(y_1-y_0)/2F; \quad \bar{y}_2=(y_2-y_0)/2F; \quad \bar{y}_{12}=y_1-y_2,$$

где $F=1/2[(x_2-x_0)(y_1-y_0)-(x_1-x_0)(y_2-y_0)]$ площадь заштрихованной части на рис. 6.14, *а*. Индексы 0—1, 0—n, 0—$(n+1)$ соответствуют отрезкам, соединяющим узловую точку 0 с точками *1*, *n* и $n+1$ на рис. 6.14, *в*.

В уравнении (6.169), если точка 0 не лежит на торцовой поверхности пера лопатки, коэффициенты C и D равны 0.

Уравнения (6.169), записанные для каждой узловой точки, образуют систему линейных алгебраических уравнений, решение которой дает распределение температуры срединной поверхности оболочки лопатки в момент $\tau+\Delta\tau$. Использование принятого закона изменения температуры по высоте призмы позволяет найти ее значения на поверхностях, омываемых газом и охлаждающим воздухом.

Учет зависимости теплопроводности λ от температуры может осуществляться методом последовательных приближений. Решение системы уравнений (6.169) наиболее выгодно в данном случае выполнять методом верхней релаксации, так как температуры, полученные на предыдущих шагах по времени, являются хорошими начальными приближениями для последующих.

Следует отметить, что попытка использования уравнений, полученных на основе метода теплового баланса с интегрированием по всему объему призмы, подобно тому, как это сделано в работе [19] для стационарной задачи, привела к существенным колебаниям результата решения на начальной стадии прогрева и к занижению значений температуры на последующих стадиях. Подход, аналогичный описанному, использован и японским ученым И. Онакой. Однако отличия в выборе формы узловых областей привели у него к более громоздким вычислениям.

Разработанная программа* для ЭВМ позволяет производить расчеты температур при числе узловых точек до 3000. Приведенные в работе [6] результаты расчета температурного состояния пластины с использованием аналитического решения МКЭ свидетельствуют о достаточной точности последнего.

МКЭ в последние годы находит все большее распространение. В работе японских авторов К. Мацусуэ и др. описан МКЭ для расчета температур охлаждаемых лопаток и дисков в стационарных и нестационарных условиях при граничных условиях первого, второго и третьего рода. Задача решена в двухмерной постановке. Работоспособность предлагаемого метода подтверждается результатами решения тестовых задач. Кроме того, приведены результаты расчетного исследования температурного состояния натурных турбинных лопаток, имеющих различные конфигурацию и расположение охлаждающих каналов.

Разработан метод расчета стационарных температурных полей в меридиональном сечении дисков турбин. Учет зависимости $\lambda(T)$ осуществляли решением задачи в несколько приближений. Выполнены решения тестовых задач, а также сопоставлены результаты расчета температур диска натурной радиально-осевой турбины с результатами, полученными конечно-разностным методом. Отмечено хорошее согласование результатов между собой. МКЭ для расчета температурного состояния дисков турбин приведен также в работах Московского автомеханического института. В этих рабо-

---

* Программа разработана В. Г. Кадышевым.

тах отмечено хорошее совпадение результатов расчета температур в диске ГТД с экспериментальными данными.

Имеется также описание МКЭ для совместного расчета температурных полей тонкостенной дефлекторной лопатки и охлаждающего воздуха, проходящего между дефлектором и оболочкой лопатки. Разрешающую систему уравнений формируют на основе метода тепловых балансов [19]. Использованию МКЭ при расчетах температурного состояния деталей сложной формы посвящены также работы А. Л. Квитка, П. П. Ворошко и других авторов.

6.11. ВЕРОЯТНОСТНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ОБЪЕМНЫХ ТЕМПЕРАТУР ДЕТАЛЕЙ ТУРБИН

Хорошо зарекомендовавшие себя при решении одно- и двухмерных задач теплопроводности методы (конечно-разностный метод, МКЭ и др.) в принципе могут быть использованы и для решения трехмерных задач. Но на практике использование их для этих целей наталкивается на существенные трудности, связанные с большой длительностью счета и трудоемкостью в подготовке исходных данных. Эффективность от их использования будет еще ниже при необходимости получения на стадии проектных работ достоверной информации о температурном состоянии отдельных «критических» областей или даже отдельных точек проектируемой детали.

Применительно к таким задачам эффективнее использовать метод, базирующийся на функциях Грина, так как после определения поверхностных температур температуры во внутренних точках детали рассчитывают без решения задачи в полном объеме.

Еще более эффективным и пригодным как для стационарных, так и нестационарных задач такого рода является вероятностный метод (Монте-Карло).

Основную идею вероятностного метода для решения задач теплопроводности хорошо иллюстрирует пример решения уравнения Лапласа

$$\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 = 0 \tag{6.171}$$

для двухмерной области G, на границе W которой задана функция $T_W(x, y)$. Непрерывную область G (рис. 6.15) заменяют обычной сеточной областью G' с размерами ячеек $\Delta x = \Delta y = h$ и границей W'. Для каждого i-го внутреннего узла этой области записывают конечно-разностное уравнение

$$T(x_i, y_i) = \frac{1}{4} T(x_i + h, y_i) + \frac{1}{4} \times \\ \times T(x_i - h, y_i) +$$

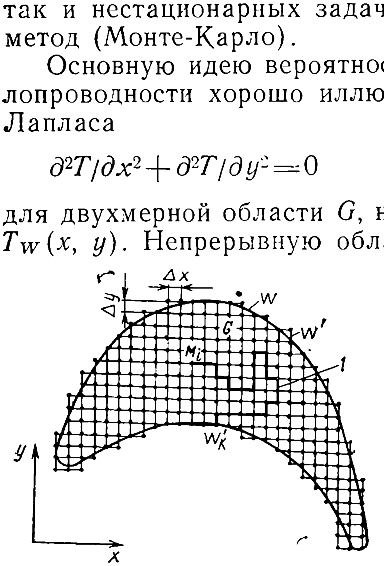


Рис. 6.15. Схема блуждания частицы:

1 — траектория движения частицы; • — узловые точки (узлы)

$$+\frac{1}{4}T(x_i,\ y_i+h)+\frac{1}{4}T(x_i,\ y_i-h). \qquad (6.172)$$

Для граничных узлов соответственно определяют функцию $T'(x, y)$.

Рассматривают задачу определения вероятности $P(x_i,\ y_i;\ w_к')$ того, что произвольно (случайно) блуждающая по узлам сеточной области частица, начав блуждание во внутреннем узле M_i с координатами x_i, y_i, попадает в граничный узел w_k'.

Вероятность попадания частицы из рассматриваемого узла в любой из четырех соседних узлов равна 1/4. Тогда по теореме сложения вероятностей, имеем

$$P(x_i,\ y_i;\ w_k')=\frac{1}{4}P(x_i+h,\ y_i;\ w_k')+\frac{1}{4}P(x_i-h,\ y_i;\ w_k')+$$
$$+\frac{1}{4}P(x_i,\ y_i+h;\ w_k')+\frac{1}{4}P(x_i,\ y_i+h;\ w_k'). \qquad (6.173)$$

Для граничных узлов w_k', w_j' сеточной области

$$P(w_k';\ w_k')=1;$$
$$P(w_k';\ w_j')=0. \quad (j\neq k). \qquad (6..74)$$

С вероятностью, равной единице, частица, начав блуждание в любом узле сеточной области, за конечное число шагов окажется в одном из граничных узлов, где и закончит свое блуждание. В соответствии с этим, если M из общего числа N запущенных из узла $(x_i,\ y_i)$ частиц попадут в граничный узел w_k', то приближенное решение уравнения (6.173) с краевыми условиями (6.174) можно представить в виде

$$P(x_i,\ y_i;\ w_k')\approx M/N. \qquad (6.175)$$

Если при каждом попадании частиц на границу фиксировать значение температуры в граничном узле, то температуру можно считать случайной величиной, так как случайны и сами траектории движения частиц и соответственно точки выхода их на границу.

Математическое ожидание граничной температуры как случайной величины при этом определяют по известной из теории вероятности формуле

$$\overline{T}(x_i,\ y_i)=\sum_{k=1}^{S}T_w'(w_k')\,P(x_i,\ y_i;\ w_k'), \qquad (6.176)$$

где S — число граничных узлов.

Используя уравнения (6.173) и (6.174), можно показать, что $\overline{T}(x_i,\ y_i)$ внутри сеточной области удовлетворяет уравнению

$$\overline{T}(x_i,\ y_i)=\frac{1}{4}\overline{T}(x_i+h,\ y_i)+\frac{1}{4}\overline{T}(x_i-h,\ y_i)+$$
$$+\frac{1}{4}\overline{T}(x_i,\ y_i+h)+\frac{1}{4}\overline{T}(x_i,\ y_i-h), \qquad (6.177)$$

а в граничных узлах — условию $\overline{T}(w_k') = T'(w_k')$.

Таким образом, в силу единственности решения функция $\overline{T}(x_i, y_i)$ является решением рассматриваемой задачи теплопроводности в конечно-разностной постановке.

В соответствии с изложенным для определения температуры в каком-либо узле (x_i, y_i) сеточной области из этого узла запускают N случайно блуждающих частиц. Блуждание каждой из них прекращается при попадании в один из граничных узлов, при этом температуру в узле фиксируют. После того как все частицы закончат свое блуждание, искомую температуру в выбранной точке (x_i, y_i) согласно уравнениям (6.175) и (6.176) определяют по формуле

$$T(x_i, y_i) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} T'_{w_j}. \tag{6.178}$$

Описанный вероятностный метод расчета получил название метода фиксированного случайного блуждания. Этому методу присущи некоторые недостатки конечно-разностного метода. В частности, это касается точности аппроксимации границ и воспроизведения граничных условий, содержащих производные в направлении нормали к границе.

Кроме того, строго фиксированные положения узлов и размер шага затрудняют использование этого метода при решении с приемлемой точностью объемных задач теплопроводности для тел сложной формы.

Другая модификация вероятностного метода решения задач теплопроводности, получившая название метода плавающего случайного блуждания или блуждания по сферам, устраняет перечисленные недостатки. Кроме того, метод блуждания по сферам позволяет повысить точность решения при меньшем числе шагов блуждания частиц, что приводит к существенному сокращению объема вычислительных работ.

Анализ различных модификаций вероятностного метода решения задач теплопроводности позволяет сделать вывод, что применительно к сложным по конфигурации охлаждаемым деталям турбин с точки зрения практической реализации наиболее эффективным является метод блуждания по сферам.

Этот метод для решения задач теплопроводности при постоянстве теплофизических характеристик материала предложен Хаджи-Шейхом и П. Спэрроу.

Рассмотрим решение вероятностным методом нелинейной задачи теплопроводности в трехмерной постановке, описываемой дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right) = 0 \tag{6.179}$$

и граничными условиями.

Решение этого уравнения в принципе может быть осуществлено двумя путями: методом решения нелинейных задач и методом решения линейных задач после предварительной линеаризации уравнения.

Воспользуемся для решения вторым способом.

