

В. Х. АБИАНЦ

**ТЕОРИЯ**  
ГАЗОВЫХ ТУРБИН  
РЕАКТИВНЫХ  
ДВИГАТЕЛЕЙ

МАШИНОСТРОЕНИЕ  
1965

В. Х. АБИАНЦ

# ТЕОРИЯ ГАЗОВЫХ ТУРБИН РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ,  
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
Москва 1965



В книге изложены основные положения теории газовых турбин реактивных двигателей и необходимые данные для выбора параметров и газодинамического расчета этих турбин. Главные разделы книги посвящены преобразованию энергии в ступени турбины, описанию и анализу потерь в проточной части турбин, а также методикам газодинамического расчета турбин и построения их характеристик.

Книга может быть использована конструкторами и исследователями в области газовых турбин двигателей летательных аппаратов различного типа, а также студентами авиационных вузов.

---

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В книге изложены основные вопросы теории газовых турбин двигателей летательных аппаратов.

По сравнению с первым изданием («Теория авиационных газовых турбин», Оборонгиз, 1953) данная книга коренным образом переработана:

— Изъяты разделы, характеризующие термодинамический цикл газотурбинного двигателя, не имеющие прямого отношения к теории турбин.

— Освещены вопросы, связанные с применением газовых турбин двигателей, предназначенных не только для самолетов, но и для других летательных аппаратов.

— Рассмотрен значительно больший круг проблем, относящихся к теории турбин, при этом материал излагается в соответствии с современным состоянием науки.

В главах IV, V, VII, VIII, IX и X приводятся данные, позволяющие выбрать параметры турбины, произвести ее газодинамический расчет и профилирование, а также построить характеристику турбины.

Конструкции газовых турбин, а также вопросы их прочности и охлаждения в книге не рассматриваются, за исключением гл. V, в которой имеется параграф, посвященный прочности лопаток, поскольку выбор параметров турбины невозможен без ориентировочной оценки их прочности.

Данные по турбинам ТНА ЖРД и энергоузлов для космических аппаратов заимствованы из зарубежных источников.

Глава X «Радиальные турбины» написана канд. техн. наук В. Т. Митрохиным.

Автор приносит благодарность доктору техн. наук М. М. Масленникову, доктору техн. наук Г. П. Свищеву, канд. техн. наук Ю. Н. Васильеву, канд. техн. наук В. И. Дышлевскому и канд. техн. наук С. М. Шляхтенко, просмотревшим рукопись и давшим ряд ценных советов.

Многочисленные расчеты и графики выполнены К. А. Савенковой, которой автор выражает свою благодарность.



## ВВЕДЕНИЕ

Последние десятилетия характеризуются бурным развитием газотурбинной техники.

Наибольшее применение газовые турбины получили в авиации.

Наряду с этим газотурбинные двигатели стали проникать в народное хозяйство — на станции магистральных газопроводов, электрические станции, металлургические заводы и в другие отрасли промышленности. Резкое увеличение добычи чистого, дешевого, высококалорийного природного газа существенно способствует этому процессу.

Широкое развитие ракетной техники обусловило необходимость усовершенствования турбин турбонасосных агрегатов жидкостных ракетных двигателей и создания турбин для энергоузлов космических аппаратов.

История развития газовых турбин уходит в далекое прошлое. Однако лишь в 1791 г. англичанином Джоном Барбером был разработан проект газотурбинного двигателя, который, возможно, мог бы быть использован в промышленности.

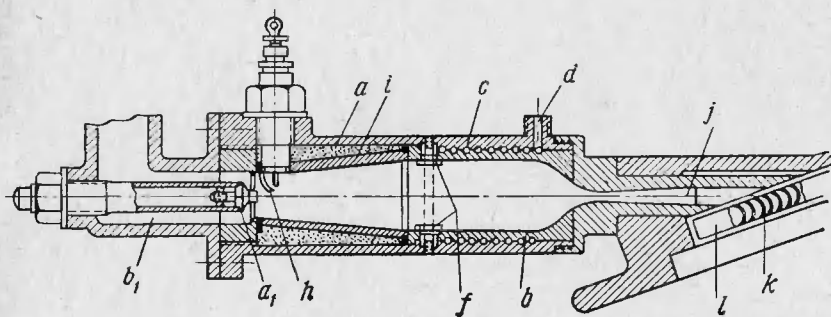
По этому проекту в качестве топлива предполагалось использовать горючий газ — продукты перегонки угля. Полученный генераторный газ и воздух сжимались в поршневых компрессорах (которые приводились турбиной при помощи цепей и шестерен) и поступали в камеру сгорания. Продукты сгорания, охлажденные путем впрыскивания воды, направлялись на лопатки турбины. По-видимому, эта машина не была построена.

Значительно более современный вид имела газотурбинная установка Штольце, сконструированная им в 1872 г. Эта установка состояла из многоступенчатого осевого компрессора, многоступенчатой реактивной газовой турбины, топki, где происходила газификация твердого топлива, и теплообменника для использования тепла отходящих из турбины газов. Испытания этой установки были проведены лишь в начале XX века и не дали положительного результата.

В 1897 г. русский инженер П. Д. Кузьминский построил и затем впервые в мире испытал газотурбинную установку; она включала в

себя радиальную многоступенчатую парогазовую турбину. Закончить эти испытания он не успел из-за смерти (1900 г.).

В 1903—1906 гг. в Париже было построено несколько опытных газотурбинных двигателей по проекту французских инженеров Армэнго и Лемаля. Двигатель состоял из многоступенчатого центробежного компрессора, камеры сгорания, работавшей на керосине, с последующим охлаждением продуктов сгорания до  $550^{\circ}\text{C}$  путем впрыскивания воды и двухвенечной парогазовой турбины, имевшей водяное охлаждение лопаток и диска. Схема камеры сгорания и газовой турбины такого двигателя приведена на фиг. 1.



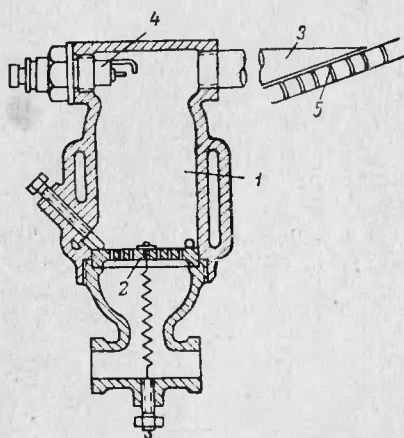
Фиг. 1. Схема камеры сгорания и газовой турбины по патенту Лемаля.

*a* — камера сгорания; *a*<sub>1</sub> — форсунка; *b* — цилиндрическая часть камеры; *b*<sub>1</sub> — подвод воздуха; *c* — каналы для воды; *d* — подвод охлаждающей воды; *f* — распылители; *h* — свеча; *i* — жаростойкая обечайка; *j* — сопло; *k* — лопатки; *l* — турбинное колесо.

Несмотря на то, что турбина этого двигателя развивала мощность 300 квт, полезная мощность на валу была близка к нулю, а к. п. д. установки не превышал 3% (главным образом из-за низких к. п. д. компрессора и турбины и низкой температуры газа).

Все эти турбины работали с постоянным давлением сгорания.

В 1908 г. русский инженер В. В. Караводин впервые предложил и построил пульсирующую газовую турбину, схема которой приведена на фиг. 2. Камера сгорания 1 имеет всасывающий клапан 2. Двигатель бескомпрессорный; инерция газового столба, быстро вытекающего из длинной выхлопной трубы 3, вызывает разрежение в камере сгорания; под воздействием инерции газового столба открывается клапан и камера заполняется свежей бензо-воздушной смесью, после чего клапан закрывается. Затем смесь загорается при помощи свечи 4, происходит сгорание (при котором давление в камере повышается до 1,3 бар) и истечение газа на лопатки турбины 5. Отсутствие предварительного сжатия воздуха и малое его поджатие в процессе сгорания обусловили получение очень низкого к. п. д. двигателя, равного 2,4% при мощности всего в 1,2 квт.



Фиг. 2. Схема пульсирующей газовой турбины В. В. Караводина.

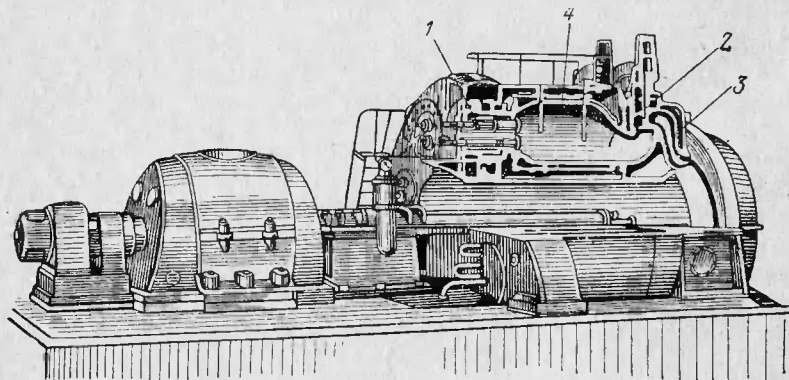
1 — камера сгорания; 2 — всасывающий клапан; 3 — выхлопная труба; 4 — свеча; 5 — лопатки турбины.

Турбина имела диаметр 150 мм и обслуживалась четырьмя попеременно работающими камерами сгорания (одна из которых представлена на фиг. 2).

В 1903 г. начался длительный период работы проф. Хольцварта над турбинами с постоянным объемом сгорания. Было построено пять таких турбин, одна из которых мощностью 5000 кет (фиг. 3) построена в 1920 г. Сгорание в камере 4 происходит при закрытых клапанах — всасывающих 1 и выхлопном 2. После сгорания выхлопной клапан открывается и происходит истечение продуктов сгорания через сопло 3 на лопатки газовой турбины.

Турбины с постоянным объемом сгорания конструктивно были значительно более сложны,

чем турбины с постоянным давлением сгорания, но они имели к. п. д. порядка  $17 \div 18\%$ . Это дало основание немецким ученым проф. Шюль, проф. Хольцварту и другим считать, что развитие газовых турбин будет происходить в направлении создания турбин с



Фиг. 3. Общий вид турбины Хольцварта.

1 — всасывающие клапаны; 2 — выхлопной клапан; 3 — сопло; 4 — камера сгорания.

постоянным объемом сгорания. И лишь советские ученые, в частности Г. И. Зотиков, обосновали целесообразность и перспектив-



ность применения турбин с постоянным давлением сгорания. Последующее развитие газовых турбин, в частности авиационных, полностью подтвердило правильность точки зрения советских ученых — все газовые турбины в настоящее время работают по циклу с постоянным давлением сгорания.

Советские ученые акад. Б. С. Стечкин, проф. В. М. Маковский, проф. В. В. Уваров, доктор техн. наук Г. И. Зотиков и другие внесли большой вклад в теорию и практику газовых турбин.

В 1925 г. проф. В. М. Маковский опубликовал монографию «Опыт исследования турбин внутреннего сгорания с постоянным давлением» и обосновал целесообразность создания турбин, рабочим телом для которых являются продукты подземной газификации углей.

Им была спроектирована и в 1939 г. построена газовая турбина с водяным охлаждением лопаток и диска, предназначенная для работы на продуктах подземной газификации углей на одной из шахт Донбасса. Вспыхнувшая война не позволила завершить эту работу.

Крупным ученым в области газовых турбин является Г. И. Зотиков, опубликовавший ряд исследований, в частности, монографию «Проблема турбины внутреннего сгорания» (1933 г.).

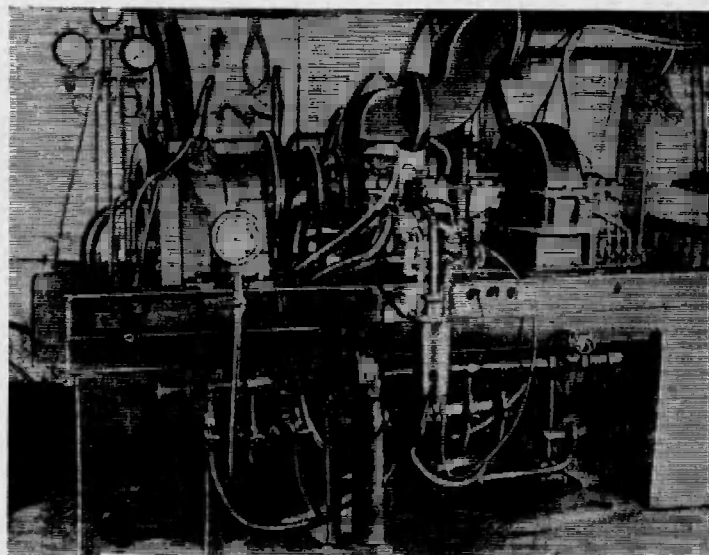
Кроме обоснования целесообразности создания турбин с постоянным давлением сгорания, Г. И. Зотиков впервые разработал ряд идей в теории газовых турбин. Так, он предложил цикл газовых турбин со ступенчатым сгоранием, при котором между ступенями турбины устанавливаются промежуточные камеры для дополнительного подвода тепла и увеличения мощности турбины.

Г. И. Зотиков также первый предложил осуществить рабочий процесс в газовой турбине с перерасширением; в этом случае за турбиной должен применяться диффузор. Такое ведение процесса, во-первых, способствует увеличению мощности газовой турбины, что, в частности, важно для газотурбинного двигателя, приводящего ротор вертолета, поскольку в этом случае скорость газа на выходе из турбины не может быть полезно использована в виде реактивной тяги и, во-вторых, позволяет несколько уменьшить высоту лопаток (в частности, последней ступени).

Известным ученым в области газовых турбин, в том числе и авиационных, является проф. В. В. Уваров, опубликовавший ряд ценных и оригинальных работ по теории газовых турбин. Его монография «Газовые турбины» (1935 г.) содержит ряд оригинальных теоретических исследований автора и являлась в свое время самой крупной работой по газовым турбинам.

Спустя 10 лет В. В. Уваров опубликовал выдающуюся работу, в которой, опираясь на гениальные труды великого русского ученого Н. Е. Жуковского по вихревой теории гребных винтов, разработал методику пространственного профилирования лопаток паро-

вых и газовых турбин, нашедшую широкое практическое применение. В. В. Уваров показал большое прогрессивное значение увеличения температуры газа перед турбиной и много сделал в области

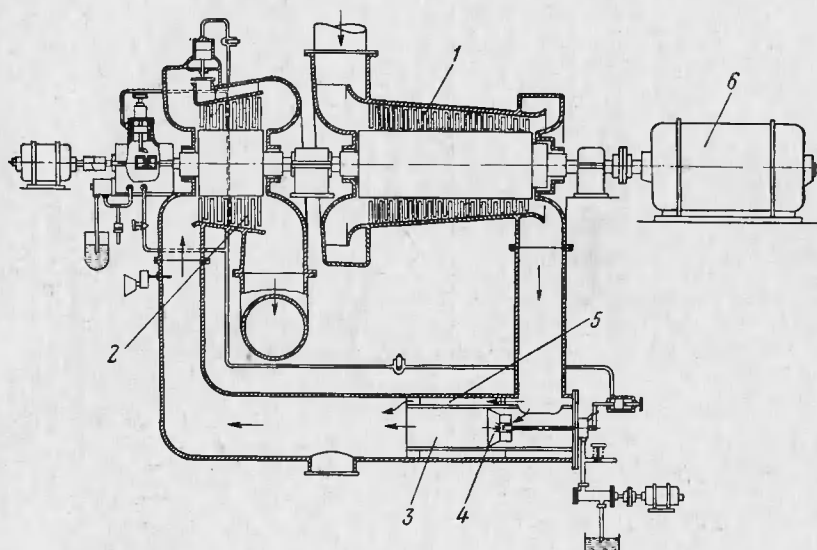


Фиг. 4. Общий вид экспериментальной установки В. В. Уварова.

исследования вопросов, связанных с применением высокотемпературных турбин. В 1936 г. им был создан экспериментальный газотурбинный двигатель, состоящий из центробежного компрессора оригинальной конструкции, камеры сгорания и одноступенчатой охлаждаемой газовой турбины (фиг. 4).

В 1939 г. швейцарской фирмой Броун-Бовери была построена газотурбинная установка мощностью свыше 4000 кВт, предназначенная для выработки электроэнергии. Эта установка была испытана известным словацким ученым проф. А. Стодола. Установка состояла из многоступенчатого осевого компрессора 1, пятиступенчатой реактивной турбины 2 и камеры сгорания 3 (фиг. 5). Воздух, подаваемый компрессором, не весь используется для сгорания топлива: часть воздуха, необходимая для полного сгорания топлива, поступает непосредственно к форсункам 4, а остальная часть проходит по кольцевому каналу 5 и, омывая стенки камеры, охлаждает их. На выходе из камеры оба потока смешиваются, и газовоздушная смесь с температурой 650° С, приемлемой для лопаток, поступает в газовую турбину. Полезная мощность турбины передается электрогенератору 6. К. п. д. установки был равен 18% при внутренних к. п. д. турбины 0,88 и компрессора 0,84.

В 40-х годах в Англии создается турбореактивный двигатель конструкции Ф. Уиттла. Двигатель этого типа (фиг. 6) имел вполне современный вид и состоял из центробежного компрессора 1, девя-



Фиг. 5. Схема газотурбинной установки фирмы Броун-Бовери.

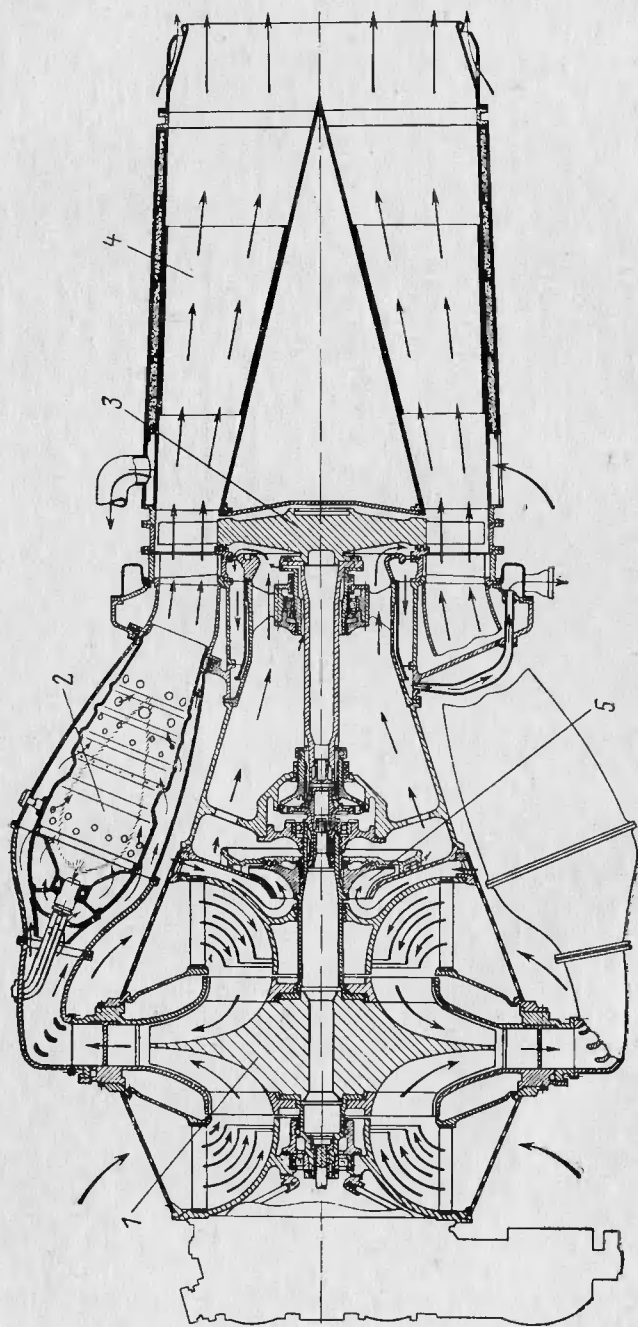
1 — осевой компрессор; 2 — реактивная турбина; 3 — камера сгорания; 4 — форсунка; 5 — кольцевой канал; 6 — электрогенератор.

ти камер сгорания 2, одноступенчатой турбины 3 и реактивного сопла 4. Центробежный вентилятор 5 служил для подачи воздуха, охлаждающего горячие детали двигателя. Авиационные двигатели с осевым компрессором разрабатывались в то время в Германии на заводах Юнкерса и BMW.

После окончания второй мировой войны начинается быстрое развитие авиационных газотурбинных двигателей в СССР и других странах. Опытно-конструкторскими бюро в Советском Союзе под руководством известных авиаконструкторов акад. В. Я. Климova, акад. А. А. Микулина, чл.-корр. АН СССР А. М. Люлька, чл.-корр. АН СССР С. К. Туманского, действительного члена АН УССР А. Г. Ивченко, проф. Н. Д. Кузнецова и других, а также известными зарубежными авиационными фирмами созданы мощные и экономичные современные газотурбинные двигатели.

Развивается теория газовых турбин. В Советском Союзе многое сделали в этом направлении проф. М. Е. Дейч, проф. П. К. Казанджан, проф. И. И. Кириллов, проф. Г. Ю. Степанов и другие советские ученые.





Фиг. 6. Схема турбореактивного двигателя.  
 1 — центробежный компрессор; 2 — камера сгорания; 3 — турбина; 4 — реактивное сопло; 5 — центробежный вентилятор.

## Глава I

# ГАЗОВЫЕ ТУРБИНЫ РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

### § 1. ГАЗОВАЯ ТУРБИНА КАК ОДИН ИЗ ЭЛЕМЕНТОВ РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Газовая турбина<sup>1</sup> — лопаточная машина, преобразующая потенциальную энергию газа в механическую работу на валу турбины. Теория газовых турбин опирается на термодинамику газов и газовую динамику лопаточных решеток.

Газовая турбина является одним из основных элементов следующих типов авиационных и ракетных двигателей:

1. Газотурбинные воздушно-реактивные двигатели (ГТРД):

а) турбореактивные двигатели (ТРД) без винта, в которых возникновение тяги — реактивной силы обусловлено разностью количеств движения вытекающего и втекающего газовых потоков. Обычно они применяются с форсажем (ТРДФ);

б) турбовинтовые двигатели (ТВД) с винтом, свободная мощность которых передается на вращение винта. В ТВД создается еще некоторая тяга под действием потока вытекающих газов, однако основная часть тяги в этом двигателе обуславливается работой винта;

в) двухконтурные двигатели (ДТРД), в которых тяга создается в двух контурах — в первом, который всегда является газовым, и во втором, который является воздушным на бесфорсажных режимах и газовым на форсажных режимах работы двигателя.

2. Жидкостные ракетные двигатели (ЖРД), в которых подача топлива осуществляется турбонасосными агрегатами (ТНА);

а) двигатели открытой схемы, в которых газ из турбины выбрасывается наружу (непосредственно, либо через рулевые сопла);

б) двигатели, работающие по схеме с дожиганием, в которых газ из турбины поступает в камеру сгорания и там дожигается.

3. Малоразмерные газотурбинные двигатели, служащие для выработки электрической энергии, охлаждения воздуха для нужд

---

<sup>1</sup> Слово «турбина» происходит от латинского слова *turbineus* — вихреобразный.

летательных аппаратов, запуска основных двигателей и прочих вспомогательных целей (в этих случаях зачастую применяются воздушные турбины).

4. Энергоузлы, вырабатывающие электрическую энергию для питания плазменных или ионных движителей космических аппаратов, а также для питания бортовой аппаратуры:

а) энергоузлы, работающие на парах щелочных металлов или ртути (в этом случае применяется паровая турбина);

б) энергоузлы, работающие на инертных газах.

Для того чтобы понять роль и назначение газовой турбины, рассмотрим некоторые схемы этих двигателей.

На фиг. 7 показан продольный разрез сверхзвукового ТРДФ. Турбореактивный двигатель с форсажем состоит из шести основных элементов — входного устройства, компрессора, камеры сгорания, газовой турбины, форсажной камеры и реактивного сопла.

Обозначения параметров газа при рассмотрении цикла газотурбинного двигателя снабдим индексом от 1 до 5, а именно:

индексом «1» — параметры воздуха перед компрессором;

индексом «2» — параметры воздуха после компрессора;

индексом «3» — параметры газа перед турбиной;

индексом «4» — параметры газа после турбины;

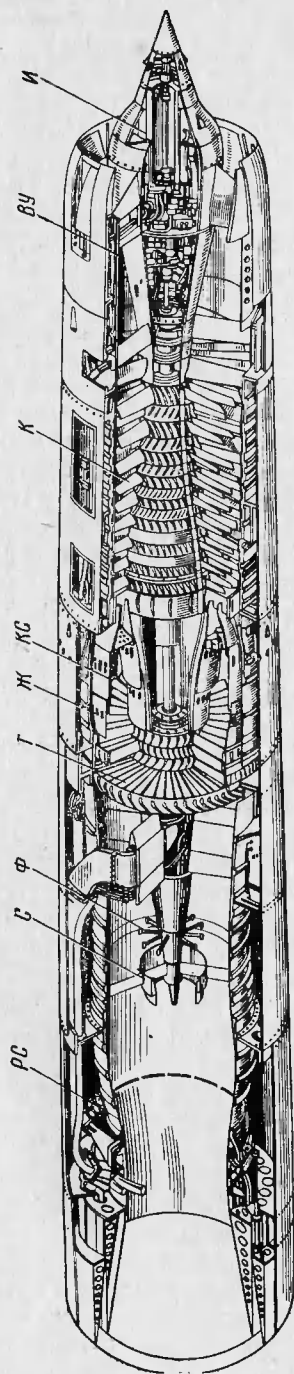
индексом «4ф» — параметры газа после форсажной камеры;

индексом «5» — параметры газа на срезе реактивного сопла.

Работа двигателя происходит следующим образом. Воздух со скоростью, равной скорости полета, набегают на двигатель. Перед плоскостью входа в случае сверхзвуковой скорости полета возникает система косых скачков уплотнения, замыкающаяся прямым скачком, что обеспечивается с помощью специально профилированной иглы *И*, направленной в сторону полета. В этой системе скачков происходит торможение потока и преобразование его из сверхзвукового в дозвуковой. В канале двигателя осуществляется выравнивание потока и обычно дальнейшее его торможение до давления  $p_1$ . Из входного устройства воздух попадает в компрессор *К*, где сжимается от давления  $p_1$  до давления  $p_2$ . Далее воздух входит в камеру сгорания *КС*, куда через форсунку впрыскивается топливо, в качестве которого обычно служит авиационный керосин. Воспламенение топлива при запуске двигателя осуществляется электрической свечой, а затем обеспечивается высокой температурой газов в зоне горения, равной  $2000 \div 2200^\circ \text{C}$ , способствующей хорошему протеканию процесса сгорания топлива. Поскольку газы с такой высокой температурой нельзя направлять на лопатки газовой турбины, то рабочий процесс в камере сгорания осуществляется следующим образом.

Воздушный поток, входящий в камеру сгорания, делится на две части: меньшая часть воздуха входит в жаровые трубы *Ж* и участвует в процессе сгорания, а остальная часть воздуха направляется





Фиг. 7. Продольный разрез турбореактивного двигателя с форсажем.

**И** — профилированная игла; **ВУ** — входное устройство; **К** — компрессор; **КС** — камера сгорания; **Т** — турбина; **Ф** — форсунки; **С** — стабилизатор; **Ж** — жаровые трубы; **РС** — реактивное сопло; **Б** — билизатор.

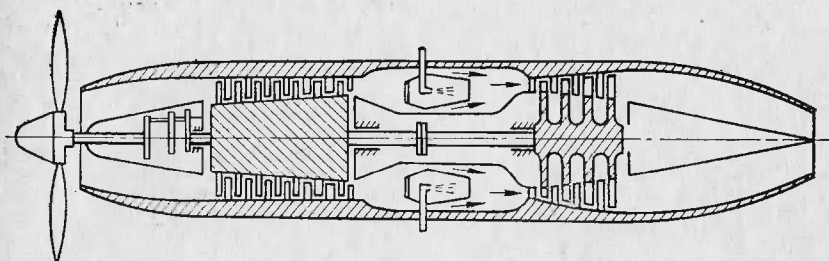
по кольцевому зазору между корпусом и жаровыми трубами камеры. В конце камеры этот воздух входит в жаровые трубы через отверстия в стенках труб и смешивается с продуктами сгорания, снижая их температуру до величины  $t_3 \cong 800 \div 1000^\circ \text{C}$ , приемлемой для лопаток газовой турбины. Кроме того, такая конструкция камеры обеспечивает охлаждение жаровых труб, причем без отвода тепла из двигателя. При течении без потерь давление газа в конце камеры сгорания  $p_3$  в процессе подвода тепла остается неизменным и равным давлению воздуха после компрессора  $p_2$  (в действительности  $p_3$  несколько меньше  $p_2$  вследствие гидравлического и теплового сопротивлений камеры), поскольку камера открыта с обоих концов и подвод тепла происходит в незамкнутом объеме. Турбина, работающая при неизменном давлении в камере, называется турбиной с постоянным давлением сгорания ( $p = \text{const}$ ).

Из камеры сгорания газ поступает в газовую турбину  $T$  (на фиг. 7 показана двухступенчатая турбина), где часть его энергии преобразуется в механическую работу, необходимую для вращения компрессора, с которым турбина соединяется при помощи жесткой муфты. Этот процесс расширения в турбине сопровождается снижением давления и температуры газа. Далее для форсирования двигателя по тяге производится дополнительный впрыск и сжигание топлива в форсажной камере ФК с использованием свободного кислорода, имеющегося в продуктах сгорания, поскольку коэффициент избытка воздуха в основной камере существенно больше единицы и равен  $\sim 4$ . Топливо впрыскивается через форсунки  $\Phi$ , а устойчивое горение его обеспечивается при помощи стабилизатора  $C$ . Энергия полученных газов преобразуется в сверхзвуковом реактивном сопле  $PC$  в кинетическую энергию, создавая тягу двигателя, при дальнейшем снижении давления и температуры потока. При этом в «горле» сопла получается звуковая скорость, а дальнейший разгон потока осуществляется в расширяющейся части сопла. В случае дозвуковых скоростей истечения применяется сужающееся сопло.

На фиг. 8 показана схема ТВД. В этом случае мощность газовой турбины не равна мощности компрессора, как в ТРД, а превышает ее; избыточная мощность турбины передается через редуктор числа оборотов на вал винта. Остальная (обычно незначительная) часть располагаемого теплоперепада используется в реактивном сопле. Таким образом, при одинаковой степени повышения давления в турбовинтовом и турбореактивном двигателях в турбине ТВД используется существенно больший теплоперепад, чем в турбине ТРД, поэтому она имеет большее количество ступеней, чем турбина ТРД (на фиг. 8 показана четырехступенчатая турбина).

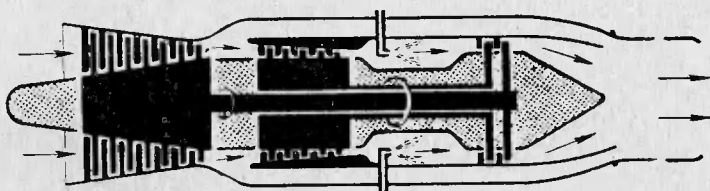
В ряде случаев в ТВД применяются две турбины, вращающиеся с разными числами оборотов, между которыми осуществляется лишь газовая связь. Обычно турбина высокого давления вращает

компрессор, а турбина низкого давления — винт самолета или ротор вертолета. Поэтому первая из этих турбин называется компрессорной, а вторая — силовой или свободной.



Фиг. 8. Схема турбовинтового двигателя.

На фиг. 9 представлена схема двухконтурного двигателя, который обычно выполняется двухкаскадным. Турбина высокого давления вращает компрессор высокого давления, что в целом составляет каскад высокого давления, а турбина низкого давления вращает компрессор низкого давления, что в целом составляет каскад низкого давления. Часть воздуха из каскада низкого давления компрессора перепускается во второй контур. На форсажных режимах



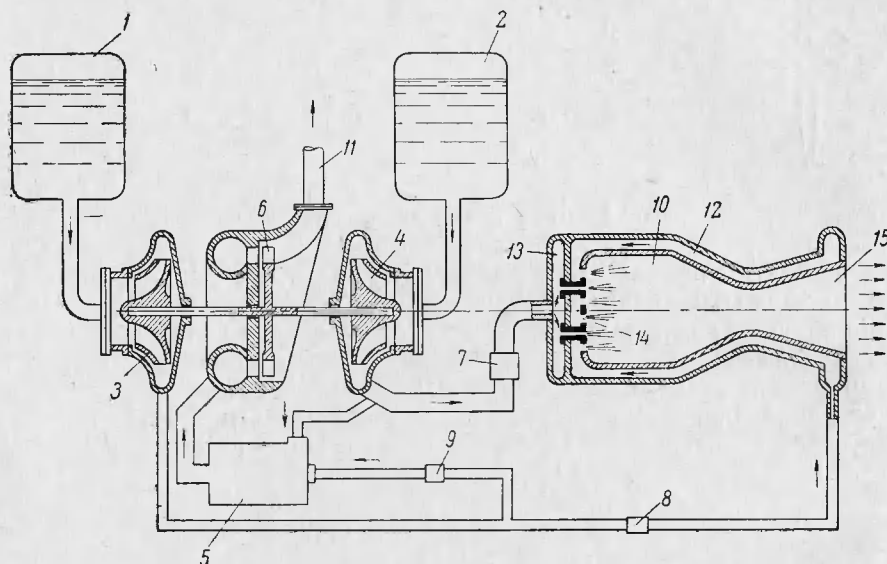
Фиг. 9. Схема двухконтурного двухкаскадного двигателя.

в этот контур подается также топливо, сгорание которого приводит к существенному возрастанию общей тяги двигателя, т. е. суммарной тяги первого (основного) и второго контуров. Расход газа через турбину двухконтурного двигателя уменьшается по сравнению с расходом газа через турбину обычного ТРД, а работа, потребная для расширения 1 кг газа в турбине низкого давления, возрастает, причем тем в большей степени, чем больше воздуха отбирается из компрессора и чем выше его давление. В целом схема ДТРД занимает некоторое промежуточное место между схемами ТРД и ТВД.

На фиг. 10 представлена схема двигательной установки с ЖРД, работающим по открытому циклу и состоящей из баков с компонентами топлива — жидким горючим и жидким окислителем, тур-



бонасосного агрегата и камеры сгорания с соплом. Работа двигателя происходит следующим образом. Газовая турбина 6 приводит во вращение высоконапорные насосы окислителя (например, азотной кислоты или жидкого кислорода) 4 и горючего (например, керосина) 3, перекачивающие компоненты из баков 1 и 2 в камеру сгорания 10. Турбина питается газами, полученными в результате сгорания небольшой части компонентов в специальном



Фиг. 10. Схема двигательной установки с ЖРД, работающим по открытому циклу. 1 — бак с горючим; 2 — бак с окислителем; 3, 4 — насосы; 5 — газогенератор; 6 — газовая турбина; 7, 8, 9 — краны или клапаны, регулирующие режим работы ТНА и поступление компонентов топлива в камеру; 10 — камера сгорания; 11 — выход газов из турбины; 12 — рубашка камеры; 13 — головка камеры; 14 — форсунки; 15 — сопло.

газогенераторе 5. Для получения приемлемой с точки зрения прочности лопаток температуры газа перед турбиной в газогенераторе осуществляется либо восстановительный процесс с большим избытком горючего, либо окислительный процесс с большим избытком окислителя. Горючее и окислитель поступают в газогенератор из напорных магистралей соответствующих насосов. Газы из турбины выбрасываются наружу. Запуск ТНА может осуществляться с помощью пиротурбины.

Процесс сгорания в камере происходит при очень высоких температурах порядка  $3000 \div 3500^\circ$  и давлениях  $50 \div 100$  бар, что обуславливает появление огромных тепловых потоков от газа к стенке камеры и необходимость ее интенсивного охлаждения. Эту функцию выполняют сами компоненты топлива как путем охлаж-

дения стенки камеры снаружи, так и организации так называемого пристеночного слоя и завес внутри камеры, препятствующих чрезмерному нагреванию стенок камеры. Один из компонентов, например, горючее, поступает в рубашку камеры и сопла, охлаждает их стенки и попадает в головку камеры, туда же подается окислитель. В головке расположено большое количество форсунок, через которые компоненты впрыскиваются в камеру. Число форсунок для окислителя и для горючего, а также их расположение выбираются таким образом, чтобы обеспечить должное соотношение компонентов по всему поперечному сечению камеры. На периферии топочного объема вблизи стенки форсунки создают очень «богатые» смеси, т. е. подача окислителя существенно меньше, чем это нужно для нормального сгорания горючего; в результате этого температура газов в пристеночном слое резко падает, что предохраняет стенку от перегрева. Даже в основном потоке смесь обычно несколько переобогащают для снижения температуры газов; в этом случае потери на диссоциацию уменьшаются и, несмотря на снижение температуры, удельная тяга двигателя возрастает.

Из камеры сгорания газы направляются в расширяющееся сопло, где разгоняются до большой сверхзвуковой скорости, с которой и покидают двигатель, создавая большую тягу порядка десятков и сотен тонн.

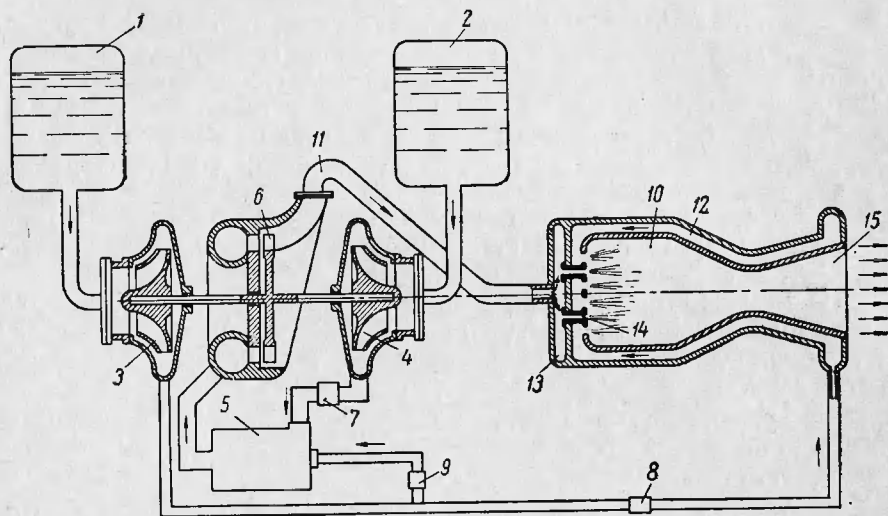
Для увеличения тяги двигательной установки зачастую создают комбинации из нескольких двигателей, которые называются связками.

Турбины ЖРД открытой схемы имеют ряд особенностей. Поскольку газы из турбин этих двигателей выбрасываются наружу, то желательно чтобы расход рабочего тела через них был минимален, поэтому в этих турбинах срабатывают большие перепады давлений. Таким образом, турбины ЖРД открытой схемы высокоперепадные и с малым расходом, в связи с чем они сверхзвуковые и обычно парциальные. Забегая несколько вперед, укажем, что эти турбины имеют низкое отношение  $\frac{u}{c_{ад}}$  ( $u$  — окружная скорость вращения колеса,  $c_{ад}$  — скорость, соответствующая адиабатическому теплоперепаду, срабатываемому в турбине), так как величина  $u$  мала из-за малых размеров колеса и ограничений, накладываемых на допустимое число оборотов ТНА, обусловливаемых кавитационными характеристиками насосов и надежностью работы подшипников, а скорость  $c_{ад}$  велика из-за большого перепада, срабатываемого в турбине. Малое значение  $\frac{u}{c_{ад}}$ , парциальность и сверхзвуковое течение резко снижают эффективность турбин ЖРД открытой схемы, которые имеют низкий к. п. д.

С увеличением давления в камере, которое наблюдается в современных ЖРД, необходимая для привода насосов работа турбины

возрастает и расход рабочего тела через нее увеличивается. В связи с этим стали применяться ЖРД, работающие по схеме с дожиганием, в которых газ из турбины направляется в камеру сгорания и там участвует в процессе сгорания.

Работа такого двигателя происходит следующим образом (фиг. 11). Один из компонентов, например горючее, направляется в рубашку камеры сгорания 12, охлаждает ее и поступает в го-



Фиг. 11. Схема двигательной установки с ЖРД, работающим по циклу с дожиганием.

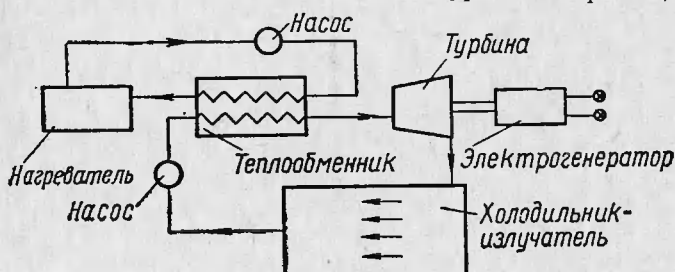
1 — бак с горючим; 2 — бак с окислителем; 3, 4 — насосы; 5 — газогенератор; 6 — газовая турбина; 7, 8, 9 — краны или клапаны, регулирующие режим работы ТНА и поступление компонентов топлива в камеру; 10 — камера сгорания; 11 — выход газов из турбины; 12 — рубашка камеры; 13 — головка камеры; 14 — форсунки; 15 — сопло.

ловку камеры сгорания 13. Второй компонент, в данном случае окислитель, полностью направляется в газогенератор и там сгорает с небольшим количеством горючего, которое отбирается из напорной линии горючего. Кислый газ после турбины также направляется в головку камеры сгорания. Таким образом в этом случае один из компонентов поступает в камеру сгорания в жидком виде, другой — в газообразном.

Турбины ЖРД, работающие по схеме с дожиганием, не имеют тех особенностей, которые свойственны турбинам ЖРД открытой схемы. Поскольку в этих двигателях расход рабочего тела через турбину большой, то требуется малый перепад давлений, и турбины получают с обычными значениями  $\frac{u}{c_{ад}}$ , непарциальные, до-

звуковые. В связи с этим их к. п. д. существенно выше, чем к. п. д. турбин ЖРД открытой схемы.

Характерной особенностью этих турбин является их малый размер по сравнению с авиационными турбинами той же мощности, поскольку давление рабочего тела в них очень велико. Большое давление газа может вызвать также ряд затруднений, связанных с необходимостью обеспечить должную прочность конструкции, в частности входного и выходного патрубков. Они должны быть хорошо отработаны и в газодинамическом отношении, так как в малоперепадных турбинах величина потерь на входе в турбину и выходе из нее резко сказывается на к. п. д. турбины. Правда, в двига-



Фиг. 12. Схема энергоузла замкнутой двигательной установки для электрической ракеты, работающего на щелочных металлах.

телях, работающих по схеме с дожиганием, удельная тяга не зависит от к. п. д. турбины, однако при его снижении заметно возрастает потребное давление за насосами (при заданном давлении в камере, а следовательно, за турбиной и при заданной температуре в газогенераторе), что крайне нежелательно.

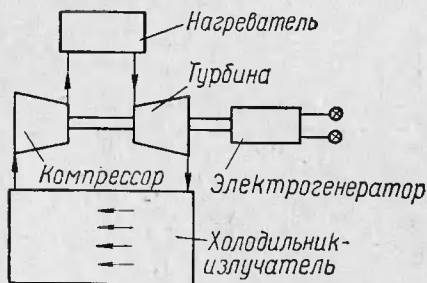
Схема энергоузла замкнутой двигательной установки для электрической ракеты, работающего на щелочных металлах, представлена на фиг. 12. Схема состоит из двух контуров. Первый контур включает в себя нагреватель, теплообменник (нагревающая часть) и насос. Второй контур включает в себя теплообменник (нагреваемая часть), паровую турбину, высокочастотный электрический генератор, холодильник-излучатель и насос. Все элементы контуров (кроме электрического генератора) должны быть нагреты до температуры, превышающей точку плавления соответствующих щелочных металлов с тем, чтобы не допустить их затвердевания в процессе циркуляции внутри контуров. Теплоноситель, например жидкий литий, прокачивается насосом через нагреватель и далее поступает в теплообменник, где отдает свое тепло рабочему телу, например калию. Получившиеся пары калия поступают в паровую турбину, вращающую электрический генератор. Из турбины пар направляется в холодильник-излучатель, где конденсируется за

счет излучения тепла в космическое пространство и насосом вновь подается в теплообменник.

Электрический генератор питает электрической энергией движитель, создающий высокоскоростной поток плазмы или электрически заряженных частиц, создающих очень большую удельную тягу двигателя. Из-за ничтожного расхода рабочего вещества (например, цезия) тяга движителя будет невелика, однако достаточна для того, чтобы в условиях космического пространства, где сопротивление полету ничтожно мало, постепенно ускорять ракету. Большие расстояния, которые нужно преодолеть для достижения планет солнечной системы, и малое ускорение ракеты приведут к

необходимости очень длительного полета электрической ракеты.

Этим обуславливается первая особенность турбины такого энергоузла (которая одинаково относится и к энергоузлу, работающему на инертных газах) — требование надежной работы в течение 5—10 тыс. час. Такой большой ресурс работы предъявляет очень высокие требования к прочным (в частности крипповым) характеристикам дисков и лопаток турбины, живучести и герметичности подшипников и другие требования. Вторая ос-



Фиг. 13. Схема энергоузла замкнутой двигательной установки для электрической ракеты, работающей на инертных газах.

новная особенность турбины заключается в том, что она должна работать на влажном паре, что может вызвать эрозию лопаток (см. гл. VII) и выход турбины из строя. Влажность пара вызовет также снижение к. п. д. турбины, между тем ухудшение эффективности турбины приводит к резкому возрастанию поверхности холодильника-излучателя.

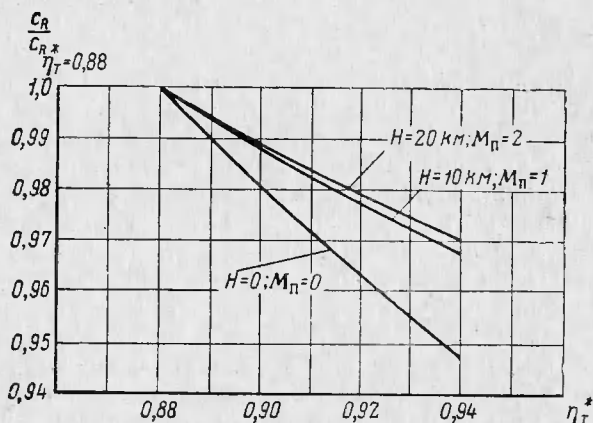
На фиг. 13 представлена схема энергоузла, работающего на инертном газе, например неоне. В этом случае схема состоит лишь из одного замкнутого контура, включающего в себя нагреватель, газовую турбину, электрический генератор, холодильник-излучатель и компрессор. Газовая турбина приводит компрессор и электрический генератор. Принцип работы установки аналогичен предыдущему и ясен из рассмотрения фиг. 13.

Как известно, в газовой схеме поверхности холодильника-излучателя получается значительно большей, чем в жидкометаллической. Для уменьшения этой поверхности желательно применение в газовой схеме высокой температуры рабочего тела. В данном случае это до определенных пределов может быть осуществлено применением в газовой турбине материалов повышенной жаропрочности.



сти — молибдена, ниобия и других. При высокой температуре эти металлы быстро окисляются и поэтому в окислительной среде, например в турбинах ГТД, они не могут применяться без специальных защитных покрытий. В рассматриваемом случае, поскольку среда инертная, эти металлы с успехом могут быть использованы.

Таким образом, роль газовой турбины в авиационных и ракетных двигателях очень велика, причем газовая турбина является наиболее напряженным агрегатом двигателя, так как ее элементы подвержены большому механическому напряжению при высокой температуре материала (в некоторых случаях в агрессивной среде).



Фиг. 14. Влияние к. п. д. турбины на удельный расход топлива в турбореактивных двигателях.

При создании газовых турбин для летательных аппаратов должны быть учтены следующие основные требования, которые предъявляются к ним:

1. Надежность работы и большой ресурс.
2. Высокая экономичность.
3. Малый вес и малые габариты.
4. Получение приемлемых для реактивного сопла параметров потока на выходе из турбины.
5. Обеспечение нужного «запаса» в работе турбины.

Необходимость удовлетворения первого требования очевидна сама по себе (следует оговорить, что для турбин ТНА ЖРД большой ресурс не нужен).

Второе требование также важно. При современных параметрах цикла и условиях полета изменение к. п. д. турбины на 1% вызывает изменение расхода топлива в ТВД примерно на 2—2,5%, а в

ТРД — на 0,5 — 1% (фиг. 14), причем верхний предел в этих диапазонах относится к земным условиям, а нижний — к высотным.

Меньшее влияние к. п. д. турбины на удельный расход топлива в высотных условиях объясняется увеличением разницы между работами расширения и сжатия в цикле, а также уменьшением доли работы турбины в работе расширения.

В жидкостных ракетных двигателях открытой схемы влияние к. п. д. турбины ТНА на удельную тягу (в ЖРД удельная тяга характеризует также экономичность двигателя) очень незначительно. Однако даже небольшое возрастание удельной тяги ЖРД приводит к резкому увеличению дальности полета ракеты, поэтому и в этом случае следует всячески стремиться к увеличению к. п. д. турбины.

Как было указано выше, в ЖРД, работающих по схеме с дожиганием, увеличение к. п. д. турбины приводит к заметному снижению потребного давления за насосами, а в электрических ракетах увеличение к. п. д. турбины существенно в отношении уменьшения поверхности холодильника-изучателя.

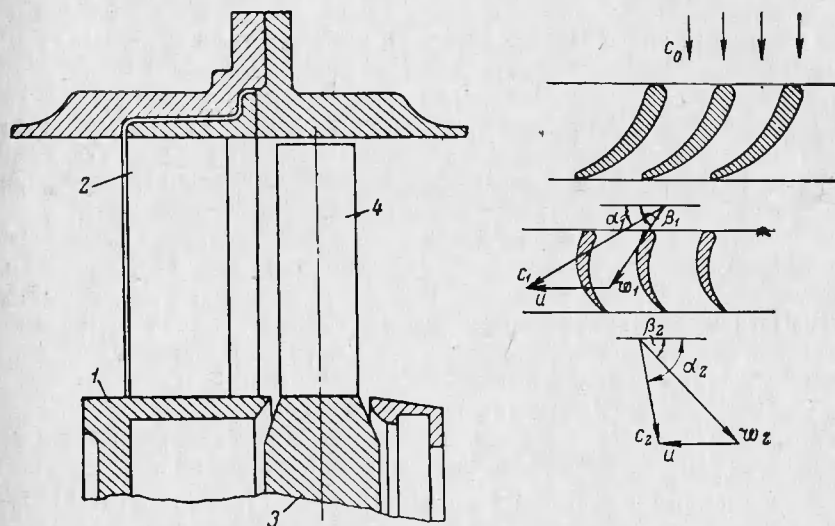
Требование малого веса очевидно для двигателя, предназначенного для летательного аппарата. Облегчение турбины ГТД может заметно сказаться на уменьшении веса двигателя в целом, поскольку относительный вес турбины (отношение веса турбины к весу двигателя) равен  $\sim 0,2-0,25$  в ТРД и  $\sim 0,25-0,3$  в ТВД, если в вес последнего включать вес редуктора. Применение турбины с малыми габаритами способствует уменьшению соседних узлов — камеры сгорания и форсажной камеры, а следовательно, их облегчению.

На выходе из турбины нежелательны большая скорость и закрутка потока, так как при этом заметно ухудшается эффективность процесса в затурбинном устройстве, что имеет особенно большое значение в турбореактивном двигателе. И, наконец, турбина ТРД должна обладать «запасом» мощности, т. е. способностью быстро увеличивать свою мощность при возрастании перепада давлений в ней выше расчетного. Это свойство турбины может быть использовано как в случае повышенных потерь в компрессоре, так и при некоторых способах регулирования двигателя.

Перечисленные требования зачастую оказываются противоречивыми. Так, например, уменьшение окружной скорости приводит к снижению веса турбины, но при этом уменьшается ее к. п. д. Поэтому правильный выбор параметров турбины с учетом перечисленных требований и ее назначения является одной из главных задач конструктора авиационных и ракетных газовых турбин. Большая научно-исследовательская и конструкторская работа, проводимая в области развития и усовершенствования реактивных двигателей, обусловила возможность создания современных легких и экономичных газовых турбин.

## § 2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ТРЕУГОЛЬНИКОВ СКОРОСТЕЙ

Элементами, в которых преобразуется энергия газа в ступени турбины, являются неподвижный сопловой аппарат 1 с сопловыми лопатками 2 (фиг. 15) и вращающееся колесо 3 с рабочими лопатками 4. Совокупность лопаток в рабочем колесе или сопловом аппарате называется лопаточным венцом рабочего колеса или соплового аппарата.



Фиг. 15. Проточная часть ступени осевой газовой турбины.  
1 — сопловой аппарат; 2 — сопловые лопатки; 3 — колесо; 4 — рабочие лопатки.

Газовый тракт турбины, начиная от входа в сопловой аппарат первой ступени и кончая выходом из рабочего колеса последней ступени, называется проточной частью турбины, а форма его в продольном сечении турбины — меридиональным профилем проточной части. Вращающаяся часть турбины, состоящая в основном из дисков, лопаток и вала, называется ротором, а неподвижная часть — корпус, сопловые аппараты и прочие неподвижные детали турбины — статорм.

При рассмотрении процессов в турбине обозначим параметры газа индексами, установившимися в теории турбин, а именно:

индексом «0» — параметры перед сопловым аппаратом;

индексом «1» — параметры в осевом зоре между сопловым аппаратом и колесом;

индексом «2» — параметры после колеса.

Индекс в виде римской цифры I, II, III и т. д. будет обозначать номер ступени, параметры которой рассматриваются.

Работа турбинной ступени заключается в следующем. Сжатый и нагретый газ со скоростью  $c_0$  поступает в межлопаточные каналы соплового аппарата, где происходит частичное преобразование потенциальной энергии в кинетическую энергию вытекающего потока, в силу чего скорость газа увеличивается от  $c_0$  до  $c_1$ . Давление и температура газа при этом, конечно, падают.

Выйдя из соплового аппарата под углом  $\alpha_1$  к плоскости вращения турбины, газы с относительной скоростью  $w_1$  и под углом  $\beta_1$  попадают в рабочее колесо турбины, которое под действием газового потока вращается с окружной скоростью  $u$ . В большинстве случаев в каналах между рабочими лопатками происходит дальнейшее расширение газа, а следовательно, уменьшение его давления и температуры. Большая часть кинетической энергии газа, полученная в сопловом аппарате и рабочем колесе, превращается в механическую работу вращения турбины, в результате чего скорость газа уменьшается от  $c_1$  до  $c_2$ , с которой газ выходит из колеса с одновременным резким изменением ее направления; при этом в относительном движении газ имеет скорость  $w_2$ , направленную под углом  $\beta_2$  к плоскости вращения. Таким образом, работа на валу турбины получается в результате изменения количества движения газа, протекающего через рабочее колесо.

Так же, как в случае крыла, давление на вогнутой стороне лопатки оказывается больше, чем на выпуклой, как это хорошо видно на фиг. 16, на которой приведено примерное распределение по

$$\text{профилю турбинной лопатки коэффициентов давления } \bar{p} = \frac{p - p_2}{\frac{1}{2} \gamma_2 w_2^2},$$

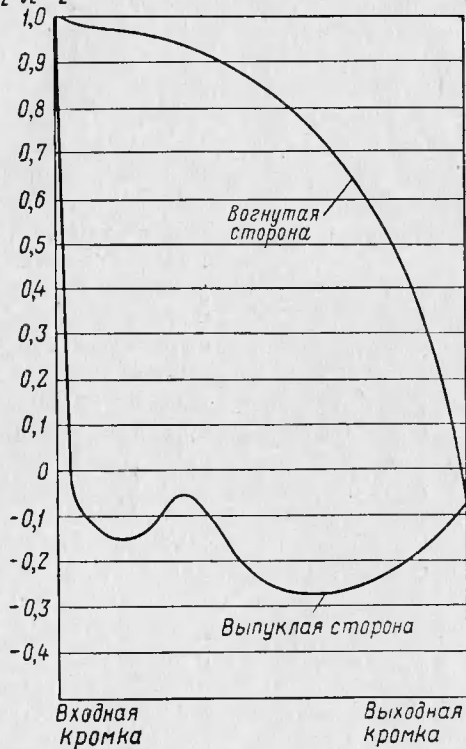
равных отношению разности текущего давления на профиле и давления на выходе к скоростному напору на выходе. Под влиянием этой разницы давлений (другими словами, подъемной силы) происходит вращение лопаток и связанного с ними колеса.

Следует отметить, что появление положительного градиента давления в направлении от выпуклой к вогнутой стороне лопатки обуславливается криволинейностью межлопаточного канала.

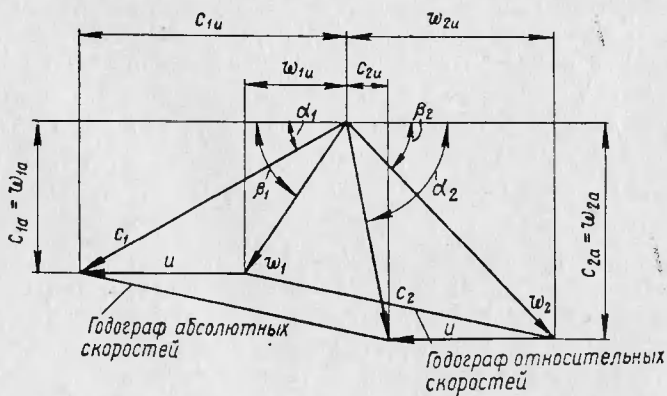
Газ, протекая по каналам, участвует в относительном движении (по отношению к условно остановленным лопаткам) со скоростью  $w$  и в переносном (вращательном) движении совместно с лопатками со скоростью  $u$ . Как известно, векторная сумма относительной и переносной скоростей равна вектору абсолютной скорости, т. е.  $\bar{c} = \bar{w} + \bar{u}$ .

Векторные диаграммы скоростей газа до входа в рабочее колесо и после выхода из него показаны на фиг. 15. Обычно эти треугольники скоростей рисуют рядом, как показано на фиг. 17.

$$\bar{p} = \frac{p - p_2}{\frac{1}{2} \gamma_2 w_2^2}$$



Фиг. 16. Распределение коэффициентов давления по профилю турбинной лопатки.



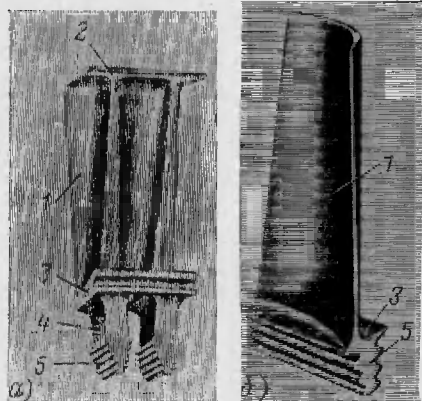
Фиг. 17. Треугольники скоростей.



Величины абсолютных скоростей  $c_1$  и  $c_2$ , а также относительных скоростей  $w_1$  и  $w_2$  не одинаковы поперек канала из-за наличия градиента давления, а также вязкости и сжимаемости газа, что вызывает появление срывных вихревых зон, трения в пограничном слое, скачков уплотнения и пр.: кроме того, проходное сечение турбины загромождено кромками лопаток, за которыми образуются вихревые зоны, что также способствует неравномерности потока. Поэтому под скоростями  $c_1$  и  $w_1$ , а также  $c_2$  и  $w_2$  следует понимать скорости невозмущенного потока газа вдали от колеса как до него,

так и за ним. Практически скоростями  $c_1$  и  $w_1$  нужно считать осредненные абсолютную и относительную скорости газа в середине осевого зазора между сопловым аппаратом и рабочим колесом при условии заполнения газом всего кольцевого сечения. Так же определяются и скорости  $c_2$  и  $w_2$ , но в сечении за рабочим колесом в некотором удалении от него.

Составляющая скорости газа в плоскости вращения турбины называется *окружной* составляющей скорости и снабжается индексом  $u$ , а в перпендикулярном направлении — *осевой* составляющей скорости, поскольку она параллельна оси турбины, и снабжается индексом  $a$ . Окружная со-



Фиг. 18. Рабочие лопатки газовых турбин.

1 — перо, 2 — бандажная полка; 3 — полка хвостовика, 4 — «ножка»; 5 — замок.

ставляющая скорости характеризует работу на валу турбины, а осевая составляющая — объемный расход газа через турбину.

Абсолютная скорость газа по мере его продвижения по каналу изменяется от величины  $c_1$  до  $c_2$ , а относительная скорость — от  $w_1$  до  $w_2$ . Если нанести геометрические места концов векторов  $\vec{c}$  и  $\vec{w}$ , соответствующих промежуточным значениям абсолютной и относительной скоростей, то получим так называемые годографы скоростей  $\vec{c}$  и  $\vec{w}$ .

Углы  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  и  $\alpha_2$  являются осредненными углами потока перед рабочим колесом и за ним. Углы потока обычно не совпадают с конструктивными углами лопаток. Поэтому одна из задач теории решеток состоит в том, чтобы определить, какие решетки обеспечивают получение тех направлений потока, которые задаются газодинамическим расчетом турбины.

На фиг. 18 представлены фотографии рабочих лопаток совре-

менных газовых турбин. Лопатки состоят из следующих пяти элементов (см. фиг. 18, а).

1. **Перо лопатки** — профильная часть лопатки, поворачивающая поток на заданный угол. Перо является основной частью лопатки.

2. **Бандажная полка лопатки** — для уменьшения вибрационных напряжений в лопатке и перетеканий через радиальный зазор между лопатками и корпусом турбины. Бандажные ножки лопаток в венце образуют почти сплошное кольцо.

3. **Полка хвостовика лопатки** — для образования внутренней граничной поверхности проточной части.

4. **«Ножка» лопатки** — для уменьшения отвода тепла от лопаток в диск. Кроме того, ножка способствует некоторому демпфированию колебаний лопатки.

5. **Замок лопатки** — для крепления ее в диске. Обычно замок имеет форму «елочки», которая входит в соответствующее гнездо в диске и фиксируется в осевом направлении при помощи специального стопора. Ножка и замок образуют хвостовик лопатки.

Перо, полка хвостовика и замок являются обязательными элементами каждой лопатки. Бандажная полка и ножка применяются не всегда, как это видно, например, из фиг. 18, б.

В некоторых конструкциях в одном гнезде диска размещаются две лопатки, что способствует снижению вибраций лопаток (см. стр. 142).

### § 3. КЛАССИФИКАЦИЯ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

В зависимости от характера теплового процесса, осуществляемого в газовых турбинах, температуры газа, направления потока, количества ступеней турбины, способа преобразования энергии в них, степени использования проходного сечения соплового аппарата для течения газа и количества валов можно установить следующую классификацию газовых турбин.

**По тепловому процессу, осуществляемому в газовых турбинах, различают:**

а) газовые турбины с постоянным давлением сгорания (турбины  $p = \text{const}$ ),

б) газовые турбины с постоянным объемом сгорания (турбины  $v = \text{const}$ );

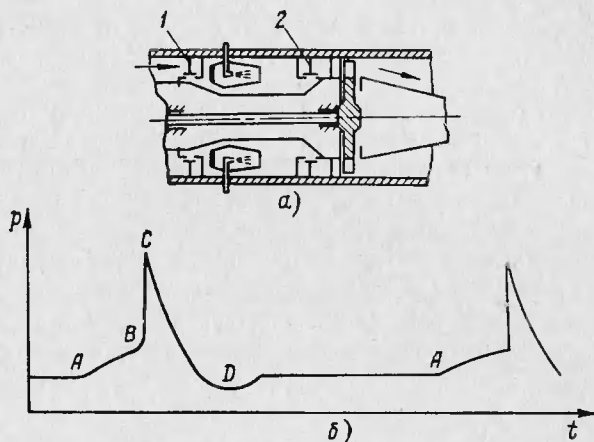
в) пульсирующие газовые турбины.

Газовыми турбинами с постоянным давлением сгорания ( $p = \text{const}$ ) называются такие турбины, которые работают при постоянном давлении газа перед ними. Это обеспечивается тем, что такие турбины снабжены открытыми камерами, давление в которых поэтому не может изменяться в процессе сгорания топлива.

В современных авиационных и ракетных двигателях применяются турбины  $p = \text{const}$ , поэтому в этой книге рассматривается лишь теория этих турбин.

Принцип работы таких турбин был рассмотрен выше.

Газовыми турбинами с постоянным объемом сгорания ( $v = \text{const}$ ) называются турбины, снабженные такими камерами, в которых процесс сгорания происходит в замкнутом объеме. Камера сгорания такой турбины имеет всасывающий клапан 1 и выхлопной клапан 2 (фиг. 19, а). После заполнения камеры воздухом всасы-



Фиг. 19. Схема турбины с постоянным объемом сгорания и диаграмма изменения давления газа в ней по времени.

1 — всасывающий клапан; 2 — выхлопной клапан.

вающий клапан закрывается и происходит сгорание топлива, сопровождающееся возрастанием температуры и давления газа. После этого открывается выхлопной клапан 2 и происходит истечение газа, в результате чего давление и температура газа в камере уменьшаются. Затем происходит продувка камеры и заполнение ее свежим зарядом. Таким образом, в турбинах  $v = \text{const}$  давление газа перед турбиной переменное и меняется от максимального давления в конце процесса сгорания до минимального давления, соответствующего давлению продувочного воздуха. Диаграмма изменения давления газа по времени представлена на фиг. 19, б. На участке  $AB$  происходит зарядка камеры воздухом, на участке  $BC$  — сгорание и на участке  $CD$  — расширение до давления, несколько меньшего противодавления из-за инерции газового потока. Далее на участке  $DA$  камера очищается от продуктов сгорания и цикл повторяется снова.

В турбинах  $v = \text{const}$  получается большая работа от 1 кг газа и несколько лучшая экономичность термодинамического цикла по сравнению с турбинами  $p = \text{const}$ . Несмотря на это, турбины  $v = \text{const}$  до сих пор не нашли применения в основном по следующим причинам:

1. Наличие клапанов усложняет конструкцию камеры сгорания и делает ее менее надежной, так как выхлопной клапан работает в тяжелых условиях обтекания газами с высокой температурой.

2. Увеличиваются гидравлические потери, так как, во-первых, газ «мнется» при течении через клапаны и, во-вторых, в самой турбине, работающей при переменном давлении в камере, потери возрастают, потому что лишь в какой-то определенный момент на протяжении цикла получается так называемый расчетный режим. Во всех остальных случаях обтекание лопаточной решетки будет сопровождаться увеличенными потерями.

3. Увеличивается опасность появления вибрации лопаток турбины из-за пульсации потока, которая может явиться дополнительным возбудителем колебаний лопаток.

Пульсирующими турбинами называются такие турбины, которые работают в нестационарном (пульсирующем) потоке газов при наличии лишь одного всасывающего клапана в камере сгорания. В результате отсутствия выхлопного клапана давление в камерах этих турбин в процессе сгорания повышается существенно меньше, чем в камерах турбин  $v = \text{const}$ . Таким образом, как по рабочему процессу, так и по количеству клапанов в камере пульсирующие турбины занимают промежуточное положение между турбинами  $p = \text{const}$  и  $v = \text{const}$ . Чем быстрее будет происходить процесс сгорания, тем в большей степени процесс в пульсирующей турбине будет приближаться к процессу  $v = \text{const}$ , совпадая с ним при мгновенном выделении тепла, когда возрастание давления будет происходить по изохоре. И наоборот, при очень малой скорости сгорания никакого возрастания давления в камере не получится, и процесс сгорания будет происходить по изобаре, как это имеет место в турбине  $p = \text{const}$ . Сравнительное протекание циклов в двигателях с различными турбинами при одинаковой температуре газа перед ними показано на фиг. 20.

Пульсирующие турбины применяются в турбокомпрессорах поршневых моторов, где они получили наименование импульсных турбин. Последние используют энергию нестационарного потока выхлопных газов поршневого мотора, причем выхлопной клапан мотора является всасывающим клапаном ресивера импульсной турбины.

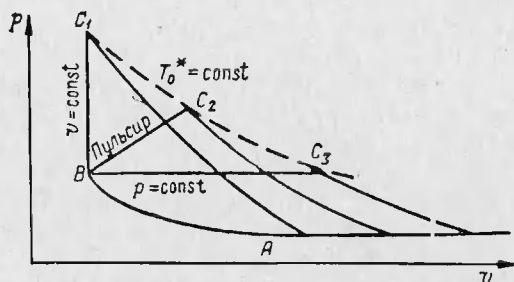
**В зависимости от температуры газа различают турбины:**

- а) неохлаждаемые и
- б) охлаждаемые.

Неохлаждаемыми турбинами называются такие турбины, рабо-

чие лопатки которых не имеют специального охлаждения; при этом сопловые лопатки, диски и замковые соединения рабочих лопаток в основном первых ступеней охлаждаются воздухом, отбираемым из компрессора. Максимально допустимая температура газа в таких турбинах при современном состоянии жаропрочных сплавов равна примерно 1250° К.

Охлаждаемыми турбинами называются такие турбины, рабочие лопатки которых имеют специальное охлаждение. Эти турбины применяются в тех случаях, когда температура газа превышает 1300° К. Таким образом, повышенные температуры применимы лишь в том случае, если обеспечивается надежность работы газовой турбины



Фиг. 20. Сравнительное протекание циклов в двигателях с турбинами  $p = \text{const}$ ,  $v = \text{const}$  и пульсирующей.

применением той или другой системы охлаждения лопаток или специальных жаропрочных материалов.

Охлаждение лопаток может быть воздушное, когда лопатки охлаждаются воздухом, отбираемым из компрессора, жидкостное, когда лопатки охлаждаются водой или топливом, и смешанное, когда в охлаждении лопаток участвуют и жидкость и воздух. Охлаждение воздухом наиболее простое, но оно позволяет снизить температуру лопаток лишь на 100÷150°; жидкостное охлаждение более эффективное, но конструктивное осуществление его сложнее; промежуточное место по достижимой степени охлаждения занимает смешанное охлаждение.

С другой стороны, охлаждение лопаток может быть внутреннее, внешнее и комбинированное. При внутреннем охлаждении лопаток они выполняются с внутренними полостями, через которые циркулирует какой-либо охлаждающий агент — воздух или жидкость; при этом система охлаждения может быть закрытой или открытой в зависимости от того, циркулирует ли одна и та же масса охлаждающего агента или нет. В закрытую систему охлаждения должен быть включен радиатор для отвода тепла от охлаждающего агента, от-



крытая система этого не требует и в этом отношении имеет преимущество перед закрытой системой. При внешнем охлаждении лопаток тепло отводится с внешней поверхности лопаток, а при комбинированном охлаждении — и с внутренней и с внешней поверхностей.

И, наконец, система охлаждения может быть автономной, когда выход из строя одной или нескольких лопаток не нарушает систему охлаждения остальных лопаток, и неавтономной — в обратном случае.

Конструктивно воздушное охлаждение лопаток может быть осуществлено различными способами. Так, например, на фиг. 21, а показана лопатка с внутренней полостью, образованной ее стенкой и



Фиг. 21. Некоторые способы воздушного охлаждения лопаток.

а — лопатка с дефлектором; б — лопатка со сверлениями.

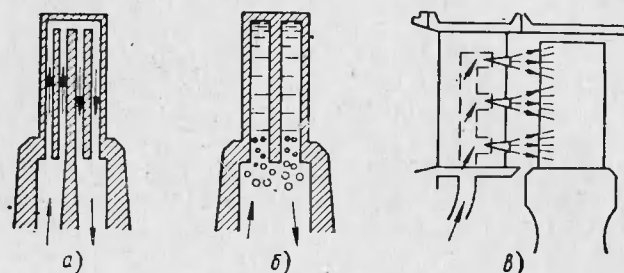
дефлектором, через которую циркулирует охлаждающий воздух. Назначение дефлектора заключается в том, чтобы увеличить скорость воздуха и коэффициент теплоотдачи от стенки к воздуху. Охладив лопатку, воздух выходит из нее либо через отверстия в выходной кромке, или вблизи от нее, либо через торец лопатки и смешивается с рабочим газом, проходящим через проточную часть турбины. На фиг. 21, б показана лопатка, охлаждаемая воздухом, который подается в отверстия, имеющиеся в ней, и выходит через торец лопатки.

Воздушная система охлаждения является внутренней, открытой и неавтономной. В настоящее время она уже применяется в ряде авиационных двигателей.

Перейдем к описанию некоторых способов жидкостного охлаждения лопаток. На фиг. 22, а и б показано внутреннее охлаждение лопаток жидкостью, причем в первом случае осуществляется вынужденная конвекция и из лопатки отводится горячая вода, а во втором случае — свободная конвекция. В силу воздействия термосифонного эффекта в поле центробежных сил холодные частицы воды перемещаются к периферии лопаток, вытесняя оттуда нагретые частицы, которые в виде пара отводятся из ротора в радиатор.

При внешнем жидкостном охлаждении лопаток на их поверхность через форсунки подается жидкость, которая, испаряясь на горячей поверхности лопаток, охлаждает их (см. фиг. 22, в). Внешнее охлаждение лопаток можно совместить с форсажем двигателя

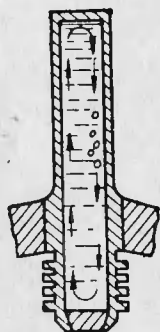
по тяге. В этом случае устанавливаются дополнительные топливные форсунки, через которые подается топливо на поверхность лопаток. Пары топлива, полученные в процессе охлаждения, смешиваются



Фиг. 22. Некоторые способы жидкостного охлаждения лопаток.

а — вынужденная конвекция; б — свободная конвекция;  
в — внешнее охлаждение.

с рабочим газом и поступают в форсажную камеру, где и сгорают, создавая дополнительную тягу.



Фиг. 23. Смешанное охлаждение лопатки.

В качестве примера смешанного охлаждения на фиг. 23 показана лопатка, охлаждаемая металлическим натрием, который в твердом состоянии вводится в каналы внутри лопатки. Тепло, воспринимаемое лопаткой, расплавляет натрий, который в жидкой фазе обеспечивает интенсивный теплоотвод в корень лопатки путем свободной конвекции. Корень же лопатки, будучи тщательно обребрен, хорошо охлаждается воздухом, отбираемым из компрессора. Такая система охлаждения является автономной.

При комбинированном охлаждении лопаток тепло отнимается как от внутренней, так и от внешней поверхностей лопаток. В этом случае лопатки изготавливаются с внутренней полостью, а стенки лопаток имеют большое количество малых отверстий. Охладитель подается во внутреннюю полость лопаток и, просачиваясь через отверстия в стенках, создает защитный слой вокруг лопаток, обволакивая их внешнюю поверхность. При этом, во-первых, обеспечивается большая поверхность соприкосновения охладителя со стенкой лопатки и, во-вторых, уменьшается коэффициент теплоотдачи от газа к стенке ввиду наличия промежуточного тонкого слоя охладителя. В качестве охладителя могут быть использованы как воздух, так и жидкость; в последнем случае вокруг лопатки создается паровая пленка.

Наиболее употребительными видами смешанного охлаждения являются пленочное охлаждение и охлаждение с применением пористых материалов. В первом случае в стенке лопатки имеется большое количество малых сверлений или щелей, во втором случае применяются специальные пористые материалы, которые могут быть получены методами порошковой металлургии, нанесением на поверхность металла в разбрызганном виде или другим каким-либо способом.

К. п. д. охлаждаемых турбин ниже к. п. д. неохлаждаемых турбин из-за расхода воздуха на охлаждение и потерь на смешение охладителя с рабочим газом в открытых системах, некоторого отвода тепла из двигателя с охлаждающим агентом при закрытых системах, необходимости при профилировании лопаток учитывать условия не только их внешнего обтекания газовым потоком, но и внутреннего обтекания в соответствующих системах охлаждения и по другим причинам. Кроме того, применение той или другой системы охлаждения турбины усложняет конструкцию двигателя, несколько увеличивает его вес и должно быть осуществлено с соблюдением необходимых требований получения однородных температурных полей в лопатках, герметичности закрытых систем и других требований.

Поэтому весьма желательна реализация высоких температур без применения охлаждающих систем. Однако жаропрочных материалов, пригодных для изготовления лопаток высокотемпературной неохлаждаемой газовой турбины, пока нет. Современные металлические сплавы не позволяют иметь температуру материала лопатки выше 700—750° С. Значительно более жаростойкими являются металлокерамические материалы, но они пока не обладают достаточной прочностью, в частности на разрыв, а также при многократной смене температуры газа и поэтому в лучшем случае могут быть применены для изготовления лишь сопловых лопаток. Удельный вес этих материалов ниже удельного веса металлических сплавов и поэтому применение металлокерамических лопаток позволит не только поднять температуру газа, но и облегчить турбину.

Металлокерамические материалы можно применить также в виде покрытия металлических лопаток, однако в этом случае должна решаться проблема сцепления материала лопатки с этим покрытием.

В настоящее время рассматривается возможность изготовления лопаток высокотемпературных неохлаждаемых газовых турбин из таких жаропрочных металлов, как вольфрам, молибден, ниобий. Основным препятствием для применения этих материалов является, как указано было выше, их свойство быстро окисляться при высоких температурах. Поэтому необходимо изыскать покрытия, которые надежно предохранили бы поверхность таких лопаток от окисления.

**По направлению газового потока различают турбины:**

- а) осевые;
- б) радиальные и
- в) тангенциальные.

Осевыми турбинами называются такие турбины, в которых направление потока в меридиональном сечении параллельно или почти параллельно оси турбины. В современных крупных газотурбинных двигателях и ЖРД применяются именно такие турбины.

Радиальными турбинами называются такие турбины, в которых направление потока в меридиональном сечении перпендикулярно к оси турбины или близко к этому направлению. Если в радиальной турбине газ течет от периферии к центру, то турбина называется центростремительной, если от центра к периферии — центробежной.

К.п.д. радиальных турбин меньше чем к.п.д. осевых турбин, в частности, из-за больших поверхностей трения, дополнительных поворотов газа, которые имеют место в радиальных турбинах, дисковых потерь и других. Кроме того, для того чтобы пропустить большие расходы газа, рабочее колесо радиальной турбины должно быть достаточно широким, что в условиях высокой температуры газа затрудняет получение необходимой его прочности. И, наконец, компоновка многоступенчатой радиальной турбины окажется значительно более сложной чем многоступенчатой осевой турбины.

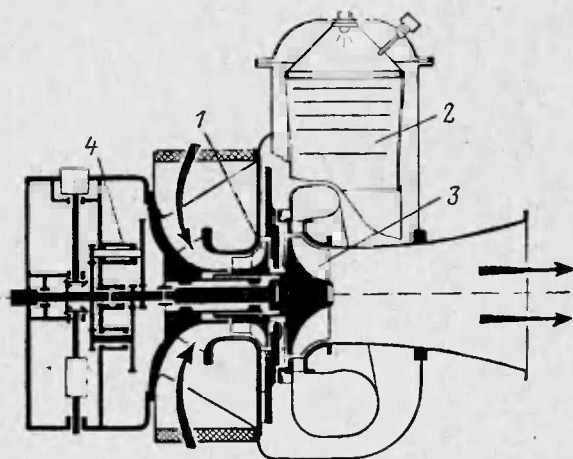
Таким образом, несмотря на возможность срабатывания больших тепловых перепадов в ступени радиальной турбины и относительную простоту изготовления роторов радиальных турбин, последние, как правило, не применяются в современных крупных двигателях.

Иначе обстоит дело в малоразмерных двигателях. К.п.д. радиальной турбины в таком двигателе будет приблизительно таким же, как осевой, ибо последняя из-за малых размеров лопаток будет иметь пониженный к.п.д. С другой стороны, при малых расходах газа не встречается тех затруднений в отношении прочности при применении радиальных турбин, о которых речь шла выше. И, наконец, радиальная турбина значительно лучше приспособлена для регулирования, чем осевая, ибо при повороте сопловых лопаток в радиальной турбине торцы лопаток движутся по плоским поверхностям, в то время как в осевой турбине они движутся по цилиндрическим поверхностям и нужны специальные меры, предупреждающие возникновение при этом радиального зазора, отрицательно влияющего на к.п.д. турбины. Поэтому в малоразмерных двигателях, в частности предназначенных для энергоузлов самолетов, в настоящее время часто применяются радиальные (причем центростремительные, поскольку они обладают большим к.п.д., чем центробежные) турбины. Один из таких двигателей показан на фиг. 24, в нем использована типичная центростремительная

турбина, рабочее колесо которой представляет собой обращенную крыльчатку центробежного компрессора. В ряде случаев радиальная турбина может применяться в ТНА ЖРД по соображениям удобства компоновки.

Круг вопросов, связанных с выбором параметров и расчетом радиальных турбин, изложен в гл. X настоящей книги.

Тангенциальными турбинами называются такие турбины, в которых движение газа происходит в окружном направлении. При-



Фиг. 24. Двигатель с центростремительной турбиной.

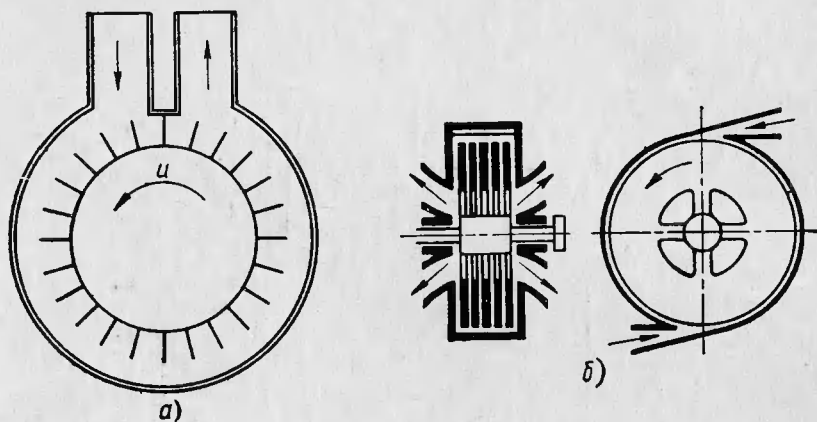
1 — центробежный компрессор; 2 — камера сгорания;  
3 — центростремительная турбина; 4 — редуктор.

мером такой турбины может служить так называемая турбина трения, представленная на фиг. 25,а. Газ в этой турбине движется в окружном направлении в плоскости, перпендикулярной оси турбины, и за счет трения увлекает за собой лопатки турбины. Входной и выходной патрубки турбины изолированы друг от друга уплотнением. К. п. д. такой турбины существенно ниже к. п. д. обычных турбин, поэтому, как правило, она не применяется. Однако при очень малых расходах к. п. д. обычных турбин резко снижается и может оказаться близким к к. п. д. турбины трения. Кроме того, при больших перепадах обычная турбина должна быть многоступенчатой (см. ниже), в то время как в данном случае этого не требуется, так как газ многократно расширяется в межлопаточных каналах одного рабочего колеса и тем самым достигается эффект многоступенчатости. И, наконец, турбина трения очень проста конструктивно — она состоит из од-



ного рабочего колеса с лопатками простейшей формы. Поэтому при очень малых расходах и больших перепадах применение турбины трения может оказаться целесообразным.

Вообще турбины трения отличаются своей простотой и в ряде случаев могут даже не иметь лопаток. Так, на фиг. 25,б изображена безлопаточная радиальная турбина трения Тесла<sup>1</sup>. Газ из плоского сопла поступает в пространство между дисками и движется к их центру, силой трения увлекая диски и приводя ротор



Фиг. 25. Турбины трения.  
а — тангенциальная турбина; б — радиальная турбина Тесла.

во вращение; траектория частиц при этом представляет собой спираль. Дойдя до втулки, газ выходит из турбины в осевом направлении. Одно из положительных качеств безлопаточной турбины заключается в том, что в случае работы в среде влажного пара такая турбина практически не подвержена эрозии проточной части.

**По количеству ступеней турбины могут быть:**

- а) одноступенчатые и
- б) многоступенчатые.

При определенной окружной скорости вращения, которая обычно лимитируется механической прочностью диска и лопаток, а также габаритами турбины (при заданном числе оборотов) в одной ступени эффективно можно преобразовать лишь ограниченный теплотерепад. Если требуется использовать большой теплотерепад приходится применять многоступенчатые турбины, в каждой ступени которых преобразуется лишь часть общего теплотерепада.

<sup>1</sup> Никола Тесла (1856—1943) — выдающийся изобретатель в различных отраслях техники, главным образом в области электротехники.

В турбореактивных двигателях применяются как одноступенчатые, так и многоступенчатые турбины. В двигателях с центробежным компрессором, в которых степень повышения давления ограничена, обычно используется одноступенчатая турбина, а в двигателях с осевым компрессором, имеющих большую степень повышения давления — двух- трех- и даже четырехступенчатые (в двухкаскадных двигателях) турбины.

В турбовинтовых двигателях применяются только многоступенчатые турбины с числом ступеней  $z = 3 \div 5$ , поскольку в них обычно используется весь, либо почти весь располагаемый теплоперепад.

В турбонасосных агрегатах ЖРД, работающих по схеме с дожиганием, обычно используются одноступенчатые турбины ввиду очень малого теплоперепада, который в них срабатывается.

Круг вопросов, связанных с расчетом и проектированием многоступенчатых турбин, изложен в гл. V настоящей книги.

**По способу срабатывания располагаемого перепада давления в многоступенчатых турбинах различают:**

- а) турбины со ступенями давления и
- б) турбины со ступенями скорости.

Турбиной со ступенями давления называется такая турбина, в каждой ступени которой срабатывается определенная часть располагаемого перепада давлений и давление уменьшается постепенно от первой до последней ступени.

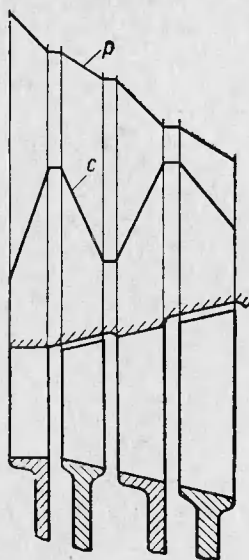
Турбиной со ступенями скорости называется такая турбина, в которой весь располагаемый перепад давлений или большая часть его срабатывается в сопловом аппарате первой ступени, а полученная кинетическая энергия постепенно используется в последующих венцах. На фиг. 26 и 27 изображены кривые изменения абсолютной скорости  $c$  и давления  $p$  в турбинах с двумя ступенями давления и двумя ступенями скорости.

Таким образом, если в турбине со ступенями давления происходит ступенчатое срабатывание давления, то в турбине со ступенями скорости получается ступенчатое использование скорости, полученной в сопловом аппарате первой ступени.

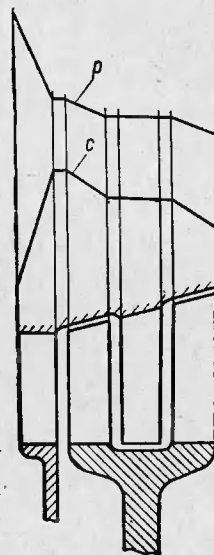
Турбины со ступенями скорости имеют следующие преимущества по сравнению с турбинами со ступенями давления. Во-первых, в этом случае требуется меньшее количество ступеней для использования заданного теплоперепада при одинаковой в обоих случаях окружной скорости вращения; во-вторых, при срабатывании большей части всего перепада давлений в сопловом аппарате первой ступени более существенно снижается температура газа, поступающего в последующие венцы. И, наконец, осевые силы в турбинах со ступенями скорости меньше, чем в турбинах со ступенями давления.

Однако турбины со ступенями скорости обладают более низким к.п.д., в частности из-за больших скоростей на выходе из соплового аппарата первой ступени, чем и объясняется применение в современных авиационных двигателях лишь турбин со ступенями давления.

В турбонасосных агрегатах ЖРД открытой схемы в ряде случаев применяются турбины со ступенями скорости, так как, с одной стороны, в этих турбинах срабатываются большие перепады



Фиг. 26. Изменение давления и скорости потока в турбине со ступенями давления.



Фиг. 27. Изменение давления и скорости потока в турбине со ступенями скорости.

давлений, с другой стороны, влияние к.п.д. турбины на удельную тягу ЖРД незначительно.

Вообще в турбинах с малым расходом газа, в которых получаются короткие лопатки, например в турбинах энергоузлов космических аппаратов, применение ступеней скорости в ряде случаев может оказаться весьма целесообразным по следующей причине. Поскольку в первом сопловом аппарате турбины со ступенями скорости срабатывается весь или большая часть располагаемого теплотерпада, то на выходе из него получаются большие сверхзвуковые скорости, что благоприятно влияет на увеличение потребной для данного расхода высоты лопаток. Поэтому в турбинах с малым расходом газа, для которых очень актуальным является

максимальное увеличение высоты лопаток, целесообразно по возможности больший теплоперепад срабатывать в первом венце.

По степени использования проходного сечения соплового аппарата для течения газа различают турбины:

- а) непарциальные и
- б) парциальные.

Непарциальными являются такие турбины, в которых каналы для течения газа расположены по всей окружности соплового аппарата. Турбины современных ГТД непарциальные.

Парциальными турбинами называются такие турбины, в которых сопловые каналы имеются только на части окружности соплового аппарата. Использование проходного сечения соплового аппарата определяется степенью парциальности  $\varepsilon$ , равной отношению рабочей дуги  $\alpha^\circ$  ко всей окружности соплового аппарата:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{360}.$$

Очевидно, что в обычных непарциальных турбинах  $\varepsilon = 1$ .

При вращении парциальной турбины рабочие лопатки попеременно проходят активную зону, когда через них течет газовая струя, поступающая из сопловых каналов, и нерабочую зону, когда они взаимодействуют с застойной газовой средой. Поэтому парциальность вызывает дополнительные потери в проточной части турбины. Тем не менее, в ряде случаев она применяется в турбинах с малым расходом газа по следующей причине. Если при малых расходах применить непарциальную турбину, то она получится либо с короткими лопатками, либо малого диаметра. И то, и другое может привести к потерям, еще большим, чем в парциальной турбине, не говоря уже о том, что при компоновке турбины малого диаметра могут встретиться большие конструктивные затруднения. Поэтому в ряде случаев оказывается более правильным применить парциальную турбину большого диаметра с лопатками приемлемой длины, чем непарциальную турбину либо малого диаметра, либо с короткими лопатками.

Вообще выбор оптимального сочетания диаметра, высоты лопаток, степени парциальности и угла потока на выходе из соплового аппарата  $\alpha_1$  в турбинах с малым расходом является важной и актуальной задачей.

Кроме того, при заданной температуре газа температура лопаток парциальной турбины ниже, чем в непарциальной турбине.

Турбины турбонасосных агрегатов ЖРД открытой схемы имеют малый расход газа, поскольку в них, с одной стороны, срабатываются большие перепады давлений, а с другой, их мощность по сравнению с турбинами ГТД невелика, так как затрачивается на повышение давления несжимаемой жидкости в насосах

ТНА. Поэтому эти турбины, как правило, парциальные, так же, как и пиротурбины для запуска ТНА, работающие от пороховой шашки.

Своеобразной разновидностью парциальных турбин является турбина с многократным подводом газа; внешний вид такой турбины представлен на фиг. 28. Газ несколько раз подводится к одному и тому же колесу, но каждый раз используется лишь часть каналов, поскольку расход газа невелик. Конструкция турбины получается сложной, причем появляются дополнительные потери из-за многократного поворота газа, однако в одном колесе такой турбины как бы совмещается несколько ступеней скорости.



Фиг. 28. Турбина с многократным подводом газа.

По количеству валов турбины могут быть:

- а) одновальные и
- б) двухвальные.

Двухвальная турбина часто применяется в турбовинтовых двигателях, где первая турбина вращает компрессор, а вторая — винт. Такая схема усложняет конструкцию двигателя, но придает ему ряд преимуществ в отношении облегчения его запуска, улучшения приемистости и возможности более гибкого регулирования.

В газотурбинных двигателях, устанавливаемых на вертолете, всегда применяются двухвальные турбины, причем первая турбина приводит компрессор, а вторая — ротор вертолета (через редуктор числа оборотов).

В турбореактивных двигателях двухвальная турбина применяется при наличии двухкаскадного компрессора, состоящего из двух групп ступеней, имеющих различное число оборотов. В этом случае первая турбина вращает второй каскад компрессора, образуя ротор высокого давления, а вторая турбина — первый каскад компрессора, образуя ротор низкого давления; при этом вал ротора низкого давления проходит внутри вала ротора высокого давления. Схема такого двигателя представлена на фиг. 9.