Используя зависимость

$$\lambda(T)=\lambda_0+bT, \tag{6.180}$$

после введения новой переменной

$$\Lambda=\lambda^2(T)=(\lambda_0+bT)^2 \tag{6.181}$$

имеем

$$\lambda\frac{\partial T}{\partial x}=\sqrt{\Lambda}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\sqrt{\Lambda}-\lambda_0}{b}\right)=\frac{1}{2b}\frac{\partial\Lambda}{\partial x} \tag{6.182}$$

и по аналогии

$$\lambda\frac{\partial T}{\partial y}=\frac{1}{2b}\frac{\partial\Lambda}{\partial y}; \tag{6.183}$$

$$\lambda\frac{\partial T}{\partial z}=\frac{1}{2b}\frac{\partial\Lambda}{\partial z}. \tag{6.184}$$

Подстановка уравнений (6.182), ..., (6.184) в уравнение (6.179) позволяет свести его к линейному относительно Λ уравнению

$$\partial^2\Lambda/\partial x^2+\partial^2\Lambda/\partial y^2+\partial^2\Lambda/\partial z^2=0. \tag{6.185}$$

Формальное точное решение этого уравнения для центра сферы с радиусом r_i и при известном распределении $\Lambda(r_i, \omega, \varphi)$ на границе области, известное из математической физики, представляют в виде

$$\Lambda(x_i, y_i, z_i)=\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\Lambda(r_i, \omega, \varphi)\sin\varphi d\varphi d\omega, \tag{6.186}$$

где x_i, y_i, z_i — координаты центра сферы; ω, φ — угловые координаты в сферической системе координат. Введением переменных

$$F(\omega)=\omega/(2\pi); \tag{6.187}$$

$$G(\varphi)=\frac{1}{2}(1-\cos\varphi) \tag{6.188}$$

и несложными преобразованиями уравнение (6.186) приводят к виду

$$\Lambda(x_i, y_i, z_i)=\int_0^1\int_0^1\Lambda(r_i, \omega, \varphi)\,dFdG. \tag{6.189}$$

Величины F и G, графически представленные на рис. 6.16, можно рассматривать как вероятностные функции распределения, соответствующие угловым координатам ω и φ.

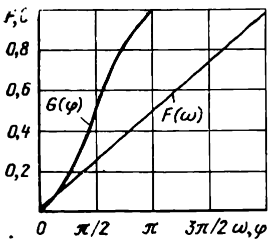


Рис. 6.16. Графики функций $F(\omega)$ и $G(\varphi)$

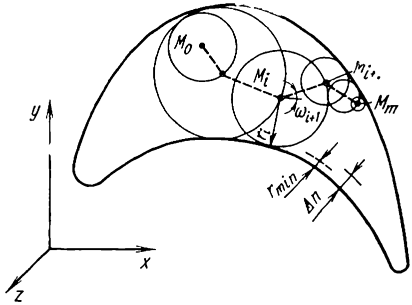


Рис. 6.17. Совмещенная в одну плоскость схема блуждания частицы

Воспользовавшись понятием случайного блуждания, уравнениям (6.187) ... (6.189) можно дать следующую вероятностную интерпретацию: случайно блуждающая частица, находящаяся в точке с координатами x_i, y_i, z_i, совершает переход в новое положение на поверхности сферы радиуса r_i в соответствии с вероятностями F и G.

В соответствии с изложенным процедура решения конкретной задачи принимает такой вид. Пусть необходимо определить температуру в точке M_0 детали (рис. 6.17) координаты которой x_0, y_0, z_0. Для этого из точки M_0 запускается частица, случайное блуждание которой внутри детали осуществляется в соответствии с принятой вероятностной интерпретацией уравнений (6.187)...(6.189). На каждом $(i+1)$-м шаге блуждания определяют радиус r_i сферы как кратчайшее расстояние от точки M_i нахождения частицы до поверхности детали. После этого координаты ω и φ нового положения частицы на поверхности сферы определяют выбором двух случайных чисел F_{i+1} и G_{i+1} в интервале между 0 и 1 и далее в соответствии с формулами (6.187), (6.188) вычисляют значения

$$\omega_{i+1}=2\pi F_{i+1}; \tag{6.190}$$

$$\varphi_{i+1}=\arccos(1-2G_{i+1}). \tag{6.191}$$

После осуществленного таким образом перехода из точки M_i новым положением частицы будет точка M_{i+1} с координатами

$$x_{i+1}=x_i+r_i\sin\varphi_{i+1}\cos\omega_{i+1}; \tag{6.192а}$$

$$y_{i+1}=y_i+r_i\sin\varphi_{i+1}\cos\omega_{i+1}; \tag{6.192б}$$

$$z_{i+1}=z_i+r_i\cos\varphi_{i+1}. \tag{6.192в}$$

Точка M_{i+1} с координатами x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1} служит исходной для осуществления следующего перехода частицы и т. д. Описанный процесс блуждания превращается, когда частица после m-го шага выходит на поверхность детали в точке M_m с координатами x_m, y_m, z_m.

После выхода на поверхность дальнейшее поведение частицы зависит от типа используемых при решении задачи граничных условий в данном месте.

Если частица вышла на поверхность с граничными условиями первого рода, т. е. задана температура поверхности $T_W(x, y, z)$, то ее блуждание прекращается. Значение $\Lambda_W=(\lambda_0+bT_W)^2$ в достигнутой точке поверхности фиксируют.

При граничных условиях второго рода, т. е. задана плотность теплового потока на поверхности $q_W(x, y, z)$, поведение частицы после выхода на поверхность сложнее.

Аналитическое представление граничных условий второго рода имеет вид

$$-\lambda(\partial T/\partial n)_W=q_W. \tag{6.193}$$

Используя соотношение (6.182), левую часть уравнения (6.193) можно представить в виде

$$\lambda\frac{\partial T}{\partial n}=\sqrt{\Lambda}\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\sqrt{\Lambda}-\lambda_0}{b}\right)=\frac{1}{2b}\frac{\partial\Lambda}{\partial n}. \tag{6.194}$$

В результате вместо уравнения (6.193) получаем

$$q_W=-\frac{1}{2b}\left(\frac{\partial\Lambda}{\partial n}\right)_W. \tag{6.195}$$

Разложение функции Λ в ряд Тэйлора с сохранением первых двух членов ряда приводит к соотношению

$$\Lambda_{\Delta n}=\Lambda_W+\frac{\partial\Lambda}{\partial n}\Delta n, \tag{6.196}$$

где Λ_W, $\Lambda_{\Delta n}$ — соответствуют значениям Λ на поверхности и в точке, расположенной на расстоянии Δn от поверхности в направлении внутренней нормали. С помощью уравнения (6.195) соотношение (6.196) приводят к виду

$$\Lambda_W=\mathrm{P}\Lambda_{\Delta n}+2bq_W\Delta n, \tag{6.197}$$

где P — коэффициент, равный единице.

Рассматривая коэффициент при $\Lambda_{\Delta n}$ как соответствующую вероятность перехода, уравнению (6.197) можно дать вероятностную интерпретацию, которая и определит дальнейшее поведение частицы. Если частица вышла на поверхность с граничными условиями второго рода, то происходит ее отражение обратно внутрь детали на расстояние Δn от поверхности в направлении нормали для продолжения блуждания, а величину $2bq_W\Delta n$ при этом фиксируют.

Наконец, рассмотрим чаще всего используемые при расчетах температур граничные условия третьего рода, когда заданы коэффициент теплоотдачи $\alpha(x, y, z)$ и температура окружающей среды $T_f^*(x, y, z)$. С помощью соотношения (6.194) граничное условие третьего рода

$$-\lambda(\partial T/\partial n)_W=\alpha(T_f^*-T_W) \tag{6.198}$$

приводят к виду

$$-2\alpha\left(\sqrt{\Lambda_f^*}-\sqrt{\Lambda_W}\right)=(\partial\Lambda/\partial n)_W, \tag{6.199}$$

где в соответствии с (6.181) обозначено $\Lambda_f^*=(\lambda_0+bT_f^*)^2$, $\Lambda_W=(\lambda_0+bT_W)^2$.

Чтобы избавиться от нелинейности в граничных условиях (6.199), расчет осуществляют в несколько приближений. В первом приближении определяют значения температур (например, путем расчета их без учета зависимости коэффициента теплопроводности материала от температуры), а в каждом последующем приближении уточняют эти температуры. Обычно двух-трех приближений оказывается достаточно.

Таким образом, для каждого конкретного приближения, учитывая, что $\Lambda_W=(\lambda_0+bT_W{}')^2$ (здесь и далее штрихом обозначены параметры, полученые в предыдущем приближении расчета), имеем

$$\Lambda_W-\Lambda_W'=\Delta\Lambda_W\approx d\Lambda=d(\lambda_0+bT)^2=2b(\lambda_0+bT)\,dT=$$
$$=2b\sqrt{\Lambda}dT\approx 2b\sqrt{\Lambda_W'}dT\approx 2b\sqrt{\Lambda_W'}\Delta T=2b\sqrt{\Lambda_W'}(T_W-T_W'), \tag{6.200}$$

откуда

$$T_W=(\Lambda_W-\Lambda_W')/\left(2b\sqrt{\Lambda_W'}\right)+T_W' \tag{6.201}$$

или

$$\sqrt{\Lambda_W}=\Lambda_W-\Lambda_W'/\left(2\sqrt{\Lambda_W'}\right)-\sqrt{\Lambda_W'}\,. \tag{6.202}$$

Подставляя уравнение (6.201) в уравнение (6.202) окончательно получаем

$$-\alpha/\sqrt{\Lambda_W'}\left(2\sqrt{\Lambda_f^*\Lambda_W'}-\Lambda_W'-\Lambda_W\right)=(\partial\Lambda/\partial n)_W. \tag{6.203}$$

Разложение Λ в ряд Тэйлора с сохранением двух первых членов ряда (6.196) и использование уравнения (6.203) позволяет получить соотношение

$$\Lambda_{\Delta n}=\Lambda_W-\alpha\Delta n/\sqrt{\Lambda_W'}\left(2\sqrt{\Lambda_f^*\Lambda_W'}-\Lambda_W'-\Lambda_W\right). \tag{6.204}$$

Соотношение (6.204) для дальнейшего рассмотрения удобнее представить в виде

$$\Lambda_W=\frac{1}{1+\alpha\Delta n/\sqrt{\Lambda_W'}}\Lambda_{\Delta n}+\frac{\alpha\Delta n/\sqrt{\Lambda_W'}}{1+\alpha\Delta n/\sqrt{\Lambda_W'}}\left(2\sqrt{\Lambda_f^*\Lambda_W'}-\Lambda_W'\right). \tag{6.205}$$

Коэффициенты при $\Lambda_{\Delta n}$ и $2\sqrt{\Lambda_f^*\Lambda_W'}-\Lambda_W'$ можно рассматривать как соответствующие вероятности перехода. Тогда уравнению

(6.205) можно дать вероятностную интерпретацию, которая и определит дальнейшее поведение частицы. Если частица вышла на поверхность, где заданы граничные условия третьего рода, то выбирают случайное число P в интервале между 0 и 1 и сравнивают с $P' = \dfrac{1}{1 + \alpha \Delta n / \sqrt{\Lambda'_W}}$. Если $P < P'$, то происходит отражение частицы обратно внутрь детали на расстояние Δn от поверхности в направлении нормали для продолжения блуждания; если же $P > P'$ ввиду очевидности равенства

$$\frac{1}{1 + \alpha \Delta n / \sqrt{\Lambda'_W}} + \frac{\alpha \Delta n / \sqrt{\Lambda'_W}}{1 + \alpha \Delta n / \sqrt{\Lambda'_W}} = 1, \tag{6.206}$$

блуждание частицы прекращается, а величину $2\sqrt{\Lambda^*_f \Lambda'_W} - \Lambda'_W$ в точке выхода частицы на поверхность фиксируют.