Иногда применяются трехвальные турбины.

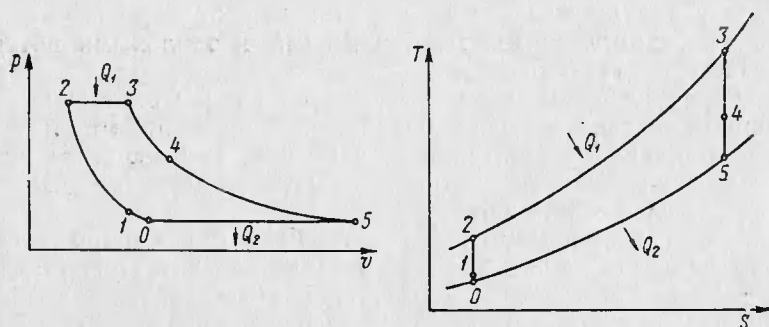
## Глава II

# ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОВЫХ ТУРБИН

### § 1. ТЕПЛОВЫЙ ЦИКЛ ГАЗОТУРБИННОГО ДВИГАТЕЛЯ

Процесс расширения газа в турбине является частью теплового цикла, осуществляемого в газотурбинном двигателе.

Сначала рассмотрим идеальный цикл, в котором все процессы осуществляются без потерь. Такой цикл со сгоранием при постоянном давлении в диаграммах  $p-v$  и  $TS$  изображен на фиг. 29 (для



Фиг. 29. Идеальный цикл газотурбинного двигателя в диаграммах  $p-v$  и  $TS$ .

простоты рассмотрен цикл двигателя без форсажа). Изозэнтропа  $0-2$  изображает процесс сжатия воздуха, который делится на две части:  $0-1$  — сжатие воздуха во входном устройстве от давления окружающей среды  $p_0$  до давления  $p_1$ , которое происходит в результате торможения набегающей струи, и  $1-2$  — сжатие в компрессоре. При работе двигателя на месте, когда скорость полета равна нулю, весь процесс сжатия будет происходить только в компрессоре.

Сжатый воздух поступает из компрессора в камеру сгорания, где происходит подвод тепла  $Q_1$  по изобаре  $2-3$ , в результате чего температура возрастает от  $T_2$  до  $T_3$ . Далее газ поступает



в турбину и реактивное сопло, где происходит процесс изэнтропического расширения (линия 3—5) от давления  $p_3$  до давления  $p_5$  при одновременном снижении температуры газа от  $T_3$  до  $T_5$ . Первая часть изэнтропы расширения 3—4 соответствует процессу расширения в турбине, а вторая часть 4—5 — процессу расширения в реактивном сопле. Процесс расширения в турбине занимает в цикле турбореактивного двигателя меньший участок, чем в цикле турбовинтового двигателя.

Давление газа при выходе из реактивного сопла  $p_5$  либо равно атмосферному давлению, как показано на фиг. 29, либо может отличаться от него в зависимости от параметров потока и формы сопла.

И, наконец, изобара 5—0 является условной линией, замыкающей цикл. Если бы в двигателе осуществлялся замкнутый процесс с прохождением одной и той же массы газа, то изобара 5—0 соответствовала бы охлаждению газа от температуры  $T_5$ , с которой он покидает двигатель, до температуры  $T_0$  на входе в двигатель с отводом тепла  $Q_2$ .

Реальный тепловой цикл, осуществляемый в газотурбинном двигателе, в отличие от идеального цикла сопровождается гидравлическими, химическими, механическими и тепловыми потерями. Наибольшее значение имеют гидравлические потери, связанные с вязкостью газа и вызывающиеся, главным образом, трением в пограничном слое и вихреобразованиями, нарушающими изэнтропичность процессов сжатия и расширения. В результате их воздействия процессы, происходящие в газотурбинном двигателе, протекают следующим образом.

Процесс сжатия во входном устройстве будет происходить не по изэнтропе 0—1\*, а по кривой 0—1\*<sup>1</sup> (фиг. 30), причем точки 1\*<sup>1</sup> и 1\* лежат на одной изотерме, поскольку разность теплосодержаний для обоих случаев остается величиной постоянной и равной кинетической энергии набегающего потока. Кривую 0—1\*, как и все остальные процессы сжатия и расширения в реальном цикле, условно можно рассматривать как некоторую политропу.

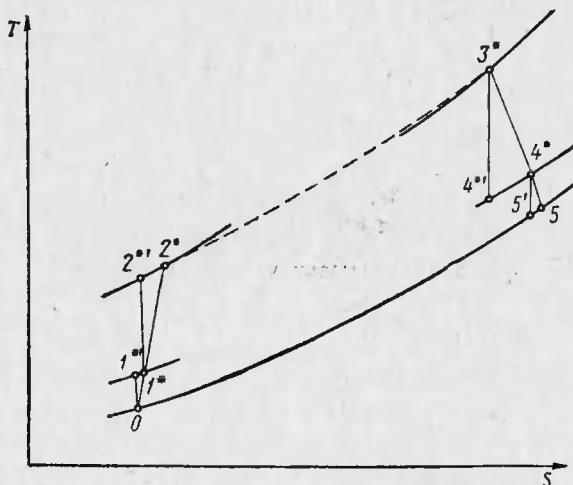
Гидравлические потери в компрессоре приводят к тому, что процесс сжатия осуществляется по политропе 1\*—2\*, т. е. увеличивается температура воздуха при заданном конечном давлении по сравнению со случаем изэнтропического сжатия. В результате этого для получения заданной степени повышения давления приходится затрачивать большую мощность на вращение компрессора, чем в случае изэнтропического сжатия.

Гидравлические потери в камере сгорания приводят к падению полного давления газа в конце ее по сравнению с полным давлением, которое воздух имеет при выходе из компрессора. Процесс подвода тепла в камере, сопровождающийся потерями, на фиг. 30

<sup>1</sup> Значок \* здесь и далее относится к параметрам заторможенного потока.

условно показан пунктирной кривой, проходящей через точки  $2^*$  и  $3^*$ .

Потери, свойственные процессу расширения в турбине, приводят к увеличению температуры заторможенного потока  $T_4^*$  в конце политропического расширения, по сравнению с температурой  $T_4^{**}$  в конце изэнтропического расширения. В результате этого для получения нужной работы на валу турбины приходится сбрасывать



Фиг. 30. Реальный цикл газотурбинного двигателя.

больший перепад давлений, чем это необходимо было бы при расширении без потерь.

Точка  $4^*$ , характеризующая состояние заторможенного потока после турбины, одновременно является начальной точкой процесса расширения в реактивном сопле. При наличии потерь в реактивном сопле вместо изэнтропы  $4^*—5'$  будем иметь политропу  $4^*—5$ , т. е. теплосодержание газа в процессе расширения увеличится по сравнению с изэнтропическим процессом, а скорость истечения реактивной струи соответственно уменьшится.

Перейдем к более подробному рассмотрению интересующего нас процесса расширения в турбине.

## § 2. УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ И РАБОТА РАСШИРЕНИЯ ГАЗА

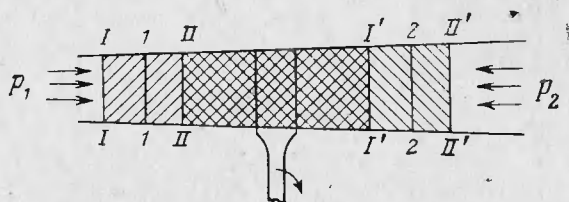
Для определения работы расширения 1 кг газа рассмотрим общий случай установившегося движения газа с подводом тепла и работы (фиг. 31). Пусть за бесконечно малый промежуток времени

некоторый объем газа переместился из положения  $I I'$  в положение  $II II'$ . Для определения баланса энергии применим первый закон термодинамики, по которому подведенное тепло  $dQ$  тратится на приращение внутренней энергии газа  $dU$  и совершение работы  $p dv$ :

$$dQ = dU + p dv. \quad (1)$$

Величина  $dU$  в уравнении (1) равна:

$$dU = U_{II'} + U_{I'II'} - (U_{II} + U_{I'II'}) = U_{I'II'} - U_{II} = (U_2 - U_1) dG, \quad (2)$$



Фиг. 31. К выводу уравнения энергии.

где  $U_1$  и  $U_2$  — внутренняя энергия 1 кг газа в соответствующих сечениях;

$dG$  — бесконечно малое количество газа, заключенное в объемах  $II$  и  $I' II'$ .

Таким образом,  $dU$  есть приращение внутренней энергии бесконечно малого количества газа  $dG$  при перемещении его из объема  $II$  в объем  $I' II'$ , ибо энергия массы газа, заключенной в объеме  $II I'$ , при стационарном процессе не меняется с течением времени.

Работа расширения  $p dv$  затрачивается на совершение внешней работы  $dL$  и приращение кинетической энергии газа, на работу преодоления давления  $p_2$  и сил трения  $dL_{тр}$  и на работу, обусловливаемую начальным давлением  $p_1$ :

$$p dv = dL + dL_{тр} + \left( p_2 v_2 - p_1 v_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \right) dG, \quad (3)$$

где  $p$ ,  $v$  и  $w$  — давление, удельный объем и скорость в соответствующих сечениях.

Подставив (2) и (3) в (1) и разделив полученное уравнение на  $dG$ , получим

$$Q = U_2 - U_1 + L + L_{тр} + p_2 v_2 - p_1 v_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (4)$$

Подведенное тепло  $Q$  складывается из тепла  $Q_{нар}$ , подведенного извне, и тепла  $Q_{вн}$ , подведенного изнутри в результате преобразования в тепло работы трения, т. е.:

$$Q = Q_{нар} + Q_{вн}, \quad (5)$$

причем величина  $Q_{\text{вн}}$  в точности равна работе трения

$$Q_{\text{вн}} = L_{\text{тр}}. \quad (6)$$

Кроме того, как известно из термодинамики

$$U + pV = c_v T + RT = (c_v + R) T = c_p T = i, \quad (7)$$

где  $c_p$  и  $c_v$  — теплоемкости газа соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме;

$R$  — газовая постоянная;

$i$  — теплосодержание газа.

Тогда уравнение (4) напишется следующим образом:

$$Q_{\text{нар}} = i_2 - i_1 + L + \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2}. \quad (8)$$

При отсутствии теплообмена с внешней средой, которое имеет место в случае неохлаждаемой турбины (теплопередачей через корпуса можно пренебречь), получим

$$L = i_1 - i_2 + \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{2}. \quad (9)$$

Используя понятие полного теплосодержания  $i^*$ , равного теплосодержанию заторможенного газа

$$i^* = i + \frac{\omega^2}{2}, \quad (10)$$

получим

$$L = i_1^* - i_2^*, \quad (9')$$

т. е. внешняя работа газа равна разности полных теплосодержаний в начале и конце процесса.

Если процесс расширения происходит в системе энергетически изолированной, что имеет место, например, при течении газа в сопловом аппарате турбины, то величина  $L$  равна нулю; в этом случае будем иметь

$$i_1 + \frac{\omega_1^2}{2} = i_2 + \frac{\omega_2^2}{2} \quad (11)$$

или

$$i_1^* = i_2^*, \quad (11')$$

т. е. теплосодержание заторможенного газа остается величиной постоянной в любом сечении потока.

Отметим, что уравнения (9) и (9'), а также (11) и (11') действительны как для идеального, так и для реального процессов. В последнем случае потери повлияют лишь на распределение тепловой и кинетической энергий, в то время как их сумма останется

величиной постоянной и равной начальной суммарной энергии газа, что непосредственно следует из закона сохранения энергии.

Определим, какими площадями в  $pv$ - и  $TS$ -диаграммах изображается работа изэнтропического расширения газа. Для этого представим уравнение (3) в интегральной форме в предположении  $L_{тр} = 0$ :

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = L + p_2 v_2 - p_1 v_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = L + \int_{p_1 v_1}^{p_2 v_2} d(pv) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \quad (12)$$

или

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = L + \int_{v_1}^{v_2} p dv + \int_{p_1}^{p_2} v dp + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (12')$$

После сокращения одинаковых интегралов получим

$$L = \int_{p_2}^{p_1} v dp + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \quad (13)$$

или в параметрах заторможенного газа

$$L = \int_{p_2}^{p_1} v dp. \quad (13')$$

Таким образом, если кривая  $3^*—4^*$  в диаграмме  $pv$  изображает изэнтропу расширения газа (фиг. 32,а), то площадь криволинейной трапеции  $AB3^*4^*$  согласно уравнению (13') пропорциональна работе расширения газа.

Обратимся теперь к диаграмме  $TS$ , на которой также проведем изэнтропу расширения газа  $3^*—4^*$  (см. фиг. 32,б). Через точки  $3^*$  и  $4^*$  проведем изобары и продолжим их до начала координат в бесконечности. Как известно, площадь, ограниченная кривой процесса, осью абсцисс и двумя крайними ординатами в  $TS$ -диаграмме, пропорциональна количеству подведенного тепла. В случае изобарического процесса подведенное тепло равно разности теплодержаний в конце и начале процесса. В самом деле, количество подведенного тепла равно

$$dQ = c dT^*, \quad (14)$$

где  $c$  — теплоемкость газа.

Для изобарического процесса  $c = c_p$ , т. е.

$$dQ = c_p dT^* = di^*. \quad (15)$$

Таким образом, площадь  $03^*A$  в некотором масштабе выражает собой разность соответствующих теплосодержаний, т. е.

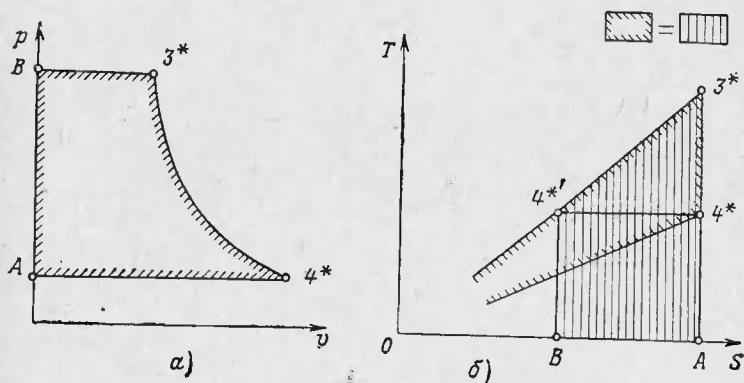
$$\text{площадь } 03^*A = i_3^* - i_0^* = i_3^*. \quad (16)$$

Аналогично этому

$$\text{площадь } 04^*A = i_4^* - i_0^* = i_4^*. \quad (17)$$

Вычитая (17) из (16), получим

$$\text{площадь } 03^*4^* = i_3^* - i_4^*, \quad (18)$$



Фиг. 32. Работа изэнтропического расширения в диаграммах  $p-v$  и  $TS$ .

т. е. площадь  $03^*4^*$  выражает собой в некотором масштабе работу расширения газа.

Эту же разность теплосодержаний  $i_3^* - i_4^*$  в  $TS$ -диаграмме можно представить иначе. Проведем для этого через точку  $4^*$  изотерму до пересечения ее в точке  $4^{*'}$  с изобарой  $03^*$ . Тогда, очевидно, площадь  $B4^{*'}3^*A$  будет изображать в некотором масштабе разность теплосодержаний  $i_3^* - i_4^{*'}$  или, что то же самое,  $i_3^* - i_4^*$ .

В дальнейшем мы будем пользоваться как тем, так и другим способом представления разности теплосодержаний в  $TS$ -диаграмме.

Формулу (9') можно представить в другом виде, более удобном для практических расчетов. Разность полных теплосодержаний равна

$$i_1^* - i_2^* = c_p (T_1^* - T_2^*) = c_p T_1^* \left( 1 - \frac{T_2^*}{T_1^*} \right). \quad (19)$$

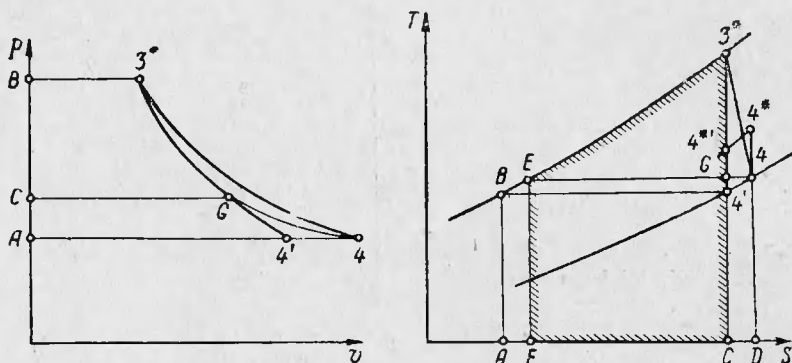


Имея в виду, что

$$c_p = R \frac{k}{k-1}, \quad (20)$$

где  $k$  — показатель изоэнтропы, а также используя связь между давлением и температурой в изоэнтропическом процессе

$$\frac{T_2^*}{T_1^*} = \left( \frac{p_2^*}{p_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad (21)$$



Фиг. 33. Действительный процесс расширения газа в турбине.

получим

$$i_1^* - i_2^* = R \frac{k}{k-1} T_1^* \left[ 1 - \left( \frac{p_2^*}{p_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (22)$$

Таким образом, изоэнтропическая, или идеальная адиабатическая работа турбины, с учетом индексации параметров, приведенной на стр. 23, равна

$$L_{\text{Тад}} = i_0^* - i_2^* = R \frac{k}{k-1} T_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_2^*}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (23)$$

Перейдем к рассмотрению действительного процесса расширения газа в турбине, представленного на фиг. 33. Площадь  $AB3^*C$  в  $TS$ -диаграмме характеризует тепловую энергию или располагаемый теплоперепад при изоэнтропическом процессе расширения газа от параметров заторможенного состояния перед турбиной до статического состояния за турбиной. В процессе политропического расширения газ дополнительно нагревается, в результате чего тепловая энергия его увеличивается и выражается площадью

$AB3^*44C$ . Однако некоторая часть этой энергии должна быть затрачена на преодоление трения. Как известно, площадь в  $TS$ -диаграмме, ограниченная кривой процесса, двумя крайними ординатами и осью абсцисс, выражает собой подведенное тепло, т. е. в данном случае работу трения. Поэтому тепловая энергия газа, которая может быть преобразована в полезную работу расширения, будет выражаться разностью площадей  $AB3^*44C - C3^*4D$  или разностью площадей  $AB3^*C - C4'4D$ . Но площадь  $C4'4D$  равна площади  $ABEF$ . Поэтому полезная тепловая энергия газа определяется площадью  $AB3^*C - ABEF = FE3^*C$ , заштрихованной по контуру, т. е. разностью теплосодержаний  $i_3^* - i_4$  в начале и в конце процесса.

Рассмотрим этот же процесс расширения в  $pV$ -диаграмме, индексация точек в которой соответствует индексации в  $TS$ -диаграмме, в частности, линия  $3^*4'$  представляет собой изоэнтропу расширения,  $3^*4$  — политропу расширения, а точка  $G$  получена в результате пересечения изоэнтропы  $3^*4'$  с изотермой, проходящей через точку  $4$ . В этой диаграмме перечисленные энергии выражаются следующими площадями:

тепловая энергия при изоэнтропическом процессе расширения — площадь  $AB3^*4'$ ;

тепловая энергия при политропическом процессе расширения — площадь  $AB3^*4$ ;

полезная тепловая энергия при политропическом процессе расширения — площадь  $CB3^*G$ .

Имея в виду связь между температурой и давлением в политропическом процессе

$$\frac{T_0^*}{T_2^*} = \left( \frac{p_0^*}{p_2^*} \right)^{\frac{n-1}{n}}, \quad (24)$$

где  $n$  — показатель политропы, получим следующее выражение для работы турбины по аналогии с (23)

$$L_T = R \frac{k}{k-1} T_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_2^*}{p_0^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (25)$$

Между величинами  $k$  и  $n$  есть определенная зависимость, которая приближенно может быть выражена следующим образом. Допустим, что параметры газа  $p^*$  и  $T^*$  получили элементарное приращение в процессе изоэнтропического (идеального адиабатического) расширения. Тогда будем иметь

$$\frac{p^* + dp^*}{p^*} = \left( \frac{T^* + dT_{ад}^*}{T^*} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (26)$$

Разложив правую часть формулы (26) в ряд и пренебрегая членами второго и более высокого порядка малости, получим

$$\frac{dp^*}{p^*} \approx \frac{k}{k-1} \frac{dT_{ад}^*}{T^*}. \quad (26')$$

Обозначим к. п. д. элементарного процесса через  $\eta_T^*$ . Тогда, подставив  $dT_{ад}^* = \frac{dT^*}{\eta_T^*}$  в (26'), будем иметь

$$\frac{dp^*}{p^*} \approx \frac{k}{k-1} \frac{dT^*}{T^* \eta_T^*}, \quad (27)$$

или после интегрирования

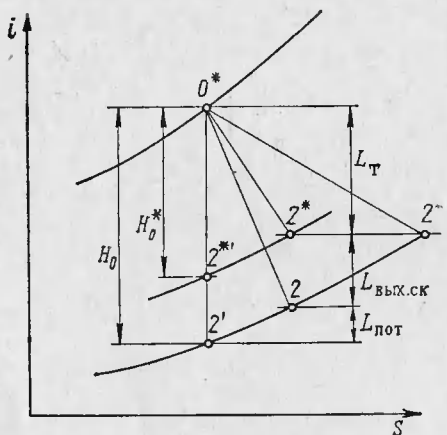
$$\frac{p_2^*}{p_0^*} \approx \left( \frac{T_2^*}{T_0^*} \right)^{\frac{k}{(k-1)\eta_T^*}}. \quad (27')$$

С учетом (24) будем иметь

$$\left( \frac{T_2^*}{T_0^*} \right)^{\frac{k}{(k-1)\eta_T^*}} = \left( \frac{T_2^*}{T_0^*} \right)^{\frac{\gamma n}{n-1}} \quad (28)$$

или

$$\eta_T^* \approx \frac{k}{k-1} \frac{n-1}{n}. \quad (28')$$



Фиг. 34. К определению к. п. д. турбины.

Формула (28') тем точнее, чем выше к. п. д.  $\eta_T^*$  и чем меньше перепад давлений, срабатываемый в турбине. Из рассмотрения этой формулы следует, что показатель политропы расширения  $n$  всегда меньше  $k$ .

### § 3. КЛАССИФИКАЦИЯ К. П. Д. ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Для определения коэффициентов полезного действия газовой турбины рассмотрим ее энергетический баланс. Очевидно, что располагаемый теплоперепад в турбине распределяется следующим образом (фиг. 34):

$$H_0 = i_0^* - i_2' = (i_0^* - i_2^*) + (i_2^* - i_2) + (i_2 - i_2') \quad (29)$$

или

$$H_0 = L_T + L_{\text{вых.ск}} + L_{\text{пот}}, \quad (29')$$

где  $H_0$  — располагаемый теплоперепад при изоэнтропическом процессе расширения газа от параметров заторможен-

ного потока перед турбиной до параметров движущегося потока за турбиной;

$L_T$  — работа турбины;

$L_{\text{вых.ск}}$  — кинетическая энергия газа при выходе из турбины;

$L_{\text{пот}}$  — прирост теплосодержания газа из-за гидравлических потерь.

Таким образом, мощность, развиваемая на валу турбины, меньше той, которая могла бы быть получена при полном использовании располагаемого теплоперепада  $H_0$ . Это происходит из-за гидравлических потерь, вызывающих увеличение теплосодержания в процессе политропического расширения по сравнению с изэнтропическим, и из-за конечной скорости, свойственной как политропическому, так и изэнтропическому процессам расширения, которую газ имеет при выходе из турбины. Однако эта скорость в дальнейшем используется в реактивном сопле и для общего энергетического баланса двигателя не является потерянной.

В соответствии с этим различают два к. п. д. турбины: мощностной к. п. д., характеризующий преобразование располагаемого теплоперепада в мощность турбины и равный отношению работы на валу турбины к располагаемому теплоперепаду

$$\eta_T = \frac{i_0^* - i_2^*}{i_0^* - i_2'} = \frac{T_0^* - T_2^*}{T_0^* - T_2'} = \frac{L_T}{H_0} \quad (30)$$

(приблизительно считая теплоемкость газа постоянной в процессе его расширения в турбине), и адиабатический к. п. д., учитывающий лишь гидравлические потери в турбине и равный отношению полезной энергии, получаемой от газа, к располагаемому теплоперепаду

$$\eta_{ад} = \frac{i_0^* - i_2}{i_0^* - i_2'} = \frac{T_0^* - T_2}{T_0^* - T_2'} = \frac{L_T + L_{\text{вых.ск}}}{H_0} \quad (31)$$

Произведя почленное деление в последней части выражения (31) и имея в виду формулу (30), получим связь между адиабатическим и мощностным к. п. д.

$$\eta_{ад} = \eta_T \left( 1 + \left( \frac{c_2}{c_{ад}} \right)^2 \right), \quad (32)$$

где  $c_2$  — скорость газа при выходе из турбины;

$c_{ад}$  — скорость газа, соответствующая располагаемому теплоперепаду  $H_0$ .

Очевидно, что адиабатический к. п. д. турбины больше мощностного, причем разность  $\eta_{ад} - \eta_T$  тем больше, чем выше скорость газа при выходе из турбины и чем ниже теплоперепад, срабатываемый в турбине. Поскольку в авиационных турбинах из-за стремления снизить габариты и вес двигателя эта скорость может

быть достаточно большой порядка 300—400 м/сек, то адиабатический и мощностной к. п. д. могут значительно отличаться друг от друга, в особенности в турбинах ТРД, в которых срабатываемый теплоперепад меньше, чем в турбинах ТВД.

Кроме этих к. п. д., широкое распространение нашел еще к. п. д. турбины по параметрам заторможенного потока, равный

$$\eta_T^* = \frac{i_0^* - i_2^*}{i_0^* - i_2'^*} = \frac{T_0^* - T_2^*}{T_0^* - T_2'^*} = \frac{L_T}{H_0 - \frac{T_2'}{T_2} L_{\text{ВЫХ.СК}}} = \frac{L_T}{H_0 - \xi L_{\text{ВЫХ.СК}}}, \quad (33)$$

причем точка  $2^{*'}$  получена в результате пересечения изобары,  $p_2^*$  проходящей через точку  $2^*$ , с основной изэнтропой (см. фиг. 34)

$$\text{а } \xi = \frac{T_2'}{T_2}.$$

Введя обозначение  $H_0 - \xi L_{\text{ВЫХ.СК}} = H_0^*$ , получим

$$\eta_T^* = \frac{L_T}{H_0^*} \quad (33')$$

или

$$L_T = H_0^* \cdot \eta_T^* \quad (33'')$$

Так как значение  $\xi$  близко к единице, то величина  $\eta_T^*$  представляет собой приблизительно отношение работы, развиваемой турбиной, к располагаемому теплоперепаду, подсчитанному по температурам заторможенного потока до и после турбины, причем торможение производится по действительным, а не изэнтропическим скоростям.

По своей величине к. п. д.  $\eta_T^*$  несколько меньше адиабатического к. п. д. данной турбины, причем он приближается к последнему тем в большей степени, чем меньше скорость истечения газа из турбины. Соотношение между всеми тремя к. п. д. турбины наглядно показано на фиг. 34, где наклон политропы  $0^*—2$  характеризует собой величину адиабатического к. п. д., наклон политропы  $0^*—2^*$  — величину к. п. д.  $\eta_T^*$  и наклон политропы  $0^*—2^{*'}$  — величину мощностного к. п. д. Из этого рассмотрения следует, что для данной турбины всегда имеет место неравенство  $\eta_{\text{ад}} > \eta_T^* > \eta_T$ .

Аналитическую связь между этими тремя к. п. д. легко получить, разделив числитель и знаменатель правой части выражения (33) на  $H_0$ . Тогда, имея в виду (30) и (31), получим

$$\eta_T^* = \frac{\eta_T}{1 - \xi(\eta_{\text{ад}} - \eta_T)}. \quad (34)$$

Подставив величину

$$T'_2 = \frac{T_0^*}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (35)$$

где  $\pi_T = \frac{p_0^*}{p_2}$  — степень понижения давления в турбине, в (31), будем иметь

$$T_2 = T_0^* \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}}} \right) \eta_{ад} \right]. \quad (36)$$

Разделив (35) на (36), получим

$$\xi = \frac{T'_2}{T_2} = \frac{1}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}} (1 - \eta_{ад}) + \eta_{ад}}. \quad (37)$$

Таким образом, чем выше  $\eta_{ад}$  и ниже  $\pi_T$ , тем больше величина  $\xi$ . Подставив найденную величину  $\xi$  в (34), получим

$$\eta_T^* = \eta_T \frac{\pi_T^{\frac{k-1}{k}} (1 - \eta_{ад}) + \eta_{ад}}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}} (1 - \eta_{ад}) + \eta_T}. \quad (38)$$

Отметим, что если адиабатический к. п. д. обычно несколько возрастает при увеличении  $\pi_T$ , а мощностной падает, то к. п. д.  $\eta_T^*$  почти не зависит от величины  $\pi_T$ .

Какой же из этих к. п. д. наиболее правильно характеризует совершенство турбины?

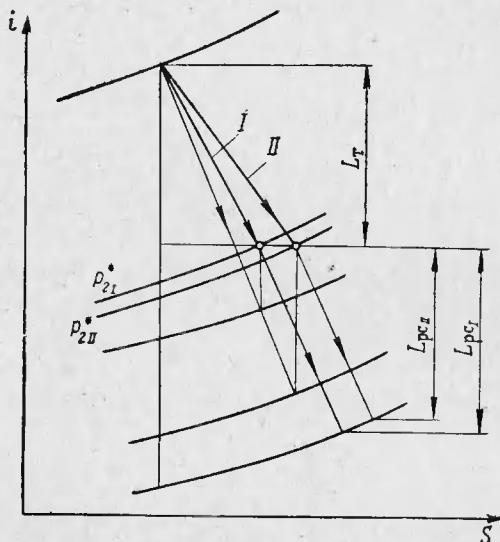
Если говорить о турбине как таковой, то наиболее правильно ее гидродинамическое совершенство характеризуется адиабатическим к. п. д., ибо он учитывает только потери в проточной части и определяет качество преобразования энергии в целом.

Если же рассматривать турбину как элемент двигателя, то оценка ее эффективности адиабатическим к. п. д. окажется недостаточной. Рассмотрим два случая — первый, когда скорость на выходе из турбины в дальнейшем используется либо для создания тяги, либо для циркуляции газа по контуру, и второй, когда эта скорость не используется.

В первом случае та турбина будет оптимальной, после которой давление заторможенного потока при заданных условиях на входе и мощности на валу будет максимальным, т. е. та турбина, которая будет иметь максимальный к. п. д.  $\eta_T^*$ . На фиг. 35 изобра-



жены процессы расширения в двух турбореактивных двигателях, причем турбины их имеют одинаковые адиабатические к. п. д. и одинаковую мощность на валу, но разные к. п. д.  $\eta_t^*$ . Как легко усмотреть из этой фигуры, тяга двигателя I, обладающего турбиной с более высоким значением  $\eta_t^*$ , больше, чем тяга двигателя II, турбина которого имеет меньший к. п. д.  $\eta_t^*$ , так как  $p_{2I}^* > p_{2II}^*$ . Таким образом, в данном случае не адиабатический к. п. д.  $\eta_{ад}$ , а к. п. д.  $\eta_t^*$  наиболее правильно характеризует эффективность тур-



Фиг. 35. К оценке турбин по значениям их к. п. д.

бины. Коэффициентом полезного действия  $\eta_t^*$  следует оценивать эффективность турбин газотурбинных двигателей, предназначенных для самолетов, в которых скорость на выходе из турбины используется для создания тяги, турбин ЖРД, работающих по схеме с дожиганием, в которых эта скорость используется для подачи газа в головку камеры сгорания, а также турбин энергоузлов электрических ракет, в которых эта скорость используется для циркуляции рабочего тела по замкнутому контуру.

Во втором случае, когда скорость на выходе из турбины не используется, наиболее правильно эффективность ее оценивать при помощи мощностного к. п. д.  $\eta_t$ . Это относится к турбинам ЖРД, работающих по открытой схеме, к турбинам вертолетных ГТД, а также к турбинам самолетных энергоузлов.

### Глава III

## ЭЛЕМЕНТЫ ОДНОМЕРНОЙ ТЕОРИИ ТЕЧЕНИЯ В РЕШЕТКАХ

### § 1. ИЗОЭНТРОПИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗА

При установившемся процессе течения масса газа  $G$ , проходное сечение  $f$ , скорость  $w$  и плотность  $\gamma$  в любом сечении потока связаны уравнением неразрывности:

$$G = f\gamma w = \text{const.} \quad (39)$$

По мере расширения газа скорость его будет увеличиваться, а плотность уменьшаться, поэтому из уравнения (39) трудно непосредственно определить, как должно меняться  $f$ , чтобы движение газа непрерывно ускорялось. Для того чтобы ответить на этот вопрос, прологарифмируем уравнение (39) и представим его в дифференциальной форме; тогда получим

$$\frac{df}{f} + \frac{d\gamma}{\gamma} + \frac{dw}{w} = 0 \quad (39')$$

или

$$\frac{df}{f} = \frac{dw}{w} \left( -\frac{d\gamma}{\gamma} \frac{w}{dw} - 1 \right). \quad (39'')$$

Подставляя в выражение, стоящее в круглых скобках, значение  $\frac{dw}{dw}$  из уравнения Бернулли

$$\frac{dp}{\gamma} + wdw = 0, \quad (40)$$

будем иметь

$$\frac{df}{f} = \frac{dw}{w} \left( \frac{w^2}{\frac{dp}{d\gamma}} - 1 \right). \quad (41)$$

Как известно, скорость звука  $a$  равна:

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\gamma}}. \quad (42)$$

Кроме того, обозначим, как принято в газодинамике, отношение скорости потока к скорости звука в данном сечении через  $M$ , т. е.

$$M = \frac{w}{a}. \quad (43)$$

Тогда будем иметь

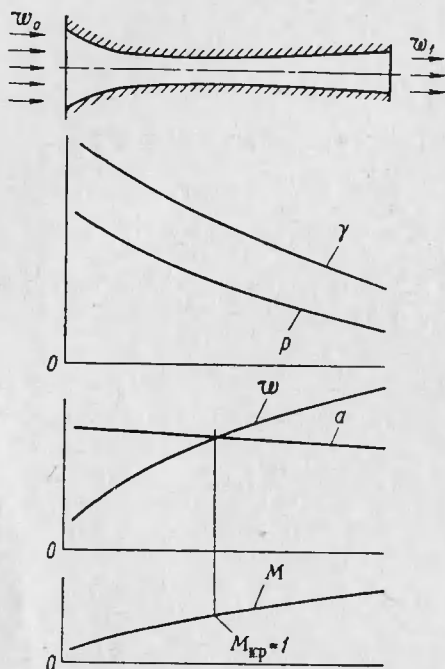
$$\frac{df}{f} = \frac{dw}{w} (M^2 - 1). \quad (41')$$

Из уравнения (41') видно, что для получения ускоряющегося потока, т. е. положительной величины дифференциала  $dw$ , необходимо, чтобы:

в дозвуковой области ( $M < 1$ ) поток был сужающимся ( $df < 0$ ),

в сверхзвуковой области ( $M > 1$ ) — расширяющимся ( $df > 0$ ), а при скорости потока, равной скорости звука ( $M = 1$ ), сечение его должно быть неизменным ( $df = 0$ ).

Таким образом, если мы хотим иметь поток, непрерывно ускоряющийся от некоторой начальной дозвуковой до сверхзвуковой скорости, то сечение потока сначала должно быть сужающимся, где он будет течь с дозвуковыми скоростями, а затем расширяющимся, где поток будет иметь



Фиг. 36. Изменение параметров газа в сопле Лавала.

сверхзвуковые скорости. На границе этих двух участков, т. е. в самом узком или минимальном сечении потока, скорость его будет равна местной скорости звука. Поэтому минимальное сечение сопла при изэнтропическом процессе расширения называется критическим сечением, а параметры газа в этом сечении — критическими (в дальнейшем они будут обозначаться индексом  $кр$ ). Такое сопло было предложено шведским инженером Лавалем и поэтому носит его имя.

На фиг. 36 показано изменение давления  $p$ , плотности  $\gamma$  и скорости  $w$  потока, а также скорости звука  $a$  и числа  $M$  вдоль сопла Лавала. Протекание кривых  $\gamma$  и  $w$  объясняет закон изменения проходного сечения сопла: на первом участке (до минимального сечения) нарастание скорости происходит быстрее, чем падение плотности газа, поэтому сопло получается сужающимся; на втором участ-

ке (после минимального сечения) быстрее происходит падение плотности газа, чем нарастание скорости, поэтому сопло получается расширяющимся. Характерно, что в области минимального сечения проходное сечение сопла меняется очень полого. Так, например, для увеличения числа  $M$  потока от 0,9 до 1 достаточно уменьшить площадь сечения сопла всего на 1%.

Проследим теперь, какие значения имеют параметры газа в критическом сечении и в конечном сечении сопла при истечении в абсолютный вакуум в зависимости от начальных температуры и давления заторможенного потока.

При изэнтропическом расширении газа, имеющего начальные параметры заторможенного потока  $T_0^*$  и  $p_0^*$  и конечные параметры  $T_1$  и  $p_1$ , скорость истечения равна

$$w_1 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R (T_0^* - T_1)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (44)$$

что непосредственно следует из уравнения (10).

Так называемая максимальная скорость течения газа, получающаяся при истечении в абсолютный вакуум, т. е. при  $p_1 = T_1 = 0$ , равна

$$w_{\max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_0^*}. \quad (45)$$

Скорость звука в общем случае выражается уравнением (42). Имея в виду изэнтропическое изменение состояния при распространении волн малых возмущений, в том числе звуковых волн, получим следующее выражение для скорости звука, связав уравнение (42) с уравнением изэнтропы:

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\gamma}} = \sqrt{\frac{p}{\gamma} k} = \sqrt{kRT}, \quad (42')$$

где  $p$ ,  $T$  и  $\gamma$  — текущие параметры потока в том сечении, для которого подсчитывается скорость звука.

Температура газа в критическом сечении определится исходя из того, что скорость потока в нем  $w_{кр}$  равна местной скорости звука  $a$ , т. е.

$$w_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R (T_0^* - T_{кр})} = \sqrt{kRT_{кр}}, \quad (46)$$

откуда

$$\frac{T_{кр}}{T_0^*} = \frac{2}{k+1} \quad \text{или} \quad T_{кр} = \frac{2}{k+1} T_0^*. \quad (47)$$

Тогда давление и плотность в критическом сечении определяются из уравнений

$$\left(\frac{p_{кр}}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{2}{k+1}, \quad (48)$$

откуда

$$\frac{p_{кр}}{p_0^*} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \text{ или } p_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \cdot p_0^* \quad (48')$$

и соответственно

$$\frac{\gamma_{кр}}{\gamma_0^*} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \text{ или } \gamma_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \gamma_0^*. \quad (48'')$$

Таким образом, критические отношения температур, давлений и плотностей зависят только от показателя адиабаты.

Скорость в критическом сечении найдется путем подстановки выражения (47) в выражение (46), после чего получим

$$w_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_0^*}. \quad (49)$$

Определим еще скорость звука и число  $M$  в начальном и критическом сечениях, а также при расширении газа до абсолютного вакуума. В начале сопла скорость звука равна  $a_0 = \sqrt{kRT_0}$ , при расширении до абсолютного вакуума  $a_1 = 0$ , а в критическом сечении  $a_{кр} = w_{кр}$ <sup>1</sup>. В соответствии с этим число  $M$  в начале сопла равно  $M_0 = \frac{w_0}{a_0}$ , в критическом сечении  $M_{кр} = \frac{w_{кр}}{a_{кр}} = 1$ , а при расширении до абсолютного вакуума  $M_1 = \infty$ .

Зависимость давления от скорости в сопле наглядно иллюстрируется кривой на фиг. 37, где приведены также значения чисел  $M$  в трех характерных сечениях сопла. В дозвуковой области кривая  $p(w)$  обращена вогнутой стороной вниз, а в сверхзвуковой области — вогнутой стороной вверх, что подтверждает упомянутое вы-

<sup>1</sup> Учитывая это равенство, а также формулу (49), уравнения (44) и (45) могут быть написаны следующим образом:

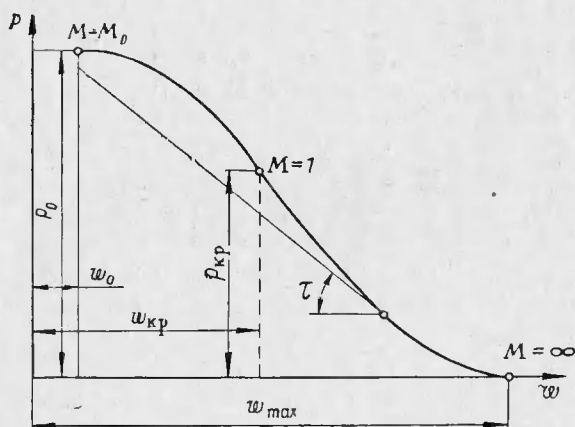
$$w_1 = a_{кр} \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[ 1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (44')$$

и

$$w_{max} = a_{кр} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}. \quad (45')$$

ше сравнительно медленное падение давления газа в сужающейся части сопла и более быстрое падение — в расширяющейся части сопла. Переходная точка при  $w = w_{кр}$  является точкой перегиба кривой  $p(w)$ . Обозначив через  $\tau$  угол между касательной к кривой  $p(w)$  и осью абсцисс и имея в виду выражение (40), получим

$$\operatorname{tg} \tau = -\frac{dp}{dw} = \gamma w, \quad (40')$$



Фиг. 37. Зависимость давления от скорости в сопле.

т. е. наклон кривой  $p(w)$  равен плотности потока массы  $\gamma w$ . Малое изменение этого наклона в области точки перегиба кривой  $p(w)$  соответствует пологому изменению площади проходного сечения сопла при околосвуковых скоростях потока, о котором речь шла выше.

В газодинамике и теории лопаточных машин часто пользуются понятием приведенной скорости  $\lambda$ , под которой понимают отношение скорости потока в любом сечении к критической скорости, т. е.

$$\lambda = \frac{w_1}{a_{кр}} = V \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(1 - \frac{T_1}{T_0^*}\right)}. \quad (50)$$

Очевидно, что в сужающейся части сопла  $1 > \lambda > M$ , в расширяющейся части  $1 < \lambda < M$ , а в критическом сечении  $\lambda = M = 1$ .

Формула (50) устанавливает связь между параметрами заторможенного и движущегося газа, так как температура заторможенного газа в любом сечении сопла  $T_1^*$  одинакова и равна начальной



температуре  $T_0^*$ . Используя это обстоятельство, получим из формулы (50) известные газодинамические соотношения:

$$\begin{aligned}\tau(\lambda) &= \frac{T}{T^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2; \\ \pi(\lambda) &= \frac{p}{p_0^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}}; \\ \varepsilon(\lambda) &= \frac{\gamma}{\gamma^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}},\end{aligned}\quad (51)$$

а также связь между величинами  $M$  и  $\lambda$ :

$$M = \sqrt{\frac{\frac{2}{k+1} \lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}}. \quad (52)$$

Значения параметров газа во входном и критическом сечениях, а также при расширении до абсолютного вакуума приведены в следующей таблице.

Сечение сопла Параметр	Входное	Критическое	При расширении до абсолютного вакуума
Температура $T$	$T_0$	$T_{кр} = \frac{2}{k+1} T_0^*$	0
Давление $p$	$p_0$	$p_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} p_0^*$	0
Скорость $w$	$w_0$	$w_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_0^*}$	$w_{max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^*}$
Скорость звука $a$	$a_0 = \sqrt{kRT_0}$	$a_{кр} = w_{кр}$	0
Число $M$	$\frac{w_0}{a_0}$	1	$\infty$
Приведенная скорость $\lambda$	$\frac{w_0}{a_{кр}}$	1	$\sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$

Вернемся теперь к уравнению неразрывности (39):

$$f = \frac{G}{\gamma w}. \quad (39')$$

Используя известное в газодинамике понятие приведенного расхода  $q(\lambda)$ , равного отношению плотности потока массы  $\gamma\omega$  к критическому значению этой величины  $\gamma_{кр}\omega_{кр}$ , или обратному отношению площадей сечения

$$q(\lambda) = \frac{\gamma\omega}{\gamma_{кр}\omega_{кр}} = \frac{f_{кр}}{f}, \quad (53)$$

получим

$$\gamma\omega = \gamma_{кр}\omega_{кр}q(\lambda). \quad (53')$$

Подставив (53') в (39), будем иметь

$$f = \frac{G}{\gamma_{кр}\omega_{кр}q(\lambda)}. \quad (54)$$

Имея в виду (48'') и (49), получим после соответствующих подстановок и преобразований

$$f = \frac{G \sqrt{V T_0^*}}{p_0^* m q(\lambda)}, \quad (55)$$

где

$$m = V \sqrt{\frac{k}{R} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}. \quad (56)$$

Поскольку параметры заторможенного потока постоянны по соплу, то уравнение (55) может быть написано в виде

$$f = \frac{G \sqrt{T^*}}{p^* m q(\lambda)}, \quad (55')$$

где  $p^*$  и  $T^*$  — текущие параметры заторможенного потока.

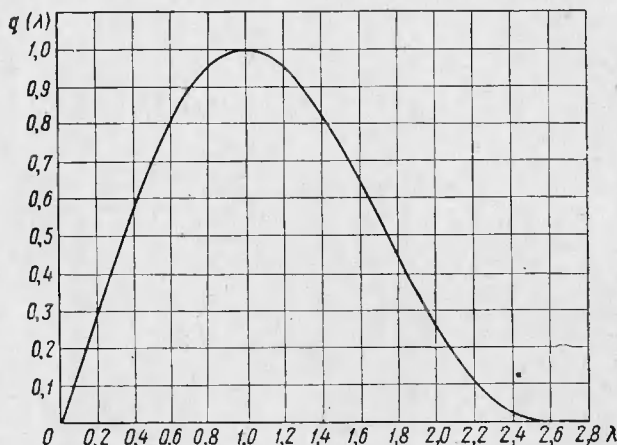
Уравнение (55') так же, как и (39), действительно как для изэнтропического процесса расширения, так и для расширения с потерями, поскольку в данном случае рассматриваются текущие параметры потока, однако величина  $f$  при заданном расходе будет, конечно, различной при изэнтропическом и политропическом процессах.

Таким образом, площадь проходного сечения сопла обратно пропорциональна величине приведенного расхода  $q(\lambda)$ , который является функцией приведенной скорости

$$\begin{aligned} q(\lambda) &= \frac{\omega}{\omega_{кр}} \cdot \frac{\gamma}{\gamma_{кр}} = \lambda \left( \frac{p}{p_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}} = \lambda \left( \frac{p}{p^*} \right)^{\frac{1}{k}} \left( \frac{p^*}{p_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}} = \\ &= \lambda \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \end{aligned} \quad (57)$$

и обычно дается в таблицах газодинамических величин.

Кривая  $q(\lambda) = f(\lambda)$ , подсчитанная для значения  $k = 1,33$ , приведена на фиг. 38. В дозвуковой части сопла при изменении  $\lambda$  от 0 до 1 величина  $q(\lambda)$  возрастает, что согласно формуле (55) соответствует уменьшению сечения в сужающейся части сопла, пока не дойдет до своего максимального значения  $q(\lambda) = 1$  при  $\lambda = 1$  в критическом сечении сопла. В сверхзвуковой части сопла при дальнейшем увеличении  $\lambda$  величина  $q(\lambda)$  уменьшается, что соответствует увеличению сечения в расширяющейся части сопла, пока не до-



Фиг. 38. Изменение функции  $q(\lambda)$  в зависимости от приведенной скорости.

стигнет нулевого значения при расширении в пустоту; в этом предельном случае проходное сечение  $f = \infty$ , а приведенная скорость

$$\lambda = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}.$$

До сих пор мы рассматривали изменение параметров газа в различных сечениях сопла и установили, что приведенный расход меняется вдоль сопла так, как это показано на фиг. 38, а проходное сечение сопла — по обратному закону.

Теперь проанализируем, как будет меняться расход газа через сопло при переменном давлении на срезе его. Допустим, что имеется сужающееся сопло, причем первоначально давление на срезе его равно начальному давлению  $p_0^*$  и скорость  $\lambda = 0$ , т. е. никакого расхода через сопло нет. По мере снижения давления на срезе сопла от  $p_0^*$  до  $p_{кр}$  и увеличения приведенной скорости  $\lambda$  от 0 до 1 приведенный расход  $q(\lambda)$  в срезе сопла будет увеличиваться так, как показано на фиг. 38, и пропорционально ему будет возрастать рас-

ход газа  $G$  в соответствии с формулой (55), которую теперь следует рассматривать при постоянной величине  $f$ .

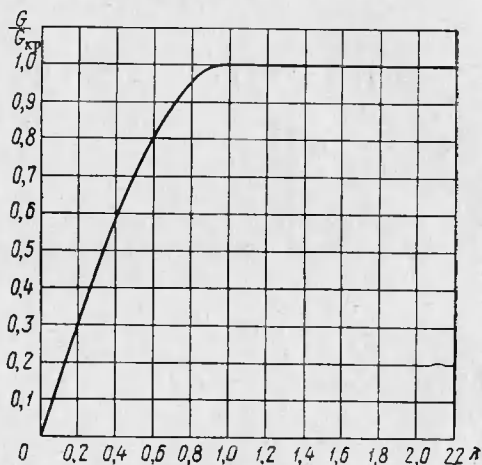
Если после достижения  $p_{кр}$  продолжать снижение давления за соплом, то на течении в сопле это почти не отразится: давление на срезе сопла, как показывает опыт, остается равным  $p_{кр}$ , а расход  $G_{кр}$ , т. е. ни перепад давлений, срабатываемый в сопле, ни расход газа увеличить не удастся. Это объясняется тем, что после того как в выходном сечении сопла установилась критическая скорость, дальнейшее изменение давления окружающей среды не может повлиять на давление внутри сопла, т. е. происходит явление «запирания» сопла, в результате которого оно оказывается изолированным от окружающей среды.

Если сопло нарастить расширяющейся частью, то окажется возможным срабатывать сверхкритические перепады, но давление в минимальном сечении сопла останется равным  $p_{кр}$ , а следовательно, и расход через сопло не изменится. Таким образом, применение расширяющейся части сопла позволяет срабатывать большие перепады давлений по сравнению с сужающимся соплом, но расход газа при этом останется неизменным, поскольку он лимитируется минимальным сечением сопла.

Поэтому в том случае, если сопло Лаваля с минимальным сечением, равным  $f_{min}$ , работает при различных режимах, то при дозвуковых скоростях истечения расход газа через сопло следует подсчитывать по формуле

$$G = \frac{f_{min} p_0^* m}{\sqrt{T_0^*}} q(\lambda), \quad (58)$$

где величина  $m$  по-прежнему определяется по формуле (56), а приведенный расход  $q(\lambda)$  для данного значения  $\lambda$  либо берется по таблицам газодинамических величин, либо при отсутствии их подсчитывается по формуле (57), либо при ориентировочных расчетах берется по кривой, приведенной на фиг. 38.



Фиг. 39. Изменение приведенного расхода через сопло в зависимости от приведенной скорости.

Если же в сопле срабатывается критический или сверхкритический перепад давлений, то в формуле (58) следует принять  $q(\lambda) = 1$  и критический расход подсчитывать по формуле

$$G_{кр} = \frac{\dot{f}_{\min} p_0^m}{\sqrt{T_0^*}}. \quad (58')$$

На фиг. 39 представлена зависимость  $\frac{G}{G_{кр}} = f(\lambda)$ . В дозвуковой области эта кривая протекает идентично соответствующей ветви кривой  $q(\lambda) = f(\lambda)$  на фиг. 38. В сверхзвуковой области кривая  $\frac{G}{G_{кр}} = f(\lambda)$  превращается в прямую, параллельную оси абсцисс.

Следует подчеркнуть, что физический смысл величин  $\lambda$ , отложенных по оси абсцисс на фиг. 38 и 39, различен: если на фиг. 38 эти величины  $\lambda$  характеризуют изменение приведенной скорости вдоль сопла, то на фиг. 39 они характеризуют изменение скорости на срезе сопла в процессе работы его при переменном режиме.

## § 2. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА ИЗ РЕШЕТОК ТУРБИНЫ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТЕРЬ

При течении с потерями, в частности при истечении газа из лопаточных решеток турбины, средние скорости потока уменьшаются по сравнению со скоростями изэнтропического истечения в основном из-за наличия пограничного слоя на стенках канала. Имея в

виду формулу (44) и связь между параметрами в политропическом процессе, легко усмотреть, что скорость потока в этом случае следует подсчитывать по формуле



$$w = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}, \quad (59)$$

где  $n$  — показатель политропы.

С другой стороны, при течении с потерями возрастет средняя температура газа в основном из-за трения и вихреобразований в пограничном слое, т. е. увеличится скорость звука в данном сечении по сравнению

Фиг. 40. Кривые изменения скорости потока  $w$  и скорости звука  $a$  при изэнтропическом и политропическом истечении из сопла.

нию со скоростью звука в этом же сечении при изоэнтропическом истечении. Поэтому в минимальном сечении сопла в этом случае скорость потока уже не будет равна местной скорости звука, а будет несколько меньше ее. Равенство скорости потока и местной скорости звука наступит где-то за узким сечением сопла, как это видно на фиг. 40. Таким образом, при течении с потерями критическое сечение сопла не совпадает с его минимальным сечением.

Определим параметры потока в минимальном сечении. Уравнение неразрывности (39) с учетом уравнения (59) и соотношения, связывающего температуры и давления в политропическом процессе, напишется следующим образом

$$\dot{f}_1 = \frac{G \sqrt{T_0^*}}{p_0^* \sqrt{\frac{2}{R} \frac{k}{k-1} \left[ \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{n}} - \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]}}. \quad (60)$$

Для минимального сечения знаменатель правой части этого уравнения должен иметь максимальное значение. Отношение  $\frac{p_1}{p_0^*}$ , при котором оно получается, легко найти, приравняв нулю производную по  $\frac{p_1}{p_0^*}$  от выражения, стоящего в квадратных скобках. Тогда для перепада давлений в минимальном сечении получим следующее выражение:

$$\frac{p_{\min}}{p_0^*} = \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}} \quad (61)$$

и соответственно для температуры

$$\frac{T_{\min}}{T_0^*} = \frac{2}{n+1}. \quad (62)$$

Подставив выражение (61) в (59), получим значение скорости в минимальном сечении

$$\omega_{\min} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{n-1}{n+1} R T_0^*}. \quad (63)$$

Из этих уравнений видно, что при постоянных начальных параметрах газа  $p_0^*$  и  $T_0^*$  предельно достижимые давление и температура в минимальном сечении при течении с потерями больше, чем при изоэнтропическом процессе, а скорость — меньше.

Вследствие уменьшения скорости потока и увеличения его температуры расход газа при течении с потерями будет меньше, чем в

случае изобарического процесса расширения при срабатывании того же перепада давлений и выражается формулами

$$G = \frac{\dot{m}_{\min} p_0^*}{\sqrt{T_0^*}} q(\lambda) \mu \quad (64)$$

и

$$G_{\text{кр}} = \frac{\dot{m}_{\min} p_0^*}{\sqrt{T_0^*}} \mu, \quad (64')$$

где  $\lambda$  — приведенная скорость газа при изобарическом истечении;

$\mu$  — коэффициент расхода, равный отношению расхода газа при изобарическом процессе расширения к действительному расходу газа при том же перепаде давлений.

При проведении экспериментальных исследований проточной части газовой турбины, обычно определяются так называемые коэффициенты скорости  $\varphi$  в решетке соплового аппарата или  $\psi$  в решетке рабочего колеса, представляющие собой отношение действительной скорости газа после выхода его из решетки к той скорости, которую можно было бы получить в случае расширения без потерь.

Применительно, например, к сопловому аппарату, будем иметь

$$\varphi = \frac{c_1}{c_{1t}}, \quad (65)$$

где  $c_1$  и  $c_{1t}$  — соответственно скорости в конце действительного и изобарического процессов расширения.

Иногда потери в решетке определяются отношением полных давлений на выходе из решетки при действительном и изобарическом процессах расширения. Применительно к решетке соплового аппарата коэффициент потери полного давления равен

$$\sigma_c = \frac{p_1^*}{p_0^*}.$$

Связь между величинами  $\sigma_c$  и  $\varphi$ , как нетрудно убедиться, выражается формулой

$$\sigma_c = \frac{\pi(\lambda)}{\pi(\varphi\lambda)}.$$

График этой зависимости приведен на фиг. 41.

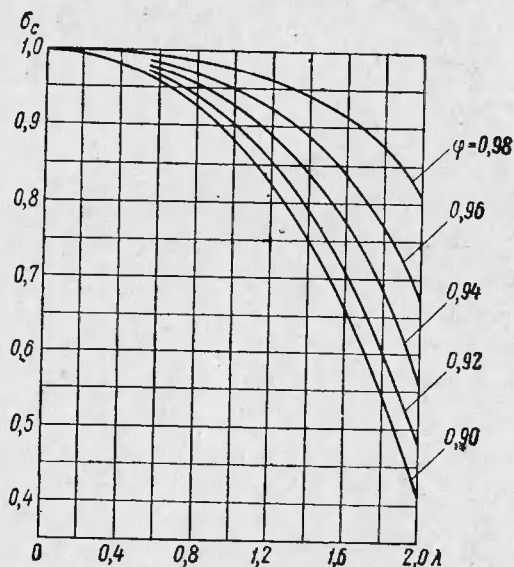
На изменение расхода воздействуют не все потери в решетке, а только та часть их, которая относится к тракту от входа в решетку до минимального сечения, определяющего расход газа.



В соответствии с определением коэффициента расхода  $\mu$  его можно представить в виде

$$\mu = \frac{c_{\min}}{c_{\min t}} \frac{T_{\min t}}{T_{\min}}, \quad (66)$$

где  $c_{\min}$  и  $c_{\min t}$  — скорости в минимальном сечении соответственно в конце действительного и изоэнтروпического процессов расширения;



Фиг. 41. Связь между коэффициентом потери полного давления  $\sigma_c$  и коэффициентом скорости  $\phi$ .

$T_{\min}$  и  $T_{\min t}$  — температуры в минимальном сечении соответственно в конце действительного и изоэнтропического процессов расширения.

Примем (см. гл. VII), что потери до минимального сечения равны половине всех потерь в решетке. Тогда с учетом формул (51) и (65) будем иметь

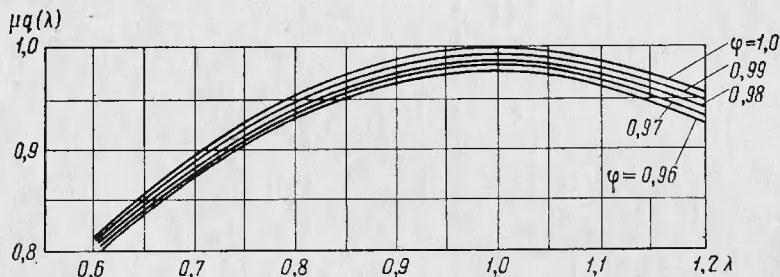
$$\mu = \frac{1+\phi}{2} \frac{\tau(\lambda)}{\tau\left(\frac{1+\phi}{2}\lambda\right)}. \quad (67)$$

Величину приведенного расхода  $\mu q(\lambda)$  при течении с потерями можно определять по таблицам газодинамических величин, или по фиг. 42, или по формуле

$$\mu q(\lambda) = \frac{1+\varphi}{2} \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \frac{\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}}{1 - \frac{k-1}{k+1} \left(\frac{1+\varphi}{2} \lambda\right)^2}. \quad (68)$$

Отметим, что согласно данным, приведенным на фиг. 42, при уменьшении коэффициента скорости  $\varphi$  приведенный расход  $\mu q(\lambda)$  уменьшается, причем максимумы соответствующих кривых несколько сдвигаются в область меньших значений  $\lambda$ .

Величина  $\frac{\tau(\lambda)}{\tau\left(\frac{1+\varphi}{2} \lambda\right)}$  в формуле (67) очень мало отличается от



Фиг. 42. Изменение функции  $\mu q(\lambda)$  в зависимости от приведенной скорости при различных значениях коэффициента скорости.

единицы, поэтому приближенно можно считать, что коэффициент расхода

$$\mu = \frac{1+\varphi}{2}. \quad (67')$$

Тогда формулы (64) и (64') приближенно можно представить в виде

$$G = \frac{f_{\min} p_0^* m}{\sqrt{T_0^*}} q(\lambda) \frac{1+\varphi}{2} \quad (69)$$

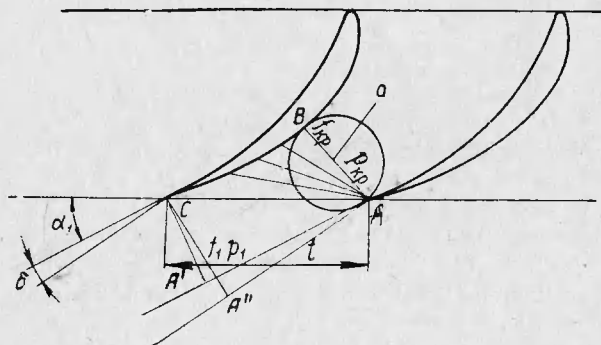
и

$$G_{\text{кр}} = \frac{f_{\min} p_0^* m}{\sqrt{T_0^*}} \frac{1+\varphi}{2}. \quad (69')$$

Задаваясь величиной  $\varphi$  в пределах  $0,97 \div 0,98$  и подсчитав величину  $m$  (например, при  $k = 1,33$  она равна  $0,0397$ ), можно, пользуясь формулой (69) при докритических перепадах или (69') при критических и сверхкритических перепадах, определить минималь-

ное сечение соплового аппарата, необходимое для того, чтобы пропустить заданный расход газа при данных начальных параметрах его.

Для сопловых аппаратов с сужающимися каналами, которые обычно применяются в авиационных газовых турбинах (о сопловых аппаратах ракетных турбин см. гл. VII), минимальное сечение соплового аппарата совпадает с выходным сечением (фиг. 43). Зная величину  $f_{\min}$ , можно ориентировочно определить важнейший размер турбины — ее диаметр.



Фиг. 43. К отклонению потока в косом срезе.

В самом деле, напишем уравнение неразрывности для минимального сечения  $f_{\min}$  и сечения за сопловым аппаратом  $f_1$  при цилиндрической лопатке (для непарциальной турбины)

$$azh_c(\gamma w)_{AB} = \pi D_{cp} h_c \sin \alpha_1 (\gamma w)_1, \quad (70)$$

где  $(\gamma w)_{AB}$  и  $(\gamma w)_1$  — плотности потока массы в минимальном сечении и в сечении за сопловым аппаратом;

$D_{cp}$  — средний диаметр (т. е. диаметр окружности, проходящей через средние сечения лопаток);

$a$  — ширина межлопаточного канала в минимальном сечении (см. фиг. 43);

$z_c$  — число сопловых лопаток;

$h_c$  — высота сопловой лопатки.

Приближенно будем считать, что  $(\gamma w)_{AB} = (\gamma w)_1$ , тогда из (70) следует, что

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{a}{t}, \quad (71)$$

где  $t$  — шаг решетки, равный  $\frac{\pi D_{cp}}{z_c}$ .

Опыт показывает, что при околосвуковых скоростях истечения, т. е. в тех случаях, когда приведенный расход  $q(\lambda)$  слабо изменяется в зависимости от перепада давлений и принятое допущение  $(\gamma\omega)_{AB} = (\gamma\omega)_1$  близко к действительности, угол потока, подсчитанный по формуле (71), удовлетворительно совпадает с измеренным. Очевидно, что в этом случае

$$f_{\min} = f_1 = \pi D_{cp} h_c \sin \alpha_1. \quad (70')$$

Используя понятие относительной длины лопатки  $\frac{h_c}{D_{cp}} = \bar{h}_c$ , получим

$$f_{\min} = \pi D_{cp}^2 \bar{h}_c \sin \alpha_1. \quad (70'')$$

Задавшись величиной относительной длины лопаток  $\bar{h}_c$  и углом потока  $\alpha_1$ , можно, пользуясь формулой (70''), ориентировочно определить средний диаметр турбины, т. е. ее важнейший конструктивный параметр.

Отметим, что, пользуясь формулами (69) и (69'), можно не только определить габариты вновь проектируемой турбины, но и подсчитать параметры газа для определенной турбины, работающей при нерасчетном режиме. В этом случае, задавшись по тем или другим соображениям двумя из трех величин  $(p_0^*, T_0^* \text{ и } G)$ , можно определить третий параметр.

### § 3. ОТКЛОНЕНИЕ ПОТОКА В КОСОМ СРЕЗЕ

В турбинах ТНА ЖРД открытой схемы обычно срабатываются большие перепады давлений и в них применяются расширяющиеся сопла (см. фиг. 119) для получения больших сверхзвуковых скоростей потока. Однако эти сопла на переменных режимах работают плохо (см. ниже). Поэтому в авиационных турбинах, где сверхзвуковые скорости, если они возникают, не превышают величины  $\lambda = 1,3 \div 1,4$ , эти скорости получают не в соплах Лавалья, а в так называемых косых срезах сужающихся сопел.

Лопатки в решетках газовой турбины расположены так, как показано на фиг. 43, т. е. между осью межлопаточного канала и плоскостью среза  $AC$  образуется некоторый угол. В результате этого после минимального сечения канала  $AB$  получится треугольник  $ABC$ , называемый косым срезом. Если давление в свободном пространстве, в которое вытекает газ  $p_1$  ниже давления  $p_{кр}$ , которое установится в минимальном сечении, то дальнейшее расширение газа от  $p_{кр}$  до  $p_1$  и получение сверхзвуковых скоростей происходит в косом срезе. Процесс расширения газа в косом срезе заключается в следующем. Точка  $A$  на выходной кромке лопатки является источником возникновения слабых возмущений, распространяющихся со скоростью звука  $a$ , поэтому в процессе расширения и ус-

корения газа образуется система бесконечного числа волн разрежения, располагающихся приблизительно в виде прямолинейных лучей — характеристик, исходящих из точки  $A$ , поперек которых давление падает непрерывно от  $p_{кр}$  на «первой» характеристике до  $p_1$  на «последней» характеристике. Минимальное давление  $p_1$ , которое можно получить в пределах косого среза, соответствует тому случаю, когда «последняя» характеристика располагается в плоскости среза  $AC$ , т. е. когда осевая составляющая скорости истечения равна местной скорости звука.

Угол  $\alpha_1$  между направлением потока и плоскостью среза  $AC$  в процессе расширения газа в косом срезе возрастает. Это происходит в результате того, что скорость, нормальная к плоскости волны разрежения, увеличивается после волны по сравнению со скоростью до волны при постоянном значении тангенциальной составляющей скорости. Постепенный поворот потока в пучке характеристик приводит к тому, что ширина его увеличивается и становится равной  $A''C$  вместо ширины  $A'C$ , которую он имел бы при отсутствии поворота в косом срезе, т. е. получится тот же эффект расширения струи, который имеет место в сверхзвуковой части сопла Лаваля.

Перейдем к определению угла поворота потока. Как уже было сказано выше, при отсутствии расширения в косом срезе и в случае, когда скорости истечения близки к звуковой, угол выхода потока из конфузорного канала близок к углу  $\alpha_1$ , определяемому из соотношения

$$\sin \alpha_1 = \frac{AB}{AC}.$$

В общем случае этот угол отличается от геометрического угла лопатки.

После расширения в косом срезе из прямоугольного треугольника  $AA''C$  будем иметь

$$\sin(\alpha_1 + \delta) = \frac{A''C}{AC}, \quad (72)$$

откуда

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin(\alpha_1 + \delta)} = \frac{AB}{A''C} = \frac{f_{кр}}{f_1}, \quad (73)$$

где  $f_{кр}$  — площадь минимального сечения канала;

$f_1$  — площадь поперечного сечения струи после поворота в косом срезе.

Имея в виду равенство (53), а также считая, что потери одинаковы как в сужающейся части канала, так и в косом срезе, получим

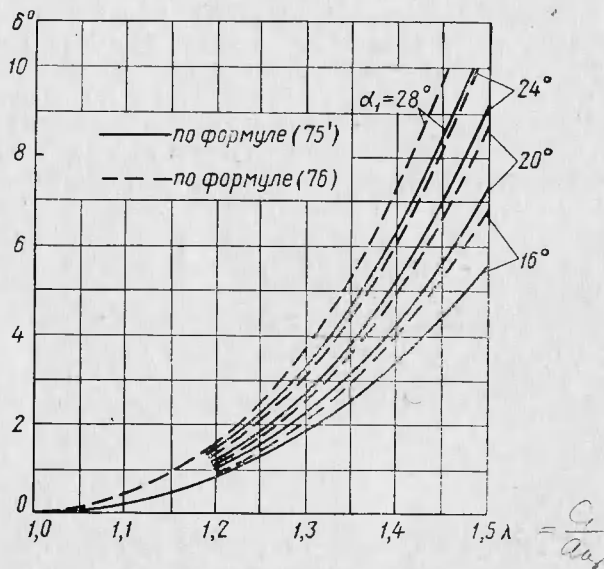
$$\frac{f_{кр}}{f_1} = q(\lambda). \quad (74)$$

Из уравнений (73) и (74) следует равенство

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin(\alpha_1 + \delta)} = q(\lambda), \quad (75)$$

откуда получаем окончательное выражение для определения угла отклонения потока в косом срезе

$$\delta = \arcsin \left[ \frac{\sin \alpha_1}{q(\lambda)} \right] - \alpha_1. \quad (75')$$



Фиг. 44. Зависимость угла отклонения в косом срезе от скорости истечения.

Рассматривая плоское стационарное движение идеального газа через решетку пластин, Г. Ю. Степанов, исходя из трех основных уравнений сохранения массы, импульса и энергии, предложил следующую приближенную формулу для определения угла отклонения в косом срезе при малых значениях  $\delta \leq 10^\circ$ :

$$\delta = \frac{k+1}{2k} \frac{\left[ 1 - \frac{\pi(\lambda)}{\pi(1)} \right]^2}{\frac{\pi(\lambda)}{\pi(1)} \left[ 1 + k - \frac{\pi(\lambda)}{\pi(1)} \right]} \operatorname{tg} \alpha_1 \frac{180}{\pi}. \quad (76)$$

На фиг. 44 приведены результаты расчета по формулам (75') и (76) для  $k = 1,33$ . Как видно из этих кривых, обе формулы дают близкие результаты, причем значения  $\delta$  по формуле (76) получа-

ются несколько большими, чем по формуле (75'). Разница между ними возрастает с увеличением  $\lambda$  и достигает  $1,5^\circ$  при  $\lambda = 1,5$ .

Определим величины максимального угла отклонения и тех параметров потока, при которых он получается. Предел расширительной способности решетки, как уже было указано выше, наступит тогда, когда «последняя» характеристика располагается в плоскости среза  $AC$  (см. фиг. 43). Тогда по определению угол потока  $\alpha_1 + \delta_{\max}$  равен углу распространения слабых возмущений, что с учетом (52) позволяет написать следующее равенство:

$$\sin(\alpha_1 + \delta_{\max}) = \frac{1}{M_{\max}} = \sqrt{\frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{\max}^2}{\frac{2}{k+1} \lambda_{\max}^2}}. \quad (77)$$

С другой стороны, в соответствии с (75) имеем

$$\sin(\alpha_1 + \delta_{\max}) = \frac{\sin \alpha_1}{q(\lambda_{\max})}. \quad (75'')$$

Совместное решение двух уравнений (75'') и (77) с двумя неизвестными  $\lambda_{\max}$  и  $\delta_{\max}$  позволяет их определить:

$$\lambda_{\max} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[ 1 - \frac{2}{k+1} (\sin \alpha_1)^{\frac{2(k-1)}{k+1}} \right]}. \quad (78)$$

и

$$\delta_{\max} = \arcsin \sqrt{\frac{k-1}{k+1} \frac{(\sin \alpha_1)^{\frac{2(k-1)}{k+1}}}{1 - \frac{2}{k+1} (\sin \alpha_1)^{\frac{2(k-1)}{k+1}}}} - \alpha_1. \quad (79)$$

Отметим, что между величинами  $\delta_{\max}$  и  $\lambda_{\max}$  существует простая зависимость, вытекающая из совместного рассмотрения (78) и (79)

$$\delta_{\max} = \arcsin \frac{(\sin \alpha_1)^{\frac{k-1}{k+1}}}{\lambda_{\max}} - \alpha_1. \quad (79')$$

Имея величину  $\lambda_{\max}$ , легко определить то минимальное давление  $p_{1\min}$ , при котором она получается:

$$\pi(\lambda_{\max}) = \frac{p_{1\min}}{p_0^*} = \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{\max}^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (80)$$

<sup>1</sup> Данную величину  $\lambda_{\max}$  не следует путать с максимальной величиной

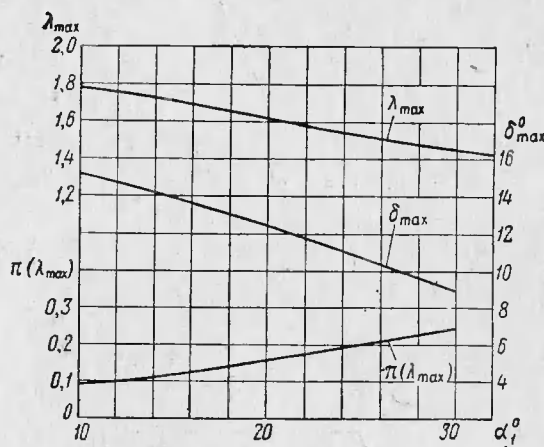
$\lambda = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$  при расширении до абсолютного вакуума.



Подставив (78) в (80), получим

$$\frac{p_{1\min}}{p_0^*} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} (\sin \alpha_1)^{\frac{2k}{k+1}} = \frac{p_{кр}}{p_0^*} (\sin \alpha_1)^{\frac{2k}{k+1}}. \quad (81)$$

Первый множитель правой части уравнения (81) соответствует тому перепаду давлений, который срабатывается до критического сечения, а второй множитель — предельному перепаду давлений, который дополнительно может быть получен в косом срезе. Как видно из уравнения (81), величина  $p_{1\min}/p_0^*$  для заданного рабоче-



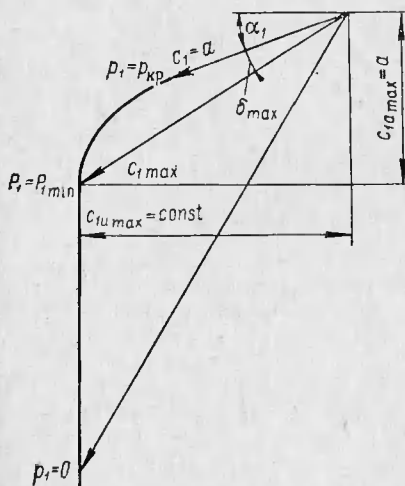
Фиг. 45. Зависимость максимального угла отклонения и максимальной скорости потока в косом срезе от угла  $\alpha_1$ .

го тела зависит лишь от угла  $\alpha_1$ , причем возрастает при увеличении последнего. Поэтому применение лопаточных венцов с малыми выходными углами способствует срабатыванию больших перепадов давлений, однако следует помнить, что при этом уменьшается пропускная способность турбины.

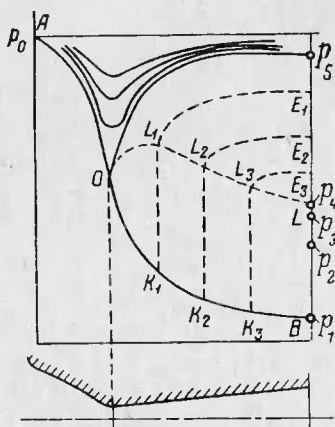
Зависимость величин  $\delta_{\max}$ ,  $\lambda_{\max}$  и  $\pi(\lambda_{\max})$  от  $\alpha_1$  при  $k = 1,33$  приведена на фиг. 45. Диаграмма изменения скорости и угла потока на выходе из решетки при изменении давления за ней от  $p_{кр}$  до  $p_{1\min}$  и далее до  $p_1 = 0$  при значении  $\alpha_1 = 20^\circ$  представлена на фиг. 46. Процесс снижения давления в области  $p_1 < p_{1\min}$  происходит вне решетки при постоянном значении окружной составляющей скорости и соответствующем возрастании осевой составляющей и может осуществиться лишь при наличии расширения проточной части за турбиной.

Как указано было выше, возможность дополнительного расширения газа в косом срезе широко используется в авиационных га-

зовых турбинах, поскольку при нерасчетном режиме к. п. д. расширяющегося сопла существенно снижается, в то время как потери в сужающемся сопле мало зависят от режима работы. Это обстоятельство очень важно для авиационной турбины, которая часто работает на нерасчетных числах оборотов, в частности при крейсерских режимах полета, когда перепад давлений, срабатываемый в сопловом аппарате, уменьшается, в связи с чем может отпасть потребность в использовании расширяющейся части сопла. Однако



Фиг. 46. Диаграмма изменения скорости и угла потока на выходе из соплового аппарата при изменении давления за ним.

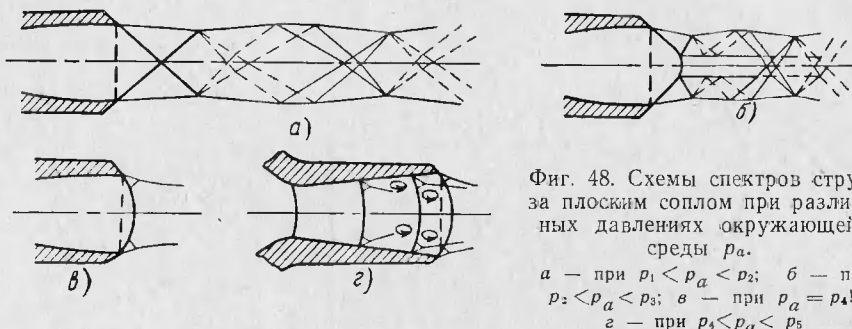


Фиг. 47. Распределение давлений в сопле при различных режимах.

в этом случае происходит «перерасширение» потока, т. е. в расширяющейся части сопла давление падает ниже противодавления  $p_1$  за сопловым аппаратом, а затем вновь восстанавливается до давления  $p_1$ . Это явление «перерасширения», связанное с появлением сверхзвуковых скоростей и дальнейшим их преобразованием в дозвуковые скорости в системе скачков уплотнения, в которых имеют место потери, сказывается в том, что полное давление в потоке за скачком оказывается меньше полного давления до скачка. Кроме того, скачки, взаимодействуя с пограничным слоем, вызывают отрыв его, что приводит к дополнительным потерям. Этим в основном и обуславливается уменьшение коэффициента скорости  $\phi$  в расширяющихся соплах при работе их на нерасчетном режиме. В сужающемся сопле с косым срезом эти явления наблюдаются в меньшей степени, что делает его более пригодным для срабаты-

вания сверхкритических перепадов давлений в авиационных турбинах.

Такой процесс «перерасширения» и возникающие при этом системы скачков в плоском сопле Лавала показаны на фиг. 47—48 [7]. Допустим, что на расчетном режиме давление в сопле падает в соответствии с кривой АОВ (см. фиг. 47) от  $p_0$  до  $p_1$ . При увеличении давления в среде за соплом давление в срезе сопла не возрастет и будет равно давлению на расчетном режиме  $p_1$ . Постепенное увеличение давления от  $p_1$  до  $p_2$  произойдет в сложной системе косых



Фиг. 48. Схемы спектров струи за плоским соплом при различных давлениях окружающей среды  $p_a$ .

а — при  $p_1 < p_a < p_2$ ; б — при  $p_2 < p_a < p_3$ ; в — при  $p_a = p_4$ ; г — при  $p_4 < p_a < p_5$

скачков давления (сплошные линии) и волн разрежения (пунктирные линии), показанной на фиг. 48, а. При дальнейшем увеличении давления в среде от  $p_2$  до  $p_3$  система косых скачков разрушается и переходит в мостообразный скачок, показанный на фиг. 48, б. И, наконец, при еще большем давлении окружающей среды скачок становится более плоским и при некотором давлении  $p_4$  располагается в выходном сечении сопла (см. фиг. 48, в).

При дальнейшем увеличении давления в среде за соплом система скачков будет перемещаться внутрь сопла (см. фиг. 48, г), в связи с чем зоны «перерасширения» в сопле будут уменьшаться, а зоны дозвуковых скоростей — увеличиваться. В соответствии с этим распределение давлений в сопле будет определяться линиями  $K_3L_3E_3$ ,  $K_2L_2E_2$  и т. д. (см. фиг. 47), пока скачок при давлении окружающей среды  $p_5$  не переместится в минимальное сечение сопла, где он и вырождается. При давлениях окружающей среды, превышающих  $p_5$ , будет происходить расширение потока в сужающейся части сопла и сжатие в расширяющейся части при минимальном давлении в узком сечении и без возникновения сверхзвуковых скоростей. Поэтому линия  $OL$  является границей между дозвуковыми и сверхзвуковыми режимами сопла.

В заключение отметим, что элементы одномерной теории течения в решетках, изложенные в настоящей главе, одинаково применимы как к решетке соплового аппарата, так и к решетке рабочего колеса в относительном движении.

## Глава IV

### ТЕОРИЯ СТУПЕНИ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

#### § 1. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В ТУРБОМАШИНАХ

Течение газа через любую турбомашину, в том числе через газовую турбину, является очень сложным неустановившимся течением пространственного (трехмерного) потока вязкой сжимаемой жидкости.

Задача может ставиться двояко:

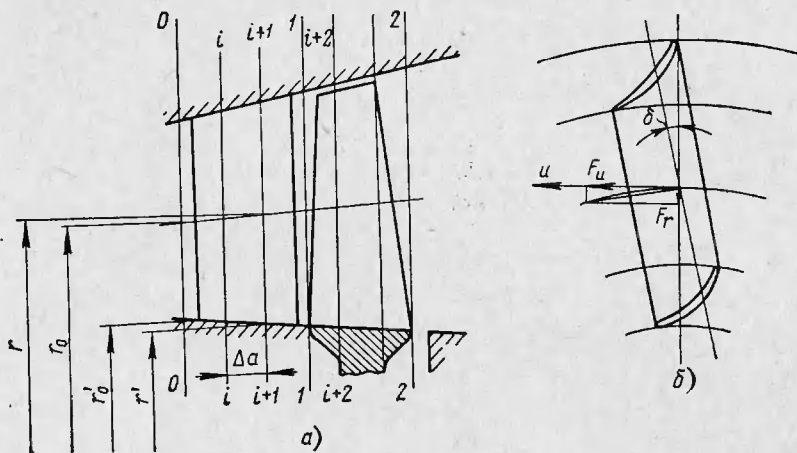
прямая задача — зная распределение параметров перед сопловым аппаратом ступени и давление за ней, а также геометрию проточной части, определить параметры газа в любой точке проточной части, а следовательно, и ее суммарные характеристики, в том числе работу; таким образом в прямой задаче определяются характеристики *заданной* проточной части;

обратная задача — зная распределение параметров перед сопловым аппаратом ступени, ее геометрию в меридиональной плоскости и потребную работу, определить параметры газа в любой точке проточной части и потребные профили лопаток; таким образом в данном случае *определяется* проточная часть, удовлетворяющая заданным условиям работы.

В такой постановке эта задача очень сложна и практически не поддается теоретическому решению. Поэтому обычно используются некоторые упрощающие предположения, позволяющие получить приближенное решение системы уравнений гидродинамики. В качестве таких допущений предполагается, что поток установившийся и осесимметричный, т. е. рассматриваются параметры газа, осредненные по времени (другими словами, пренебрегают движением рабочих венцов относительно сопловых) и по шагу (т. е. пренебрегают конечным числом лопаток, считая, что параметры газа не зависят от угловой координаты, что равносильно предположению о бесконечно большом числе лопаток в венце). Кроме того, рассматривается идеальная жидкость, а влияние вязкости приближенно учитывается в уравнении состояния. Таким образом, задача сводится к определению течения установившегося, двухмерного, вихревого потока сжимаемой жидкости. Поверхностями тока счи-

таются поверхности вращения, соосные с осью турбины, образующие кольцевые трубки тока с переменной вдоль оси толщиной слоя.

Подобные методы приближенного расчета пространственного потока в турбомашинах развиты в ряде работ [25], [26], [43], [45]. Приведем систему уравнений и принципиальную методику их решения в том виде, как они даны в работе Я. А. Сироткина при решении прямой задачи. Уравнения выписываются в виде, пригодном для всей проточной части турбины, т. е. как для межвенцовых за-



Фиг. 49. К расчету пространственного потока в ступени.

зоров, так и полостей, ометаемых лопатками. В последнем случае воздействие лопаток на поток заменяется полями массовых сил  $F$ . Уравнения движения выписываются в цилиндрических координатах; составляющие скорости  $c$  и силы  $F$  в окружном, осевом и радиальном направлениях имеют соответственно индексы  $u$ ,  $a$  и  $r$ .

Система уравнений расчета пространственного течения представлена уравнениями а — ж.

1. Уравнение неразрывности, написанное для слоя от корневого сечения проточной части, расположенного на радиусе  $r'$ , до текущего сечения, расположенного на радиусе  $r$  (фиг. 49, а) в сечении перед ступенью, в котором все параметры известны, и в любом сечении внутри ступени

$$\int_{r'_0}^{r_0} \gamma_0 c_{0a} r_0 dr_0 = \int_{r'}^r \gamma k c_a r dr, \quad (a)$$

где  $k$  — коэффициент стеснения проточной части лопатками, равный  $1 - \frac{m}{t}$ , причем  $m$  — толщина профиля в окружном

направлении,  $t$  — шаг лопаток (см. фиг. 99). Для межвенцового зазора  $k = 1$ .

В этом уравнении верхний предел интеграла в правой части  $r$  является неизвестной функцией  $r(a, r_0)$ , поскольку вначале форма поверхности тока неизвестна.

### 2. Уравнение энергии

$$i^* = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2} + u(c_{1u} - c_u). \quad (б)$$

Для области вне рабочего колеса последний член правой части уравнения, представляющий собой работу, отданную колесу (см. § 5), естественно, равен нулю. Поскольку расчет производится от сечения к сечению по потоку газа, то перед расчетом параметров в области рабочего колеса величина скорости  $c_{1u}$  известна в результате определения параметров в осевом зазоре.

### 3. Уравнение движения в проекции на ось $r$ [17]

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{c_u^2}{r} - c_r \frac{\partial c_r}{\partial r} - c_a \frac{\partial c_r}{\partial a} + F_r. \quad (в)$$

### 4. Уравнение движения в проекции на ось $u$

$$F_u = \frac{1}{r} \left[ c_r \frac{\partial (c_u r)}{\partial r} + c_a \frac{\partial (c_u r)}{\partial a} \right]. \quad (г)$$

5. Уравнение состояния, в котором влияние вязкости учитывается коэффициентом изэнтропичности  $\sigma$

$$\frac{p_m}{\gamma_m^k} = \frac{p}{\gamma^k} \sigma^{k-1}, \quad (д)$$

где для соплового аппарата  $m = 0$ ,  $\sigma = \frac{\pi(\lambda_{c_1})}{\pi(\varphi \lambda_{c_1})}$ ;

для рабочего колеса  $m = 1$ ,  $\sigma = \frac{\pi(\lambda_{w_2})}{\pi(\psi \lambda_{w_2})}$ .

В пяти уравнениях (а) ÷ (д) семь неизвестных:  $p$ ,  $\gamma$ ,  $c_r$ ,  $c_u$ ,  $c_a$ ,  $F_r$  и  $F_u$ . Для того чтобы система замкнулась, могут быть использованы еще следующие уравнения соответственно для соплового аппарата и рабочего колеса:

$$\begin{aligned} c_u &= c_a \operatorname{ctg} \alpha, \\ c_u &= c_a \operatorname{ctg} \beta + u, \end{aligned} \quad (е)$$

а также (см. фиг. 49,б)

$$F_r = -F_u \operatorname{tg} \delta, \quad (ж)$$

причем углы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\delta$  считаются заданными.

Система уравнений (б), (в) и (д) сводится к уравнению в частных производных по  $r$  и  $a$ :

для соплового аппарата

$$\frac{\partial c_a}{\partial r} = \left( \frac{\partial}{\partial r} \ln \sin \alpha - \frac{\cos^2 \alpha}{r} \right) c_a + \sin^2 \alpha \left\{ \frac{1}{c_a} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\gamma_0} + \frac{c_0^2}{2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{k-1} \frac{p}{\gamma} \left( \frac{\partial}{\partial r} \ln \sigma^{k-1} - \frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{p_0}{\gamma_0^k} \right) - F_r \right] + \frac{\partial c_r}{\partial a} \right\}, \dots \quad (3)$$

для рабочего колеса

$$\frac{\partial c_a}{\partial r} = \left( \frac{\partial}{\partial r} \ln \sin \beta - \frac{\cos^2 \beta}{r} \right) c_a + \sin^2 \beta \left\{ \frac{1}{c_a} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\gamma_1} + \frac{c_1^2}{2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{k-1} \frac{p}{\gamma} \left( \frac{\partial}{\partial r} \ln \sigma^{k-1} - \frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{p_1}{\gamma_1^k} \right) - F_r \right] + \frac{\partial c_r}{\partial a} - 2\omega \operatorname{ctg} \beta \right\}, \dots \quad (и)$$

В каждом из этих уравнений два неизвестных  $c_r$  и  $c_a$ , так как параметры перед венцами известны, а остальные величины являются известными функциями  $c_r$  и  $c_a$ . Эти уравнения могут быть преобразованы следующим образом. Вся область проточной части разбивается на полосы шириной  $\Delta a$  (см. фиг. 49, а). В каждом сечении частные производные по  $a$  заменяются конечными разностями, взятыми из предыдущей полосы.

$$\frac{\partial c_r}{\partial a} \approx \frac{c_{r,i+1} - c_{r,i}}{\Delta a_{i+1}}, \quad (82)$$

или центральными

$$\frac{\partial c_r}{\partial a} \approx \frac{c_{r,i+2} - c_{r,i}}{\Delta a_{i+1} + \Delta a_{i+2}}. \quad (83)$$

После такой замены получаются обыкновенные дифференциальные уравнения первого порядка, содержащие полные производные по  $r$ , которые заменяются эквивалентными интегральными уравнениями. Последние совместно с уравнением неразрывности решаются методом последовательных приближений.

Такой способ расчета пространственного потока, хотя принципиально вполне возможен, однако, представляет собой сложную вычислительную задачу (правда, в настоящее время решение этой задачи можно получить на ЭВМ) и поэтому его применение может быть оправдано лишь в ступенях с очень длинными лопатками с большим раствором проточной части, при расчете которых нельзя пренебрегать радиальной составляющей скорости  $c_r$ . При той же форме проточной части, которая обычно применяется в турбинах реактивных двигателей, в подавляющем большинстве случаев вполне допустимо пренебречь скоростью  $c_r$  и ее производными. Это подтверждается рядом экспериментальных исследований например



работой [10]. Кроме того, направление лопаток обычно либо совпадает с радиальным, либо очень близко к нему, что позволяет пренебречь силой  $F_r$ . Тогда уравнение движения (в) напишется следующим образом:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dp}{dr} = \frac{c_u^2}{r}. \quad (84)$$

Это уравнение получило название упрощенного уравнения радиального равновесия, поскольку оно выражает собой равенство между градиентом давления по радиусу и центробежной силой, обусловливаемой закруткой потока.

Однако интегрирование даже этого простого уравнения связано с большими трудностями и может быть легко выполнено лишь для некоторых частных случаев.