В любом случае, когда частица прекращает свое блуждание, из точки $M_0(x_0, y_0, z_0)$, где требуется рассчитать температуру, запускается для случайного блуждания следующая частица.

После того как из исходной точки M_0 будет запущено N (достаточно большое число) частиц, значение Λ в этой точке согласно уравнению (6.178) можно определить по формуле

$$\Lambda(x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{N} \left[\sum_{i=1}^{N_1} \Lambda_{W_i} + \sum_{j=1}^{N_2} (2 b q_W \Delta n)_j + \sum_{k=1}^{N_3} \left(2\sqrt{\Lambda^*_f \Lambda'_W} - \Lambda'_W \right)_k \right], \tag{6.207}$$

которая записана в предположении наличия на поверхности детали всех трех рассмотренных типов граничных условий.

В формуле (6.207) N_1 — число частиц, вышедших на поверхность с граничными условиями первого рода; N_2 — суммарное число выходов частиц на поверхность с граничными условиями второго рода; N_3 — число частиц, прекративших свое блуждание на поверхности с граничными условиями третьего рода. Очевидно, что $N_1 + N_3 = N$.

Окончательно в соответствии с определением (6.181) переменной Λ искомую температуру в произвольной наперед выбранной точке M_0 с координатами x_0, y_0, z_0 определяют по формуле

$$T(x_0, y_0, z_0) = \left(\sqrt{\Lambda(x_0, y_0, z_0)} - \lambda_0\right)/b. \tag{6.208}$$

Приближенные значения температур поверхности в первом приближении могут быть получены также вероятностным методом при допущении $\lambda(T) = \text{const}$ или каким-либо другим известным методом.

После уточнения температур поверхности, на которой заданы граничные условия третьего рода, может быть произведен расчет температур в произвольном числе точек детали как внутренних, так и поверхностных.

При практической реализации описанного метода с целью снижения затрат времени истинную поверхность целесообразно заменить так называемой «размытой» границей. Такая граница дает возможность считать, что когда радиус r_i сферы становится меньше заранее выбранной величины $r_{\min}$ (см. рис. 6.17), частица при случайном блуждании по сферам достигла ближайшей точки на поверхности детали. Хаджи-Шейх и П. Спэрроу предлагают выбирать $r_{\min}=h/4$, где h — шаг конечно-разностной сетки, обеспечивающей решение задачи конечно-разностным методом с приемлемой точностью. При выборе $r_{\min}$ нужно руководствоваться еще и тем, что по данным тех же авторов, уменьшение $r_{\min}$ в 2 раза приводит к увеличению числа шагов блуждающей частицы в $\sqrt{2}$ раз и, следовательно, к увеличению времени счета.

Расстояние, на которое отражаются частицы от поверхности, $\Delta n=(4...8)\, r_{\min}$.

Выбор числа N частиц, запускаемых из заданной точки при расчете температуры, может быть сделан из следующих соображений. При достаточно большом N оценку Λ, вычисленной по формуле (6.207), которая является математическим ожиданием m случайной величины, можно считать распределенной по нормальному закону. В результате этого имеется возможность определять в процессе вычисления число частиц N, гарантирующее допустимую погрешность ε_β вычислений с заданной вероятностью β. Для этого по описанным схемам осуществляется запуск и блуждание относительно небольшого числа ($\bar{N}=100...200$) частиц. После этого по формуле (6.207) рассчитывают оценку математического ожидания и дисперсию $\bar{D}$ случайной величины ξ по известной из теории вероятности формуле

$$\bar{D}=\left(\frac{\sum_{i=1}^{\bar{N}}\xi_i^2}{N}-\bar{m}^2\right)\frac{\bar{N}}{N-1}. \tag{6.209}$$

Используя нормальную функцию распределения Φ^* для погрешности ε_β можно записать

$$\varepsilon_\beta=\sigma_{\bar{m}}t_\beta, \tag{6.210}$$

где $\sigma_{\bar{m}}$ — среднеквадратичное отклонение оценки $\bar{m}$;

$$t_\beta=\arg\Phi^*[(1+\beta)/2] \text{ — функция, обратная } \Phi^*. \tag{6.211}$$

Приближенно можно положить

$$\sigma_{\bar{m}}=\sqrt{\bar{D}/N}, \tag{6.212}$$

откуда

$$N=\bar{D}/\sigma_{\bar{m}}^2, \tag{6.213}$$

а с учетом уравнения (6.210)

$$N = t_{\beta}^{2} \overline{D} / \varepsilon_{\beta}^{2}. \tag{6.214}$$

Определив

$$\varepsilon_{\beta} = \varepsilon_{\beta}^{'} \overline{m}, \tag{6.215}$$

окончательно получаем

$$N = \frac{t_{\beta}^{2}}{\left(\varepsilon_{\beta}^{'}\right)^{2}} \frac{\overline{D}}{\overline{m}^{2}} . \tag{6.216}$$

По аналогии с изложенным в процессе дальнейшего запуска блуждающих частиц N можно корректировать.

Определение N по формуле (6.216) обеспечивает с вероятностью β погрешность ε_{β}, вызванную только конечностью числа N. Итоговая же погрешность расчета температур при заданных граничных условиях зависит еще и от других факторов: точности аппроксимации поверхности, выбора $r_{m \cdot n}$, Δn и т. д.

Описанный метод на практике может быть реализован только с использованием ЭВМ.

Разработанная программа позволяет рассчитывать вероятностным методом температуры в деталях турбин как в стационарных, так и в нестационарных условиях. Поверхность детали аппроксимируется, ломаной поверхностью, состоящей из состыкованных между собой плоских многоугольников.

Проведенные для тел простой формы расчеты температур вероятностным методом и с использованием имеющихся точных и приближенных аналитических решений позволяют сделать заключение о приемлемом для инженерных расчетов согласовании результатов между собой.

7. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛООБМЕНА

7.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ТЕПЛООБМЕНА

Теплоотдача в стационарных условиях. К настоящему времени разработаны и используются в экспериментальной практике большое число методов определения коэффициентов теплоотдачи в стационарных условиях. Хуже обстоит дело с определением коэффициентов теплоотдачи в нестационарных условиях работы ГТД. В этом разделе кратко изложены наиболее распространенные в экспериментальной практике методы определения конвективной теплоотдачи в охлаждаемых деталях ГТД.

При расчетном определении температурного состояния деталей ГТД часто, наряду с граничными условиями теплообмена со стороны газа и охлаждающего воздуха, необходимо иметь данные о контактном теплообмене. Температурные скачки, возникающие при передаче теплоты через контактирующие поверхности, при определенных условиях могут оказать заметное влияние на температурное поле деталей. В связи с этим контактному теплообмену в узлах ГТД в настоящее время уделяют значительное внимание.

Основные экспериментальные методы исследования граничных условий теплообмена в деталях ГТД в стационарных условиях можно разделить на две группы: методы, основанные на изменении энтальпии материала датчика; и методы, основанные на решении обратной задачи теплопроводности.

Первая группа включает калориметрический и электрометрический методы. В обоих этих методах изменение энтальпии регистрируют по изменению температуры рабочего тела.

В калориметрическом методе при использовании в качестве рабочего тела жидкости или газообразного вещества плотность теплового потока рассчитывают по соотношению

$$q=Gc_p(\overline{T}-\overline{T}_н)/F, \qquad (7.1)$$

где G — массовый расход рабочего тела; c_p — удельная теплоемкость рабочего тела; $\overline{T}_н$, $\overline{T}$ — среднеинтегральные начальная и конечная температуры рабочего тела; F — площадь тепловоспринимающей поверхности.

Коэффициент конвективной теплоотдачи

$$\alpha=q/(T^*-T_{ст}), \qquad (7.2)$$

где T^*, $T_{ст}$ — температуры среды и стенки.

Из газообразных рабочих тел обычно используют воздух, из жидких — воду. Все измерения в этом случае осуществляют в стационарном режиме.

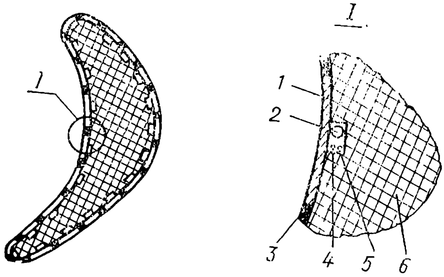
При использовании в качестве рабочего тела твердого вещества измерение теплового потока осуществляют в нестационарном режиме. Плотность теплового потока

$$q=c\rho\frac{V}{F}\frac{d\overline{T}}{d\tau}\approx c\rho\frac{V}{F}\frac{\Delta\overline{T}}{\Delta\tau}, \qquad (7.3)$$

где c, ρ, V — теплоемкость, плотность и объем тепловоспринимающего твердого тела $\Delta\overline{T}$ — изменение за время $\Delta\tau$ среднеинтегральной температуры тела $\overline{T}$.

Тепловоспринимающий элемент конструктивно может представлять собой часть специального датчика теплового потока или стенку самого объекта исследования. В обоих случаях он должен быть достаточно тонким. Поэтому иногда калориметрический метод называют методом тонкого тела. Как указано в работе [14], предельная относительная ошибка в определении коэффициентов теплоотдачи этим методом не превышает 15%.

При электрометрическом методе плотность теплового потока определяют по количеству электроэнергии, подводимой к нагревательным элементам. Точность этого метода существенно зависит от неучитываемых теплопотерь. Поэтому он требует применения надежной теплоизоляции или охранных нагревателей. Перетечки теплоты между соседними измерительными секциями значительно снижаются при условии $T_{ст}\approx\text{const}$. Такой способ исследования теплоотдачи реализован, например, при исследовании местных коэффициентов теплоотдачи на турбинных лопатках (рис. 7.1).



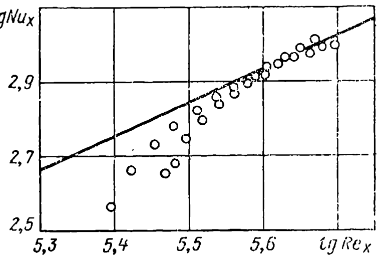


Рис. 7.1. Схема препарировки профиля турбинной лопатки для исследования теплоотдачи электрометрическим методом:

1 — нагревательный элемент; 2 — провод для измерений напряжения; 3 — изолирующий материал между нагревательными элементами; 4, 5 — термопарные провода; 6 — теплоизолирующий материал

Рис. 7.2. Результаты апробации градиентного метода исследования теплоотдачи на плоской пластине с турбулентным пограничным слоем:

——— — график, построенный по уравнению подобия $Nu_x = 0\ 029\ Re_x^{0,8} Pr^{0,4}$

В некоторых случаях условие $T_{ст} \approx \mathrm{const}$ выдержать не удается, тогда для снижения перетечек теплоты нагревательный элемент выполняют из тонкой фольги, которую наклеивают на объект исследования, выполненный из малотеплопроводного диэлектрика. При этом вдоль тепловоспринимающей поверхности выдерживают условие $q \approx \mathrm{const}$.

В обоих случаях плотность теплового потока рассчитывают по соотношению

$$q = I^2 R / F, \tag{7.4}$$

где I — сила электрического тока; R — сопротивление нагревательного элемента.

Электрометрический метод можно использовать при различных конструкциях объектов. Следует отметить, что метод прост и имеет приемлемую для практики точность определения α. Предельные относительные ошибки в определении α составляют не более 9% при $T_{ст} \approx \mathrm{const}$ и не более 13% при условии $q \approx \mathrm{const}$.

В методах второй группы коэффициенты теплоотдачи определяют по измеренным в опытах значениям температур тела. Из рассматриваемой группы методов для деталей ГТД в стационарных условиях наибольшее распространение получили градиентный метод и метод подбора (проб).

Градиентный метод основан на зависимости Фурье-Ньютона

$$\alpha = \frac{\lambda_{ст} (\partial T_{ст}/\partial n)_{n=0}}{T^* - T_{ст}}, \tag{7.5}$$

где $(\partial T_{ст}/\partial n)_{n=0}$ — градиент температуры в направлении нормали. Расчет градиентов температур выполняют по результатам определения распределения температуры стенки вдоль наружного и внутреннего контуров объекта исследования.

Полученную в эксперименте информацию о распределении температур по контуру объекта исследования используют после интерполяции для расчета температурного поля всего сечения и вычисления градиентов температуры на исследуемой поверхности. Аналитические методы расчета градиентов температур для тел простой формы без учета зависимости теплопроводности от температуры описаны в работе [23]. В той же работе приведены численные методы расчета, позволяющие определять градиенты температур на поверхности тел сложной формы с учетом зависимости $\lambda = \lambda(T)$. Такими же возможностями обладает приближенный аналитический метод, базирующийся на формуле Грина.

Градиентный метод удобен при исследовании теплоотдачи на поверхностях с произвольным распределением плотности теплового потока. Выгодной отличительной особенностью этого метода является то, что переход теплоты в окружающее пространство и через торцы опытного объекта в сопряженные с ним детали не отражается на точности определения коэффициентов теплоотдачи.

Основным недостатком этого метода является необходимость заделки большого числа термопар. Это увеличивает трудоемкость опытов, а при малых геометрических размерах объектов исследования служит причиной искажения температурных полей. Для реализации градиентного метода необходимо обеспечить разность температур по толщине объекта исследования.

Градиентный метод использовали для определения коэффициентов теплоотдачи на боковых поверхностях вращающегося диска, в сопловых турбинных решетках при сверхкритических перепадах давления ив других деталях ГТД. Градиентный метод позволяет определять местные коэффициенты теплоотдачи с предельной относительной погрешностью не более 25%. На рис. 7.2 представлены результаты апробирования градиентного метода на плоской пластине.

Одной из разновидностей градиентного метода является метод вспомогательной стенки. При этом методе, получившем в последнее время довольно широкое распространение, тепловой поток вычисляют по формуле

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \Delta T, \tag{7.6}$$

где δ — толщина вспомогательной стенки; λ — ее теплопроводность; ΔT — перепад температуры по толщине вспомогательной стенки. Вспомогательную стенку изготовляют из материала с известной теплопроводностью. Ее препарируют термопарами для измерения ΔT. Метод удачно реализован в датчиках теплового потока. Такие датчики просты по конструкции и надежны в эксплуатации.

В методе подбора (проб) для определения q и α используют решения прямых задач теплопроводности. Наибольшее применение нашли численные методы решения с использованием ЭВМ и методы, использующие различные электромоделирующие устройства.

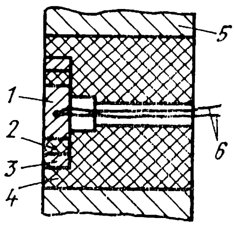


Рис. 7.3. Схема альфакалориметра для исследования теплоотдачи методом регулярного теплового режима:

1 — медная вставка; 2 — теплоизолирующая втулка; 3 — охранное медное кольцо; 4 — теплоизолирующий стакан; 5 — исследуемая деталь; 6 — термопровод

Решение при методе подбора (проб) состоит из последовательных приближений, а также этапов решения прямой задачи и сравнения полученного расчетного температурного поля с экспериментальным. Расчеты повторяют до удовлетворительного согласования вычисленных и экспериментальных значений температур. В вариантных расчетах задают значения q (или α). Метод позволяет определять коэффициенты теплоотдачи в деталях сложной формы с учетом зависимости $\lambda = \lambda(T)$.

Точность определения α в методе подбора (проб) зависит от точности решения прямой задачи теплопроводности и точности измерения температуры детали. Последнее тесно связано со сравнительно слабой зависимостью температурных полей от коэффициентов теплоотдачи. В зоне рабочих температур горячих деталей ГТД и при натурных тепловых потоках значительные изменения в коэффициентах теплоотдачи могут привести к небольшим изменениям температур детали. Несмотря на это, в ряде работ показано, что методом подбора (проб) можно получить приемлемые по точности результаты. Кроме рассмотренных методов, относящихся к первой и второй группам, для экспериментального определения стационарных коэффициентов теплоотдачи используется еще ряд методов.

Метод регулярного теплового режима, разработанный Г. М. Кондратьевым, основан на изменении с течением времени логарифма разности между температурой в любой точке тела и температурой окружающей среды по линейному закону.

Местные коэффициенты теплоотдачи определяют с помощью цилиндрических вставок, боковая и торцовая (тыльная) поверхности которых теплоизолированы. Вставку можно рассматривать как вырезку из бесконечной плоской пластины, для которой процесс прогрева (охлаждения) описывается дифференциальным уравнением теплопроводности в одномерной постановке

$$\partial\vartheta/\partial\tau = a\partial^2\vartheta/\partial x^2, \quad (0 \leqslant x \leqslant \delta). \tag{7.7}$$

где a — температуропроводность; ϑ — избыточная температура (разность между температурой в какой-либо точке вставки и температурой среды).

Схема альфакалориметра представлена на рис. 7.3. Датчик состоит из медной цилиндрической вставки *1*, установленной в теплоизолирующую втулку *2*. Снаружи теплоизолирующая втулка охвачена медным охранным (компенсационным) кольцом *3*. Охранное кольцо в эксперименте прогревалось примерно с таким же темпом,

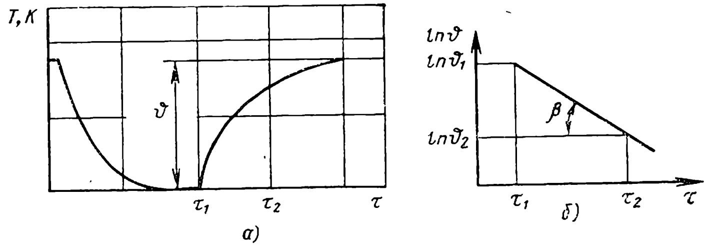


Рис. 7.4. Результаты исследования теплоотдачи методом регулярного теплового режима:

а — график изменения температуры вставки по времени, *б* — график изменения натуральных логарифмов избыточных температур по времени

что и медная вставка, что способствовало уменьшению утечек теплоты через цилиндрическую поверхность медной вставки. Теоретическое обоснование целесообразности установки и выбора толщины охранного кольца приведено в работах В. А. Трушина с соавторами. Охранное кольцо вставлено в теплоизолирующий стакан *4*, который, в свою очередь, закреплен в исследуемой детали *5*. В центре медной цилиндрической вставки закреплен термопарный спай. Термопровода 6 отведены на тыльную сторону альфакалориметра через отверстие в центральной части изолирующего стакана.

Если медная вставка имеет температуру, отличную от температуры среды, то изменение ее температуры во времени соответствует экспоненциальному закону прогрева тел. Темп нагрева вставки

$$m = (\ln \vartheta_1 - \ln \vartheta_2)/\Delta\tau, \qquad (7.8)$$

где $\Delta\tau$ — время изменения избыточной температуры тела, определяемое экспериментально.

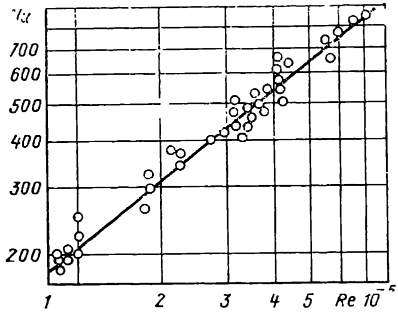
В опытах вставку *1* выводят из стационарного теплового режима впрыском в поток охлаждающей смеси (например, спиртово-воздушной). После охлаждения вставки в момент τ_1 подача охладителя резко прекращается и начинается регулярный режим ее прогрева, продолжающийся до момента τ_2 (рис. 7.4, *а*). На рис. 7.4, *б* дан график изменения натуральных логарифмов избыточных температур в зависимости от времени. График имеет вид прямой линии, тангенс угла наклона которой к оси времени (угла β) равен m.

Коэффициент теплоотдачи связан с темпом нагрева формулой

$$\alpha = mc_pG/(\Psi F), \qquad (7.9)$$

где c_p — удельная теплоемкость материала вставки; G — масса вставки; F — площадь поверхности нагрева вставки; Ψ — коэффициент неравномерности поля температур (определяют по таблицам или экспериментально, если число $\mathrm{Bi} \leqslant 0{,}1$, то $\Psi \approx 1$).

Метод регулярного теплового режима прост при обработке опытных данных, дает достаточную для практических целей точность и



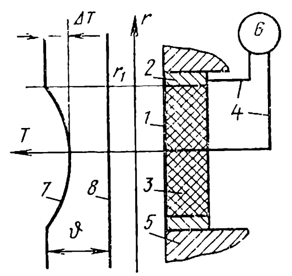


Рис. 7.5. Результаты апробации метода регулярного теплового режима в плоском прямоугольном канале:

О — экспериментальные точки, ——— — прямая, рассчитанная по уравнению подобия $Nu=0{,}018\ Re^{0,8}$

Рис. 7.6. Схема датчика с тонким диском для исследования теплоотдачи:

1 — тонкий диск; *2* — втулка; *3* — теплоизолирующий материал; *4* — термопровод; *5* — исследуемая деталь; *6* — вольтметр; *7* — график изменения температуры по радиусу диска; *8* — график изменения температуры окружающей среды

сравнительно нетрудоемок. Метод удобен при исследовании теплоотдачи на неподвижных и на вращающихся объектах:

паразитная ЭДС токосъемника практически не снижает точности метода, поскольку измеряют не сами температуры, а их разности. При установке альфакалориметра на вращающийся объект необходимо уделить внимание прочности его заделки в стенку. Метод дает осредненное по поверхности значение α (диаметр альфакалориметра составляет 3...5 мм), поэтому он пригоден для относительно крупных объектов исследования. Предельная относительная погрешность метода обычно не превышает 25%.

Апробацию метода проводили в плоском прямоугольном канале, в стенке которого были заделаны альфакалориметры. Получено вполне удовлетворительное совпадение экспериментальных точек с результатами расчета по известному уравнению подобия $Nu = 0{,}018\,Re^{0,8}$ (рис. 7.5).