Имея в виду уравнение Бернулли (40), выражение (84) можно переписать в виде

$$\frac{c_u^2}{r} dr + c dc = 0 \quad (85)$$

или

$$\frac{c_u^2}{r} dr + c_u dc_u + c_a dc_a = 0. \quad (85')$$

Выражение (85') является уравнением с двумя неизвестными  $c_u$  и  $c_a$ . Поэтому следует иметь еще одно уравнение, в котором исходя из тех или иных соображений задается распределение по радиусу скорости  $c_u$  с тем, чтобы, пользуясь уравнением (85'), определить распределение осевых скоростей или наоборот. В качестве такого дополнительного условия может служить уравнение постоянства циркуляции скорости по радиусу  $\Gamma = 2\pi r c_u = \text{const}$ . Тогда подставив значение  $c_u = \frac{\text{const}}{r}$  в уравнение (85'), получим  $c_a = \text{const}$ . Таким образом, при законе постоянства циркуляции окружная составляющая скорости изменяется обратно пропорционально радиусу, а осевая составляющая постоянна вдоль радиуса, т. е.

$$c_u r = \text{const} \quad \text{и} \quad c_a = \text{const}. \quad (86)$$

Уравнения (86) в 1945 г. были предложены проф. В. В. Уваровым для расчета и проектирования проточной части газовых и паровых турбин [41]. С тех пор они прочно вошли в практику турбостроения.

Эти уравнения являются уравнениями так называемого «свободного вихря» или «потенциального вихря» и определяют собой невихревой поток. В самом деле, как известно из гидродинамики, со-

ставляющие вихря для идеальной жидкости в цилиндрических координатах выражаются следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \omega_u &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial c_r}{\partial a} - \frac{\partial c_a}{\partial r} \right), \\ \omega_a &= \frac{1}{2r} \left[ \frac{\partial (c_u r)}{\partial r} - \frac{\partial c_r}{\partial \varphi} \right], \\ \omega_r &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial c_a}{r \partial \varphi} - \frac{\partial c_u}{\partial a} \right), \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

где  $\omega_u$ ,  $\omega_a$  и  $\omega_r$  — окружная, осевая и радиальная составляющие вихря.

Нетрудно видеть, что с учетом принятых предпосылок осесимметричности потока и отсутствия радиальной составляющей скорости при подстановке выражений (86) в выражения (87) получим

$$\omega_u = \omega_a = \omega_r = 0,$$

т. е. получается невихревой поток.

Несмотря на отсутствие вихрей в потоке, которое теоретически возможно при проектировании проточной части по закону постоянства циркуляции, зачастую приходится отказываться от применения такого способа профилирования лопаток. Это объясняется тем, что при применении закона  $c_u r = \text{const}$  угол потока на выходе из соплового аппарата  $\alpha_1$ , как будет показано ниже, существенно уменьшается в направлении от периферии к корню лопаток, что приводит к соответственному уменьшению угла  $\beta_1$ . Такое уменьшение угла  $\beta_1$  может привести, особенно в длинных лопатках, к появлению диффузорности в корневых сечениях, когда  $\beta_1 < \beta_2$ , и увеличению потерь в этих сечениях. Поэтому часто применяется такое профилирование, при котором угол  $\alpha_1$  остается постоянным по высоте лопатки. При применении закона  $\alpha_1 = \text{const}$  поток не будет потенциальным, но зато уменьшается вероятность появления диффузорности в корневых сечениях, так как в этом случае углы  $\beta_1$  и  $\beta_2$  менее резко изменяются по высоте лопатки, чем при профилировании по закону  $c_u r = \text{const}$ .

Рассмотрим, как изменяются окружная и осевая составляющие скорости потока по высоте лопатки при постоянном угле потока  $\alpha_1$ . Для этого проинтегрируем уравнение (85) с учетом условия  $\alpha_1 = \text{const}$ .

Это уравнение можно представить в виде

$$\frac{dr}{r} \cos^2 \alpha_1 + \frac{dc}{c} = 0. \quad (85'')$$

Последовательно подставляя в (85'') значения  $c = \frac{c_u}{\cos \alpha_1}$  и

$c = \frac{c_a}{\sin \alpha_1}$ , соответственно получим

$$\frac{dr}{r} \cos^2 \alpha_1 + \frac{dc_u}{c_u} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{dr}{r} \cos^2 \alpha_1 + \frac{dc_a}{c_a} = 0 \quad (88)$$

или после интегрирования

$$c_u r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const} \quad \text{и} \quad c_a r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const}. \quad (88')$$

Вообще закон изменения параметров газа по высоте лопатки может быть самым разнообразным, в частности, изменение окружной скорости, подчиняющееся в общем случае уравнению

$$c_u r^m = \text{const}, \quad (89)$$

будет различным в зависимости от показателя степени  $m$ , который может меняться в диапазоне от  $+1$  в случае свободного вихря до  $-1$  при вращении твердого тела и в том числе быть равным  $\cos^2 \alpha_1$  в случае применения закона профилирования  $\alpha_1 = \text{const}$ . При  $m = 1$  угол  $\alpha_1$  будет увеличиваться в направлении к периферии лопаток, оставаться постоянным при  $m = \cos^2 \alpha_1$  и уменьшаться в направлении к периферии лопаток при  $m < \cos^2 \alpha_1$ .

Изменение осевой составляющей скорости при изменении окружной составляющей по закону  $c_u r^m = \text{const}$  определится из совместного решения уравнений (85') и (89), в результате чего получим

$$c_a = \sqrt{\frac{1-m}{m} c_u^2 + \text{const}}. \quad (90)$$

Постоянная величина в формуле (90) может быть определена исходя из удовлетворения условий на среднем диаметре

$$\text{const} = c_{a_{\text{cp}}}^2 - \frac{1-m}{m} c_{u_{\text{cp}}}^2. \quad (91)$$

При подстановке выражения (91) в (90) получим

$$c_a = \sqrt{c_{a_{\text{cp}}}^2 + \frac{1-m}{m} (c_u^2 - c_{u_{\text{cp}}}^2)}. \quad (92)$$

В тех случаях, когда аналитическое интегрирование уравнения радиального равновесия затруднительно, следует применить графическое интегрирование, задавшись желательным законом изменения  $\alpha_1$  по радиусу. Для этого можно использовать уравнение (85''), где величина  $\alpha_1$  имеется в явном виде, представив его в интегральной форме

$$c = K \exp \left( - \int_{r'}^r \frac{\cos^2 \alpha_1}{r} dr \right) = K \exp \left( - \int_1^{\bar{r}} \frac{\cos^2 \alpha_1}{\bar{r}} d\bar{r} \right), \quad (85''')$$

где  $K$  — постоянная интегрирования;

$$\begin{aligned} r' & \text{ — радиус корневых сечений;} \\ \bar{r} & = \frac{r}{r'}. \end{aligned}$$

Из удовлетворения граничных условий в корневом сечении следует, что величина  $K$  равна скорости в этом сечении  $c'$ , тогда получим

$$c = c' \exp \left( - \int_1^{\bar{r}} \frac{\cos^2 \alpha_1}{\bar{r}} d\bar{r} \right), \quad (85''')$$

где скорость  $c'$  определяется из условия обеспечения заданного расхода газа через ступень.

Пример определения изменения скорости  $c$  по высоте лопатки, отнесенной к скорости в корневом сечении  $c'$  с помощью графического интегрирования при произвольном законе изменения  $\alpha_1$  (в данном случае обратном тому, который получается при  $c_u r = \text{const}$ ), показан на фиг. 50. Зная величину скорости и угла потока, можно найти распределение всех остальных параметров потока по радиусу и построить треугольники скоростей.

Распределение углов, а также осевых и окружных составляющих скоростей при различных законах профилирования, но постоянных параметрах на среднем диаметре представлено на фиг. 51—53. Из рассмотрения этих фигур видно, что чем больше отклонение от закона  $c_u r = \text{const}$ , тем неравномернее эпюра осевых скоростей при некотором выравнивании эпюры окружных скоростей.

Определим, как изменится уравнение радиального равновесия (85'') и распределение параметров по радиусу с учетом потерь в решетке соплового аппарата. Для этого уравнение (84) напомним в следующем виде:

$$dp = \frac{dr}{r} c_u^2 \gamma = \frac{dr}{r} \varphi^2 c_t^2 \cos^2 \alpha_1 \frac{p}{RT}, \quad (93)$$

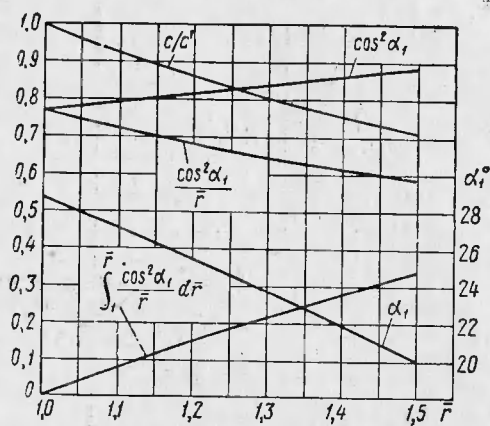
где  $\varphi$  — коэффициент скорости в сопловом аппарате, определяемый выражением (65).

С учетом значений газодинамических функций (51) будем иметь

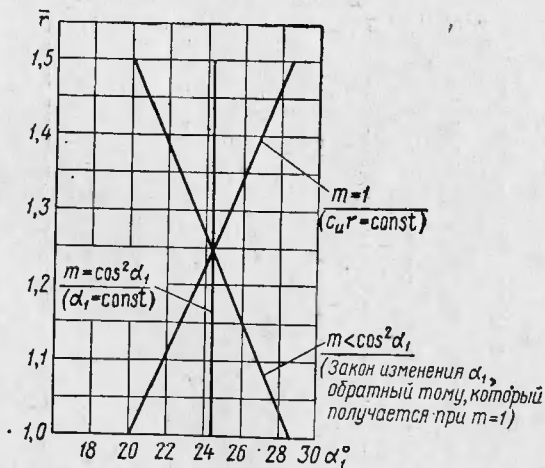
$$d \left[ p_0^* \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{ct}^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \right] = \frac{dr}{r} \varphi^2 c_t^2 \cos^2 \alpha_1 \frac{p_0^* \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{ct}^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}}{RT_0^* \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \varphi^2 \lambda_{ct}^2 \right)} \quad (93')$$

или после дифференцирования и соответствующих сокращений

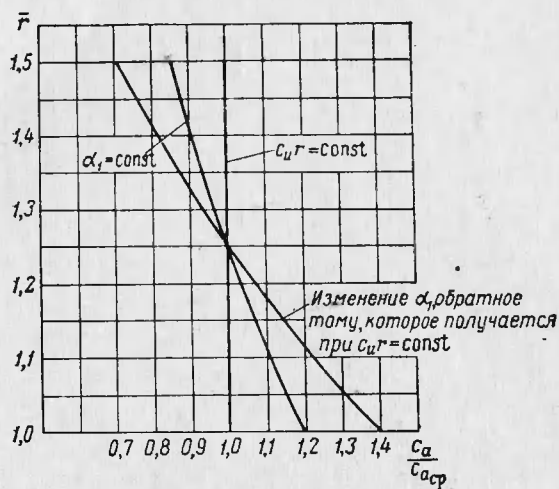
$$\frac{d\lambda_{ct}}{\lambda_{ct}} + \frac{dr}{r} \cos^2 \alpha_1 \varphi^2 \frac{\tau(\lambda_{ct})}{\tau(\varphi \lambda_{ct})} = 0. \quad (93'')$$



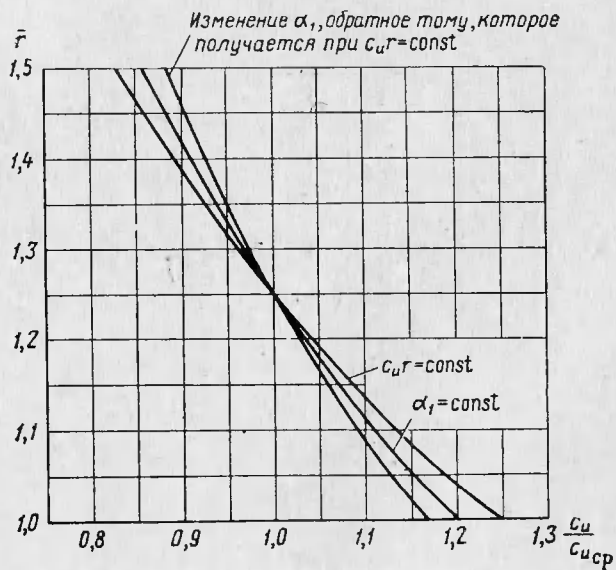
Фиг. 50. К определению относительной скорости  $\frac{c}{c_1}$  по высоте лопатки с помощью графического интегрирования.



Фиг. 51. Изменение угла  $\alpha_1$  по радиусу турбины при различных законах профилирования проточной части.



Фиг. 52. Распределение осевых составляющих скоростей по радиусу при различных законах профилирования проточной части.



Фиг. 53. Распределение окружных составляющих скоростей по радиусу при различных законах профилирования проточной части.

При  $\varphi = 1$  уравнение (93'') превратится в (85''), действительное для течения без потерь. При тех значениях  $\varphi = 0,97-0,98$ , которые могут быть приняты в настоящее время, можно приближенно считать, что  $\frac{\tau(\lambda_{ct})}{\tau(\varphi\lambda_{ct})} = 1$ . Тогда получим

$$\frac{d\lambda_{ct}}{\lambda_{ct}} + \frac{dr}{r} \cos^2 \alpha_1 \varphi^2 = 0. \quad (94)$$

Принимая величину  $\varphi$  постоянной по радиусу, что в значительной степени соответствует действительности в средней части лопатки и интегрируя уравнение (94) для случая  $\alpha_1 = \text{const}$ , будем иметь (переходя от приведенных скоростей к физическим в предположении постоянства по радиусу температуры газа перед турбиной)

$$c_u r^{\varphi^2 \cos^2 \alpha_1} = \text{const} \text{ и } c_a r^{\varphi^2 \cos^2 \alpha_1} = \text{const}. \quad (95)$$

Система (95) отличается от (88') лишь множителем  $\varphi^2$  в показателе степени.

Интегрируя уравнение (94) при том же предположении  $\varphi = \text{const}$  для случая  $c_a = \text{const}$  и переходя к физическим скоростям, будем иметь

$$c_u r^{\varphi^2} = \text{const} \text{ и } c_a = \text{const}. \quad (96)$$

Система (96) отличается от (86) лишь показателем степени у радиуса  $r$  в первых равенствах. Таким образом, в случае течения вязкой жидкости при постоянстве осевой составляющей скорости окружающая составляющая скорости изменяется по высоте лопатки несколько менее интенсивно, чем в случае течения без потерь, а следовательно, циркуляция несколько увеличивается в направлении от корня к периферии.

При любом изменении  $\alpha_1$  и  $\varphi$  по высоте лопатки уравнение (94) согласно предыдущему может быть проинтегрировано графически, в результате чего получим

$$c = c' \exp \left( - \int_{r'}^r \frac{\cos^2 \alpha_1 \varphi^2}{r} dr \right). \quad (94')$$

## § 2. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПО РАДИУСУ ДО И ПОСЛЕ КОЛЕСА ПРИ ПОСТОЯНСТВЕ ЦИРКУЛЯЦИИ

Для определения качественной картины изменения параметров газа по радиусу до и после колеса используем уравнения (86), описывающие потенциальный поток при законе постоянства циркуляции. При этом поля скоростей, давлений и температур перед сопловым аппаратом будем считать равномерными по радиусу и окружности, хотя в действительности обычно наблюдается замет-



ная неравномерность аэродинамических и температурных полей на входе в проточную часть турбины.

Параметры газа перед колесом будем снабжать, как было указано выше, индексом «1», а после колеса — индексом «2». Параметры газа у корня лопатки на радиусе  $r'$  (фиг. 54) будем снабжать значком «'», на периферии на радиусе  $r''$  — значком «''», а на среднем радиусе  $r_{\text{ср}} = \frac{r' + r''}{2}$  — индексом ср.

Текущие параметры газа на промежуточных радиусах значка не имеют.

Отношение высоты лопатки  $h$  к среднему диаметру  $D_{\text{ср}}$  называется относительной длиной лопатки  $\frac{h}{D_{\text{ср}}}$  и является одним из самых характерных геометрических параметров ступени. Чем больше относительная длина лопатки, тем больше пропускная способность ступени при заданном диаметре ее, но ниже прочность лопатки. Обычно считают, что ступень с  $\frac{D_{\text{ср}}}{h} < 7 \div 8$  имеет «длинные» лопатки, а с  $\frac{D_{\text{ср}}}{h} > 7 \div 8$  — «короткие» лопатки. Чем больше величина  $\frac{h}{D_{\text{ср}}}$ , тем больше отличаются параметры ступени в корневом и периферийном сечениях.

#### Определение параметров газа в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом

Изменение составляющих абсолютной скорости  $c_1$  по радиусу определяется системой (86)

$$c_{1a} = \text{const} \text{ и } c_{1u} = c_{1u_{\text{ср}}} \frac{r_{\text{ср}}}{r}, \quad (86')$$

т. е. осевая составляющая скорости постоянна по радиусу, а окружная составляющая меняется обратно пропорционально радиусу. Отсюда следует, что скорость  $c_1$  уменьшается по направлению к периферии, поскольку

$$c_1 = \sqrt{c_{1a}^2 + c_{1u}^2}. \quad (97)$$

Из этого можно заключить, что давление газа должно увеличиваться к периферии. Действительно, для среднего радиуса будем иметь

$$\frac{k}{k-1} RT_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_{1\text{ср}}}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{c_{1a}^2 + c_{1u_{\text{ср}}}^2}{2}, \quad (98)$$

а для текущего радиуса

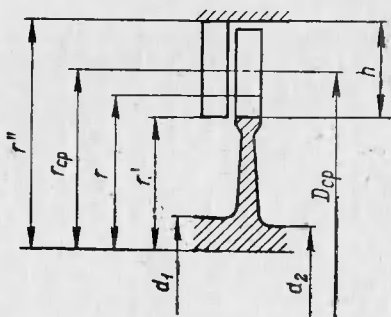
$$\frac{k}{k-1} RT_0^* \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{c_{1a}^2 + c_{1u}^2}{2}. \quad (98')$$

После вычитания формулы (98') из формулы (98) получим

$$\frac{k}{k-1} RT_0^* \left[ \left( \frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} - \left( \frac{p_{1cp}}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{c_{1ucp}^2 - c_{1u}^2}{2} \quad (99)$$

или

$$\frac{k}{k-1} RT_0^* \left( \frac{p_{1cp}}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left[ \left( \frac{p_1}{p_{1cp}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{c_{1ucp}^2 - c_{1u}^2}{2}. \quad (99')$$



Фиг. 54. Обозначения основных размеров ступени турбины.

Имея в виду соотношение

$$\left( \frac{p_{1cp}}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_{1cp}}{T_0^*},$$

окончательно получим после элементарных преобразований

$$\frac{p_1}{p_{1cp}} = \left\{ 1 + \frac{c_{1ucp}^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}}{\frac{2k}{k-1} RT_{1cp}} \right\}^{\frac{k-1}{k}} = \left\{ 1 + \frac{k-1}{2} M_{c_{1ucp}}^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^2 \right]^{\frac{k}{k-1}} \right\}^{\frac{k-1}{k}}, \quad (100)$$

где  $M_{c_{1ucp}}$  — число  $M$  по скорости  $c_{1ucp}$ .

Таким образом, при увеличении радиуса  $r$  давление газа  $p_1$  возрастает.

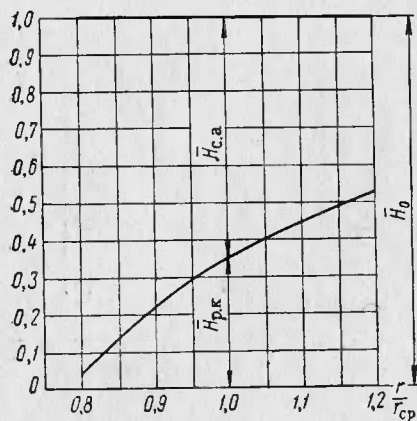
Если скорость газа к периферии уменьшается, а давление соответственно возрастает, то, следовательно, при этом уменьшается теплоперепад, срабатываемый в сопловом аппарате. Отношение адиабатического теплоперепада, срабатываемого в рабочем коле-

се, к общему адиабатическому теплоперепаду, срабатываемому в ступени, называется степенью реактивности

$$\rho = \frac{H_{\text{рк}}}{H_0} = \frac{c_{\text{ад}}^2 - c_1^2}{c_{\text{ад}}^2}, \quad (101)$$

где  $c_{\text{ад}}$  — скорость газа, соответствующая располагаемому адиабатическому теплоперепаду в ступени, или

$$\rho = 1 - \frac{c_{1a}^2 + c_{1u_{\text{ср}}}^2 \left( \frac{r_{\text{ср}}}{r} \right)^2}{c_{\text{ад}}^2}, \quad (101')$$



Фиг. 55. Распределение располагаемого адиабатического теплоперепада между сопловым аппаратом и рабочим колесом.

т. е. при увеличении  $r$  степень реактивности  $\rho$  возрастает и наоборот. Изменение относительных теплоперепадов, срабатываемых в рабочем колесе  $\bar{H}_{\text{рк}}$  (равного степени реактивности  $\rho$ ) и в сопловом аппарате  $\bar{H}_{\text{с.а.}}$ , в зависимости от радиуса для одной из ступеней авиационной газовой турбины, показано на фиг. 55, где величина общего адиабатического теплоперепада  $H_0$ , срабатываемого в ступени, принята за единицу. Изменение степени реактивности по высоте лопатки в корневых сечениях более значительно, чем в периферийных.

Из формулы (101') следует, что разность степеней реактивности в текущем и среднем сечениях проточной части равна

$$\rho - \rho_{\text{ср}} = (1 - \rho_{\text{ср}}) \cos^2 \alpha_{1\text{ср}} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\text{ср}}}{r} \right)^2 \right], \quad (101'')$$

т. е. чем меньше угол  $\alpha_{1\text{ср}}$ , тем больше изменение степени реактивности по высоте лопатки.

Подсчитывая степень реактивности по уравнению (101'), мы тем самым предполагаем, что величина адиабатического теплоперепада, срабатываемого в ступени, не зависит от радиуса, т. е. что давление  $p_2$  на выходе из колеса постоянно. В действительности, как будет показано ниже, это имеет место лишь при осевом выходе газа из колеса, когда  $c_{2u} = 0$ . В остальных случаях давление  $p_2$  переменное и увеличивается по направлению к периферии, однако

это увеличение обычно настолько незначительно, что им можно пренебречь.

Рассмотрим еще, как меняется расход газа по радиусу. Очевидно, что если осевая скорость одинакова вдоль радиуса, а давление газа возрастает к периферии, то расход газа через единицу площади проходного сечения увеличивается по направлению к периферии. Ввиду переменной плотности  $\gamma$  по радиусу формула расхода примет интегральную форму

$$G = 2\pi c_{1a} \int_{r'}^{r''} \gamma_1 r dr. \quad (102)$$

Имея в виду соотношение между плотностью и давлением

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_{1cp}} = \left( \frac{p_1}{p_{1cp}} \right)^{\frac{1}{k}},$$

получим из уравнения (100)

$$\gamma_1 = \gamma_{1cp} \left\{ 1 + \frac{k-1}{2} M_{c_{1u}}^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^2 \right] \right\}^{\frac{1}{k-1}}. \quad (103)$$

Подставив это значение  $\gamma_1$  в уравнение (102), будем иметь

$$G = 2\pi c_{1a} \gamma_{1cp} \int_{r'}^{r''} \left\{ 1 + \frac{k-1}{2} M_{c_{1u}}^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^2 \right] \right\}^{\frac{1}{k-1}} r dr. \quad (104)$$

Разложим первый множитель подынтегрального выражения в ряд, и, учитывая малую величину третьего и всех остальных слагаемых разложения, ограничимся первыми двумя его членами; тогда получим

$$G \cong 2\pi c_{1a} \gamma_{1cp} \int_{r'}^{r''} \left\{ 1 + \frac{M_{c_{1u}}^2}{2} \left[ 1 - \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^2 \right] \right\} r dr, \quad (104')$$

или после интегрирования

$$G \cong \pi c_{1a} \gamma_{1cp} r'^2 \left[ \left( \frac{r''}{r'} \right)^2 - 1 \right] \left\{ 1 + \frac{M_{c_{1u}}^2}{2} \left[ 1 - \frac{2 \ln \frac{r''}{r'}}{\left( \frac{r''}{r'} \right)^2 - 1} \left( \frac{r_{cp}}{r'} \right)^2 \right] \right\}. \quad (104'')$$

Используя известную формулу разложения в ряд функции  $\ln x$ :

$$\ln x = 2 \left[ \frac{x-1}{x+1} + \frac{1}{3} \left( \frac{x-1}{x+1} \right)^3 + \frac{1}{5} \left( \frac{x-1}{x+1} \right)^5 + \dots \right] \quad (105)$$

и пренебрегая членами третьей и более высоких степеней в квадратных скобках, получим применительно к нашему случаю

$$\frac{2 \ln \frac{r''}{r'}}{\left(\frac{r''}{r'}\right)^2 - 1} = \frac{4 \cdot \frac{\frac{r''}{r'} - 1}{\frac{r''}{r'} + 1}}{\left(\frac{r''}{r'}\right)^2 - 1} = \frac{4}{\left(\frac{r''}{r'} + 1\right)^2} = \frac{4r'^2}{(2r_{\text{cp}})^2} = \left(\frac{r'}{r_{\text{cp}}}\right)^2. \quad (106)$$

Тогда уравнение (104'') напишется в следующем виде:

$$G = \pi c_{1a} r_1'^2 \left[ \left(\frac{r''}{r'}\right)^2 - 1 \right] \gamma_{1\text{cp}}. \quad (104''')$$

На фиг. 56 сплошными линиями показано примерное изменение относительных величин  $\frac{c_{1a}}{c_{1a\text{cp}}}$ ,  $\frac{c_{1u}}{c_{1u\text{cp}}}$ ,  $\frac{p_1}{p_{1\text{cp}}}$ ,  $\frac{\gamma_1}{\gamma_{1\text{cp}}}$  и  $\frac{G}{G''}$ , а также величины степени реактивности  $\rho$  в зависимости от радиуса. Очевидно, что последняя ордината кривой  $\frac{G}{G'}$  характеризует собой полный расход газа через ступень, когда  $G = G''$ .

Как видно из фиг. 56, степень реактивности  $\rho$  резко изменяется по высоте лопатки. Большая величина  $\rho$  на периферии лопатки может вызвать увеличенные потери при перетекании через радиальный зазор, а малая степень реактивности в корневых сечениях — ухудшение условий их обтекания (см. гл. VII). Поэтому в литературе широко рассматривается вопрос о создании турбинной ступени с отсутствием радиального градиента статического давления в межвенцовом зазоре или с уменьшенным градиентом этого давления. Известны два способа создания такой ступени — осуществление так называемого линейчатого потока в ступени или применение соплового аппарата с наклонными лопатками.

Линейчатым потоком называется такой поток, у которого поверхности тока представляют собой однополостные гиперболоиды вращения. Отдельные частицы такого потока движутся в пространстве прямолинейно, поэтому согласно уравнению (84) градиент статического давления в нем равен нулю. Конструктивно для осуществления такой ступени необходимо, чтобы ограничивающие поверхности проточной части в корневом и периферийном сечениях имели форму однополостных гиперболоидов вращения (седлообразную форму). В межвенцовом зазоре этой ступени плотность газа и осевая составляющая скорости постоянны по всему потоку.

Уравнение (84) получено в предположении, что поток не испытывает воздействия со стороны поверхности лопаток, т. е. последние расположены радиально. Если сопловые лопатки наклонить вогнутой поверхностью внутрь, то появится сила воздействия лопаток на поток, направленная к оси турбины, и уравнение радиального равновесия напишется в виде

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dp}{dr} = \frac{c_u^2}{r} - F_r, \quad (84')$$

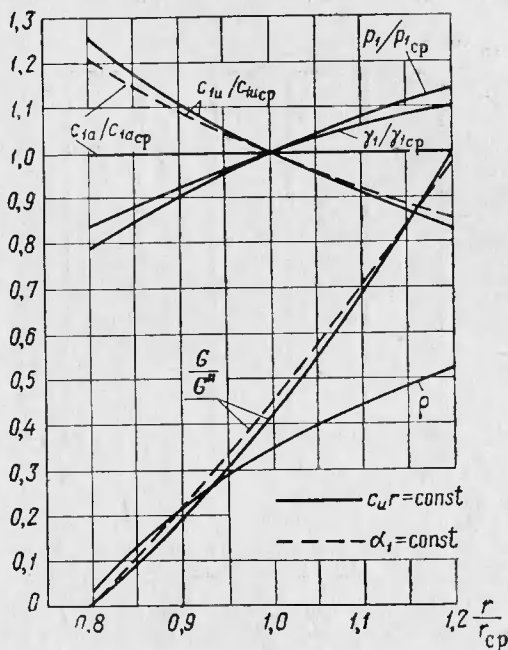
где  $F_r$  — радиальная составляющая поверхностной силы воздействия лопаток на поток.

Из уравнения (84') видно, что наклоном сопловых лопаток можно устранить или во всяком случае существенно снизить радиальный градиент статического давления в межвенцовом зазоре.

Однако экспериментальные исследования турбин с существенно уменьшенным градиентом статического давления вплоть до отрицательного его значения показали, что к. п. д. таких турбин во всяком случае не выше, а в ряде случаев даже ниже, чем к. п. д. турбин, спроектированных обычным способом. Поэтому практически турбины с уменьшенным градиентом статического давления в межвенцовых зазорах не применяются в газотурбостроении.

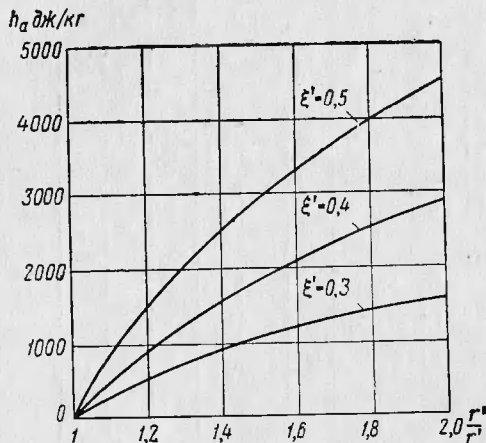
### Определение параметров газа после колеса

Изменение скорости и давления газа после колеса будет определяться теми же формулами (86') и (100), но с заменой индекса «1» индексом «2». Для увеличения к. п. д. турбины (и затурбинного устройства, если рассматривается последняя ступень турбины) скорость газа при выходе из колеса стараются направить по оси турбины или близко к ней. Если  $c_{2u} = 0$ , то, как легко видеть из уравнения (100), давление газа при выходе из ступени бу-



Фиг. 56. Изменение параметров газа по радиусу при законах  $c_u r = \text{const}$  и  $\alpha_1 = \text{const}$ .

дет постоянно по радиусу; обычно  $c_{2u} > 0$ , но настолько мала, что изменением давления при выходе можно пренебречь. Для иллюстрации этого рассмотрим, какая часть теплопотока не используется из-за возрастания давления  $p_2$  по направлению к периферии. Эту величину  $h_a$ , отнесенную к 1 кг газа, можно подсчитать по следующей формуле, если пренебречь изменением  $\gamma_2$  по высоте лопатки:



Фиг. 57. Зависимость неиспользованного теплоперепада от радиуса при различных закрутках потока на выходе.

$$\begin{aligned}
 h_a &= \frac{1}{2G} \int_{r'}^{r''} (c_{2u}'^2 - c_{2u}''^2) dG = \\
 &= \frac{2\pi c_{2a} \gamma_2 c_{2u}'^2}{2G} \int_{r'}^{r''} \left[ 1 - \left( \frac{r'}{r} \right)^2 \right] r dr = \\
 &= \frac{c_{2u}'^2}{2} \left[ 1 - \frac{2 \ln \frac{r''}{r'}}{\left( \frac{r''}{r'} \right)^2 - 1} \right].
 \end{aligned}
 \tag{107}$$

Отклонение выходной скорости от осевого направления в корневом сечении можно характеризовать коэффициентом  $\xi'$ , равным:

$$\xi' = \frac{c_{2u}'}{u'}, \tag{108}$$

где  $u'$  — окружная скорость вращения лопаток в корневом сечении.

Тогда

$$h_a = \frac{\xi'^2 \cdot u'^2}{2} \left[ 1 - \frac{2 \ln \frac{r''}{r'}}{\left( \frac{r''}{r'} \right)^2 - 1} \right]. \tag{107'}$$

На фиг. 57 представлены кривые  $h_a = f\left(\frac{r''}{r'}\right)$  для различных значений  $\xi'$ . При средних данных  $\frac{r''}{r'} = 1,5$  и  $\xi' = 0,4$  величина  $h_a \cong 1900$  дж/кг. Имея в виду большие теплопадения, которые сра-

бываются в ступенях газовых турбин реактивных двигателей, величиной  $h_a$  можно пренебречь.

Расход газа, определяемый по параметрам на выходе из колеса, подсчитывается по более простой формуле, чем (102) ввиду постоянства  $\gamma_2$  по радиусу:

$$G = \pi c_{2a} \gamma_2 r'^2 \left[ \left( \frac{r''}{r'} \right)^2 - 1 \right]. \quad (109)$$

Сравнив формулы (109) и (104'''), найдем, что

$$\frac{c_{2a}}{c_{1a}} = \frac{\gamma_{1\text{cp}}}{\gamma_2}, \quad (110)$$

т. е. отношение осевых скоростей после и до колеса равно обратному отношению плотностей газа на среднем диаметре.

Если высота выходной кромки лопатки  $h_2$  отличается от высоты входной кромки  $h_1$  (а средний диаметр одинаков на входе в колесо и выходе из него), то уравнение (110) напишется в виде

$$\frac{c_{2a}}{c_{1a}} = \frac{\gamma_{1\text{cp}}}{\gamma_2} \frac{h_1}{h_2}. \quad (110')$$

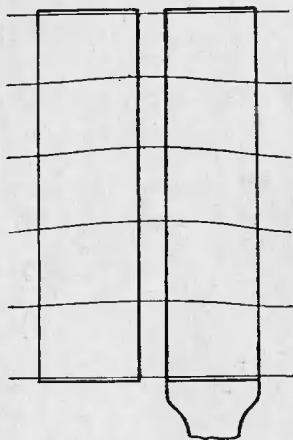
Из сказанного в этом параграфе следует, что, если до колеса через единицу площади проходного сечения на периферии проходит больше газа, чем в корневом сечении лопаток, то за колесом эти расходы одинаковы. Следовательно, линии тока в проточной части ступени должны искривляться, как показано на фиг. 58. Это искривление линий тока свидетельствует о наличии радиальных составляющих скоростей в лопаточных венцах даже при цилиндрической форме проточной части, несмотря на соблюдение радиального равновесия до и после колеса. Поэтому, строго говоря, течение по цилиндрическим поверхностям будет осуществляться лишь в бесконечности до и после венцов.

Искривление линий тока ориентировочно может быть найдено следующим путем. Аналогично кривой  $\frac{G}{G''}$  на фиг. 56 построим, пользуясь формулой (109), эпюру расходов за рабочим колесом. Эти кривые представлены на фиг. 59. Далее из точек на оси абсцисс, соответствующих значениям  $\frac{r}{r'} = 1,1; 1,2$  и т. д., проводим вертикальные линии до пересечения с кривой  $\frac{G}{G''}$  после колеса, а из точек пересечения — горизонтальные линии. Тогда отрезки горизонтальной между двумя кривыми  $\frac{G}{G''}$  будут характеризовать собой отклонение поверхностей тока от цилиндрической формы. Это отклонение максимально в средних сечениях лопатки и сходит

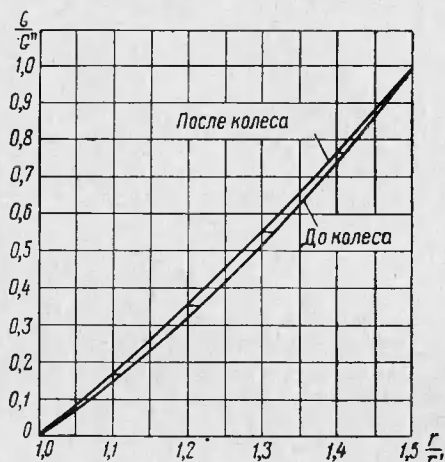


на нет у концов ее, где сказываются граничные условия (стенки). Путем перенесения полученных отрезков на фиг. 58 можно определить примерную конфигурацию поверхностей тока, показанную на этой фигуре.

Интересно проследить, как изменяется степень расширения струек  $\delta = \frac{\Delta F_1}{\Delta F_0}$ , где  $\Delta F_1$  и  $\Delta F_0$  — соответственно поперечные сечения струек на выходе из соплового аппарата и входе в него, или



Фиг. 58. Искривление линий тока в проточной части ступени.



Фиг. 59. Эпюры расходов газа по высоте лопатки до и после колеса.

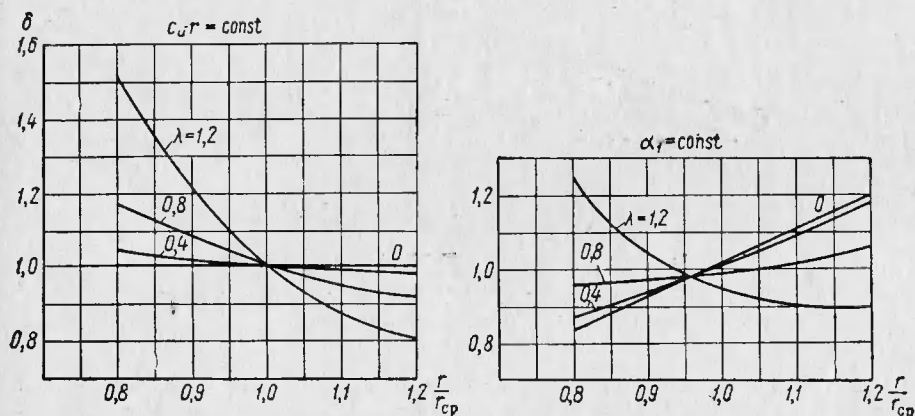
на выходе из рабочего колеса (см. фиг. 58) по высоте проточной части. Такие кривые для двух законов профилирования, подсчитанные В. Т. Митрохиным, представлены на фиг. 60. Максимальные абсолютные значения  $\delta$  получаются в крайних сечениях лопаток, а в средних сечениях  $\delta \cong 1$ , т. е. наибольшие величины  $\delta$  получаются в тех сечениях, где кривизна поверхностей тока минимальна и наоборот.

При законе  $c_{ur} = \text{const}$  величина  $\delta$  тем резче меняется по высоте лопатки, чем больше скорость потока, причем в корневых сечениях  $\delta > 1$ , а в периферийных сечениях  $\delta < 1$ . Это следует считать положительным фактором, ибо увеличивает конфузорность пространственного течения в корневых сечениях рабочего колеса, что полезно, так как степень реактивности в этих сечениях обычно мала или даже отрицательна, а уменьшение конфузорности течения в периферийных сечениях рабочего колеса несуще-

ственно, ибо в этих сечениях степень реактивности достаточно высока.

При законе  $\alpha_1 = \text{const}$  протекание кривых  $\delta\left(\frac{r}{r_{\text{cp}}}\right)$  менее благоприятно, так как в корневых сечениях величина  $\delta$  меньше, чем при законе  $c_u r = \text{const}$ , причем при  $\lambda < 1$  она даже меньше единицы, т. е. конфузурность пространственного течения уменьшается.

В связи с этим искривлением поверхностей тока в отдельных случаях в литературе рассматривается проектирование турбин по



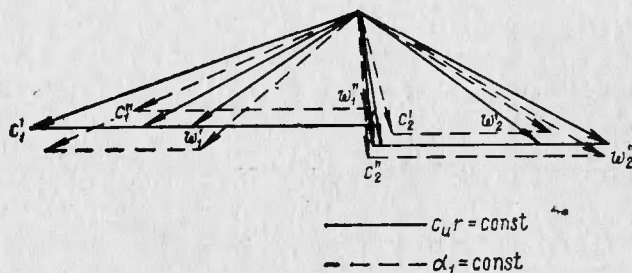
Фиг. 60. Изменение  $\delta$  в сопловом аппарате по высоте проточной части при  $\alpha_1 = 24^\circ$  и  $\frac{D_{\text{cp}}}{h} = 5$ .

закону  $c_{\text{ca}} = \text{const}$ , при котором не должно быть радиальных составляющих скоростей потока в турбине, правда наличие этих скоростей, по-видимому, не приводит к заметному снижению к. п. д. турбины.

### § 3. ИЗМЕНЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПОТОКА ПО РАДИУСУ ПРИ ПОСТОЯНСТВЕ ЦИРКУЛЯЦИИ

Рассмотрим, как изменяются направление потока и треугольники скоростей по радиусу, вид которых для корневого и периферийного сечений проточной части ступени представлен на фиг. 61 сплошными линиями. Осевая составляющая скорости  $c_{1a}$  не зависит от радиуса, а окружная составляющая  $c_{1u}$  уменьшается к периферии, поэтому абсолютная скорость  $c_1$  уменьшается, а угол  $\alpha_1$  увеличивается в периферийном сечении по сравнению со значениями этих величин в корневом сечении. Ввиду того, что окружная скорость вращения меняется прямо пропорционально радиусу, то  $u''$  больше  $u'$ .

Уменьшение абсолютной и увеличение окружной скоростей вызывает резкое уменьшение относительной скорости  $w_1$  и увеличение угла входа потока в рабочее колесо  $\beta_1$  в периферийном сечении по сравнению с корневым. Таким образом, периферийный треугольник скоростей до колеса оказывается повернутым вправо относительно треугольника скоростей в корневом сечении, что сопровождается уменьшением абсолютной и относительной скоростей потока, увеличением углов  $\alpha_1$  и в особенности  $\beta_1$ .



Фиг. 61. Треугольники скоростей для корневого и периферийного сечений лопаток.

Изменение направления потока перед колесом в зависимости от радиуса  $r$  устанавливается следующими соотношениями, вытекающими из рассмотрения треугольников скоростей на входе в колесо:

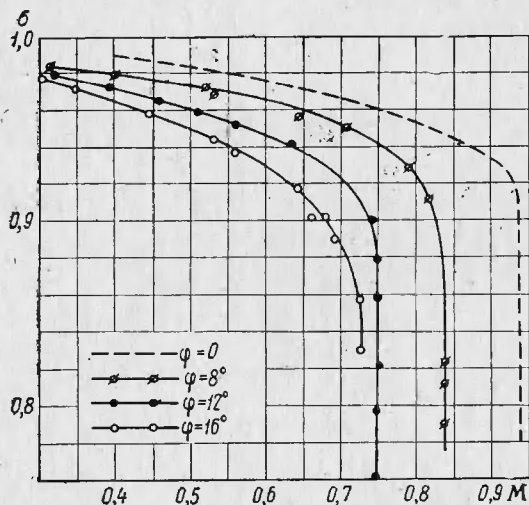
$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{c_{1a}}{c_{1u}} = \frac{c_{1a}}{c_{1u_{\text{ср}}}} \frac{r}{r_{\text{ср}}} = \operatorname{tg} \alpha_{1\text{ср}} \cdot \frac{r}{r_{\text{ср}}}; \quad (111)$$

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_{1a}}{c_{1u} - u} = \frac{c_{1a}}{c_{1u_{\text{ср}}} \frac{r_{\text{ср}}}{r} - u_{\text{ср}} \frac{r}{r_{\text{ср}}}} = \frac{c_{1a}}{c_{1u_{\text{ср}}} - u_{\text{ср}} \left( \frac{r}{r_1} \right)^2} \cdot \frac{r}{r_{\text{ср}}}. \quad (112)$$

Как видно из этих уравнений, при увеличении радиуса угол  $\beta_1$  возрастает значительно резче, чем  $\alpha_1$ . Очевидно, что при  $r = r''$  из формул (111) и (112) соответственно получим значения углов  $\alpha_1''$  и  $\beta_1''$ , а при  $r = r'$  — значения углов  $\alpha_1'$  и  $\beta_1'$ .

Перейдем к рассмотрению треугольников скоростей на выходе из колеса. Осевая скорость за колесом также одинакова по радиусу, но по величине больше чем до колеса, а окружная составляющая абсолютной скорости изменяется обратно пропорционально радиусу. Таким образом, абсолютная скорость при возрастании радиуса приближается к осевому направлению. Вычитая из вектора абсолютной скорости вектор окружной скорости, убеждаемся, что величина  $w_2$  в периферийном сечении больше, чем в

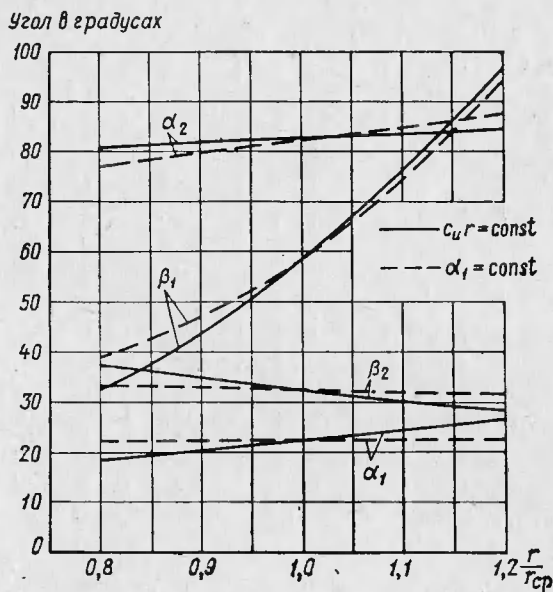
корневом. Это обуславливается увеличением степени реактивности при возрастании радиуса. Соответственно увеличению  $\omega_2$  угол  $\beta_2$  уменьшается так, что треугольник скоростей корневого сечения располагается внутри периферийного треугольника и  $\alpha_2''$  оказывается больше  $\alpha_2'$ . При  $\alpha_2' = 90^\circ$  угол  $\alpha_2''$  также равен  $90^\circ$ , т. е. получаем осевой выход газа по всей высоте лопатки.



Фиг. 62. Зависимость коэффициента восстановления полного давления в диффузоре от числа  $M$  и закрутки потока на входе в диффузор.