Метод тонкого элемента основан на применении датчика теплового потока, основной деталью которого является тонкий диск или тонкостенный цилиндр. Определение теплоотдачи основано на решении задачи теплопроводности о распределении температуры по радиусу диска или высоте цилиндра. Температуру в центре и на радиусе диска или в середине высоты цилиндра и на его торцах измеряют в опытах. Схема датчика с диском показана на рис. 7.6. Тонкий диск *1*, изготовленный из термоэлектродного материала, прикреплен по периферии ко втулке *2* из металла с высоким коэффициентом теплопроводности. Диск может быть изготовлен из константана, а втулка — из меди. «Стакан», образуемый тонким диском и втулкой, заполнен теплоизолирующим материалом *3*. Разность температур центра тонкого диска и его периферии вызывает

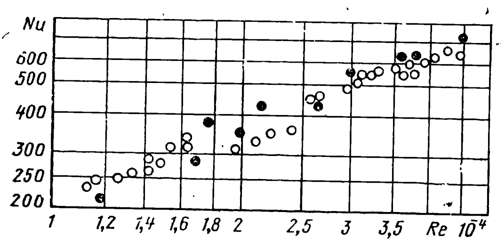


Рис. 7.7. Результаты апробации метода тонкого элемента и метода регулярного теплового режима:

○ — метод регулярного теплового режима; ● — метод тонкого элемента

соответствующее распределение температуры по радиусу диска (см. рис. 7.6). ЭДС, получаемая от образованной диском *1* и втулкой *2* дифференциальной термопары, отводится по термопроводам *4*.

Коэффициент теплоотдачи рассчитывают по формуле

$$\alpha = 8\delta\lambda/r_1^2\left[\sqrt{\theta_1/(\theta_1 - k\Delta T)} - 1\right], \qquad (7.10)$$

где r_1, δ, λ — радиус, толщина и теплопроводность тонкого диска; θ_1 — разность температур периферии диска и окружающей среды; ΔT — разность температур центра и периферии диска; $k=\Delta T_{\Delta r=0}/\Delta T_{\Delta r}$ — коэффициент, учитывающий смещение Δr центрального термоэлектрода от геометрического центра тонкого диска ($k=1$ при $\Delta r=0$).

Датчик укрепляют так, чтобы между исследуемой деталью *5* и втулкой *2* имелся надежный тепловой контакт, а лицевая сторона диска *1* была расположена заподлицо с элементом поверхности, на которой исследуют теплоотдачу.

Метод тонкого элемента прост и надежен в работе. Малая инерционность датчика позволяет быстро провести эксперимент. Точность определения коэффициента теплоотдачи может быть повышена последовательным соединением цепи термоэлектродных проводов. Однако необходимо отметить, что этот метод применим только для относительно крупных деталей.

Апробация метода осуществлена при исследовании теплоотдачи к корпусу турбины за рабочим колесом. Как видно из рис. 7.7, метод тонкого элемента и метод регулярного теплового режима дают близкие результаты.

Точность метода зависит от тщательности изготовления и установки датчика в исследуемый объект, несовпадения места присоединения центрального термоэлектрода с центром диска, а также от возможных утечек теплоты вдоль центрального термоэлектрода. Подробные сведения о погрешностях метода тонкого элемента приведены в работах В. И. Локая и Ю. И. Юнкерова. Выполненные расчеты показали, что метод тонкого элемента обеспечивает определение коэффициентов теплоотдачи с предельной относительной погрешностью 15%. Этот метод успешно использовали при исследовании закономерностей теплоотдачи на боковой поверхности вращающегося диска при струйном обдуве, на корпусе турбины и в каналах с крупным сечением и пульсирующим потоком.

В последнее время начинают находить все более широкое применение методы исследования теплоотдачи, основанные на аналогии процессов теплообмена и массообмена. При этом в качестве массообменной поверхности можно использовать, например, нафталин *.

Интенсивность уноса массы нафталина с исследуемой поверхности с приемлемой для инженерных расчетов точностью характеризует распределение коэффициентов теплоотдачи на ней.

При исследовании теплоотдачи во внутренних каналах турбинных лопаток представляет интерес метод определения коэффициентов теплоотдачи, основанный на зависимости скорости затвердевания расплавленного металла от температуры. При этом методе модель исследуемой турбинной лопатки погружают в расплавленный (легкоплавкий) металл, а по внутренним ее каналам пропускают воду. Толщина наросшего на внешней поверхности лопатки металла пропорциональна теплоотдаче в каналах.

Теплоотдача в нестационарных условиях. При экспериментальном исследовании коэффициентов теплоотдачи в нестационарных условиях непосредственное измерение тепловых потоков затруднительно. Поэтому их определяют косвенно на основе измерения температуры по времени в нескольких точках тела или температуры специальных датчиков, заделанных в исследуемую поверхность. Коэффициент теплоотдачи на поверхности далее рассчитывают, решая обратную задачу теплопроводности. В отличие от прямых, обратные задачи теплопроводности относятся к типу так называемых некорректно поставленных задач. Решение таких задач часто приводит к неустойчивости получаемых результатов.

На практике используют ряд методов экспериментального определения коэффициентов теплоотдачи в нестационарных условиях: экспоненциальный метод (определение теплового потока при малых значениях числа Био), метод последовательных интервалов, метод неопределенных коэффициентов, метод средней температуры, метод поверхностных точек и другие. Однако практическое их использование для исследования нестационарной теплоотдачи к деталям ГТД затруднительно вследствие ряда ограничений, присущих этим методам. Для исследования теплоотдачи в высокотемпературных ГТД предложены и реализованы на практике методы, учитывающие специфику работы деталей на нестационарных режимах.

Для определения нестационарных коэффициентов теплоотдачи со стороны газа по обводу профиля сопловой лопатки использовали метод, базирующийся на численном итерационном решении нелинейной обратной задачи теплопроводности в одномерной постановке с реализацией неявного конечно-разностного алгоритма на ЭВМ [13]. В основу алгоритма положен метод элементарных балансов А. П. Ваничева. Для реализации одномерного подхода на характерных участках тонкостенной лопатки выполняли пазы с небольшими перемычками так. чтобы выделенные участки лопатки имитировали вырезку из пластины. Для повышения точности проводили сглаживание опытных данных с помощью сплайн-аппроксимации экспериментальных температур гладкими функциями.

Экспериментальную проверку данного метода выполняли при исследовании обтекания вырезки из пластины потоком воды.

Методика определения нестационарных коэффициентов теплоотдачи позволяет учесть зависимость теплофизических свойств материала (λ и c), от температуры. Если при проведении опытов изменение λ и c невелико, то для исследования теплоотдачи можно использовать метод, разработанный А. Л. Кошкиным.

Для исследования нестационарной теплоотдачи на поверхности турбинных лопаток применяют решение обратной задачи теплопроводности методом подбора (проб) с использованием аналоговых устройств. Как указано, например, в ра-

* Гольдстейн Р. И. Некоторые измерения в теплообмене. — 6-я Международная конференция по теплообмену. Торонто, 1978, т. 6, с. 495—508.

боте [4], средневероятностная погрешность определения коэффициентов теплоотдачи равна примерно $\pm35\%$.

7.2. КОНТАКТНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Теплоотдача через контактирующие поверхности освещена во многих работах отечественных и зарубежных авторов. Вследствие шероховатости и волнистости реальных поверхностей контакт между ними имеет дискретный характер. Причем суммарная площадь контактных пятен составляет лишь незначительную часть (2...5%) всей поверхности контактирования деталей. Между контактирующими деталями всегда имеются зазоры, заполненные инородной (обычно газовой) средой с теплопроводностью существенно меньшей, чем у контактирующих тел. Последнее служит причиной стягивания линий теплового тока к месту контакта, а также искривления и сгущения изотерм в области контакта (рис. 7.8). Плотность теплового потока и температурные градиенты вблизи пятен контакта сильно возрастают. Между поверхностями, образующими зазор, возникает температурный перепад. При этом у более нагретой детали средняя температура поверхности, ограничивающей зазор, оказывается выше, а у менее нагретой детали — ниже, чем температура в месте фактического контакта.

В соответствии с изложенным в зоне соприкосновения (контакта) реальных поверхностей деталей возникает температурный перепад (скачок) $\Delta T_{конт}$ (рис. 7.9). Перепаду температур $\Delta T_{конт}$ соответствует термическая проводимость контакта

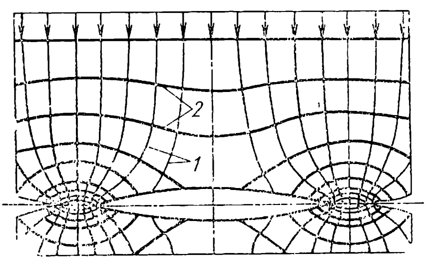
$$\alpha_{конт} = q_{конт}/\Delta T_{конт} \tag{7.11}$$

или термическое сопротивление контакта

$$R_{конт} = \Delta T_{конт}/q_{конт}, \tag{7.12}$$

где $q_{конт}$ — средняя плотность теплового потока на поверхности контакта.

В местах фактического контакта теплота передается теплопроводностью. В зазоре передача теплоты в общем случае может осуществляться теплопроводностью, конвекцией и излучением. Зазо-



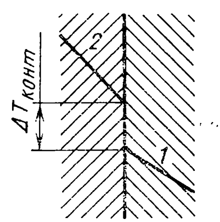


Рис. 7.8. Линии теплового тока *1* и изотермы *2* в зоне контакта

Рис. 7.9. Распределение температуры в зоне контакта двух деталей:
1, 2 — графики изменения температуры в двух условиях

ры между соприкасающимися поверхностями обычно невелики, поэтому влиянием тепловой конвекции пренебрегают. При умеренных температурах (до 1000 К) можно пренебречь и лучистым теплообменом. Тогда теплота от одной соприкасающейся поверхности к другой передается лишь теплопроводностью через места фактического контакта и зазор, заполненный газом. В соответствии с этим общую термическую проводимость (сопротивление) контакта обычно представляют как сумму проводимости среды $\alpha_с$ (сопротивления $R_с$) и проводимости мест фактического контакта $\alpha_м$ (сопротивления $R_м$), т. е.

$$\alpha_{конт}=\alpha_с+\alpha_м;\quad 1/R_{конт}=1/R_с+1/R_м. \qquad (7.13)$$

Закономерности контактного теплообмена экспериментально изучали в ряде работ. Полученные результаты качественно в основном согласуются между собой. Количественно характеристики контактного теплообмена в ряде случаев заметно различаются.

Установлено, что на термическую проводимость (сопротивление) контакта влияет ряд факторов: давление сжатия поверхностей, шероховатость контактирующих поверхностей, материал контактирующих деталей, температура в зоне контакта.

При увеличении давления сжатия термическое сопротивление контакта уменьшается. Такое же влияние оказывает улучшение обработки контактирующих поверхностей.

Физические свойства среды в межконтактных зазорах также оказывают влияние на термическое сопротивление контакта. Чем больше теплопроводность среды, заполняющей зазоры, тем меньше термическое сопротивление контакта. Отсюда, в частности, следует, что для уменьшения термического сопротивления контакта можно применять покрытия или прокладки из мягких и теплопроводных материалов.