Для увеличения к. п. д. турбины и затурбинного устройства желательно иметь осевой выход газа из турбины, не говоря уже о том, что отсутствие циркуляции на выходе позволяет полностью (по всей высоте лопатки) сработать располагаемый теплоперепад в турбине. Однако необходимость срабатывания больших теплоперепадов в одной ступени турбины при ограниченной окружной скорости, к сожалению, не позволяет полностью удовлетворить это требование и на выходе из турбины в большинстве случаев имеется некоторая закрутка, которая во избежание больших потерь не должна превышать  $5 \div 7^\circ$  (между ступенями можно допускать большую закрутку без заметного ущерба для к. п. д. турбины). Это подтверждается результатами опытов Б. П. Лебедева и других советских ученых по экспериментальному исследованию диффузоров форсажных камер ТРД. На фиг. 62 приведена заимствованная из этой работы зависимость коэффициента восстановления

полного давления в диффузоре от числа  $M$  на входе в диффузор (на выходе из турбины) и угла закрутки потока  $\varphi = 90 - \alpha_2$ . Как видно из этих кривых, потери полного давления в диффузоре существенно возрастают при увеличении величин  $M$  и  $\varphi$ . В случае умеренных значений  $M = 0,5 \div 0,55$  и  $\varphi < 8^\circ$  потери полного давления в диффузоре не превышают 3%.



Фиг. 63. Изменение углов потока по радиусу.

Зависимость угла  $\beta_2$  от радиуса выражается формулой

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{c_{2a}}{c_{2u} + u} = \frac{c_{2a}}{c_{2u_{cp}} \frac{r_{cp}}{r} + u_{cp} \frac{r}{r_{cp}}} = \frac{c_{2a}}{c_{2u_{cp}} + u_{cp} \left( \frac{r}{r_{cp}} \right)^2} \frac{r}{r_{cp}}. \quad (113)$$

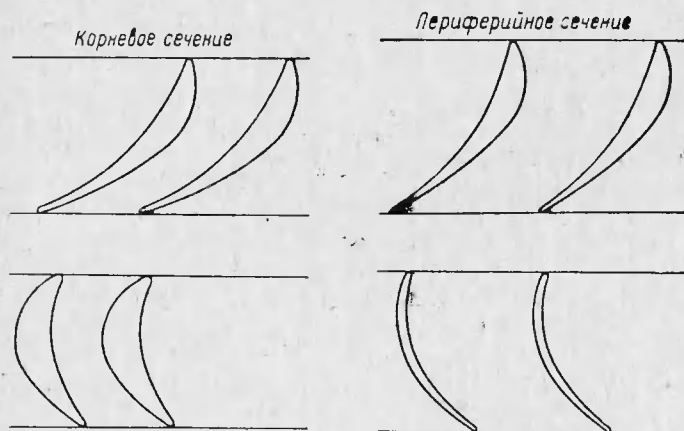
Так как величина  $c_{2u_{cp}}$  обычно намного меньше, чем  $u_{cp}$ , то угол  $\beta_2$  убывает при возрастании радиуса. При большом теплоперепаде, срабатываемом в одной ступени, величина  $c_{2u_{cp}}$  может оказаться настолько существенной, что монотонное протекание угла  $\beta_2$  по радиусу нарушится и минимальное значение  $\beta_2$  получится где-то между корневым и периферийным сечениями лопатки.

Зависимость угла  $\alpha_2$  от радиуса выражается формулой

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{c_{2a}}{c_{2u}} = \frac{c_{2a}}{c_{2u_{cp}}} \cdot \frac{r}{r_{cp}} = \operatorname{tg} \alpha_{2_{cp}} \frac{r}{r_{cp}}, \quad (114)$$

из которой следует, что этот угол возрастает при увеличении радиуса.

На фиг. 63 показано изменение углов потока  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\beta_2$  в зависимости от отношения  $\frac{r}{r_{\text{ср}}}$ . Как видим, углы  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$  и  $\alpha_2$  возрастают при увеличении радиуса, а угол  $\beta_2$  уменьшается. Наиболее существенно изменяется угол  $\beta_1$ , что вызывает необходимость резкой закрутки входной кромки лопатки (см. фиг. 18). На фиг. 64 представлены профили лопаток соплового аппарата и рабочего колеса



Фиг. 64. Профили сопловых и рабочих лопаток у корня и на периферии.

одной из авиационных турбин в корневом и периферийном сечениях.

У корня рабочая лопатка активного типа, т. е. ширина межлопаточного канала приблизительно одинакова на входе и выходе, причем профиль лопатки толстый; на периферии лопатка реактивного типа, т. е. межлопаточный канал имеет явно выраженную сужающую форму, причем профиль лопатки тонкий. Площадь поперечного сечения лопатки у корня в  $3 \div 4$  раза превышает площадь периферийного сечения. Такое резкое изменение площади сечений необходимо для обеспечения нужной механической прочности лопаток, работающих при высоких окружных скоростях порядка  $300 \div 350$  м/сек на среднем диаметре и поэтому подверженных большим напряжениям на разрыв. Кроме этого, лопатка подвержена напряжениям на изгиб, возникающим в результате действия гадодинамических сил.

Площадь сечения лопатки по высоте изменяется обычно по линейному или степенному закону. Несколько подробнее этот вопрос

рассматривается в гл. V, а более детально — в курсах, в которых излагается конструкция авиадвигателей.

В коротких лопатках, в которых изменение параметров потока по высоте лопаток невелико, в ряде случаев возможно применение невитых лопаток цилиндрической формы, если это допускается прочностными условиями, или невитых лопаток с уменьшающейся к периферии площадью сечения. Возможность применения невитых лопаток исследована рядом авторов, например В. М. Акимовым и другими.

#### § 4. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ И НАПРАВЛЕНИЯ ПОТОКА ПО РАДИУСУ ПРИ ПОСТОЯНСТВЕ УГЛА $\alpha_1$

Во избежание появления геометрической диффузности в корневых сечениях лопаток зачастую применяется, как уже было указано на стр. 82, профилирование проточной части, выполненное по закону  $\alpha_1 = \text{const}$ . В этом случае, используя ту же методику, которая приведена в § 2 и 3 настоящей главы, можно получить следующие зависимости, определяющие изменение параметров потока и его направления по высоте лопатки.

Изменение составляющих абсолютной скорости  $c_1$  по радиусу определяется системой (88')

$$c_{1a} = c_{1a_{cp}} \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{\cos^2 \alpha_1} \quad \text{и} \quad c_{1u} = c_{1u_{cp}} \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{\cos^2 \alpha_1}. \quad (88'')$$

Отношение давлений текущего к давлению на среднем диаметре равно

$$\frac{p_1}{p_{1_{cp}}} = \left\{ 1 + \frac{k-1}{2} M_{c_{1_{cp}}}^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{2 \cos^2 \alpha_1} \right] \right\}^{\frac{k}{k-1}} \quad (115)$$

и отношение соответствующих плотностей

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_{1_{cp}}} = \left\{ 1 + \frac{k-1}{2} M_{c_{1_{cp}}}^2 \left[ 1 - \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{2 \cos^2 \alpha_1} \right] \right\}^{\frac{1}{k-1}}. \quad (116)$$

Степень реактивности в зависимости от радиуса определяется соотношением

$$\rho = 1 - \left( \frac{c_{1_{cp}}}{c_{ad}} \right)^2 \cdot \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{2 \cos^2 \alpha_1}. \quad (117)$$

Расход газа определяется путем графического интегрирования по формуле

$$G = 2\pi \int_{r'}^{r''} c_{1a} \gamma_1 r dr, \quad (118)$$

в которой в отличие от формулы (102) скорость  $c_{1a}$  не может быть вынесена за знак интеграла, поскольку она переменна по радиусу.

Результаты расчета ступени по этим формулам представлены на фиг. 56 пунктирными линиями, причем параметры на среднем диаметре оставлены теми же, которые были приняты при расчете ступени по закону постоянства циркуляции. Изменения давления, плотности и степени реактивности по радиусу остались практически теми же, которые были при законе  $c_u r = \text{const}$ . Кривые изменения окружной составляющей скорости и расхода несколько отличаются от таковых при законе постоянства циркуляции, в частности, расход через ступень оказался на 3% меньше, чем при законе  $c_u r = \text{const}$ . Наиболее существенно отличается кривая изменения осевой составляющей скорости, которая сливается с кривой  $\frac{c_{1u}}{c_{1u_{cp}}}$ , в

то время как при законе постоянства циркуляции она представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс.

В соответствии с таким изменением осевой и окружной составляющих скоростей по радиусу треугольники скоростей в корневом и периферийном сечениях при законе профилирования  $\alpha_1 = \text{const}$  получаются такими, как это показано пунктиром на фиг. 61.

Изменение углов потока  $\alpha_1$  и  $\beta_1$  по радиусу устанавливается следующими соотношениями:

$$\alpha_1 = \text{const} = \alpha_{1cp}; \quad (119)$$

$$\text{tg } \beta_1 = \frac{c_{1a}}{c_{1u} - u} = \frac{c_{1a_{cp}} \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{\cos^2 \alpha_1}}{c_{1u_{cp}} \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{\cos^2 \alpha_1} - u_{cp} \frac{r}{r_{cp}}} = \frac{c_{1a_{cp}}}{c_{1u_{cp}} - u_{cp} \left( \frac{r}{r_{cp}} \right)^{1 + \cos^2 \alpha_1}}. \quad (120)$$

Для определения изменения элементов выходного треугольника скоростей по радиусу следует задаться, как это было указано на стр. 81, двумя условиями, определяющими распределение параметров потока за колесом. В качестве одного из таких условий по-прежнему должно быть принято уравнение радиального равновесия, которое приближенно равносильно условию постоянства давления  $p_2$  по радиусу (при малой закрутке за колесом, которая обычно имеет место). В качестве второго условия часто принимается постоянство работы по высоте лопатки. Выходные треугольники скоростей, полученные в результате использования этих двух условий, показаны на фиг. 61. Из их рассмотрения следует, что если до колеса осевые скорости уменьшаются в направлении от корня к периферии лопаток, то за колесом имеет место обратная картина.

Изменение углов потока по радиусу при профилировании по закону  $\alpha_1 = \text{const}$  показано пунктирными линиями на фиг. 63. Характерно, что если при профилировании по закону  $c_u r = \text{const}$  в



корневых сечениях появилась геометрическая диффузорность, поскольку  $\beta_1 < \beta_2$ , то при профилировании по закону  $\alpha_1 = \text{const}$  она исчезает и межлопаточный канал получается конфузорным по всей высоте лопатки. Таким образом, как это было указано ранее, профилирование лопаток по закону  $\alpha_1 = \text{const}$  улучшает условия работы их корневых сечений<sup>1</sup>. Некоторым недостатком этого способа профилирования является нежелательное увеличение закрутки потока в корневых сечениях за колесом, где угол  $\alpha_2$  получается меньше, чем при профилировании по закону постоянства циркуляции. При профилировании лопаток с увеличением угла  $\alpha_1$  к корню эта закрутка еще более возрастет, что должно быть учтено при оценке возможности практического применения такого профилирования. Кроме того, всякое увеличение угла  $\alpha_1$ , а следовательно, и  $\beta_1$  приводит к выпрямлению профиля и ухудшению прочности лопатки на изгиб (из-за уменьшения момента сопротивления профиля).

### § 5. РАБОТА И К. П. Д. СТУПЕНИ

Применив теорему импульсов и проектируя векторы скоростей потока  $c_1$  и  $c_2$  и силу воздействия газа на лопатки  $P$  на окружное и осевое направления, будем иметь для цилиндрической лопатки

$$\begin{aligned} P_u &= G(c_{1u} - c_{2u}), \\ P_a &= G(c_{1a} - c_{2a}) + \pi D_{\text{ср}} h (p_1 - p_2). \end{aligned} \quad (121)$$

Первое из уравнений (121) определяет собой усилие в окружном направлении, обуславливающее работу турбины, а второе — осевое усилие, которое не может быть преобразовано в работу. Полное осевое усилие возникающее в ступени, определяется силой воздействия газа на лопатки и на диск (обычно вторая составляющая осевого усилия значительно превышает первую)

$$\begin{aligned} \Sigma P_a &= G(c_{1a} - c_{2a}) + \pi D_{\text{ср}} h (p_1 - p_2) + \frac{\pi}{4} (D_{\text{ср}} - h)^2 (p_{1\text{д}} - p_{2\text{д}}) + \\ &+ \frac{\pi}{4} (d_2^2 p_{2\text{д}} - d_1^2 p_{1\text{д}}), \end{aligned} \quad (121')$$

где  $d_1, d_2$  — внутренние диаметры полостей, ограничивающих воздействие газа на диск (см. фиг. 54);

$p_{1\text{д}}, p_{2\text{д}}$  — давление по обе стороны диска.

При отсутствии охлаждения давления  $p_{1\text{д}}$  и  $p_{2\text{д}}$  в первом приближении могут быть приняты равными давлениям в корневом се-

<sup>1</sup> Правда, следует помнить, что это утверждение относится лишь к оценке эффективности плоского течения в канале. Как было указано выше, в меридиональной плоскости течение в корневых сечениях решетки рабочего колеса при законе  $\alpha_1 = \text{const}$  менее благоприятно, чем при законе  $c_u r = \text{const}$ , поэтому степень конфузорности пространственного течения в корневых сечениях решетки рабочего колеса приблизительно одинакова в обоих случаях.

чении по обе стороны лопатки, при наличии охлаждения — давлению охлаждающего воздуха.

Суммарное осевое усилие турбины складывается из осевых усилий всех ступеней и обычно действует в направлении движения газа. Результирующая всех осевых усилий, воздействующих на ротор (турбины и компрессора в ГТД или турбины и насосов в ТНА ЖРД), воспринимается упорным подшипником. Для уменьшения его нагрузки в ряде случаев применяются специальные разгрузочные устройства.

Вернемся к определению работы турбины.

Секундная работа, равная произведению силы на скорость

$$L'_u = P_u u = G u (c_{1u} - c_{2u}). \quad (122)$$

Обозначив работу, получаемую от 1 кг газа, через  $L_u = \frac{L'_u}{G}$ , получим формулу Эйлера:

$$L_u = u (c_{1u} - c_{2u}), \quad (122')$$

т. е. секундная работа 1 кг газа на окружности колеса равна произведению окружной скорости вращения на алгебраическую разность окружных составляющих абсолютных (или относительных) скоростей.

Если окружные скорости вращения на входной и выходной кромках лопатки для данной поверхности тока не равны, то уравнение (122') напишется в виде

$$L_u = u_1 c_{1u} - u_2 c_{2u}. \quad (122'')$$

Работа на валу турбины будет меньше  $L_u$  вследствие перетекания газа через радиальный зазор между колесом и корпусом турбины и трения газа о колесо (речь идет о непарциальной турбине). Таким образом, величина  $L_u$  представляет собой работу на венце турбины, не имеющей радиального зазора.

Если влияние радиального зазора оценить коэффициентом  $\eta_z$ , а работу, затрачиваемую на преодоление трения диска о газ обозначить через  $L_r$ , то получим

$$L_r = L_u \eta_z - L_r. \quad (123)$$

Имея в виду, что

$$u = r\omega, \quad (124)$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения, формулу (122'') можно представить в виде

$$L_u = \omega (c_{1u} r_1 - c_{2u} r_2) = \frac{\omega}{2\pi} (G_1 - G_2), \quad (122''')$$

где  $G_1$  и  $G_2$  — циркуляции абсолютных скоростей до и после колеса.

Так как  $\alpha_1$  есть угол между направлением  $c_1$  и положительным направлением  $u$ , а  $\alpha_2$  — между направлением  $c_2$  и отрицательным направлением  $u$ , то алгебраическая разность величин, входящая в формулы (121) и (122), фактически является арифметической суммой соответствующих членов.

Для случая постоянства циркуляции скорости из уравнения (122''), показывающего, что  $L_u$  пропорциональна разности циркуляций до и после колеса, следует, что работа на окружности колеса не зависит от радиуса (в действительности некоторые отклонения от этого закона имеют место).

Перейдем к рассмотрению к. п. д. турбин, исследованием которых занимались многие советские ученые. Так, в 1929 г. проф. В. В. Уваровым были получены выражения адиабатического к. п. д. для сопловых аппаратов и рабочих колес, названные им лопаточными к. п. д. Формула для мощностного к. п. д. турбины в зависимости от параметра  $\frac{u}{c_{ад}}$  и  $\rho$  была получена проф. И. И. Кулагиным в 1949 г. В 1950 г. проф. П. К. Казанджаном был дан вывод адиабатического и мощностного к. п. д. ступени турбины в зависимости от параметров  $\frac{u}{c_1}$  и  $\rho$ .

К. п. д. на окружности колеса, под которым понимают отношение работы, полученной на лопаточном венце колеса, к располагаемому адиабатическому теплореперу, равен

$$\eta_u = \frac{L_u}{H_0} = \frac{u(c_{1u} + c_{2u})}{\frac{c_{ад}^2}{2}} = \frac{2u}{c_{ад}^2} (c_{1u} + c_{2u}), \quad (125)$$

где  $c_{ад}$  — изоэнтропическая скорость истечения, соответствующая теплореперу  $H_0$ .

Имея в виду, что работа трения диска о газ мала, можно установить следующую приближенную связь между к. п. д.  $\eta_u$  и  $\eta_t$ , разделив обе части уравнения (123) на  $H_0$

$$\eta_t \cong \eta_u \cdot \eta_z. \quad (126)$$

Скорость газа перед колесом равна

$$c_1 = \varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho}, \quad (127)$$

где  $\varphi$  — коэффициент скорости в сопловом аппарате;  
 $\rho$  — степень реактивности.

Проекция скорости за колесом, как это видно из рассмотрения выходного треугольника скоростей, равна

$$c_{2u} = w_{2u} - u = \sqrt{w_2^2 - c_{2a}^2} - u. \quad (128)$$

Для определения  $w_2$  напомним уравнение энергии для сечений перед колесом и за ним

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} + L_u. \quad (129)$$

Из рассмотрения косоугольных входного и выходного треугольников скоростей получим

$$c_1 \cos \alpha_1 = \frac{u^2 + c_1^2 - w_1^2}{2u} \quad \text{и} \quad c_2 \cos \alpha_2 = \frac{-u^2 - c_2^2 + w_2^2}{2u}. \quad (130)$$

Подставив эти соотношения в уравнение (122'), а последнее в (129), получим уравнение энергии для сечений перед колесом и за ним в относительном движении

$$i_1 + \frac{w_1^2}{2} = i_2 + \frac{w_2^2}{2}. \quad (131)$$

Попутно отметим, что из уравнений (129) и (131) следует, что если теплосодержание потока, заторможенного в абсолютном движении, уменьшается по мере течения газа по колесу, то теплосодержание потока, заторможенного в относительном движении, остается постоянным.

Если окружные скорости на входной и выходной кромках рабочих лопаток не равны (различие в этих скоростях особенно велико в радиальных турбинах), то уравнение (131) напишется в виде

$$i_1 - i_2 = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2}. \quad (131')$$

Из сравнения уравнений (131) и (131') ясно видно, что в ступени радиальной центробежной турбины можно сработать больший тепловыпуск, чем в ступени осевой турбины. В этом случае теплосодержание потока, заторможенного в относительном движении, не остается постоянным, а уменьшается по мере течения газа по колесу.

Вернемся к определению к. п. д. на окружности колеса.

Разность теплосодержаний перед колесом и за ним равна (пренебрегая коэффициентом возврата тепла внутри ступени)

$$i_1 - i_2 = \frac{\rho c_{ад}^2}{2} - \frac{\frac{w_2^2}{\psi} - w_2^2}{2}, \quad (132)$$

где  $\psi$  — коэффициент скорости в колесе, учитывающий гидравлические потери от трения, вихреобразований и др. факторов.

Подставив (132) в (131), получим

$$\omega_2 = \psi \sqrt{\omega_1^2 + \rho c_{ад}^2}, \quad (133)$$

т. е. относительная скорость после колеса  $\omega_2$  определяется скоростью до колеса  $\omega_1$  и теплоперепадом  $\frac{\rho c_{ад}^2}{2}$ , не использованным в сопловом аппарате.

Если окружные скорости вращения на входной и выходной кромках лопаток не равны, то с учетом формулы (122'') получим следующее выражение для относительной скорости после колеса:

$$\omega_2 = \psi \sqrt{\omega_1^2 + \rho c_{ад}^2 + u^2 - u_1^2}. \quad (133')$$

Из (130) следует, что относительная скорость перед колесом равна

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \sqrt{u^2 + u^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1} = \\ &= \sqrt{\varphi^2 c_{ад}^2 (1 - \rho) - u(2\varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - u)}. \end{aligned} \quad (134)$$

Подставив (134) в (133), получим

$$\omega_2 = \psi \sqrt{\varphi^2 c_{ад}^2 (1 - \rho) - u(2\varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - u) + \rho c_{ад}^2}. \quad (135)$$

Тогда уравнение (128) можно представить в следующем виде:

$$c_{2u} = \sqrt{\psi^2 [\varphi^2 c_{ад}^2 (1 - \rho) - u(2\varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - u) + \rho c_{ад}^2] - c_{2a}^2} - u. \quad (128')$$

И, наконец, коэффициент полезного действия на окружности колеса после подстановки (127) и (128') в (125) окажется равным

$$\begin{aligned} \eta_u &= 2 \frac{u}{c_{ад}} \left\{ \varphi \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} + \right. \\ &+ \left. \sqrt{\psi^2 \left[ \varphi^2 (1 - \rho) - \frac{u}{c_{ад}} \left( 2\varphi \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right) + \rho \right] - \left( \frac{c_{2a}}{c_{ад}} \right)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (136)$$

При использовании формулы (136) следует иметь в виду, что величина  $\frac{c_{2a}}{c_{ад}}$  не может быть назначена произвольно, а определяется из уравнения неразрывности (110').

Пренебрегая потерями в рабочем колесе, будем иметь

$$c_{2a} = c_{1a} \frac{\gamma_{1cp} h_1}{\gamma_2 \cdot h_2} = \varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho} \sin \alpha_1 \left( \frac{p_{1cp}}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} \frac{h_1}{h_2}. \quad (110'')$$

Отношение давлений  $\frac{p_{1\text{ср}}}{p_2}$  можно найти следующим образом.

Степень реактивности на среднем диаметре можно представить в виде

$$\rho_{\text{ср}} = \frac{\left(\frac{p_{1\text{ср}}}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} - \left(\frac{1}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \left(\frac{1}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}}} = \frac{\left(\frac{p_{1\text{ср}}}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}} - 1}, \quad (137)$$

откуда

$$\frac{p_{1\text{ср}}}{p_2} = \left[ 1 + \rho_{\text{ср}} \left( \pi_T^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}, \quad (137')$$

где  $\pi_T = \frac{p_0}{p_2}$  — степень понижения давления в ступени.

После подстановки (137') в (110'') получим

$$\frac{c_{2a}}{c_{ад}} = \varphi \sqrt{1 - \rho} \sin \alpha_1 \left[ 1 + \rho_{\text{ср}} \left( \pi_T^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}} \frac{h_1}{h_2}. \quad (110''')$$

Следует подчеркнуть, что в формуле (136) степень реактивности  $\rho$  относится к тому сечению, для которого подсчитывается к. п. д., а величина  $\rho_{\text{ср}}$ , входящая в формулу (110'''), является степенью реактивности в среднем сечении данной ступени. При подсчете к. п. д. в среднем сечении, естественно,  $\rho = \rho_{\text{ср}}$ . Именно этот случай имеется в виду при последующем изложении.

Таким образом, к. п. д.  $\eta_u$ , а следовательно, и пропорциональная ему величина  $L_u$ , зависят от следующих параметров, выбираемых при проектировании турбины:

отношения  $\frac{u}{c_{ад}}$ ;

коэффициентов скорости  $\varphi$  и  $\psi$ ;

степени реактивности  $\rho$ ;

угла  $\alpha_1$ ;

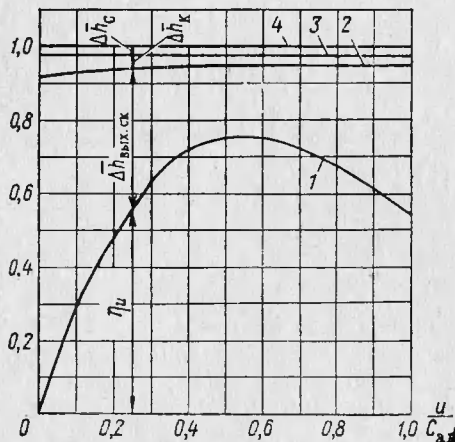
доли энергии, соответствующей осевой составляющей выходной скорости  $\left(\frac{c_{2a}}{c_{ад}}\right)^2$ .

Чем выше коэффициенты скорости  $\varphi$  и  $\psi$ , тем больше к. п. д.  $\eta_u$ , поскольку при этом уменьшаются гидравлические потери в проточной части турбины. Уменьшение величин  $\alpha_1$  и  $\left(\frac{c_{2a}}{c_{ад}}\right)^2$  при прочих равных условиях также приводит к увеличению  $\eta_u$  из-за уменьшения выходной скорости. Отметим, что именно наличие этих по-

терь и выходной скорости конечной величины обуславливает отклонение величины  $\eta_u$  от единицы.

Высокие значения коэффициентов скорости  $\varphi$  и  $\psi$  обычно достигаются путем соответствующего выбора решеток, а значения величин  $\alpha_1$  и  $\frac{c_{2a}}{c_{ад}}$  определяются необходимостью пропустить нужный расход газа через турбину с данными размерами.

Влияние величин  $\frac{u}{c_{ад}}$  и  $\rho$  на к. п. д.  $\eta_u$  более сложно. Отношение  $\frac{u}{c_{ад}}$  является основным фактором, определяющим величину



Фиг. 65. Баланс энергии в турбине в зависимости от отношения  $\frac{u}{c_{ад}}$ .

к. п. д. на окружности колеса и поэтому функция  $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  имеет важное значение в теории турбин.

Чем меньше величина  $\frac{u}{c_{ад}}$ , тем больше газодинамическая нагрузка ступени, так как при заданной окружной скорости вращения в ступени срабатывается больший теплоперепад. При заданных расходе газа и меридиональном профиле проточной части это приводит к тому, что углы потока уменьшаются, а углы поворота потока в венцах соответственно возрастают.

Функция  $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  имеет

вид, представленный в виде

кривой 1 на фиг. 65, которая получена путем подсчета по уравнениям (136) и (110) при следующих данных турбины:

степень реактивности  $\rho = 0,35$ ;

угол  $\alpha_1 = 24^\circ$ ;

коэффициенты скорости  $\varphi = 0,98$  и  $\psi = 0,97$ ;

степень понижения давления  $\pi_t = 3$ ;

отношение высот лопатки  $\frac{h_1}{h_2} = 1$ .

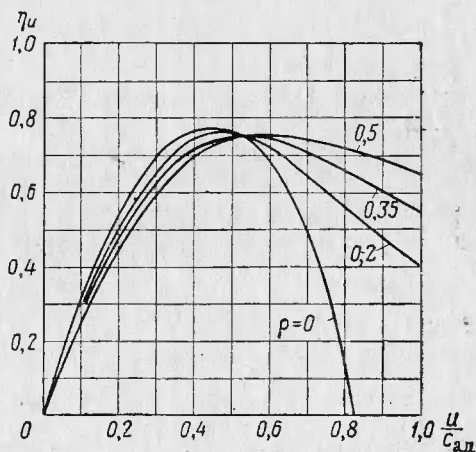
Кривая  $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  имеет два нулевых значения: при неподвижной турбине, когда  $\frac{u}{c_{ад}} = 0$  и при некотором повышенном зна-

чении  $\frac{u}{c_{ад}}$  (которое выходит за пределы фиг. 65), когда входной и выходной треугольники скоростей накладываются друг на друга, что соответствует равенству  $c_{1u} = c_{2u}$ . При этом не происходит изменения количества движения и, следовательно, работа турбины должна быть равна нулю<sup>1</sup>.

Поскольку функция  $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  имеет два нулевых значения, то имеется такое значение отношения  $\frac{u}{c_{ад}}$ , при котором получается максимальная величина  $\eta_u$ .

Отметим, что кривая 1 на фиг. 65, а также остальные кривые, приведенные на фиг. 65 и 66, представляют собой не характеристики данной турбины, а получены в предположении, что каждой точке кривой соответствует своя турбина, ибо влияющие параметры, входящих в формулу (136), рассмотрено без учета их зависимости друг от друга.

Рассмотрим баланс энергии в турбине в зависимости от  $\frac{u}{c_{ад}}$ . Потеря в сопловом



Фиг. 66. Влияние степени реактивности на протекание кривых  $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$ .

аппарате при постоянных  $\varphi$  и  $\rho$  не зависит от  $\frac{u}{c_{ад}}$  и в долях от располагаемого теплопада определяется согласно уравнению (127) выражением

$$\Delta \bar{h}_c = \frac{c_{1t}^2 - c_1^2}{c_{ад}^2} = \frac{c_{ад}^2(1 - \rho) - \varphi^2 c_{ад}^2(1 - \rho)}{c_{ад}^2} = (1 - \varphi^2)(1 - \rho), \quad (138)$$

где  $c_{1t}$  — скорость адиабатического истечения газа из соплового аппарата.

Потеря в колесе зависит от  $\frac{u}{c_{ад}}$  и в долях от располагаемого

<sup>1</sup> Величина  $u$ , соответствующая этому режиму, является максимальной окружной скоростью, которая может быть достигнута на данной турбине, в частности, в случае, когда она разгоняется в результате аварийного сброса нагрузки.



теплопадения определяется согласно уравнению (135) выражением

$$\Delta \bar{h}_k = \frac{\omega_{2t}^2 - \omega_2^2}{c_{ад}^2} = (1 - \psi^2) \left[ \varphi^2 (1 - \rho) - \frac{u}{c_{ад}} \times \right. \\ \left. \times (2\varphi \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}}) + \rho \right], \quad (139)$$

где  $\omega_{2t}$  — относительная скорость газа за колесом в случае истечения без потерь.

Найденные величины  $\Delta \bar{h}_c$  и  $\Delta \bar{h}_k$  отложены на фиг. 65 в виде кривых 3 и 2, начиная от верхней горизонтальной линии 4, которая соответствует располагаемому адиабатическому теплопадению, принятому равным единице. Остаточный отрезок

$$\Delta \bar{h}_{\text{вых.ск}} = 1 - (\eta_u + \Delta \bar{h}_c + \Delta \bar{h}_k) = \left( \frac{c_2}{c_{ад}} \right)^2 \quad (140)$$

представляет собой долю кинетической энергии газа на выходе из колеса от располагаемого теплопадения. Величина  $\Delta \bar{h}_{\text{вых.ск}}$  при возрастании  $\frac{u}{c_{ад}}$  сначала уменьшается, достигая минимального значения в области  $\left( \frac{u}{c_{ад}} \right)_{\text{опт}}$ , чем и определяется максимальная величина  $\eta_u$  в этой области, затем вновь возрастает, вызывая уменьшение к. п. д. турбины  $\eta_u$ .

Такое изменение кинетической энергии газа на выходе из колеса объясняется следующими обстоятельствами. При увеличении  $\frac{u}{c_{ад}}$  в области  $\frac{u}{c_{ад}} < \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)_{\text{опт}}$  вектор  $c_2$  в выходном треугольнике скоростей поворачивается влево, приближаясь к осевому направлению, что связано с уменьшением его абсолютной величины. При  $\frac{u}{c_{ад}} = \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)_{\text{опт}}$  вектор  $c_2$  принимает осевое направление и, следовательно, достигает минимального значения. И, наконец, при дальнейшем увеличении  $\frac{u}{c_{ад}}$  в области  $\frac{u}{c_{ад}} > \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)_{\text{опт}}$  вектор  $c_2$ , продолжая поворачиваться влево, удаляется от осевого направления, что сопровождается увеличением его величины. При предельном положении выходного треугольника скоростей вектор  $c_2$  совпадает с  $c_1$ , т. е. располагаемый теплоперепад преобразуется в кинетическую энергию потока на выходе из турбины, не создавая работы. Это произойдет при том значении  $\frac{u}{c_{ад}}$ , при котором, как было указано

выше, функция  $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  приобретает второе нулевое значение.

И, наконец, рассмотрим влияние степени реактивности на величину  $\eta_u$ . Если по формуле (136) подсчитать к. п. д.  $\eta_u$  при различных значениях  $\rho$  и при прочих равных условиях в зависимости от  $\frac{u}{c_{ад}}$ , то получим кривые, представленные на фиг. 66<sup>1</sup>.

Из рассмотрения этих кривых можно сделать ряд важных выводов. Прежде всего в области  $\frac{u}{c_{ад}} > \left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\text{опт}}$  уменьшение степени реактивности приводит к резкому снижению к. п. д., что объясняется увеличением выходной скорости из-за большей перекрутки потока ( $\alpha_2 \gg 90^\circ$ ) при малых  $\rho$ . Оптимальные величины к. п. д. при снижении степени реактивности перемещаются в область меньших значений  $\frac{u}{c_{ад}}$ . Это объясняется снижением  $\omega_2$ , что приводит к уменьшению окружной скорости  $u$ , потребной для осевого выхода газа. В области  $\frac{u}{c_{ад}} < \left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\text{опт}}$  уменьшение степени реактивности приводит к некоторому возрастанию к. п. д. вследствие уменьшения угла закрутки потока ( $90 - \alpha_2$ )° на выходе из турбины.

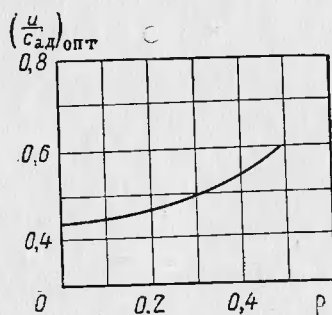
В целом кривые  $\eta_u \left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  при больших значениях степени реактивности значительно более пологие, чем при малых  $\rho$ . Например, в диапазоне  $\frac{u}{c_{ад}} = 0,3 - 0,8$  в нашем случае разность максимально-го и минимального значений к. п. д. при  $\rho = 0,35$  равна 0,12, а при  $\rho = 0$  эта разность равна 0,62. Это обстоятельство в ряде случаев имеет большое значение, в частности, для турбин транспортных ГТД, нуждающихся в пологих характеристиках, и должно учитываться при назначении степени реактивности в таких турбинах.

Следует помнить, что данные, приведенные на фиг. 66, получены при постоянном значении коэффициента скорости  $\phi$  в рабочем колесе независимо от степени реактивности. В действительности при малых степенях реактивности величина  $\phi$  будет уменьшаться (см. гл. VII) и поэтому отличие в протекании кривых  $\eta_u$  при больших и малых  $\rho$  будет несколько иным, чем это показано на фиг. 66. В области  $\frac{u}{c_{ад}} < \left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\text{опт}}$  картина может измениться даже качественно, т. е. отмеченного преимущества турбин с малой степенью реактивности может не оказаться.

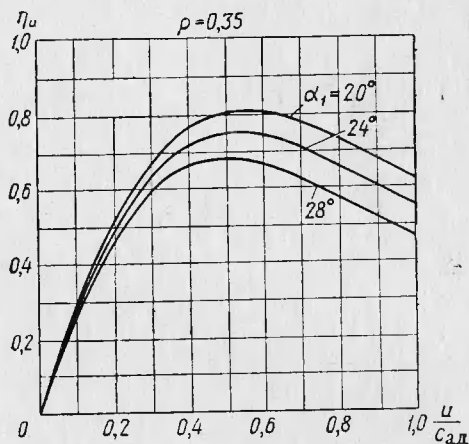
<sup>1</sup> На этой фигуре в числе других приведена кривая  $\eta_u$  для турбины с нулевой степенью реактивности. В литературе такая турбина часто называется активной. Мы избегаем применения такого термина, ибо нулевая степень реактивности может быть только в одном сечении турбины (в данном случае в среднем), во всех остальных сечениях величина  $\rho$  будет отличаться от нуля.

Если связать оптимальные значения  $\frac{u}{c_{ад}}$  со степенью реактивности, то получится кривая, приведенная на фиг. 67, из которой наглядно видно, что при возрастании  $\rho$  увеличивается  $\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{опт}$ . Поэтому в турбинах с пониженными окружными скоростями целесообразно применение умеренных степеней реактивности.

На фиг. 68 показано влияние угла  $\alpha_1$  на протекание кривых  $\eta_u \left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$ . Как указано было выше, к. п. д. турбины  $\eta_u$  заметно возрастает при уменьшении  $\alpha_1$ . Однако сле-



Фиг. 67. Зависимость оптимального отношения  $\frac{u}{c_{ад}}$  от степени реактивности.



Фиг. 68. Влияние угла  $\alpha_1$  на протекание кривых  $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$ .

дует помнить, что при уменьшении угла  $\alpha_1$  снижается пропускная способность турбины и, кроме того, уменьшаются коэффициенты скорости  $\phi$  и  $\psi$ , поэтому в действительности приращение к. п. д. будет меньше, чем это следует из фиг. 68. Максимум кривых  $\eta_u \left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  при уменьшении  $\alpha_1$  несколько смещается в область больших значений  $\frac{u}{c_{ад}}$ .

Влияние  $\pi_t$  на  $\eta_u$  ясно следует из формул (136) и (110'''). Чем больше  $\pi_t$ , тем меньше  $\eta_u$  из-за увеличения выходной скорости.

Перейдем к рассмотрению адиабатического к. п. д. турбины, не имеющей радиального зазора. Если иметь в виду, что

$$\eta_{ад} = 1 - \Delta \bar{h}_c - \Delta \bar{h}_k, \quad (141)$$

то после подстановки значений  $\Delta \bar{h}_c$  и  $\Delta \bar{h}_k$  из (138) и (139), получим

$$\eta_{ад} = \psi^2 [\varphi^2 (1 - \rho) + \rho] + (1 - \psi^2) \frac{u}{c_{ад}} \left( 2\varphi \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right). \quad (142)$$

Очевидно, что при  $\varphi = \psi = 1$  адиабатический к. п. д.  $\eta_{ад}$  равен единице. Зависимость  $\eta_{ад}$  от  $\frac{u}{c_{ад}}$  определяется кривой 2 на фиг. 65, так как ордината ее равна величине  $\eta_u + \Delta \bar{h}_{вых. ск.}$ . Эта кривая имеет максимум при некотором значении  $\frac{u}{c_{ад}}$ , которое легко определить, если приравнять нулю производную  $\frac{\partial \eta_{ад}}{\partial \frac{u}{c_{ад}}}$ . Произведя это,

получим

$$\left( \frac{u}{c_{ад}} \right)_{опт} = \varphi \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1, \quad (143)$$

или

$$\left( \frac{u}{c_1} \right)_{опт} = \cos \alpha_1, \quad (143')$$

т. е. максимальный адиабатический к. п. д. получится в том случае, когда скорость  $\omega_1$  имеет осевое направление и поэтому минимальна. Соответствующее отношение  $\frac{u}{c_{ад}}$  существенно больше того, при котором имеет место максимальное значение  $\eta_u$ .

Таким образом, максимальная величина  $\eta_u$  получается при прямоугольном выходном треугольнике скоростей, а максимальная величина  $\eta_{ад}$  — при прямоугольном входном треугольнике скоростей. Последняя определяется подстановкой (143) в (142), после чего получим

$$\eta_{ад_{max}} = \varphi^2 (1 - \rho) (\psi^2 \cdot \sin^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_1) + \psi^2 \rho. \quad (144)$$

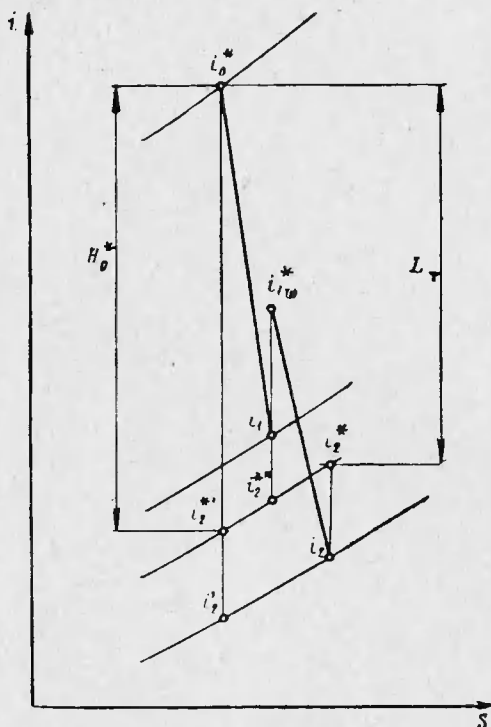
И, наконец, к. п. д. турбины по параметрам заторможенного потока, как это видно из фиг. 69, на которой приведены процессы расширения в сопловом аппарате и рабочем колесе, определяется формулой

$$\eta_T^* = \frac{\varphi^2 c_{ад}^2 (1 - \rho) - \omega_1^2 + \left( \omega_1^2 + \rho c_{ад}^2 \frac{1}{\xi_c} \right) \psi^2 - c_2^2}{c_{ад}^{*2}}, \quad (145)$$

где  $c_{ад}^*$  — изоэнтропическая скорость, соответствующая теплоперепаду  $H_0^*$ ;

$\xi_c$  — отношение температур газа после соплового аппарата изоэнтропической к действительной.

Введем понятие степени реактивности по параметрам заторможенного потока  $\rho^*$ , равной отношению теплоперепада, срабатываемого в рабочем колесе и подсчитанного по статическим параметрам



Фиг. 69. К выводу формулы к. п. д.  $\eta_T^*$ .

рам на входе в него и по параметрам заторможенного потока на выходе, к  $H_0^*$ . Величина  $\rho^*$  определяется из соотношения

$$(1 - \rho^*) c_{ад}^{*2} = (1 - \rho) c_{ад}^2.$$

Тогда, имея в виду равенство

$$\rho c_{ад}^2 = \rho^* c_{ад}^{*2} + c_2^2 \xi_k,$$

где  $\xi_k$  — отношение температур газа после колеса изэнтропической к действительной

и приближенно принимая  $\xi_c = \xi_k = 1$ , получим

$$\eta_{\tau}^* \cong \varphi^2 (1 - \rho^*) - (1 - \psi^2) \frac{\omega_1^2 + c_2^2}{c_{ад}^{*2}} + \rho^* \psi^2. \quad (145')$$

Представив (134) в виде

$$\omega_1 = \sqrt{\varphi^2 c_{ад}^{*2} (1 - \rho^*) - u (2\varphi c_{ад}^* \sqrt{1 - \rho^*} \cos \alpha_1 - u)} \quad (134')$$

и подставив (134') в (145'), получим

$$\eta_{\tau}^* = \psi^2 [\varphi^2 (1 - \rho^*) + \rho^*] + (1 - \psi^2) \left[ \frac{u}{c_{ад}^*} \left( 2\varphi \sqrt{1 - \rho^*} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}^*} \right) - \left( \frac{c_2}{c_{ад}^*} \right)^2 \right]. \quad (146)$$

Формула (146) по своей структуре аналогична выражению (142).

Формулами (137), (142), (146) можно пользоваться для предварительной оценки к. п. д. ступени в зависимости от параметров, задаваемых при расчете. Формулой (145') следует пользоваться для подсчета к. п. д. рассчитанной ступени в зависимости от параметров, определившихся в результате расчета.

Выражения для к. п. д. на окружности колеса и адиабатического к. п. д., аналогичные формуле (145') для к. п. д.  $\eta_{\tau}^*$ , имеют вид:

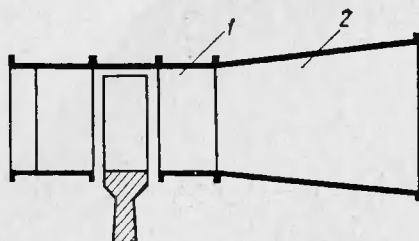
$$\eta_u = \varphi^2 (1 - \rho) - \frac{(1 - \psi^2) \omega_1^2 + c_2^2}{c_{ад}^2} + \psi^2 \rho \quad (147)$$

и

$$\eta_{ад} = \varphi^2 (1 - \rho) - (1 - \psi^2) \frac{\omega_1^2}{c_{ад}^2} + \psi^2 \rho. \quad (148)$$

В заключение отметим, что в тех случаях, когда скорость на выходе из турбины не используется, в частности, в двигателях, устанавливаемых на вертолеты, целесообразно применение диффузора за турбиной. Тогда давление за турбиной будет меньше давления окружающей среды, т. е. турбина будет работать с перерасширением, что приведет к увеличению перепада давлений, а следовательно, ее мощности и мощностного к. п. д. Конечно такой же результат может быть достигнут и без диффузора путем уменьше-

ния скорости на выходе из турбины; однако это обычно не применяется, так как лопатки турбины столь удлиняются, что оказывается невозможным обеспечить их должную прочность. При использовании же диффузора, наоборот, лопатки даже укорачиваются по сравнению с исходными, так как необходимая проходная площадь на выходе из турбины уменьшается.



Фиг. 70. Схема проточной части турбины с диффузором.  
1 — спрямляющая решетка; 2 — кольцевой диффузор.

Эффект от применения диффузора тем значительнее, чем выше качество диффузора  $\theta$ ; качество диффузора определяется долей кинетической

энергии потока на выходе из турбины, которая может быть преобразована в давление, т. е.

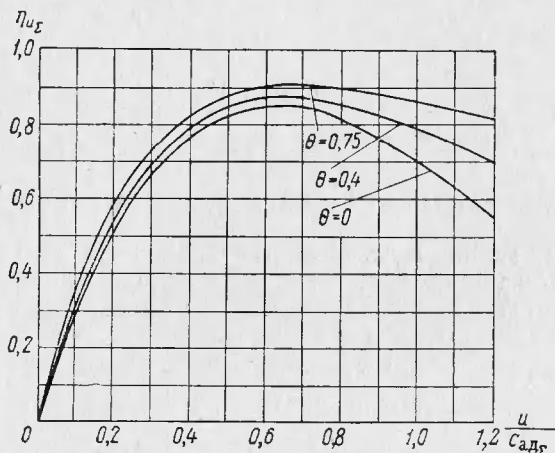
$$\theta = \frac{\frac{2k}{k-1} RT_2 \left[ \left( \frac{p_{11}}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}{c_2^2},$$

где  $p_{11}$  — давление окружающей среды.

Если на выходе из турбины имеется заметная закрутка потока, то целесообразно применение сложного диффузора, состоящего из спрямляющей решетки и кольцевого диффузора, в которых происходит торможение соответственно окружной и осевой составляющих скорости (фиг. 70).

На фиг. 71 представлено (по данным Д. В. Гуревича) протекание кривых  $\eta_{u\Sigma} \left( \frac{u}{c_{ад\Sigma}} \right)$  для изолированной турбины ( $\theta = 0$ ) и турбины с диффузорами различного качества; при этом под  $c_{ад\Sigma}$  понимается адиабатическая скорость, соответствующая тепловому перепаду от давления заторможенного потока перед турбиной до давления окружающей среды (т. е.  $\frac{u}{c_{ад\Sigma}} > \frac{u}{c_{ад}}$ ), а под  $\eta_{u\Sigma}$  — к. п. д. на окружности колеса турбины, снабженной диффузором, равный отношению работы на окружности колеса к этому тепловому перепаду. Во всем диапазоне изменения  $\frac{u}{c_{ад\Sigma}}$  к. п. д. турбины с диффузором выше к. п. д. изолированной турбины, в особенности в области  $\frac{u}{c_{ад\Sigma}} > \left( \frac{u}{c_{ад\Sigma}} \right)_{опт}$ . Это объясняется следующим обстоятельством. В обла-

сти  $\frac{u}{c_{ад\mathcal{L}}} > \left(\frac{u}{c_{ад\mathcal{L}}}\right)_{\text{опт}}$  турбина, за которой имеется диффузор, работает в лучших условиях, чем изолированная турбина, так как отношение  $\frac{u}{c_{ад}}$  в собственно турбине уменьшается, приближаясь к оп-



Фиг. 71. Влияние качества диффузора на к. п. д. турбины.

тимальному значению. Поэтому в этой области  $\frac{u}{c_{ад\mathcal{L}}}$  эффективность турбины улучшается не только за счет использования выходной скорости, но и улучшения условий работы собственно турбины. Наоборот, в области  $\frac{u}{c_{ад\mathcal{L}}} < \left(\frac{u}{c_{ад\mathcal{L}}}\right)_{\text{опт}}$  использование выходной скорости улучшает эффективность турбины, но к. п. д. собственно турбины уменьшается из-за удаления ее режима от оптимального  $\left(\frac{u}{c_{ад}} < \frac{u}{c_{ад\mathcal{L}}}\right)$ . Таким образом, наличие диффузора позволяет не только увеличить к. п. д. турбины, но и придать кривой  $\eta_u \left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  более пологий характер. В этом смысле воздействие диффузора такое же, как увеличение степени реактивности.

В двигателях, в которых выходная скорость из турбины используется (например, в ТРД, ТВД и др.), применение диффузора нецелесообразно, так как приведет лишь к дополнительным потерям.



## Глава V

### МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ ТУРБИНЫ

#### § 1. ОСОБЕННОСТИ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ТУРБИН

Как было указано в гл. I, многоступенчатые турбины приходится применять в том случае, когда в турбине нужно сработать большой теплоперепад при ограниченной из условий прочности скорости вращения ротора. Это объясняется тем, что при срабатывании большого теплоперепада в одной ступени резко снизится величина  $\frac{u}{c_{ад}}$  и появятся следующие факторы, отрицательно воздействующие на к. п. д. турбины и эффективность двигателя в целом.

##### а. Большие скорости потока

Срабатывание большого теплоперепада в одной ступени приводит к увеличению скоростей  $c_1$ ,  $w_1$ ,  $w_2$  и  $c_2$  в проточной части. Увеличение промежуточной скорости  $w_1$  и выходной скорости  $c_2$  само по себе согласно формуле (145') приводит к уменьшению к. п. д. турбины. Кроме того, увеличение скоростей  $c_1$ ,  $w_1$  и  $w_2$  в области  $\lambda > 0,8 \div 0,9$  приводит к заметному уменьшению коэффициентов скорости  $\phi$  и  $\psi$  из-за появления волновых потерь в решетках (подробнее об этом см. в гл. VII), не говоря уж о возможности «запирания» решетки рабочего колеса при больших величинах  $M_{w1}$ . Таким образом, увеличение скоростей в проточной части как само по себе, так и вследствие снижения величин  $\phi$  и  $\psi$  приводит к снижению к. п. д. турбины.

##### б. Большая закрутка потока

Как известно, в турбинах с малым значением  $\frac{u}{c_{ад}}$  заметно снижается угол потока  $\alpha_2$ , т. е. появляется закрутка на выходе из турбины. Закрутка потока снижает эффективность затурбинного устройства, в особенности в сочетании с большой скоростью потока, что наблюдается при срабатывании большого теплоперепада в одной ступени.

Перечисленные факторы в многоступенчатых турбинах могут быть устранены. Наряду с этим им свойственны и определенные недостатки, поэтому в ряде случаев, когда влияние к. п. д. турбины на экономичность двигателя невелико, все же применяют одноступенчатые турбины, несмотря на малое значение  $\frac{u}{c_{ад}}$  (например, в турбинах ТНА ЖРД открытой схемы  $\frac{u}{c_{ад}} \cong 0,15 \div 0,25$ ).

Многоступенчатым турбинам присущи следующие недостатки.

а. Высокая температура лопаток  
первых ступеней

В сопловом аппарате одноступенчатой турбины срабатывается больший теплоперепад, чем в каждом из сопловых аппаратов многоступенчатой турбины. Поэтому температура сопловых лопаток одноступенчатой турбины окажется ниже температуры сопловых лопаток первой ступени многоступенчатой турбины.

Температура рабочих лопаток одноступенчатой турбины также будет ниже температуры рабочих лопаток первой ступени многоступенчатой турбины по следующим причинам. Температура рабочих лопаток определяется температурой заторможенного потока при входе в рабочее колесо. Если бы эта температура получалась в результате торможения абсолютной скорости, то температура рабочих лопаток одноступенчатой турбины и первой ступени многоступенчатой турбины была бы одинаковой. Но в действительности, торможение происходит по относительной скорости и поэтому температура заторможенного потока при входе в рабочее колесо равна

$$T_1^* = T_0^* - \frac{c_1^2 - w_1^2}{2c_p} \quad (149)$$

Поскольку скорости в проточной части одноступенчатой турбины будут больше, чем в многоступенчатой турбине, то величина  $c_1^2 - w_1^2$  в первом случае будет больше, т. е. рабочие лопатки одноступенчатой турбины окажутся холоднее рабочих лопаток первой ступени многоступенчатой турбины.

б. Усложнение и утяжеление турбины

Наличие в турбине нескольких ступеней усложняет конструкцию и технологию изготовления турбины, увеличивает ее вес и долевые размеры. Последнее может также предопределять выбор силовой схемы турбины (выполнение ротора консольным или опертым на два подшипника).

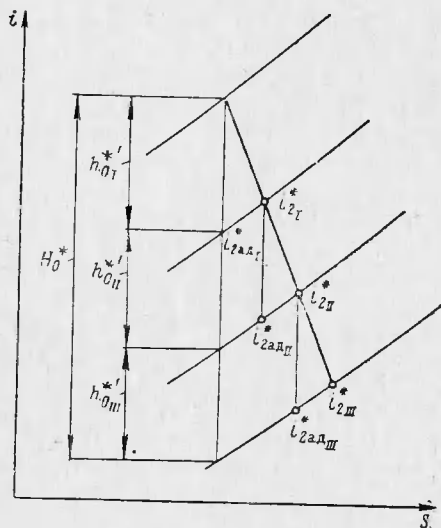
Однако, несмотря на эти недостатки многоступенчатых турбин, подавляющее большинство авиационных двигателей снабжено такими турбинами для получения достаточно высоких значений

к. п. д. турбины и устранения закрутки потока за ней, что необходимо для эффективной работы двигателя. В ЖРД, наоборот, чаще всего применяются одноступенчатые турбины для возможного облегчения и упрощения двигателя. В турбинах ЖРД открытой схемы срабатываются очень большие перепады давлений при низком к. п. д., однако это не имеет существенного значения для эффективности двигателя в целом.

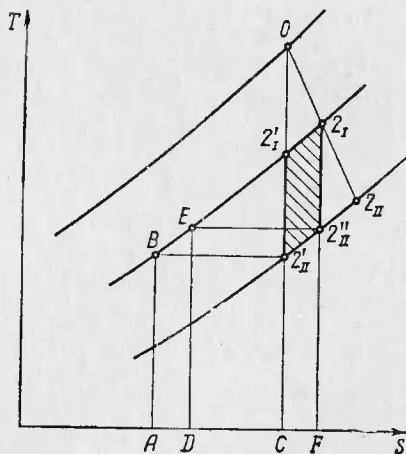
Многоступенчатые турбины рассмотрены в ряде работ, например, в [28], которая является фундаментальным трудом в области лопаточных машин.

## § 2. ТЕПЛОВОЙ ПРОЦЕСС И К. П. Д. МНОГООСТУПЕНЧАТОЙ ТУРБИНЫ

Процесс расширения газа в многоступенчатой (в данном случае трехступенчатой) турбине в параметрах заторможенного потока изображен на фиг. 72. Он складывается из процессов расширения



Фиг. 72. Процесс расширения в многоступенчатой турбине.



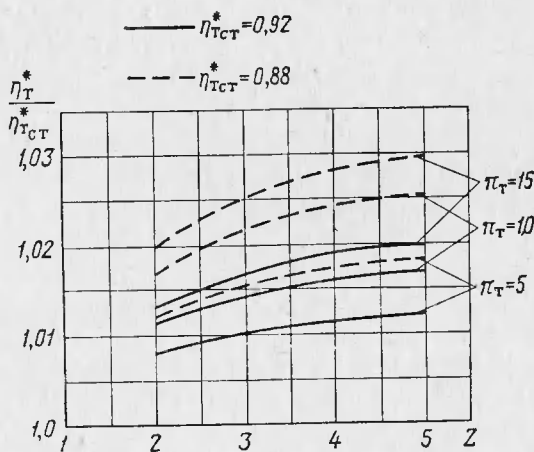
Фиг. 73. К определению коэффициента возврата тепла.

в отдельных ступенях, причем конечные параметры расширения в каждой ступени являются начальными параметрами для следующей ступени.

Увеличение объемного расхода газа в направлении от первой к последней ступени турбины приводит к возрастанию углов потока и осевых скоростей, что в свою очередь вызывает уменьшение радиальных градиентов давлений и скоростей между сопловым ап-

паратом и рабочим колесом по мере увеличения номера ступени.

Для определения особенностей теплового процесса в многоступенчатой турбине рассмотрим процесс расширения в двухступенчатой турбине, представленный на фиг. 73, где политропы  $0-2_I$  и  $2_I-2_{II}$  соответственно обозначают процессы расширения в первой и второй ступенях турбины. Если бы процесс в турбине протекал изоэнтропически, то располагаемый теплоперепад во второй ступени определялся бы разностью теплосодержаний в точках  $2'_I$  и  $2'_{II}$  или площадью  $A-B-2'_I-C$ . При политропическом про-



Фиг. 74. Влияние числа ступеней на к. п. д. турбины при различных  $\pi_t$  и к. п. д. ступени  $\eta_{т*}$ .

цессе расширения в турбине располагаемый изоэнтропический теплоперепад во второй ступени будет определяться разностью теплосодержаний в точках  $2_I$  и  $2'_{II}$  или площадью  $D-E-2_I-F$ . Известно, что отрезки изоэнтроп между двумя изобарами относятся между собой, как соответственно начальные (или конечные) температуры, т. е.

$$\frac{T_{2_I} - T_{2'_{II}}}{T_{2'_I} - T_{2'_{II}}} = \frac{T_{2_I}}{T_{2'_I}}. \quad (150)$$

Отсюда видно, что изоэнтропический теплоперепад во второй ступени больше при политропическом расширении в первой ступени, чем при изоэнтропическом.

То же самое видно из сопоставления площадей, поскольку площадь  $D-E-2_I-F$  больше площади  $A-B-2'_I-C$ . Разность этих площадей (заштрихованная часть на фиг. 73), т. е. пло-

щадь  $2'_{II} - 2'_I - 2_I - 2''_{II}$ , представляет собой ту часть потерян-ного в первой ступени теплоперепада, выражаемого площадью  $C - 2'_I - 2_I - F$ , которая возвращается во второй ступени.

Такой возврат тепла, происходящий в многоступенчатой тур-бине, способствует повышению ее к. п. д. по сравнению с к. п. д. ступеней, из которых она составлена. Чем больше количество сту-пеней, тем полнее происходит возврат тепла. При количестве сту-пеней, равном бесконечности, возвращенное тепло характе-ризуется площадью всего криволинейного треугольника  $2'_{II} - 0 - 2_{II}$ , а при числе ступеней, равном единице, вся эта площадь теряется. Обычно возвращенное тепло характеризуется отношением

$$\frac{\Sigma h_0^*}{H_0^*} = 1 + \beta, \quad (151)$$

где  $H_0^*$  — общий располагаемый изоэнтروпический теплоперепад;

$\Sigma h_0^*$  — сумма располагаемых изоэнтропических теплоперепа-дов во всех ступенях;

$\beta$  — коэффициент возврата тепла.

Определим величину  $1 + \beta$ , представляющую собой отношение к. п. д. турбины к к. п. д. ступени.

К. п. д. многоступенчатой турбины по параметрам заторможен-ного потока определяется формулой (см. фиг. 72)

$$\begin{aligned} \eta_t^* = \frac{L_t}{H_0^*} &= \frac{h_{0I}^{*\prime} \eta_{tI}^* + h_{0II}^{*\prime} \eta_{tII}^* \frac{T_{2I}^*}{T_{2адI}^*} + h_{0III}^{*\prime} \eta_{tIII}^* \frac{T_{2I}^*}{T_{2адI}^*} \frac{T_{2II}^*}{T_{2адII}^*} + \dots}{H_0^*} = \\ &= \bar{h}_{0I}^{*\prime} \eta_{tI}^* + \bar{h}_{0II}^{*\prime} \eta_{tII}^* \frac{T_{2I}^*}{T_{2адI}^*} + \bar{h}_{0III}^{*\prime} \eta_{tIII}^* \frac{T_{2I}^*}{T_{2адI}^*} \frac{T_{2II}^*}{T_{2адII}^*} + \dots, \quad (152) \end{aligned}$$

где  $h_{0I}^{*\prime}$ ,  $h_{0II}^{*\prime}$  и т. д. — теплоперепады по параметрам заторможенно-го потока в первой, второй и др. ступенях по основной адиабате;

$\bar{h}_{0I}^{*\prime}$ ,  $\bar{h}_{0II}^{*\prime}$  и т. д. — то же в относительных величинах.

Принимая равенство теплоперепадов в ступенях по основной адиабате

$$\bar{h}_{0I}^{*\prime} = \bar{h}_{0II}^{*\prime} = \bar{h}_{0III}^{*\prime} = \dots = \frac{1}{z},$$

где  $z$  — число ступеней.

и равенство к. п. д. в ступенях

$$\eta_{т_I}^* = \eta_{т_{II}}^* = \eta_{т_{III}}^* = \dots = \eta_{т_{ст}}^*$$

(в действительности эти условия точно не соблюдаются и здесь принимаются лишь приближенно), получим следующую связь между к. п. д. турбины  $\eta_{т}^*$  и ступени  $\eta_{т_{ст}}^*$ :

$$\frac{\eta_{т}^*}{\eta_{т_{ст}}^*} z = 1 + \frac{T_{2_I}^*}{T_{2ад_I}^*} + \frac{T_{2_I}^*}{T_{2ад_I}^*} \frac{T_{2_{II}}^*}{T_{2ад_{II}}^*} + \dots \quad (153)$$

Величину  $\frac{T_{2_I}^*}{T_{2ад_I}^*}$  определим исходя из соотношения

$$\eta_{т_{ст}}^* = \frac{T_{0_I}^* - T_{2_I}^*}{T_{0_I}^* - T_{2ад_I}^*},$$

откуда

$$\frac{T_{2_I}^*}{T_{2ад_I}^*} = (1 - \eta_{т_{ст}}^*) \frac{T_{0_I}^*}{T_{2ад_I}^*} + \eta_{т_{ст}}^* \quad (154)$$

Имея в виду тождество

$$\frac{T_{0_I}^*}{T_{2ад_I}^*} = \frac{T_{0_I}^{*'}}{T_{0_{II}}^{*'}}, \quad (155)$$

где  $T_{0_I}^{*}$  и  $T_{0_{II}}^{*}$  — начальные температуры газа в первой и второй ступенях по основной адиабате, получим

$$\frac{T_{2_I}^*}{T_{2ад_I}^*} = (1 - \eta_{т_{ст}}^*) \frac{T_{0_I}^{*'}}{T_{0_{II}}^{*'}} + \eta_{т_{ст}}^* = (1 - \eta_{т_{ст}}^*) \left( \frac{T_{0_I}^{*'}}{T_{0_{II}}^{*'}} - 1 \right) + 1, \quad (156)$$

или окончательно

$$\frac{T_{2_I}^*}{T_{2ад_I}^*} = (1 - \eta_{т_{ст}}^*) \frac{\Delta T_{0_{ст}}^{*'}}{T_{0_{II}}^{*'}} + 1, \quad (156')$$

где  $\Delta T_{0_{ст}}^{*}$  — перепад температур в ступени по основной адиабате.

Аналогично будем иметь

$$\frac{T_{2_{II}}^*}{T_{2ад_{II}}^*} = (1 - \eta_{т_{ст}}^*) \frac{\Delta T_{0_{ст}}^{*'}}{T_{0_{III}}^{*'}} + 1 \quad (156'')$$

и т. д.

Подставляя (156'), (156'') и т. д. в формулу (153), получим

$$\frac{\eta_T^*}{\eta_{T_{CT}}^*} z = 1 + \left[ 1 + (1 - \eta_{T_{CT}}^*) \frac{\Delta T_{0_{CT}}^{*'}}{T_{0_{II}}^{*'}} \right] + \\ + \left[ 1 + (1 - \eta_{T_{CT}}^*) \frac{\Delta T_{0_{CT}}^{*'}}{T_{0_{II}}^{*'}} \right] \left[ 1 + (1 - \eta_{T_{CT}}^*) \frac{\Delta T_{0_{CT}}^{*'}}{T_{0_{III}}^{*'}} \right] + \dots \quad (157)$$

После раскрытия квадратных скобок, пренебрегая величинами второй степени малости, будем иметь

$$\frac{\eta_T^*}{\eta_{T_{CT}}^*} z = z + (z-1)(1 - \eta_{T_{CT}}^*) \frac{\Delta T_{0_{CT}}^{*'}}{T_{0_{II}}^{*'}} + (z-2)(1 - \eta_{T_{CT}}^*) \frac{\Delta T_{0_{CT}}^{*'}}{T_{0_{III}}^{*'}} + \dots = \\ = z + (1 - \eta_{T_{CT}}^*) \left[ \frac{z-1}{\frac{T_0^*}{\Delta T_{0_{CT}}^{*'}} - 1} + \frac{z-2}{\frac{T_0^*}{\Delta T_{0_{CT}}^{*'}} - 2} + \dots \right]. \quad (158)$$

Разделив уравнение (158) на  $z$ , получим

$$\frac{\eta_T^*}{\eta_{T_{CT}}^*} = 1 + \frac{1 - \eta_{T_{CT}}^*}{z} \left[ \frac{z-1}{\frac{zT_0^*}{T_0^* - T_{2ад_z}^{*'}} - 1} + \frac{z-2}{\frac{zT_0^*}{T_0^* - T_{2ад_z}^{*'}} - 2} + \dots \right] = \\ = 1 + \frac{1 - \eta_{T_{CT}}^*}{z} \left[ \frac{\frac{z-1}{z}}{\frac{1}{1 - \left(\frac{1}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}}} - 1} + \frac{\frac{z-2}{z}}{\frac{1}{1 - \left(\frac{1}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}}} - 2} + \dots \right], \quad (158')$$

где  $T_{2ад_z}^{*}$  — температура в конце изэнтропического расширения газа в турбине по основной адиабате;

$\pi_T$  — степень понижения давления в турбине.

После элементарных преобразований в квадратных скобках и перестановки членов в них получим

$$\frac{\eta_T^*}{\eta_{T_{CT}}^*} = 1 + \frac{1 - \eta_{T_{CT}}^*}{z} \left[ \frac{1}{\frac{z}{1 - \left(\frac{1}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}}} - 1} + \frac{2}{\frac{z}{1 - \left(\frac{1}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}}} - 2} + \dots \right] \quad (158'')$$

или окончательно

$$\frac{\eta_T^*}{\eta_{TCT}^*} = 1 + \frac{1 - \eta_{TCT}^*}{z} \left( \frac{1}{1+a} + \frac{2}{2+a} + \dots + \frac{z-1}{z-1+a} \right), \quad (158''')$$

где

$$a = \frac{z}{\frac{k-1}{\pi_T^k} - 1}.$$

Как видно из формулы (158'''), к. п. д. турбины выше, чем к. п. д. ступеней, из которых она состоит, причем тем в большей степени, чем больше число ступеней, чем ниже их к. п. д. и чем больше перепад давлений в турбине. Эти зависимости хорошо видны на фиг. 74, где сплошными линиями приведены кривые для к. п. д. ступени  $\eta_{TCT}^* = 0,92$ , а пунктирными — для к. п. д. ступени  $\eta_{TCT}^* = 0,88$ . Отметим, что эти же кривые характеризуют собой изменение коэффициента возврата тепла, поскольку

$$\frac{\eta_T^*}{\eta_{TCT}^*} = 1 + \beta. \quad (159)$$

Из предыдущего вовсе не следует делать вывод о том, что чем больше число ступеней  $z$  турбины, проектируемой в соответствии с заданными условиями работы, тем выше ее к. п. д. Оптимальное в отношении к. п. д. число ступеней определяется закономерностями изменения величин  $\eta_{TCT}^* = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$  и  $\frac{\eta_T^*}{\eta_{TCT}^*} = f(z)$ . Практически вы-

бор целесообразного числа ступеней определяется как экономичностью турбины, так и ее весом и конструкцией и осуществляется в зависимости от назначения данного двигателя и конкретных требований, предъявляемых к нему.

### § 3. ВЫБОР ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТУРБИНЫ

При выборе основных параметров турбины — диаметра, числа оборотов, числа ступеней, выходной скорости необходимо, чтобы они были согласованы с выбором параметров приводимых агрегатов и чтобы были обеспечены необходимая прочность деталей турбины (в первую очередь лопаток и дисков), высокий к. п. д. турбины и такая конструкция, которая удобно вписывается в компоновку двигателя при приемлемом ее весе. Поэтому правильный выбор основных параметров турбины представляет собой сложную задачу, обычно решаемую проведением ряда вариантных расчетов.

Приведем основные соображения, которыми нужно руководствоваться при выборе параметров турбин ГТД.



Диаметр турбины для проектируемого двигателя следует выбирать с учетом размеров компрессора, которые необходимо определить предварительно, и компоновки двигателя в целом. В двигателе с осевым компрессором периферийный диаметр турбины обычно близок к диаметру компрессора, а если превышает его, то лишь на немного (не свыше чем на  $10 \div 20\%$ ) во избежание чрезмерного увеличения веса и габаритов двигателя.

В двигателе с центробежным компрессором диаметр турбины получается существенно меньшим диаметра компрессора, так как последний всегда достаточно велик вследствие наличия диффузора за крыльчаткой и коленообразных патрубков между компрессором и камерами сгорания.

При заданном диаметре окружная скорость вращения зависит от числа оборотов двигателя и лимитируется прочностью элементов ротора турбины. Поэтому число оборотов двигателя обычно назначается таким, чтобы окружная скорость на среднем диаметре турбины не превышала  $350 \div 370$  м/сек.

При заданных окружной скорости и теплоперепаде число ступеней влияет на параметр  $\frac{u}{c_{ад}}$  в ступенях, а следовательно, на к. п. д. турбины и угол потока на выходе из нее, а также на вес турбины.

Чем больше число ступеней, тем выше параметр  $\frac{u}{c_{ад}}$  в ступени, так как последний будет определяться примерно величиной  $\frac{u}{\sqrt{\frac{c_{ад}^2}{z}}}$ ; где  $c_{ад}$  — скорость, соответствующая располагаемому

изоэнтропическому теплоперепаду в турбине. Это выражение написано в предположении равномерного распределения теплоперепада по ступеням и без учета использования выходной скорости из предыдущей ступени. Для турбины в целом удобно использовать величину  $y$ , равную:

$$y = \frac{\sqrt{\sum u^2}}{c_{ад}}, \quad (160)$$

где знак  $\Sigma$  означает суммирование по всем ступеням.

Формула (160) действительна для любого распределения окружных скоростей и теплоперепадов по ступеням. Отметим, что величина  $y$  турбины, определяемая этой формулой, больше, чем среднее значение  $\frac{u}{c_{ад}}$  в ступенях, так как не учитываются входные скорости перед ступенями, которые в действительности имеют место.

При равенстве окружных скоростей во всех ступенях формулу (160) можно написать в виде

$$y = \frac{u \sqrt{z}}{c_{ад}}, \quad (160')$$

т. е. отношение  $\frac{u}{c_{ад}}$  в ступенях многоступенчатой турбины возрастает примерно пропорционально корню квадратному из числа ступеней.

Применительно к турбине со ступенями скорости будем иметь

$$y = \frac{uz}{c_{ад}}.$$

Таким образом, для получения той же величины  $y$  в турбине со ступенями скорости нужно иметь в  $\sqrt{z}$  раз меньше ступеней, чем в турбине со ступенями давления.

В турбинах ТРД величина  $y$  обычно колеблется в пределах  $0,5 \div 0,55$ , а в турбинах ТВД —  $0,55 \div 0,6$ . Применение завышенных значений  $y$  в последнем случае объясняется большим влиянием к. п. д. турбины на экономичность ТВД, а также тем, что эти двигатели обычно устанавливают на самолетах с большим радиусом действия, для которых уменьшение расхода топлива всегда превышает увеличение веса двигателя, а следовательно, будет способствовать увеличению дальности полета. Такие значения  $y$  в ТРД с центробежным компрессором получаются в одноступенчатой турбине, а в ТРД с осевым компрессором — обычно в двухступенчатой турбине (хотя могут применяться как одно- так и трехступенчатые турбины.) В турбинах ТВД может применяться до  $4 \div 5$  ступеней, что объясняется как большим теплоперепадом в этих турбинах, так и большими значениями потребных значений  $y$ .

Выходная скорость должна иметь некоторые средние значения по следующим причинам. При малых скоростях увеличивается высота лопаток, что может привести к возникновению слишком больших напряжений в длинных лопатках. Кроме того, с увеличением длины лопаток при заданном расходе газа уменьшаются углы потока, что может вызвать ухудшение обтекания решеток. И, наконец, в длинных лопатках осложняется профилирование их корневых сечений, в которых может возникнуть диффузорность межлопаточного канала и большая закрутка потока на выходе из колеса. При больших выходных скоростях уменьшается высота лопаток, но снижается к. п. д. турбины  $\eta_t$  и  $\eta_{т*}$  и ухудшается процесс течения газа в затурбинном устройстве, в особенности при закрутке потока на выходе в него. Между тем снижение высоты лопаток при увеличении выходных скоростей в зоне их больших значений происходит очень медленно. Как видно из фиг. 38, при увеличении  $\lambda$  от 0,8 до 1  $q(\lambda)$  возрастает всего на 5%, следовательно, на столько же укорачивается лопатка. Кроме того, при больших скоростях на выходе из турбины, она близка к пределу своей расширительной способно-

сти<sup>1</sup>, вследствие чего ее мощность очень вяло изменяется в зависимости от изменения давления за ней, что ясно видно из фиг. 46, на которой  $c_{1u}$  слабо изменяется в зоне максимального значения этой скорости. Такая турбина нежелательна, в особенности для много-режимного двигателя, ибо она слишком слабо будет реагировать на изменение режима работы двигателя. Чем выше  $\lambda_{c2}$ , тем меньше запас мощности в турбине, ибо она ближе к пределу своей расширительной способности, и увеличение перепада давлений в турбине приводит главным образом лишь к возрастанию скорости на выходе из турбины, но не мощности.

С учетом всех этих соображений в турбинах ТРД применяются значения  $\lambda_{c1} = 0,55 \div 0,6$ , а в турбинах ТВД —  $0,55 \div 0,7$ .

#### § 4. ВЫБОР ФОРМЫ МЕРИДИОНАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ

При выбранных среднем диаметре турбины  $D_{cp}$ , числе ее ступеней  $z$  и выходной скорости или высоте выходной кромки рабочей лопатки последней ступени  $h_{2z}$  форма меридионального профиля проточной части турбины может быть самой разнообразной. Однако во всех случаях площадь аксиального сечения проточной части должна увеличиваться в направлении движения газа, ибо нарастание аксиальных скоростей обычно отстает от увеличения удельного объема. При этом чем выше степень повышения давления в двигателе  $\pi_k$  и чем ниже температура газа перед турбиной, тем большим должен быть раствор проточной части турбины, ибо более значительно будет сказываться сжимаемость потока. В случае равномерного расширения проточной части форма ее меридионального профиля будет иметь вид, представленный на фиг. 75. Величины  $D_{cp}$  и  $h_{2z}$  являются известными, высота входной кромки лопатки соплового аппарата первой ступени  $h_{01}$  и ширина проточной части турбины  $b_T$  неизвестны. Для их определения напомним систему следующих двух уравнений. При трапециевидной форме проточной части будем иметь

$$b_T = \frac{h_{2z} - h_{01}}{2} \operatorname{ctg} \gamma, \quad (161)$$

где  $\gamma$  — угол уширения проточной части, который может приниматься равным до  $10 \div 12^\circ$  (см. фиг. 75). При больших значениях угла  $\gamma$  могут появиться дополнительные потери (подробнее об этом см. в гл. VII).

<sup>1</sup> Пределом расширительной способности называется то максимальное значение  $\pi_T$ , увеличение которого не приводит к возрастанию работы турбины.

Кроме того, из очевидных соотношений следует, что

$$b_t = \frac{h_{01} + h_{2z}}{\frac{h}{b}} z + (2z - 1) \Delta, \quad (162)$$

где  $h/b$  — относительное удлинение лопаток, равное отношению их высоты к ширине, которое может приниматься в среднем в пределах  $3 \div 4$ ;

$\Delta$  — осевой зазор между венцами, который может приниматься в пределах  $8 \div 15$  мм (подробно об этом см. в гл. VII).

Из совместного решения уравнений (161) и (162) получим

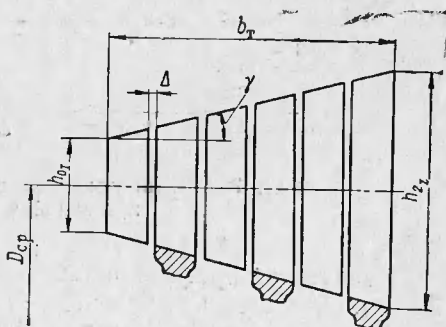
$$h_{01} = h_{2z} - \frac{\Delta(2z-1)}{\frac{\operatorname{ctg} \gamma}{2} - \frac{z}{h/b}}. \quad (163)$$

Подстановка (163) в (161) позволяет определить также ширину проточной части турбины  $b_T$ , после чего можно вычертить ее меридиональный профиль.

В общем случае при заданной высоте выходной кромки лопаток последней ступени  $h_{2z}$  форма меридионального профиля может быть следующих пяти видов, представленных на фиг. 76. В первом случае образующие обеих боковых поверхностей, ограничивающих проточную часть, снижаются в направлении от первого венца к последнему; во втором и четвертом случаях образующие соответственно внешней и внутренней поверхностей горизонтальны; промежуточное положение между ними занимает третий случай, когда наклон боковых поверхностей противоположен по направлению и в частном случае, представленном на фиг. 76, может быть одинаковым, при котором получается симметричное уширение проточной части. И, наконец, в пятом случае образующие обеих боковых поверхностей направлены вверх. Таким образом, при переходе от первого к пятому случаю имеет место постепенное уменьшение среднего диаметра турбины, в особенности в первых ступенях, что приводит к уменьшению параметра  $\frac{u}{c_{ад}}$  в

этих ступенях, но к облегчению турбины.

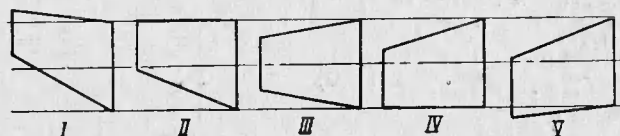
Профилирование, приведенное во втором случае, имеет следующие особенности. Из-за неточностей изготовления и монтажа, а также неодинаковых термических расширений деталей турбины ро-



Фиг. 75. К определению формы меридионального профиля проточной части турбины.

тор относительно статора может быть смещен по сравнению с расчетными данными. При цилиндрической форме внешней поверхности проточной части это не приведет к изменению радиальных зазоров между лопатками и корпусом турбины. Однако при внезапной остановке двигателя такая форма проточной части турбины может привести к заклиниванию ротора, так как статор обычно охлаждается быстрее ротора.

Профилирование, приведенное в четвертом случае, имеет некоторые технологические преимущества, так как позволяет изготавливать диски различных ступеней и замки лопаток одинаковыми.



Фиг. 76. Возможные формы меридионального профиля проточной части турбины.

Недостаток профилирования во втором и четвертом случаях заключается в том, что при этом получается большая крутизна образующих конических поверхностей, чем в промежуточных случаях, поскольку нужное изменение проходных сечений турбины достигается только при помощи соответствующей конфигурации одной ограничивающей поверхности. Опасность отрыва потока от конической ограничивающей поверхности особенно велика во втором случае, так как во-первых, в этом случае крутизна конической поверхности особенно велика, поскольку поверхность, влияющая на форму проточной части, располагается на меньшем диаметре, чем в четвертом случае, во-вторых, в корневых сечениях мала степень реактивности ступеней. В современных авиационных турбинах чаще применяются такие формы проточной части, которые занимают промежуточное положение между вторым и четвертым случаями.

Правильность выбранной формы меридионального профиля должна быть проверена исходя из следующих соображений. При детальном газодинамическом расчете турбины может оказаться, что угол  $\alpha_1$  в сопловом аппарате первой ступени меньше  $17 \div 18^\circ$ . Это нежелательно, ибо может привести к увеличению потерь и затруднениям, связанным с конструктивным оформлением и охлаждением столь длинных кромок. В этом случае следует укоротить лопатки с тем, чтобы увеличить угол  $\alpha_1$ . Однако следует иметь в виду, что слишком короткие лопатки на первых ступенях также нежелательны, так как при этом увеличатся концевые потери в этих ступенях, а также возрастет угол наклона боковых поверхностей.

## § 5. ПРОВЕРКА ПРОЧНОСТИ ЛОПАТОК

Очень важной является проверка прочности полученных лопаток. Лопатки турбины испытывают в основном напряжения растяжения от центробежных сил и изгиба от газовых и центробежных сил, а также вибрационные напряжения. Подробный расчет лопатки на прочность можно провести только после ее конструктивного оформления, но при газодинамическом расчете турбины следует ориентировочно оценить прочность лопаток с тем, чтобы при ее конструировании не пришлось переделать проточную часть турбины.

Напряжение растяжения  $\sigma_{p,ц}$  в корневом сечении цилиндрической лопатки определяется формулой

$$\sigma_{p,ц} = \gamma \omega^2 r_{cp} h, \quad (164)$$

где  $\gamma$  — плотность материала лопатки, которая для жаропрочных сплавов может быть принята равной  $8,5 \cdot 10^2 \text{ кг/м}^3$ ;

$\omega$  — угловая скорость вращения, равная  $\frac{\pi \cdot n}{30}$ , причем  $n$  — число оборотов в минуту;

$r_{cp}$  — радиус центра тяжести лопатки (средний радиус турбины);

$h$  — высота лопатки.

Имея в виду, что

$$\omega = \frac{u_{cp}}{r_{cp}}, \quad (165)$$

получим

$$\sigma_{p,ц} = 2\gamma u_{cp}^2 \frac{h}{D_{cp}}, \quad (164')$$

т. е. напряжение растяжения в цилиндрической лопатке при заданном материале зависит лишь от окружной скорости вращения и относительной длины лопатки.

В действительной лопатке напряжение растяжения будет меньше величины  $\sigma_p$ , определяемой формулой (164'), так как площадь поперечного сечения лопатки уменьшается в направлении от корня к периферии. Если влияние этого фактора учесть при помощи некоторого коэффициента формы  $\psi < 1$ , то напряжение растяжения в действительной лопатке определится формулой

$$\sigma_p = 2\gamma u_{cp}^2 \frac{h}{D_{cp}} \psi. \quad (166)$$

Коэффициент формы  $\psi$  зависит от коэффициента сужения (отношения площадей сечений периферийного к корневому  $\chi = \frac{F''}{F'}$ ),

отношения  $\frac{h}{D_{cp}}$  и закона изменения площади сечений лопатки по

высоте. Этот закон может быть линейным, экспоненциальным или степенным. В первом случае площадь сечения лопатки на текущем радиусе  $r$  определяется зависимостью

$$F = F' - \frac{F' - F''}{h} (r - r'), \quad (167)$$

а коэффициент  $\psi$  равен:

$$\psi = \frac{1 + \chi}{2} - \frac{1 - \chi}{6 \frac{D_{\text{ср}}}{h}}. \quad (168)$$

При экспоненциальном законе площадь сечения лопатки на текущем радиусе  $r$  определяется по формуле

$$F = F' \chi^{\frac{r - r'}{h}}, \quad (167')$$

а коэффициент  $\psi$  равен:

$$\psi = \frac{h}{D_{\text{ср}}} \frac{1}{\ln \chi} \left[ 1 + \chi + 2 \frac{1 - \chi}{\ln \chi} - \frac{D_{\text{ср}}}{h} (1 - \chi) \right]. \quad (168')$$

При степенном законе

$$F = F'' + (F' - F'') \left( 1 - \frac{r - r'}{h} \right)^n, \quad (167'')$$

где показатель степени  $n$  может иметь различные целые значения. При  $n = 1$  степенной закон переходит в линейный.

На фиг. 77 показано изменение площади поперечного сечения лопатки по ее высоте в зависимости от закона профилирования при коэффициенте сужения  $\chi = 0,25$ . Чем больше величина  $n$ , тем меньше масса лопатки и меньше напряжения растяжения в корневом сечении ее, однако лопатка становится менее жесткой. По закономерности изменения сечения лопатки экспоненциальный закон занимает промежуточное место между степенными законами при  $n = 1$  (линейным) и  $n = 2$ .

Практически обычно применяется закон изменения сечения по высоте лопатки промежуточный между линейным и экспоненциальным.

График зависимости  $\psi$  от  $\chi$  при различных значениях  $\frac{D_{\text{ср}}}{h}$  для линейного и экспоненциального законов приведен на фиг. 78. Как видно из этого графика, для средних значений  $\chi = 0,3$  и  $\frac{D_{\text{ср}}}{h} = 5$  коэффициент формы  $\psi \cong 0,55 \div 0,6$ , т. е. напряжения в действительной лопатке существенно меньше, чем в цилиндрической. Желательно, чтобы напряжения растяжения в лопатке не превышали  $20 \div 25 \text{ даН/мм}^2$ .

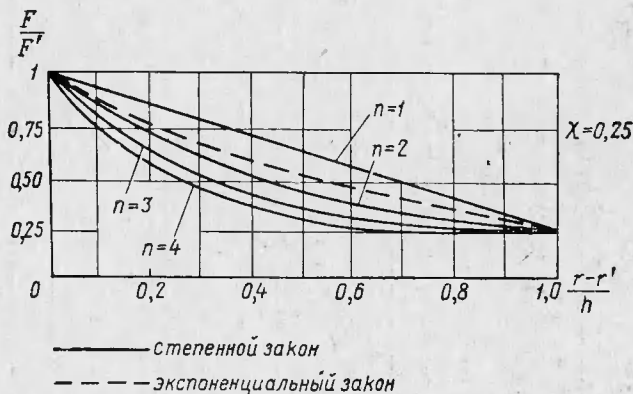


Напряжения изгиба от газовых сил  $\sigma_n$  определяются разностью давлений на вогнутой и выпуклой сторонах лопатки и, очевидно, они тем больше, чем больше нагрузка на лопатку и ее длина  $h_{р.л}$  и чем меньше момент сопротивления сечения лопатки  $W$ .

Предполагая, что равнодействующая сил давления приложена к середине лопатки, получим

$$\sigma_n = \frac{P_u h}{2z_{р.л} W}, \quad (169)$$

где  $z_{р.л}$  — число рабочих лопаток.



Фиг. 77. Различные законы изменения площади поперечного сечения лопатки по ее длине.

Подставив  $P_u$  из (121'), найдем

$$\sigma_n = \frac{G(c_{1u} - c_{2u})h}{2z_{р.л} W}. \quad (169')$$

Момент сопротивления изгибу сечения лопатки относительно оси, проходящей через кромки лопатки, можно приближенно подсчитать по формуле

$$W = \frac{0,0409c^2 b + 0,0405b^3}{0,7619c},$$

где  $c$  — прогиб лопатки (см. фиг. 99);

$\delta$  — максимальная толщина профиля;

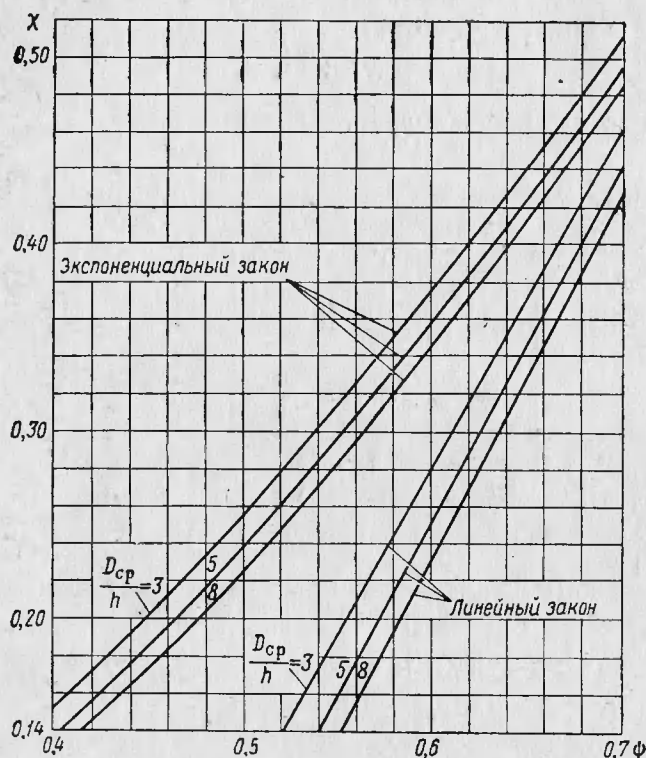
$b$  — ширина решетки.

Напряжения  $\sigma_n$  обычно меньше растягивающих напряжений, кроме того, значительную часть их удается компенсировать путем «выноса» центров тяжести сечений лопатки. При этом центры тяжести лопатки не лежат на одном радиусе, а расположены таким образом, что лопатка в поле центробежных сил изгибается в направ-



лении, обратном направлению изгиба от газовых сил. Поэтому суммарное напряжение в лопатке определяется формулой

$$\sigma = \sigma_p + (1 - \gamma_k) \sigma_n, \quad (170)$$



Фиг. 78. К определению коэффициента снижения напряжений  $\psi$ .

где  $\gamma_k$  — коэффициент компенсации, равный доле напряжения изгиба, компенсированной путем «выноса» центров тяжести сечений лопатки.

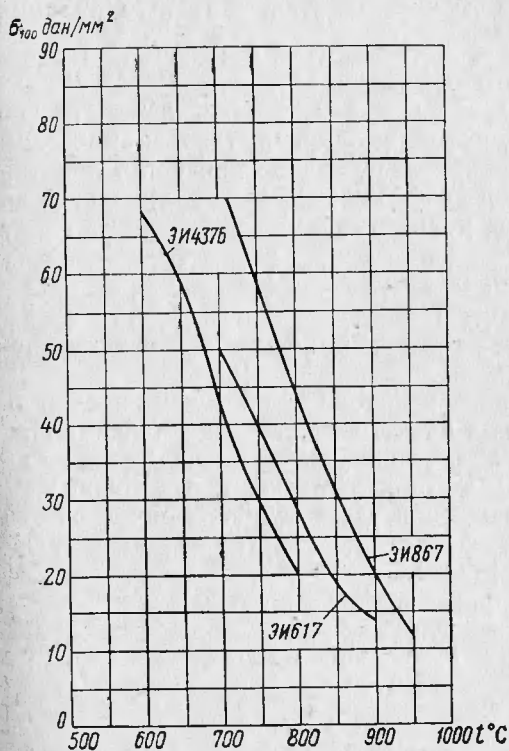
Одной из основных прочностных характеристик материала, работающего при высокой температуре, является кривая ее длительной прочности  $\sigma_B$  в зависимости от температуры; под величиной  $\sigma_B$  следует разуметь то напряжение, которое после определенного числа часов работы (например, после ста часов) вызывает разрушение материала при данной температуре. Кривые сточасовой длительной прочности некоторых отечественных жаропрочных сплавов

представлены на фиг. 79; как видно из этих кривых, величина  $\sigma_B$  резко уменьшается при увеличении температуры.

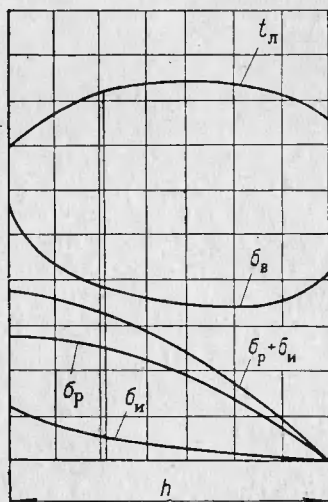
Напряженное состояние лопатки характеризуется коэффициентом запаса прочности, равным

$$k = \frac{\sigma_B}{\sigma}.$$

Рассмотрим, как изменяется величина  $k$  по высоте лопатки. Напряжения растяжения  $\sigma_p$  и изги-



Фиг. 79. Кривые длительной сточасовой прочности некоторых отечественных сплавов.



Фиг. 80. Изменение напряжений, температуры и длительной прочности вдоль лопатки.

ба  $\sigma_{и}$ , а следовательно, и суммарное напряжение  $\sigma_p + \sigma_{и}$  возрастают в направлении от периферии, где они равны нулю, к корню лопатки (фиг. 80). Кривая изменения температуры лопатки по ее высоте  $t_{л}(h)$  обычно имеет вид, представленный на фиг. 80. Наиболее нагрета средняя часть лопатки в соответствии с расположением форсунок в камере сгорания, наименее нагрета корневая часть лопатки из-за потока тепла от лопатки в более холодный диск<sup>1</sup>. Кри-

<sup>1</sup> Такое температурное поле по высоте лопатки может приводить к тому, что температура в отдельных сечениях лопатки будет выше температуры газа вследствие нагревания этих сечений не только теплоотдачей от газа, но и за счет теплопроводности от более нагретой части лопатки.