Температура в зоне контакта также оказывает влияние на термическое сопротивление контакта. Характер изменения термического сопротивления контакта определяется зависимостью физических и механических характеристик материала контактирующих деталей и площади фактического контакта от температуры. В зависимости от этого повышение температуры в зоне контакта может вызвать как увеличение, так и снижение термического сопротивления контакта.

Наиболее распространенная модель тепловых расчетов контактного теплообмена базируется на предположении, что пятно фактического контакта имеет форму круга, а сами пятна равномерно распределены по поверхности соприкосновения. Полагают также, что средний размер пятен слабо зависит от нагрузки и примерно одинаков для различных материалов. На основе этой модели исходная расчетная формула для определения термической проводимости контакта имеет вид

$$\alpha_{конт}=\frac{\lambda_с}{\delta_э}+\frac{2\bar{\lambda}_м}{\pi r}\,\frac{\eta}{\Psi}, \qquad (7.14)$$

где $\lambda_с$ — теплопроводность среды в межконтактном зазоре; $\delta_э$ — эффективная толщина зазора; $\bar{\lambda}_м = 2\lambda_{м_1}\lambda_{м_2}/(\lambda_{м_1}+\lambda_{м_2})$ — приведенная теплопроводность металла; $\lambda_{м_1}$, $\lambda_{м_2}$ — теплопроводности контактирующих деталей; r — средний радиус пятна фактического контакта; η — относительная площадь фактического контакта; Ψ — коэффициент стягивания, учитывающий взаимное влияние проводимости пятен.

Ю. П. Шлыковым * получена обобщенная зависимость для определения термической проводимости контакта

$$\alpha_{конт} = \frac{\lambda_c}{\delta_э} + 8 \cdot 10^3 \bar{\lambda}_м \left[pk/(3\sigma)\, k\right]^{0,86}. \qquad (7.15)$$

Здесь $\delta_э = 2(h_{ср_1}+h_{ср_2})/y$; y — относительная ширина зазора; $h_{ср_1}$ и $h_{ср_2}$ — средняя высота выступов профиля контактируемых поверхностей; p — давление сжатия в зоне контакта; σ — предел прочности более пластичного материала; k — коэффициент, учитывающий шероховатость контактируемых поверхностей.
Значения σ, λ_c, $\lambda_{м_1}$ и $\lambda_{м_2}$ берут при температуре зоны контакта.

Зависимость (7.15) была получена в диапазоне изменения величины $pk/(3\sigma)$ от 10^{-4} до $5 \cdot 10^{-2}$. Исследования ряда авторов показали, что при $pk/(3\sigma) < 8 \cdot 10^{-3}$ она дает заниженные результаты. Поэтому при $pk/(3\sigma) = 10^{-4}...8 \cdot 10^{-3}$ следует пользоваться зависимостью, приведенной в работе В. А. Малькова, О. Н. Фаворского, В. Н. Леонтьева **.

Следует отметить, что указанные расчетные зависимости справедливы до температур в зоне контакта не более 0,3 от температуры плавления. При более высоких температурах изменяется поведение металла под нагрузкой вследствие ползучести, что приводит к увеличению разброса экспериментальных данных относительно обобщающих зависимостей. При более высоких температурах в зоне контакта (до 1000 К) можно использовать формулу, приведенную в работе [12], справедливую в диапазоне изменения p от 0,5 до 25 МПа.

Приведенные выше соотношения характеризуют закономерности контактного теплообмена плоских поверхностей. В. С. Миллером *** получено хорошее согласование опытных данных по термическому сопротивлению контакта цилиндрических и конических поверхностей с аналогичными результатами для плоских поверхностей. Это позволяет применять результаты исследований, проведенных на плоских поверхностях, для расчета контактного теплообмена между цилиндрическими и коническими поверхностями. При таких расчетах давление в зоне контакта нужно определять с учетом всех возникающих в контактирующих деталях напряжений: от неравномерного температурного поля, центробежных сил при вращении и

---

* Шлыков Ю. П. Расчет термического сопротивления контакта обработанных металлических поверхностей. — Теплоэнергетика, 1965, № 10, с. 79—82.

** Мальков В. А., Фаворский О. Н., Леонтьев В. Н. Контактный теплообмен в газотурбинных двигателях и энергоустановках. М.: Машиностроение, 1978. 144 с.

*** Миллер В. С. Контактный теплообмен в элементах высокотемпературных машин. Киев: Наукова думка, 1966. 163 с.

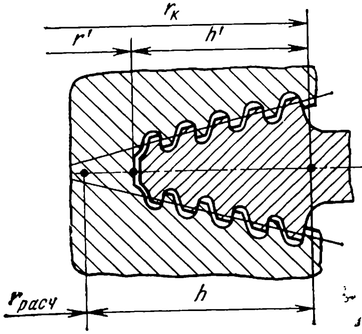


Рис. 7.10. Схема хвостового соединения елочного типа

от предварительного натяга (см. работу [12], в которой приведена методика расчета зависимости давления в зоне контакта от разности температур для двух цилиндрических тел).

Соединения элементов конструкции ГТД, для определения температурного состояния которых необходимо располагать сведениями о контактном теплообмене, весьма разнообразны: хвостовые соединения рабочих лопаток с дисками; соединения дисков с валом и между собой; узлы крепления сопловых лопаток турбины к корпусу; соединения деталей корпуса ГТД между собой; соединения в подшипниковых узлах, в устройствах для управления радиальным зазором над рабочими лопатками турбин и др.

К настоящему времени наиболее подробно исследовано термическое сопротивление хвостового соединения елочного типа. В приближенных расчетах термическое сопротивление хвостового соединения $R_{хв}$ [18] определяют по формуле

$$R_{хв} = nR'_{хв}, \tag{7.16}$$

где n — коэффициент, зависящий от геометрии хвостового соединения и материала лопатки и диска и определяемый опытным путем; $R'_{хв} = h/\lambda_{ср}$ — расчетное термическое сопротивление хвостового соединения; $\lambda_{ср} = (h+h')\lambda_л\lambda_д/(\lambda_л h' + \lambda_д h)$; $\lambda_л$ и $\lambda_д$ — теплопроводности лопатки и диска соответственно; $h' = r_к - r'$; $h = r_к - r_{расч}$ (рис. 7.10); $r_{расч} \approx r' - 0{,}2t$ — радиус диска, на котором изотермы выравниваются, т. е. становятся окружностями; t — шаг рабочих лопаток в корневом сечении; $r_к$ — радиус корневого сечения лопатки; r' — радиус впадины хвостового соединения.

В работе [22] сказано, что для исследованных хвостовых соединений коэффициент елочного типа n изменяется в диапазоне 1,29... 1,95. Там же указаны основные размеры исследованных хвостовых соединений. Полученные значения n справедливы для хвостовых соединений, геометрически подобных исследованным и выполненных из материалов с теми же значениями теплопроводности. Поэтому в уточненных расчетах для определения термического сопротивления хвостового соединения елочного типа следует использовать зависимости, приведенные в уже упомянутой работе В. А. Малькова, О. Н. Фаворского, В. Н. Леонтьева. В этой же работе рассмотрен контактный теплообмен при передаче теплоты от сопловых лопаток турбины к корпусу, от оболочки к силовому стержню рабочих лопаток и между элементами конструкции подшипникового узла, во фланцевых соединениях и др.

ПРИЛОЖЕНИЯ

В приложениях приведены программы для расчета на ЭВМ температурного состояния лопаток и дисков турбин. Программы написаны с использованием наиболее распространенного в настоящее время как для больших, так и малых ЭВМ алгоритмического языка ФОРТРАН IV.

Объем оперативной памяти ЭВМ, необходимый для работы программы, может быть сокращен уменьшением размерностей используемых массивов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

ПРОГРАММА РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ СОПЛОВЫХ ЛОПАТОК С ПРОДОЛЬНЫМ ТЕЧЕНИЕМ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ВОЗДУХА В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

Краткая характеристика программы

Реализуется метод расчета, изложенный в разд. 6.2. Число охлаждающих каналов произвольное. Число расчетных участков по высоте лопатки $1 \leqslant n \leqslant 30$.

Обозначения основных переменных

NK — число охлаждающих каналов. KPR — условное число — признак типа канала.

$N-n$; $D(I)-\delta_i$; $TG(I)-T^*_{\text{г}_i}$; $GB-G_{\text{охл}}$; $LAM(I)-\lambda_{\text{ст}_i}$;

$FB(I)-F_{\text{охл}_i}$; $CP-c_{p\,\text{охл}}$; $FG(I)-F_{\text{г}_i}$; $ALB(I)-\alpha_{\text{охл}_i}$;

$TB\varnothing-(T^*_{\text{охл}_0})'$ $ALG(I)-\alpha_{\text{г}_i}$; $TWG-T_{\text{ст.г}_i}$; $TWB-T_{\text{ст.охл}_i}$.

Текст программы

```
      REAL  D(6Ø),LAM(6Ø),ALG(6Ø),ALB(6Ø),FB(6Ø),FG(6Ø),TG(6Ø)
      READ 1,NK
    1 FORMAT (I2)
      DO 13 IK=1, NK
      READ 2,KPR,N
    2 FORMAT (2I2)
      READ 3,GB,CP,TBØ
    3 FORMAT (3PF1Ø.3,ØP2F1Ø.3)
      J=1
      K=N
      TB1=Ø.Ø
    4 READ 6,(D(I),LAM(I),FG(I),ALG(I),TG(I),FB(I),ALB(I),I=J,K)
    6 FORMAT (3PF1Ø.3,ØPF1Ø.3,6PF1Ø.3,ØP2F1Ø.3,6PF1Ø.3,ØPF1Ø.3)
      GO TO  (8,7),KPR
    7 IF  (K.GT.N)  GO  TO  8
      GB=GB/2.Ø
      J=31
      K=N+3Ø
      GO  TO  4
    8 RG=GB*CP
      PRINT 9,IK
    9 FORMAT (//,T13,'КАНАЛ',I2/T4,28('-')/T6,'I',T14,'TWG',T26,'TWB')
      DO 13 I=1,N
      K=I
   10 RK1=1-EXP(-ALB(K)*FB(K)/RG)
      BI=ALG(K)*D(K)/LAM(K)
      RK2=RG/(ALG(K)*FG(K))
      TWB=((1+BI)*(TG(K)+RK2*RK1*TBØ)-TG(K)*BI)/(1+(1+BI)*RK2*RK1)
      TWG=TG(K)-RK2*RK1*(TWB-TBØ)
      PRINT 11,I,TWG,TWB
   11 FORMAT (I6,2F12.1)
      GO TO (13,12),KPR
   12 IF (K.GE.31) GO TO 13
      K=K+3Ø
      TB1=TBØ+RK1*(TWB-TBØ)
      GO TO 1Ø
   13 TBØ=(TBØ+RK1*(TWB-TBØ)+TB1)/KPR
      STOP
      END
```

Инструкция по вводу исходных данных

Последовательность ввода	Вводимые величины	Формат ввода
1	Число каналов	(*I*2)
2	Условное число 2 для центрального канала или 1 для канала в областях входной и выходной кромок; число расчетных участков n	(2*I*2)
3	$G_{охл}$, г/с; $c_{p\,охл}$ Дж/(кг·К) $(T^*_{охл})_0''$, К	(3F10.3)
4	Для каждого i-го расчетного участка по порядку начиная с $i=1$ и кончая $i=n$; δ_i, мм; $\lambda_{ст i}$, Вт/(м·К); $F_{г_i}$, мм²; $\alpha_{г_i}$, Вт/(м²·К); $T^*_{г_i}$, К; $F_{охл_i}$, мм²; $\alpha_{охл\,i}$ Вт/(м²·К)	(7F10.3)
5	При расчете температур стенок центрального канала в соответствии с п. 4 вводятся данные для второй стенки	—
6	После счета и вывода на печать температур $T_{ст.г}$ и $T_{ст.охл}$ для всех расчетных участков в соответствии с пп. 2...5 вводятся данные для следующего канала	—

ПРИЛОЖЕНИЕ 2.

ПРОГРАММА РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ СОПЛОВЫХ ЛОПАТОК С ПОПЕРЕЧНЫМ ТЕЧЕНИЕМ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ВОЗДУХА В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

Краткая характеристика программы

Реализуется метод расчета, изложенный в разд. 6.3. Число расчетных участков по профилю лопатки $n \leqslant 30$.

Обозначения основных переменных

NC — количество участков на спинке, *NK* — количество участков на корыте.

YI (*I*) — y_i;	*FG* — $F_{г.вх}$;	*GBC* — $G_{охл.сп}$;
ALG (*I*) — $\alpha_{г_i}$	*H* — h;	*GBK* — $G_{охл.кор}$;
ALB (*I*) — $\alpha_{охл_i}$;	*TG* — $T^*_г$;	*Y* — y;
D — $\delta_{вх}$;	*TB*∅ — $T^*_{охл.вх_i}$;	*T* — T_y.
R — $R_{вх}$;	*CP* — $c_{p\,охл}$;	

Текст программы

```
      REAL YI(3Ø),ALG(3Ø),ALB(3Ø),TYØ(3Ø),M(3Ø)
      READ 1,NC,NK
    1 FORMAT (2I2)
      NYI=NC+NK+1
      READ 2,(YI(I),ALG(I),ALB(I),I=1,NYI)
    2 FORMAT (3PF1Ø.3,ØP2F1Ø.3)
      READ 3,H,D,R,FG
    3 FORMAT (3P3F1Ø.3,6PF1Ø.3)
      READ 4,TG,TBØ,CP,GBC,GBK
    4 FORMAT (3F1Ø.3,3P2F1Ø.3)
      G=GBC
      I=NC
      N=1
      RK3=ALB(NYI)*(1.Ø-D/R)/ALG(NYI)
      TBX=(TG+RK3*TBØ)/(1.Ø+RK3)
      DTBX=ALG(NYI)*FG*(TG-TBX)/(CP*(GBC+GBK))
      TBBX=TBØ+DTBX
    5 TB=TBBX
    6 YI(I)=ABS(YI(I))
      TYØ(I)=(ALG(I)*TG+ALB(I)*TB)/(ALG(I)+ALB(I))
      M(I)=ALG(I)*ALB(I)*H/(G*CP*(ALG(I)+ALB(I)))
      IF (I.EQ.1.OR.I.EQ.(NC+1)) GO TO 7
      Y1=ABS(YI(I-1))-YI(I)
      TB=TB+(ALG(I)+ALB(I))*(TG-TYØ(I))*(1-EXP(-M(I)*Y1))/ALB(I)
    7 I=I-1
      IF (I.GT.N) GO TO 6
      G=GBC+GBK
      IF (I.EQ.N) GO TO 6
      IF (N.GT.1) GO TO 8
      G=GBK
      I=NYI-1
      N=NC+1
      GO TO 5
    8 TYØ(N)=(TYØ(1)+TYØ(N))/2.Ø
      TYØ(1)=TYØ(N)
      M(N)=M(1)
      PRINT 9
    9 FORMAT (T5,'КООРДИНАТА   ТЕМПЕРАТУРА')
   10 READ 11,Y
      I1=NC+1
   11 FORMAT (3PF1Ø.3)
      N=NYI-1
      IF (Y) 12,15,13
   12 I1=1
      N=NC
   13 DO 14 I=I1,N
      IF (ABS(Y).GE.YI(I)) GO TO 16
   14 CONTINUE
   15 T=TBX
      GO TO 17
   16 T=TG-(TG-TYØ(I))/EXP(M)*(ABS(Y)-YI(I)))
   17 PRINT 18,Y,T
   18 FORMAT (3PF13.1,ØPF13.1)
      GO TO 1Ø
      END
```

Последовательность ввода	Вводимые величины	Формат ввода
1	Число расчетных участков на спинке *; Число расчетных участков на корыте	(2*I*2)
2	2.1. Для каждого участка спинки по порядку (в направлении от выходной кромки лопатки ко входной) значения координаты начала участка y_{0i}, мм (со знаком минус); $\alpha_{г_i}$, Вт/(м²·К); $\alpha_{охл_i}$, Вт/(м²·К) **. 2.2. Для каждого участка корыта по порядку (в направлении от выходной кромки лопатки ко входной) значения координаты начала участка y_{0i}, мм (со знаком плюс); $\alpha_{г_i}$, Вт/(м²·К); $\alpha_{охл_i}$, Вт/(м²·К). 2.3. Для участка входной кромки значение координаты y_0 (равное нулю); $\alpha_{г\text{-}вх}$, Вт/(м²·К); $\alpha_{охл.вх}$ Вт/(м²·К)	(3F10.3)
3	h, мм; $\delta_{вх}$, мм; $R_{вх}$, мм; $F_{г.вх}$, мм²	(4*F*10.3)
4	$T_г^*$, К; $T^*_{охл.вх}$; $c_{p\ охл}$, Дж/(кг·К); $G_{охл.сп}$, г/с; $G_{охл.кор}$, г/с	(5*F*10.3)
5	Произвольное число значений координат y, мм (со знаком минус на спинке и плюс на корыте) точек профиля, где требуется рассчитать температуру	(*F*10.3)

* В области выходной кромки на спинке и на корыте выделяют только по одному расчетному участку, которые должны входить в общее число участков;

** Здесь и дальше по тексту под координатой точки подразумевается длина части профиля, расположенной между входной кромкой и данной точкой.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3.

ПРОГРАММА РАСЧЕТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ВЫСОТЕ СПЛОШНЫХ РАБОЧИХ ЛОПАТОК В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

Краткая характеристика программы

Реализуется метод расчета, изложенный в разд. 6.4. Число расчетных участков по высоте лопатки $1 \leqslant n \leqslant 30$. Используется подпрограмма решения системы линейных алгебраических уравнений (SIMQ) из Пакета научных подпрограмм на языке ФОРТРАН IV.

Обозначения основных переменных

$N - n$;	$ALG(I) - \alpha_{г_i}$;
$TK - T_0$;	$TG(I) - T^*_{г_i}$;
$TN - T_n$;	$LAM(I) - \lambda_i$;
$XI(I) - x_i$;	$X - x$;
$UI(I) - \Pi_{г_i}$;	$T - T$.
$FI(I) - f_i$;	

Текст программы

```
      REAL A(36ØØ),RM(36ØØ)
      REAL B(6Ø),XI(3Ø),UI(3Ø),ALG(3O),TG(3Ø),LAM(3Ø)
      REAL FI(3Ø),K(3Ø),LFK(3Ø)
      DATA B/6Ø*Ø.Ø/,A/36ØØ*Ø.Ø/
      READ 1,N
    1 FORMAT (I2)
      N2=2*N
      N1=N2**2
      READ 2,TK,TN
    2 FORMAT (2F1Ø.3)
      READ 3,(XI(I),UI(I),FI(I),ALG(I),TG(I),LAM(I),I=1,N)
    3 FORMAT (3P2F1Ø.3,6PF1Ø.3,ØP3F1Ø.3)
      DO 4 I=1,N
      K(I)=XI(N)*SQRT(ALG(I)*UI(I)/(LAM(I)*FI(I)))
    4 LFK(I)=LAM(I)*FI(I)*K(I)
      DO 5 I=1,NI
    5 A(I)=Ø.Ø
      A(1)=1.Ø
      A(2)=1.Ø
      B(1)=TG(1)-TK
      IF (N.EQ.1) GO TO 7
      NA=N2+1
      NB=2
      IK=N-1
      DO 6 I=1, IK
      X1=K(I+1)*XI(I)/XI(N)
      X=K(I)*XI(I)/XI(N)
      A(NA)=-EXP(X)
      A(NA+1)=-EXP(-X)
      A(NA+2)=EXP(X1)
      A(NA+3)=EXP(-X1)
      B(NB)=TG(I+1)-TG(I)
      NB=NB+2
      NA=NA+N2
      A(NA)=-LFK(I)*EXP(X)
      A(NA+1)=LFK(I)*EXP(-X)
      A(NA+2)=LFK(I+1)*EXP(X1)
      A(NA+3)=-LFK(I+1)*EXP(-X1)
    6 NA=NA+N2+2
    7 A(N1-1)=EXP(K(N))
      A(N1)=EXP(-K(N))
      B(N2)=TG(N)-TN
      CALL SISTEM(A,B,N2,RM)
    8 READ  9,X
    9 FORMAT (3PF1Ø.3)
      DO 1Ø NA=1,N
      I=NA
      IF (X.LE.XI(I)) GO TO 11
   10 CONTINUE
      X=XI(N)
   11 NB=2*I
      X1=K(I)*X/XI(N)
      T=TG(I)-B(NB-1)*EXP(X1)-B(NB)*EXP(-X1)
      PRINT 12,X,T
   12 FORMAT (3PF12.1,ØPF15.1)
      GO TO 8
      END
```

Инструкция по вводу исходных данных

Последовательность ввода	Вводимые величины	Формат ввода
1	Число расчетных участков по высоте лопатки	$(I2)$
2	T_0, К; T_n, К	$(2F10.3)$
3	Для каждого i-го расчетного участка по порядку начиная с $i=1$ и кончая $i=n$: x_i, мм; $П_{г_i}$, мм; f_i, мм^2; $\alpha_{г_i}$, Вт/(м$^2\cdot$К); $T^*_{г_i}$, К; λ_i, Вт/(м$\cdot$К)	$(6F10.3)$
4	Произвольное число значений координат x, мм точек по высоте лопатки, в которых требуется рассчитать температуру	$(F10.3)$

ПРИЛОЖЕНИЕ 4.

ПРОГРАММА РАСЧЕТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО РАДИУСУ ОХЛАЖДАЕМОГО ДИСКА ТУРБИНЫ В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

Краткая характеристика программы

Реализуется метод расчета, изложенный в разд. 6.7. Число расчетных участков по радиусу диска $1 \leqslant n \leqslant 30$. Используются подпрограммы вычисления значений функций Бесселя $I(x)$ (BESI), $K(x)$ (BESK) и решения системы линейных алгебраических уравнений (SIMQ) из Пакета научных подпрограмм на языке ФОРТРАН IV.

Обозначения основных переменных

N — n;	$RI(I)$ — r_i;	$TBP(I)$ — $T^*_{охл.п_i}$;
$TØ$ — $T_{внутр}$;	$YI(I)$ — y_i;	$TEQ(I)$ — $T_{э_i}$;
$QØ$ — $Q_{внутр}$;	$LAM(I)$ — λ_i;	R — r;
TN — $T_{об}$;	$ALL(I)$ — $\alpha_{охл.л_i}$;	T — T.
QN — $Q_{об}$;	$TBL(I)$ — $T_{охл.л_i}$;	
$RØ$ — r_0;	$ALP(I)$ — $\alpha_{охл.п_i}$;	

Текст программы

```
      REAL A(36ØØ),RM(36ØØ)
      REAL B(6Ø),RI(3Ø),YI(3Ø),LAM(3Ø),ALL(3Ø),TBL(3Ø)
      REAL ALP(3Ø),TBP(3Ø),TEQ(3Ø),M(3Ø),LYM(3Ø)
      DATA B/6Ø*Ø.Ø/
      READ 1,N
    1 FORMAT (I2)
      N2=2*N
      N1=N2**2
      READ 2,TØ,QØ,TN,QN,RØ
    2 FORMAT (4F1Ø.3,3PF1Ø.3)
      DO 4 I=1,N
      READ 3,RI(I),YI(I),LAM(I),ALL(I),TBL(I),ALP(I),TBP(I)
    3 FORMAT (3P2F1Ø.3,ØP5F1Ø.3)
      TEQ(I)=(ALL(I)*TBL(I)+ALP(I)*TBP(I))/(ALL(I)+ALP(I))
      M(I)=SQRT((ALL(I)+ALP(I))/(LAM(I)*YI(I)))
    4 LYM(I)=LAM(I)*YI(I)*M(I)
      DO 5 I=1,N1
    5 A(I)=Ø.Ø
      X1=M(1)*RØ
      CALL ANØ(X1,TØ,QØ,A(1),A(2),B(1),TEQ(1),LYM(1),RØ)
      NB=2
      IF (N.EQ.1) GO TO 7
      NA=N2+1
      IK=N-1
      DO 6 I=1,IK
      X1=M(I)*RI(I)
      X2=M(I+1)*RI(I)
      CALL AT(A(NA),A(NA+1),A(NA+2),A(NA+3),X1,X2)
      B(NB)=TEQ(I+1)-TEQ(I)
      NB=NB+2
      NA=NA+N2
      CALL AQ(A(NA),A(NA+1),A(NA+2),A(NA+3),X1,X2,LYM(I),LYM(I+1))
    6 NA=NA+N2+2
    7 X1=M(N)*RI(N)
      CALL ANØ(X1,TN,QN,A(N1-1),A(N1),B(N2),TEQ(N),LYM(N),RI(N))
      CALL SISTEM(A,B,N2,RM)
    8 READ 9,R
    9 FORMAT (3PF1Ø.3)
      DO 1Ø NA=1,N
      I=NA
      IF (R.LE.RI(I)) GO TO 11
   1Ø CONTINUE
      R=RI(I)
   11 X1=M(I)*R
      NB=2*I
      CALL BESI(X1,Ø,AI,IER)
      CALL BESK(X1,Ø,AK,IER)
      T=TEQ(I)+B(NB-1)*AI+B(NB)*AK
      PRINT 12,R,T
   12 FORMAT (3PF1Ø.1,ØPF14.1)
      GO TO 8
      END

      SUBROUTINE AT(A1,A2,A3,A4,X1,X2)
      CALL BESI(X1,Ø,A1,IER)
      IF (X1.GT.Ø) CALL BESK(X1,Ø,A2,IER)
      IF (X2) 14,13,13
```

```
13 CALL BESI(X2,Ø,A3,IER)
   A3=-A3
   IF (X2.GT.Ø) CALL BESK(X2,Ø,A4,IER)
   A4=-A4
14 RETURN
   END

   SUBROUTINE AQ(A1,A2,A3,A4,X1,X2,LYM,LYM1)
   REAL LYM,LYM1
   CALL BESI(X1,1,A1,IER)
   A1=A1*LYM
   IF (X1.GT.Ø.Ø) CALL BESK(X1,1,A2,IER)
   A2=-A2*LYM
   IF (X2) 16,15,15
15 CALL BESI(X2,1,A3,IER)
   A3=-A3*LYM1
   IF (X2.GT.Ø.Ø) CALL BESK(X2,1,A4,IER)
   A4=A4*LYM1
16 RETURN
   END

   SUBROUTINE ANØ(X1,T,Q,A1,A2,BNB,TEQ,LYM,R)
   REAL LYM,LYM1
   IF (T.LE.Ø.Ø1) GO TO 17
   BNB=T-TEQ
   CALL AT(A1,A2,1.Ø,1.Ø,X1,-1.Ø)
   GO TO 18
17 CALL AQ(A1,A2,1.Ø,1.Ø,X1,-1.Ø,LYM,Ø)
   BNB=Q/(6.2832*R)
18 RETURN
   END

   SUBROUTINE SISTEM(RM,B,N2,A)
   REAL A(N2,N2),B(N2),RM(N2,N2)
   CALL MTRA(RM,A,N2,N2,Ø)
   CALL SIMQ(A,B,N2,KS)
   IF (KS.NE.1) GO TO 2Ø
   PRINT 19
19 FORMAT (T5,'НЕТ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ')
   STOP 1
2Ø PRINT 21
21 FORMAT (T5,'РАДИУС   ТЕМПЕРАТУРА')
   RETURN
   END
```

Инструкция по вводу исходных данных

Последовательность ввода	Вводимые величины	Формат ввода
1	Число расчетных участков по радиусу диска n	($I2$)
2	$T_{внутр}$, К; $Q_{внутр}$, Вт; T_n, К; Q_n, Вт; r_0, мм (если заданы в качестве граничных условий $T_{внутр}$ или T_n, значения $Q_{внутр}$ или Q_n принимаются равными нулю; если заданы $Q_{внутр}$ или Q_n, принимаются равными нулю значения $T_{внутр}$ или T_n)	($5F10.3$)
3	Для каждого i-го расчетного участка по порядку начиная с $i=1$ и кончая $i=n$: r_i, мм; y_i, мм; λ_i, Вт/(м·К); $\alpha_{охл.\,л\,i}$, Вт/(м^2·К); $T^*_{охл.\,л}$, К; $\alpha_{охл.\,п\,i}$, Вт/(м^2·К); $T_{охл.\,п\,i}$, К	($7F10.3$)
4	Произвольное число значений координат r, мм точек, расположенных по радиусу, в которых требуется рассчитать температуру	($F10.3$)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дыбан Е. П., Мазур А. И.** Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982. 387 с.

2. **Зысина-Моложен Л. М., Зысин Л. В., Поляк М. П.** Теплообмен в турбомашинах. Л.: Машиностроение. Ленинград. отд-ние, 1974. 336 с.

3. **Иващенко М. М., Фельдштейн Я. М.** Исследование средней теплоотдачи в лопаточном аппарате турбин в натурных условиях. — Энергомашиностроение, 1978, № 12, с. 28—30.

4. **Исследование** теплообмена на поверхности рабочих лопаток ТВД ГТК-16 с использованием решений обратных задач теплопроводности/В. Д. Билека, М. М. Иващенко, В. Н. Клименко и др. — Теплоэнергетика, 1980, № 4, с. 31—35.

5. **Исследование** теплоотдачи в турбинных лопатках при переменных режимах работы установки/Л. М. Зысина-Моложен, М. М. Иващенко, М. П. Дергач и др. — Теплоэнергетика, 1978, № 11, с. 52—56.

6. **Кадышев В. Г.** Расчет нестационарных температурных полей в охлаждаемых лопатках дефлекторной конструкции. — В кн. Высокотемпературные охлаждаемые газовые турбины двигателей летательных аппаратов. Казань: Казанский авиационный институт, 1980, с. 42—47.

7. **Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А.** Интенсификация теплоотдачи в каналах. М.: Машиностроение, 1981. 208 с.

8. **Копелев С. З., Гуров С. В.** Тепловое состояние элементов конструкции авиационных двигателей. М.: Машиностроение, 1978. 208 с.

9. **Локай В. И., Максутова М. К., Стрункин В. А.** Газовые турбины двигателей летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1979. 447 с.

10. **Манушин Э. А., Барышникова Э. С.** Турбостроение. Итоги науки и техники. Т. 2. Системы охлаждения турбин высокотемпературных двигателей. М.: ВИНИТИ, 1980. 280 с.

11. **Нарежный Э. Г., Милявский В. А., Сударев Б. В.** Теплоотдача при пленочном охлаждении торцовой стенки соплового канала. — В кн.: Труды ЛКИ. Физико-технические проблемы судовой энергетики. Л.: Ленинградский ордена Ленина кораблестроительный институт, 1979, с. 59—63.

12. **Основы** теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике/В. С. Авдуевский, Б. М. Галицейский, Г. А. Глебов и др. М.: Машиностроение, 1975. 621 с.

13. **Пантелев А. А., Слесарев В. А., Трушин В. А.** Исследование влияния температурной нестационарности на теплоотдачу на лопатках турбины. — Теплоэнергетика, 1981, № 10, с. 58—61.

14. **Почуев В. П., Щербаков В. Ф.** Исследование локального теплообмена на поверхности решеток турбинных лопаток. — Теплоэнергетика, 1978, № 10, с. 37—41.

15. **Почуев В. П., Щербаков В. Ф.** Экспериментальное исследование теплообмена на поверхности рабочих лопаток турбины. — Изв. вузов. Авиационная техника, 1981, № 1, с. 37—41.

16. **Расчет** теплоотдачи в охлаждаемых лопатках высокотемпературных газовых турбин. РТМ 108.020.02—75. Л.: ЦКТИ им. И. И. Ползунова, 1975. 38 с.

17. **Репухов В. М.** Теория тепловой защиты стенки вдувом газа. — Киев: Наукова думка, 1980. 296 с.

18. **Руководящие** указания. Расчетные и экспериментальные методы определения теплового состояния основных узлов газовых турбин с воздушным охлаждением. Т. II, Методы теплового расчета систем воздушного охлаждения газовых турбин. Вып. 29. Л.: ЦКТИ им. И. И. Ползунова, ИТТФ АН УССР, 1972. 224 с.

19. **Стрункин В. А.** Расчет температурного поля пластин. — Изв. вузов. Авиационная техника, 1976, № 3, с. 101—104.

20. **Цаплин М. И.** Теплоотдача и трение вращающегося диска при неподвижной ограничивающей стенке и расходном течении. — Энергомашиностроение, 1975, № 10, с. 16—18.

21. **Чжен П.** Отрывные течения. Т. 3. М.: Мир, 1973. 333 с.

22. **Швец И. Т., Дыбан Е. П.** Воздушное охлаждение деталей газовых турбин. Киев: Наукова думка, 1974. 488 с.

23. **Щукин В. К.** Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980. 240 с.

24. **Щукин В. К., Халатов А. А.** Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.

25. **Юнкеров Ю. И.** Результаты исследования теплоотдачи диска, вращающегося в кожухе, при обдуве воздушными струями, направленными под произвольным углом. — В кн.: Высокотемпературные охлаждаемые газовые турбины двигателей летательных аппаратов. Казань: 1980, с. 24—29.

ОГЛАВЛЕНИЕ

«МАШИНОСТРОЕНИЕ»