вая  $\sigma_B(h)$ , естественно, имеет характер, обратный характеру протекания кривой  $t_n(h)$ . Минимальный запас прочности получается в сечении лопатки, отмеченном на фиг. 80, т. е. приблизительно на расстоянии  $\frac{1}{3}h$  от корневого сечения лопатки. Характер поломок лопаток, если они происходят от недостаточной статической прочности, подтверждает это обстоятельство.

Поскольку напряжения изгиба могут быть определены только после установления формы лопатки, которая при газодинамическом расчете турбины неизвестна, ориентировочно прочность лопатки можно оценить путем подсчета коэффициента запаса прочности по растягивающим напряжениям, равного

$$k_p = \frac{\sigma_B}{\sigma_p}.$$

Прочность лопатки следует считать приемлемой, если величина  $k_p$  получается не ниже  $1,8 \div 2$ .

В многоступенчатых турбинах необходимо проверять прочность лопаток всех ступеней, ибо если на первой ступени максимальна температура газа, а следовательно, минимальна величина  $\sigma_B$ , то на последней ступени максимальна длина лопатки, т. е. величина  $\sigma_p$ .

После профилирования проточной части турбины определяется суммарное напряжение в лопатке  $\sigma$  и проверяется величина  $k$ , которая должна быть не ниже  $1,5 \div 1,8$ .

Формула (166) может быть представлена в таком виде:

$$\sigma_p = \frac{\gamma \pi^2 \psi}{1800} n^2 D_{cp} h = A n^2 F_a, \quad (166')$$

где  $A$  — постоянная величина, равная  $\frac{\gamma \pi \psi}{1800}$ ;

$F_a$  — аксиальная площадь проходного сечения.

Из формулы (166') следует, что при заданных числе оборотов двигателя и аксиальной площади проходного сечения турбины  $F_a$  изменение диаметра проточной части не приводит к изменению напряжений растяжения. Это объясняется тем, что при увеличении диаметра укорачивается лопатка и наоборот, в результате чего величина  $\sigma_p$  остается неизменной.

В большинстве случаев лопатки разрушаются не от статических напряжений, которые легко подсчитываются, а от вибрационных напряжений, которые не поддаются расчету и в отдельных случаях могут достигать больших значений, в особенности в длинных лопатках, имеющих малую частоту собственных колебаний и поэтому легко возбудимых.

Частота собственных колебаний лопатки при первой форме колебаний определяется по формуле С. П. Тимошенко:

$$f = \frac{\alpha}{h^2} \sqrt{\frac{EJ'}{\gamma F'}}, \quad (171)$$

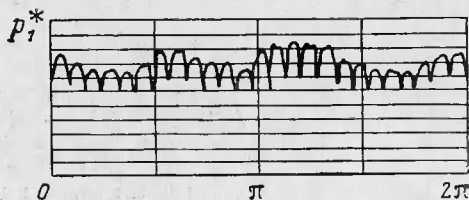
где  $\alpha$  — размерный коэффициент пропорциональности, зависящий от соотношения площадей корневого и периферийного сечений;  
 $h$  — высота лопатки;  
 $J'$  и  $F'$  — момент инерции и площадь корневого сечения;  
 $\gamma$  — плотность материала.

Из этой формулы видно, что в длинных лопатках резко снижается частота собственных колебаний. Накладываясь на определенные статические напряжения, вибрационные напряжения зачастую приводят к усталостному разрушению лопатки. Источником вибрационных напряжений являются периодические силы, действующие на лопатку с некоторой частотой и определяемые неоднородностью потока в окружном направлении. Низкочастотные колебания лопаток обычно обуславливаются неоднородностью потока, связанной с наличием форсунок, стоек; высокочастотные колебания — с конечным числом сопловых лопаток.

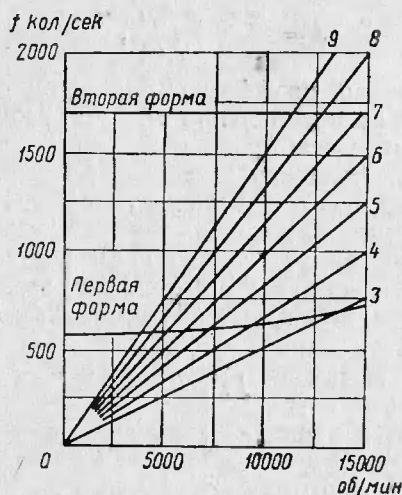
Вибрационные напряжения достигают больших значений в том случае, если частота вынужденных колебаний лопаток совпадает с частотой собственных колебаний, т. е. когда имеют место резонансные колебания лопаток.

На фиг. 81 представлена типичная кривая полных давлений за сопловым аппаратом газовой турбины (при наличии 25 сопловых лопаток и 4 стоек). Такая кривая может быть разложена в тригонометрический ряд, т. е. подвергнута гармоническому анализу для определения составляющих ее гармоник. Частоты соответствующих гармоник газового потока (фиг. 82) определяются формулой  $f = \frac{nk}{60}$ , где  $f$  — частота,  $n$  — число оборотов в минуту,  $k$  — порядок

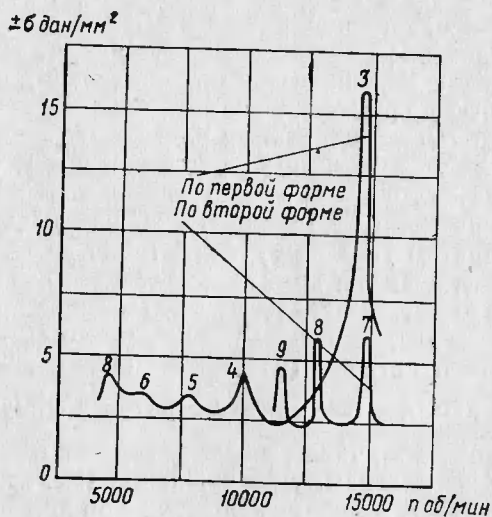
гармоники, который в данном случае меняется от третьего до девятого. На эту же диаграмму возбуждения (см. фиг. 82) нанесены частоты собственных колебаний лопаток при так называемой первой изгибной форме колебаний (когда узловая линия располагается в нижней части лопатки) и при второй изгибной форме колебаний (когда узловая линия располагается в верхней части лопатки). Очевидно, что при первой изгибной форме резонансы могут быть вызваны  $9 \div 3$  гармониками, а при второй изгибной форме —  $9 \div 7$



Фиг. 81. Кривая полных давлений газового потока за сопловым аппаратом.



Фиг. 82. Диаграмма возбуждения и изменения частоты собственных колебаний лопаток.

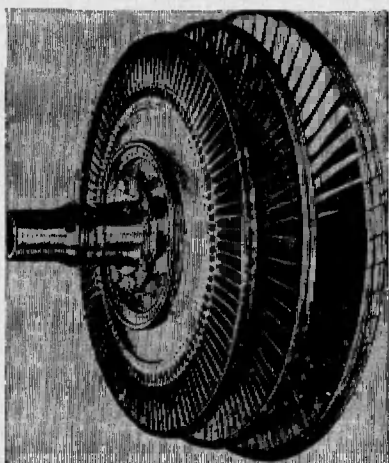


Фиг. 83. Резонансная кривая колебаний лопаток.

Данные, приведенные на фиг. 81—83, получены М. Т. Мезелевым и Ю. М. Халатовым.

гармониками. Экспериментально полученная путем тензометрирования лопаток резонансная кривая колебаний лопаток (фиг. 83) подтверждает это обстоятельство. Наибольшие вибрационные напряжения получились при резонансе 3-й гармоника.

Уменьшить вибрационные напряжения можно путем либо изменения интенсивности возбуждающих гармоник, либо изменения частоты собственных колебаний лопаток. При низкочастотных колебаниях лопаток обычно используется второе средство — лопатка



Фиг. 84. Ротор трехступенчатой авиационной газовой турбины с лопатками, снабженными бандажными полками.

ужесточается так, чтобы повысить частоту собственных колебаний [см. формулу (171)] и вывести резонансы за рабочие числа оборотов турбины. Это можно достигнуть следующими средствами:

- а) утолщением лопатки;
- б) прошивкой лопаток проволочным бандажом;
- в) применением бандажных полок на концах лопаток.

Прошивка лопаток проволочным бандажом широко применяется в паровых турбинах и в ряде случаев является неизбежным средством получения должной работоспособности длинных лопаток. Однако наличие такого проволочного бандажа в потоке заметно снижает к. п. д. турбины. В этом смысле применение бандажных полок (фиг. 84) более целесообразно для ужесточения лопатки, ибо оно не только не снижает к. п. д. турбины, но даже способствует его увеличению вследствие уменьшения потерь в радиальном зазоре турбины (в особенности в случае, когда бан-

дажные полки снабжены лабиринтным уплотнением). Поэтому во всех случаях, когда статическая прочность лопаток (которые дополнительно нагружаются бандажными полками) и прочность самих бандажных полок, работающих на изгиб, оказываются достаточными, целесообразно использование бандажных полок. В последнее время они получили широкое применение в авиационных и ракетных газовых турбинах.

Высокочастотные колебания лопаток можно существенно снизить путем уменьшения возбуждающих сил. Последнее может быть осуществлено следующими средствами:

а) увеличением осевого зазора между сопловым аппаратом и рабочим колесом;

б) применением соплового аппарата, в котором не все лопатки расположены на равных расстояниях друг от друга;

в) улучшением обтекания профиля сопловой лопатки, в частности, утонением выходной кромки;

г) применением определенного угла между направлениями выходной кромки сопловой лопатки и входной кромки рабочей лопатки в пространстве; это позволяет рабочим лопаткам при вращении постепенно пересекать закрочные следы сопловых лопаток и смягчает таким образом их воздействие на рабочие лопатки.

В ряде случаев прибегают к различным средствам демпфирования колебаний лопаток, в частности низкочастотных. Одним из таких средств является применение сдвоенного замка (см. стр. 27). В этом случае замок лопатки с одной стороны имеет «елочку», а другая сторона его плоская и примыкает к такой же плоской стороне «парной» лопатки (фиг. 85). Демпфирование колебаний лопаток обуславливается силой трения на стыковой поверхности двух соседних замков, вызываемой центробежными силами, развивающимися при вращении лопаток.

В первых двух случаях возможно некоторое снижение к. п. д. ступени, однако эти способы часто успешно применяются, ибо возбуждение высокочастотных форм колебаний лопаток при этом резко снижается. Правда, следует иметь в виду, что при размещении сопловых лопаток на разных расстояниях могут возникнуть низкочастотные формы колебаний.

В настоящем параграфе мы только очень коротко рассмотрели некоторые вопросы, связанные с прочностью лопаток. Подробное рассмотрение вопросов расчета на прочность деталей турбин выходит за рамки настоящей книги. Эти вопросы освещаются в курсах «Конструкция и расчет на прочность газовых и паровых турбин».



Фиг. 85.  
Лопатки со  
сдвоенным  
замком.



В заключение отметим, что при выборе основных параметров турбины — среднего диаметра, числа ступеней, выходной скорости, а также формы меридионального профиля проточной части необходимо учитывать как газодинамические требования, так и прочность деталей турбины, а также конструктивные соображения, связанные, в частности, с необходимостью наиболее удобного соединения турбины с соседними узлами — камерой сгорания и форсажной камерой.

## § 6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОПЕРЕПАДА МЕЖДУ СТУПЕНЯМИ

Одним из основных вопросов, которые приходится решать при расчете и проектировании многоступенчатых газовых турбин, является вопрос о целесообразном распределении теплоперепада между ступенями турбины.

Использование больших теплоперепадов на первых ступенях имеет следующие положительные стороны:

1. В большей степени снижается температура газа, поступающего на рабочие лопатки первой ступени, что подробно было рассмотрено на стр. 121.

2. Имеется возможность использовать большие скорости потока, не выходя за пределы допустимых чисел  $M$ , ввиду высоких температур газа на первых ступенях.

3. На последней ступени используется малый теплоперепад, что способствует уменьшению закрутки потока на выходе из турбины.

Наряду с этим использование больших теплоперепадов на последних ступенях турбины имеет следующие преимущества:

1. Получаются более плавные очертания меридионального профиля проточной части турбины вследствие уменьшения скоростей в первых ступенях.

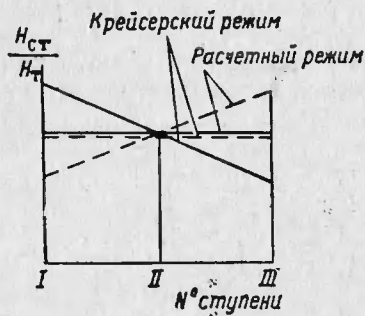
2. Увеличивается к. п. д. турбины, так как к. п. д. последних ступеней обычно выше к. п. д. первых ступеней вследствие меньших углов поворота потока в последних ступенях (из-за больших объемных расходов газа в них), а также меньшего влияния радиального зазора и вторичных потерь в длинных лопатках.

3. Повышается к. п. д. турбины на крейсерском режиме вследствие более равномерного распределения теплоперепада по ступеням.

Последнее положение нуждается в разъяснении. Дело в том, что на нерасчетном режиме относительная нагрузка первых ступеней турбины всегда возрастает, что объясняется следующим. Вследствие сжимаемости газа проходное сечение в последних ступенях турбины всегда больше, чем в первых. При нерасчетных режимах степень понижения давления в турбине уменьшается и влияние сжимаемости становится менее заметным, поэтому проходные сече-



ния последних ступеней оказываются слишком большими. Это приводит к тому, что последние ступени турбины разгружаются, а первые соответственно перегружаются, как это схематично показано сплошными линиями на фиг. 86, где по оси ординат отложена доля теплоперепада, срабатываемого в каждой ступени трехступенчатой турбины, а по оси абсцисс — номер ступени. Такая неравномерная нагрузка ступеней может привести к ухудшению к. п. д. турбины из-за уменьшения  $\frac{u}{c_{ад}}$  в первых ступенях и чрезмерного увеличения



Фиг. 86. Распределение теплоперепада в ступенях турбины.

этого параметра в последних ступенях. Поэтому целесообразно на номинальном режиме большую часть теплоперепада использовать на последней ступени с тем, чтобы после соответствующего перераспределения теплоперепадов на нерасчетных режимах получить равномерное распределение на крейсерских режимах, для которых величина удельного расхода топлива имеет первостепенное значение. Тогда получаются закономерности, показанные пунктирными кривыми на фиг. 86.

Вопрос о целесообразном распределении теплоперепада между ступенями обычно решается в зависимости от тех конкретных требований, которые предъявляются к данному двигателю. Зачастую применяется такое распределение, при котором наиболее нагруженными оказываются средние ступени. Стремление разгрузить первые и последние ступени объясняется тем, что первые ступени имеют пониженный к. п. д., а за последней ступенью желательно иметь осевой выход.

## Глава VI

### ТЕЧЕНИЕ ГАЗА ЧЕРЕЗ РЕШЕТКИ ТУРБИН

#### § 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В результате газодинамического расчета турбины определяются треугольники скоростей, т. е. требуемое изменение скоростей потока в проточной части турбины. После этого необходимо решить вторую задачу, заключающуюся в наиболее рациональном выборе тех решеток, которые пропустят заданный расход газа и повернут поток в нужном направлении при высоком к. п. д. с соблюдением должной прочности лопаток.

Эту задачу можно решать, пользуясь теоретическими методами, в частности, теорией гидродинамических решеток, данными экспериментального исследования турбин и турбинных решеток или тем и другим методом.

Теория газодинамических решеток впервые разработана основоположниками авиационной науки Н. Е. Жуковским и С. А. Чаплыгиным в 1911—12 гг. Конечной задачей этой теории является определение обтекания пространственных решеток нестационарным потоком вязкой сжимаемой жидкости, т. е. нахождение параметров потока в любой точке на профиле и в потоке. Это позволит найти оптимальную решетку соответственно заданным условиям работы, т. е. профиль лопатки, угол установки его в решетке и шаг решетки. Однако в такой постановке задача, как указано было в гл. IV, оказывается пока практически неразрешимой ввиду ее чрезвычайной сложности. Поэтому обычно задачу упрощают, используя ряд допущений, а влияние неучтенных факторов оценивается различными приближенными способами.

Прежде всего, пользуясь гипотезой плоских сечений, можно вместо пространственной решетки приближенно рассматривать плоские развертки этой решетки цилиндрическими поверхностями. Очевидно, такая замена тем более уместна, чем меньше радиальные составляющие скоростей потока в проточной части турбины. Далее пренебрегают сжимаемостью и вязкостью потока, что тем более законно, чем соответственно меньше скорость потока и больше число  $Re$ . И, наконец, пренебрегают нестационарностью потока.

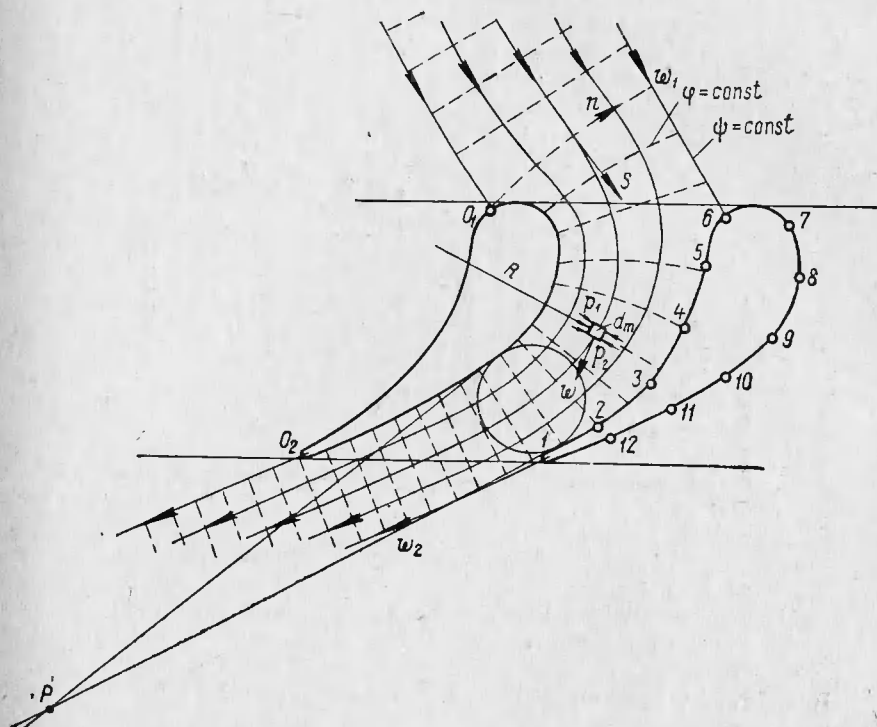
Тогда задачу теории решеток можно свести к определению обтекания плоской решетки стационарным потоком идеальной несжимаемой жидкости, которое может быть найдено различными теоретическими методами. При этом можно решать две задачи — прямую, которая заключается в определении обтекания заданной решетки при известной скорости на входе в нее, и обратную, когда находят решетку, удовлетворяющую заданным условиям работы. Наибольший интерес при решении этой задачи представляет определение распределения скорости на профиле и скорости потока на выходе из решетки. Знание распределения скорости на профиле позволяет оценить плавность изменения этих скоростей, что является важным фактором, влияющим на эффективность решетки.

Более целесообразно решать прямую задачу по следующей причине. Теоретическая решетка профилей, найденная в результате решения обратной задачи, как правило, должна быть существенно скорректирована, для того чтобы она удовлетворяла конструктивным и технологическим требованиям, например, чтобы профиль имел заданную площадь сечения и определенное расположение центра тяжести, чтобы он должным образом сочетался с остальными сечениями лопатки для обеспечения ее технологичности и пр. В результате этого теоретический профиль столь существенно изменится, что нужно заново определять распределение скоростей в полученной решетке, т. е. необходимо решить прямую задачу. Поэтому проще сразу спроектировать решетку, удовлетворяющую требованиям конструктора, используя известные практические приемы создания высокоэффективных решеток (приведенные ниже), и далее, решая прямую задачу, проверить эффективность полученной решетки.

Если тем или другим способом упрощенная задача теории решеток решена, то далее, если число  $M$  потока превышает  $0,3 \div 0,4$ , а число  $Re$  менее  $(2 \div 3) \cdot 10^5$ , вводятся поправки соответственно на сжимаемость и вязкость потока. Поправка на вязкость вводится при помощи детально разработанной в настоящее время полуэмпирической теории турбулентного пограничного слоя.

Безотрывное обтекание турбинной решетки идеальной несжимаемой жидкостью можно представить следующим образом. На фиг. 87 сплошными линиями изображены линии тока, вдоль которых функция тока  $\psi = \text{const}$  (разность между значениями  $\psi$  на двух линиях характеризует расход жидкости на участке между этими линиями тока). Пунктирными линиями изображены линии, вдоль которых потенциал скорости  $\phi = \text{const}$ . Линии тока и изопотенциальные линии, как известно, образуют между собой ортогональную сетку. Линии тока сгущаются в направлении от вогнутой к выпуклой стороне лопатки из-за возрастания скорости потока в этом направлении (расход жидкости во всех струйках одинаков). Граничной линией тока является контур профиля, на котором мож-

но отметить две характерные точки — точку разветвления  $O_1$ , где совершается полное торможение набегающего потока, и точку схода  $O_2$ .

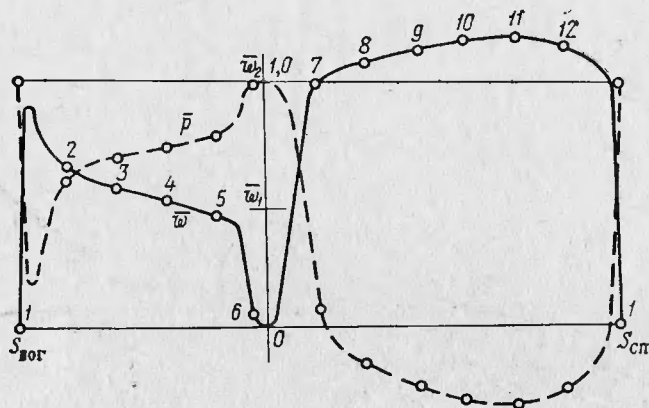


Фиг. 87. Безотрывное течение идеальной несжимаемой жидкости через реактивную решетку.

Распределение относительных величин скорости  $\bar{w} = \frac{w}{w_2}$  и коэффициентов давления  $\bar{p} = \frac{p - p_2}{\frac{1}{2} \gamma_2 w_2^2} = 1 - \bar{w}^2$  на профиле этой реак-

тивной решетки представлено на фиг. 88. На начальном участке профиля, где наблюдается наибольшая кривизна его и наибольшее изменение проходного сечения происходит резкое возрастание скорости, в особенности на спинке  $S_{сп}$ , где она быстро достигает величины, равной скорости на выходе из решетки. Далее скорость возрастает менее существенно; на спинке имеет место течение пере-

расширения  $\omega > \omega_2$  и  $p < p_2$ , поэтому на выходном участке спинки возникает зона торможения потока (необходимая для выравнивания давления в потоке за решеткой), что и является причиной обычного отрыва потока вязкой жидкости в этом месте профиля. В целом из-за реактивности решетки (конфузорности межлопаточного канала) скорость потока на выходе из решетки больше, чем на входе; внутри канала скорость на спинке профиля больше, чем на вогнутой стороне.



Фиг. 88. Распределение относительных скоростей и коэффициентов давления на профиле реактивной решетки.

В активных решетках ширина межлопаточного канала практически постоянна и поэтому скорости на входе в решетку и выходе из нее примерно одинаковы.

Поскольку скорость потока, как известно, равна

$$\omega = \frac{\partial \varphi}{\partial S} = - \frac{\partial \psi}{\partial n},$$

где  $S$  и  $n$  — криволинейные координаты соответственно вдоль линий тока и изопотенциальных линий, то задача теории решеток по существу сводится к отысканию функций  $\varphi$  и  $\psi$ .

Имеется много способов решения этой задачи, однако все они могут быть разделены на две группы.

К первой группе относятся те решения, которые основаны на конформном отображении области потока вне решетки профилей на некоторую каноническую область, в качестве которой может служить область вне решетки кругов или пластин. Идея этого метода, основоположником которого является великий русский уче-

ный Н. Е. Жуковский, заключается в том, что, зная комплексный потенциал течения в канонической области и отображающую функцию, можно определить искомый комплексный потенциал течения, обтекающего решетку профилей. При решении обратной задачи область течения отображается на плоскость годографа скорости.

К второй группе относятся те решения, которые основаны на замене профилей такой системой вихрей, а также источников и стоков, при которой одна из линий тока совпадает с контуром профиля. Тогда поле скоростей, индуцируемых примененной системой особенностей, определит обтекание решетки. Этот метод наиболее пригоден для тонких, слабо изогнутых профилей, т. е. для лопаток компрессора.

Для решения задачи теории решеток применительно к лопаткам турбин обычно используют методы, основанные на конформном отображении. В качестве примеров таких решений можно назвать метод, разработанный Г. С. Самойловичем для решения прямой задачи, и метод, основанный на применении годографа скорости для решения обратной задачи, предложенный Л. А. Симоновым и доведенный до практического применения Г. Ю. Степановым. Оба эти метода изложены в работе [9].

## § 2. РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ КРИВОЛИНЕЙНОМ КАНАЛЕ

Методы, разработанные в теории решеток, рассматривающей обтекание профиля, требуют проведения сложных и многочисленных расчетов. При этом результаты решения являются приближенными, поскольку принимается ряд допущений, связанных как с упрощением математического аппарата (например, с учетом лишь первых членов разложения), так и с учетом сжимаемости и вязкости газа.

Наряду с теорией решеток существует теория, рассматривающая не обтекание профиля, а течение газа в криволинейном межлопаточном канале. Эта теория опирается на струйную модель течения, в которой принимается, что направление потока при входе на лопатки и выходе из них совпадает с направлением входных и выходных кромок лопаток, а само течение безотрывно. Несмотря на приближенность этих, а также ряда других допущений, принимаемых в этой теории, результаты, получаемые с ее помощью, по-видимому, являются не менее точными, чем при применении теории решеток. Однако математический аппарат, используемый в данном случае, несравненно проще и позволяет быстро, с достаточной для практических целей точностью решать прямую задачу обтекания заданной решетки.

Расчет двумерного, установившегося, безвихревого течения невязкого газа в плоском криволинейном канале, а также в слое переменной толщины разработан Г. Флюгелем, Г. Ю. Степановым,

А. Н. Шерстюком и другими авторами. Для простоты рассмотрим уравнения движения и неразрывности в плоском криволинейном канале. Центробежная сила частицы с массой  $dm$  должна быть уравновешена разностью давлений  $dp = p_2 - p_1$ , действующей на частицу (см. фиг. 87):

$$dm \cdot \frac{\omega^2}{R} = -\Delta f dp, \quad (172)$$

где  $\omega$  — скорость частицы в относительном движении;

$R$  — радиус кривизны траектории частицы;

$\Delta f$  — площадь поперечного сечения частицы.

Имея в виду, что

$$dm = \Delta f \cdot dn\gamma,$$

где  $n$  — изопотенциальная линия, нормальная к стенкам канала, а также уравнение Бернулли (40), получим

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{dn}{R} \quad (173)$$

или

$$\int_{\omega_a}^{\omega} \frac{d\omega}{\omega} = \int_0^n \frac{dn}{R}, \quad (173')$$

где  $\omega_a$  — скорость на спинке профиля.

Произведя интегрирование, получим следующее уравнение Г. Флюгеля [32], определяющее распределение скорости поперек канала:

$$\omega = \omega_a \exp \left( - \int_0^n \frac{dn}{R} \right). \quad (174)$$

Таким образом, для определения скорости потока в межлопаточном канале необходимо знать форму изопотенциальных линий, распределение радиуса кривизны линий тока и скорость на спинке. Изопотенциальной линией приближенно можно считать дугу окружности, пересекающей границы канала под прямым углом. Для построения этой дуги в межлопаточный канал вписывается окружность, касательная к его границам; центр искомой дуги лежит в точке  $P$  пересечения общих касательных к вписанной окружности и границам канала (см. фиг. 87).

Распределение радиуса кривизны линий тока вдоль изопотенциальной линии согласно исследованиям А. Н. Шерстюка [36] может быть принято по закону

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_a + n} + C, \quad (175)$$

причем постоянная  $C$ , как это следует из граничных условий, равна:

$$C = \frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_a + n_b},$$

где  $R_a$  и  $R_b$  — радиусы кривизны спинки и вогнутой части на данной изопотенциальной линии;

$n_b$  — ширина канала вдоль изопотенциальной линии.

Подставив (175) в (174), получим

$$\omega = \omega_a \exp \left[ - \int_0^n \left( \frac{1}{R_a + n} + C \right) dn \right] \quad (176)$$

или

$$\omega = \omega_a \frac{R_a}{R_a + n} \exp(-Cn). \quad (176')$$

Если ограничиться, имея в виду малые значения  $C$ , первыми двумя членами разложения  $e^{-Cn}$ , то получим следующее приближенное выражение для скорости:

$$\omega = \omega_a \frac{R_a}{R_a + n} (1 - Cn) \quad (177)$$

или

$$\lambda = \lambda_a \frac{R_a}{R_a + n} (1 - Cn), \quad (177')$$

где  $\lambda$  — приведенная скорость.

И, наконец, приведенная скорость на спинке  $\lambda_a$  определяется из следующего уравнения неразрывности, написанного для входного сечения и текущего сечения внутри канала:

$$q(\lambda_1) t \sin \beta_1 = \int_0^{n_b} q(\lambda) dn = \left( \frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \int_0^{n_b} \lambda \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} dn, \quad (178)$$

где  $\lambda_1$  и  $\beta_1$  — приведенная скорость и угол потока перед решеткой;  
 $t$  — шаг решетки.

Для газа при  $k = 1,33$  получим

$$q(\lambda_1) t \sin \beta_1 = \frac{343}{216} \int_0^{n_b} \left( \lambda - \frac{3}{7} \lambda^3 + \frac{3}{49} \lambda^5 - \frac{1}{343} \lambda^7 \right) dn. \quad (179)$$

После подстановки (177') и интегрирования будем иметь

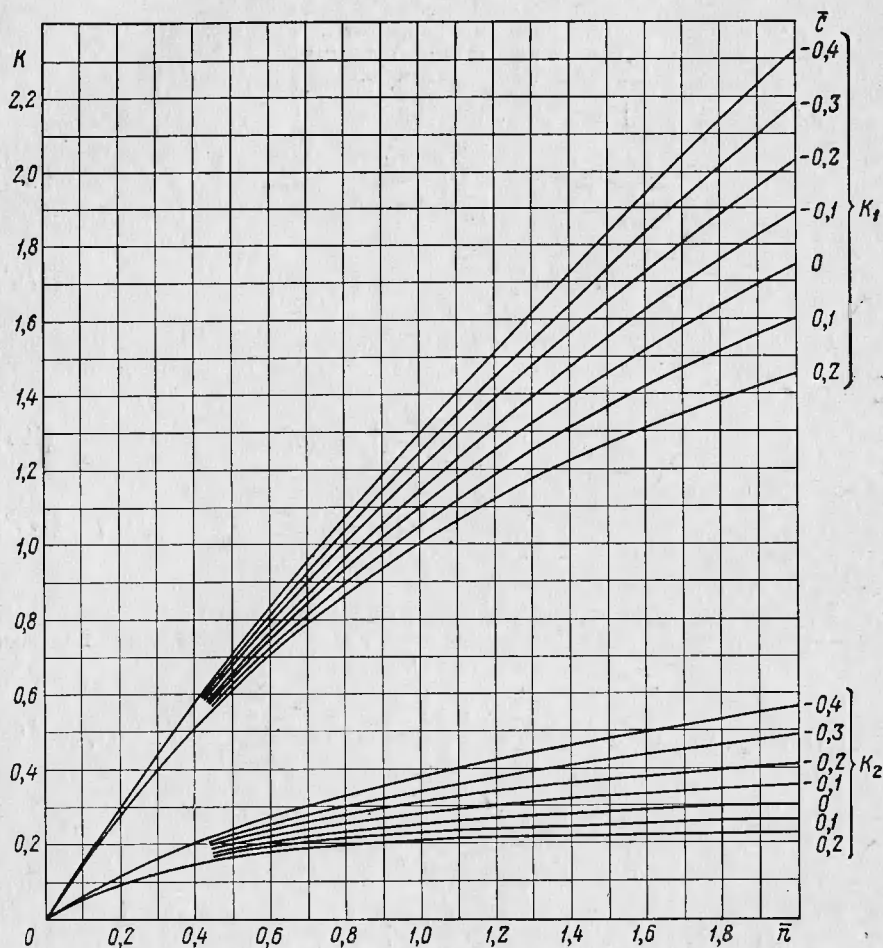
$$q(\lambda_1) \bar{t} \sin \beta_1 = K_1 \lambda_a - K_2 \lambda_a^3 + K_3 \lambda_a^5 - K_4 \lambda_a^7, \quad (180)$$

где  $\bar{t} = \frac{t}{R_a}$ ;

$K$  — функции  $\bar{n} = \frac{n_b}{R_a}$  и  $\bar{C} = CR_a$ .



На фиг. 89—90 приведены графики функций  $K_1$  —  $K_4$ , позволяющие легко определять их значения, если известны величины  $\bar{n}$  и  $\bar{C}$ . Тогда, зная расход газа, можно по формуле (180) определить



Фиг. 89. Коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$  для расчета скоростей в плоском криволинейном канале.

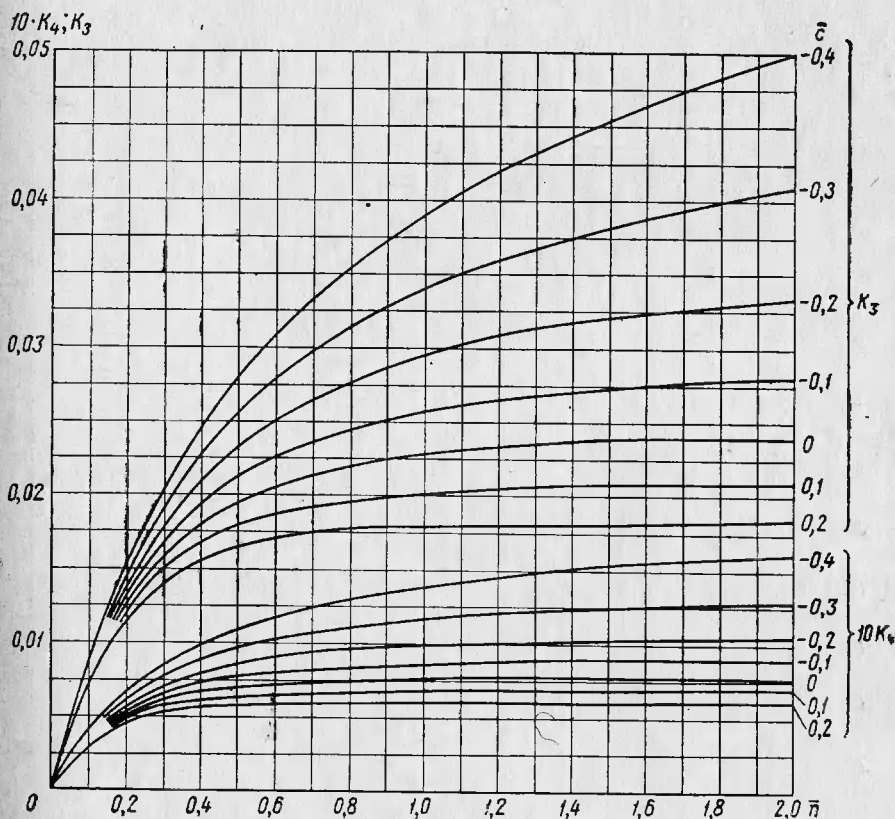
скорость на спинке (путем графического решения этого уравнения), а по (177') — распределение скорости поперек канала.

Величины  $n_b$ ,  $R_a$  и  $R_b$  практически можно определять следующим образом. В качестве ширины канала приближенно можно при-

нимать диаметр вписанной окружности. Что касается радиусов кривизны дуг профиля, то, если известно уравнение этих кривых  $y = f(x)$ , радиусы их кривизны могут быть определены по известной формуле:

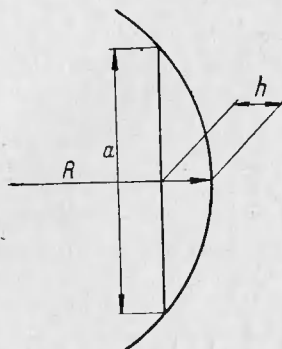
$$R = \frac{(1 + y'^2)^{\frac{3}{2}}}{y''},$$

где  $y'$  и  $y''$  — первая и вторая производные функции  $y$ .

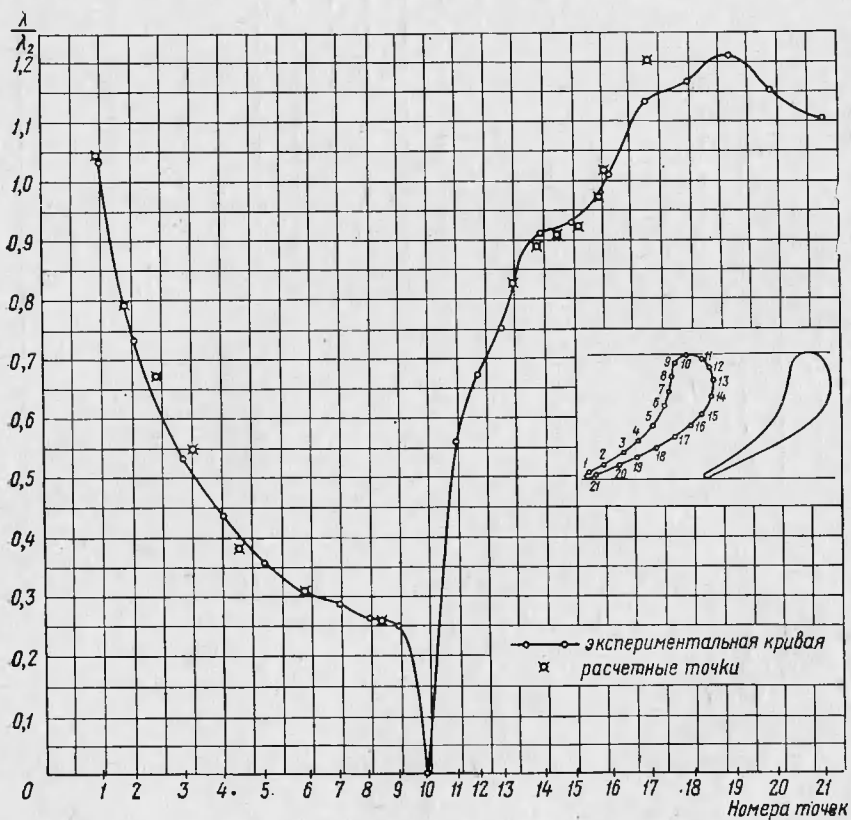


Фиг. 90. Коэффициенты  $K_3$  и  $K_4$  для расчета скоростей в плоском криволинейном канале.

Если уравнение дуги профиля неизвестно, то для определения ее радиуса кривизны можно воспользоваться одним из существующих способов графического определения этой величины, например



Фиг. 91. К определению радиуса кривизны дуги.



Фиг. 92. Сопоставление экспериментального и расчетного распределений скоростей на профиле сопловой лопатки.

следующим. Вычертив профиль в увеличенном масштабе (например, в масштабе 10:1) и разбив контур профиля на участки, радиус кривизны каждого участка можно определить по формуле

$$R = \frac{a^2}{8h} + \frac{h}{2},$$

где  $a$  и  $h$  — длина хорды и стрела прогиба участка дуги (фиг. 91)<sup>1</sup>.

Для иллюстрации достоверности результатов, получаемых с помощью изложенного метода, было рассчитано распределение скорости на профиле решетки соплового аппарата (точки  $\odot$  на фиг. 92) и сопоставлено с экспериментальными кривыми распределения этой скорости. Как следует из фиг. 92, расчетные точки почти полностью совпали с экспериментальными кривыми распределения скорости.

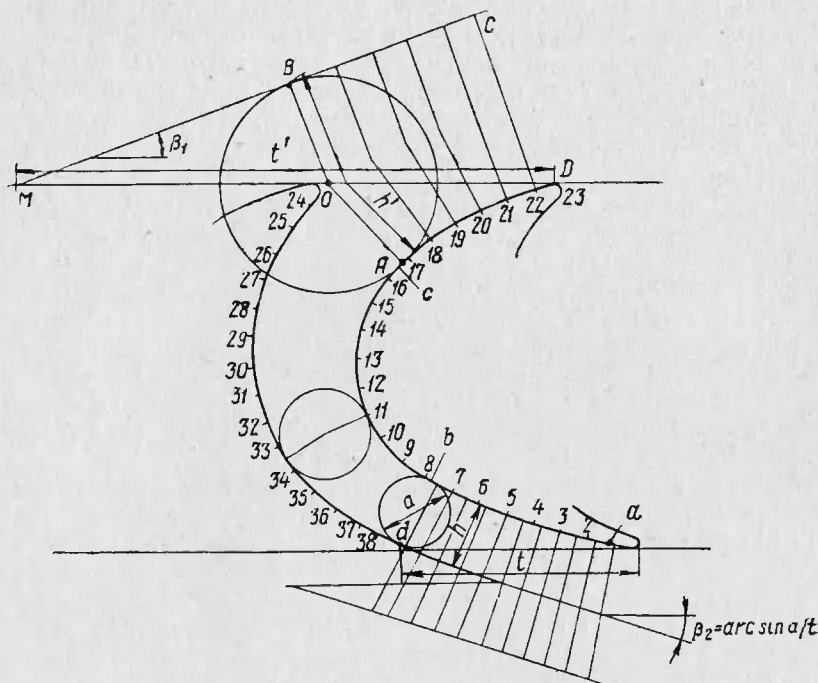
Отсутствие канала на входном и выходном участках профилей (т. е. вне участка  $bc$  на фиг. 93) требует специального построения для определения скорости на этих участках спинки профиля. Линии тока невозмущенного потока перед решеткой и потока за решеткой представляют собой прямые линии, направление которых определяется соответственно углами  $\beta_1$  и  $\beta_2$  между ними и осью решетки. Поэтому задача сводится к сопряжению вогнутой части профиля с этими прямыми. При этом можно воспользоваться следующим построением, предложенным В. Б. Таушкановой [24], на которое обратил внимание автора Г. Ю. Степанов.

В косом срезе на выходе из решетки приближенно за линии равных потенциалов можно принять лучи  $h$ , ортогональные к спинке профиля (см. фиг. 93). Тогда линия тока может быть построена как кривая, являющаяся продолжением вогнутой стороны соседнего профиля и пересекающая нормально эти линии равного потенциала. Проведем к построенной кривой касательную под углом  $\beta_2$  и получим конфигурацию граничной линии тока в выходной части канала. Критерием правильности построения является примерное равенство скоростей в точках  $d$  и  $a$ . Если это равенство не соблюдается, то следует несколько изменить угол  $\beta_2$  (поскольку всегда возможны некоторые отклонения от значения  $\beta_2 = \arcsin \frac{a}{t}$ ).

На входе в канал во избежание неточности построения можно рассматривать не продолжение канала, а некоторый фиктивный входной участок  $ABCD$ , ограниченный входным участком спинки профиля  $AD$  и линией тока невозмущенного течения  $BC$ . Величину  $t'$ , представляющую собой отрезок между входной кромкой профиля и точкой пересечения  $M$  продолжения прямой стенки  $BC$  фиктивного канала с осью решетки, можно принимать равной  $(1,5 \div 2)t$ .

<sup>1</sup> Величиной  $h/2$  в правой части этой формулы в ряде случаев можно пренебречь.

В этом случае полученное расчетом распределение скорости на входном участке спинки профиля удовлетворительно совпадает с данными эксперимента. При этом в левую часть формулы (180), естественно, надо вводить величину  $q(\lambda_1)l \sin \beta_1$ , а окружности вписывать в фиктивный канал, т. е. так, чтобы они касались спинки профиля  $AD$  и прямой линии  $BC$  (центры окружностей  $O$  являются серединами нормалей  $h'$ ).



Фиг. 93. Построение входной и выходной частей канала.

В ряде случаев на входе в рабочее колесо могут возникнуть большие скорости в относительном движении, в особенности в корневых сечениях высоконагруженных ступеней с малой степенью реактивности. Это может привести к тому, что решетка окажется не в состоянии пропустить заданный расход газа (т. е. она «запретсится»), произойдет пространственная перестройка потока и расчетное течение не будет реализовано. Очевидно, что для того, чтобы решетка «не запиралась» на заданном режиме, необходимо, чтобы расход на этом режиме был меньше максимального.

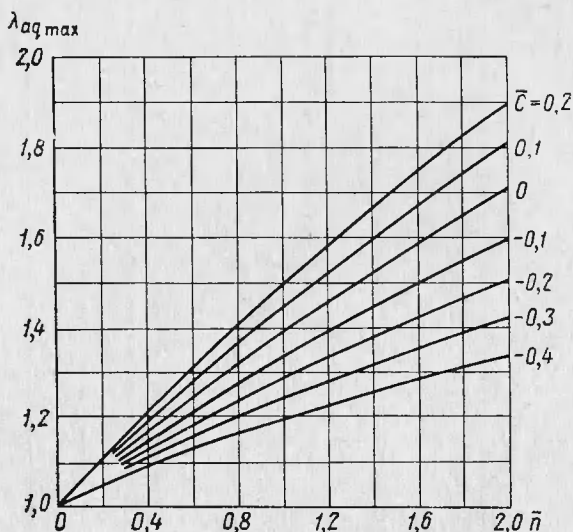
Изложенная методика подсчета скоростей в криволинейном канале может быть использована для определения максимального расхода через заданную решетку. Для нахождения той скорости

на спинке, при которой получается максимальный расход, приравняем нулю первую производную от правой части уравнения (180). Получим

$$K_1 - 3K_2\lambda_a^2 + 5K_3\lambda_a^4 - 7K_4\lambda_a^6 = 0. \quad (181)$$

Введя обозначение

$$y = \lambda_a^2 - \frac{5}{21} \frac{K_3}{K_4}, \quad (182)$$



Фиг. 94. Изменение скорости на спинке, соответствующей максимальному расходу через канал, в зависимости от параметров  $\bar{n}$  и  $\bar{C}$ .

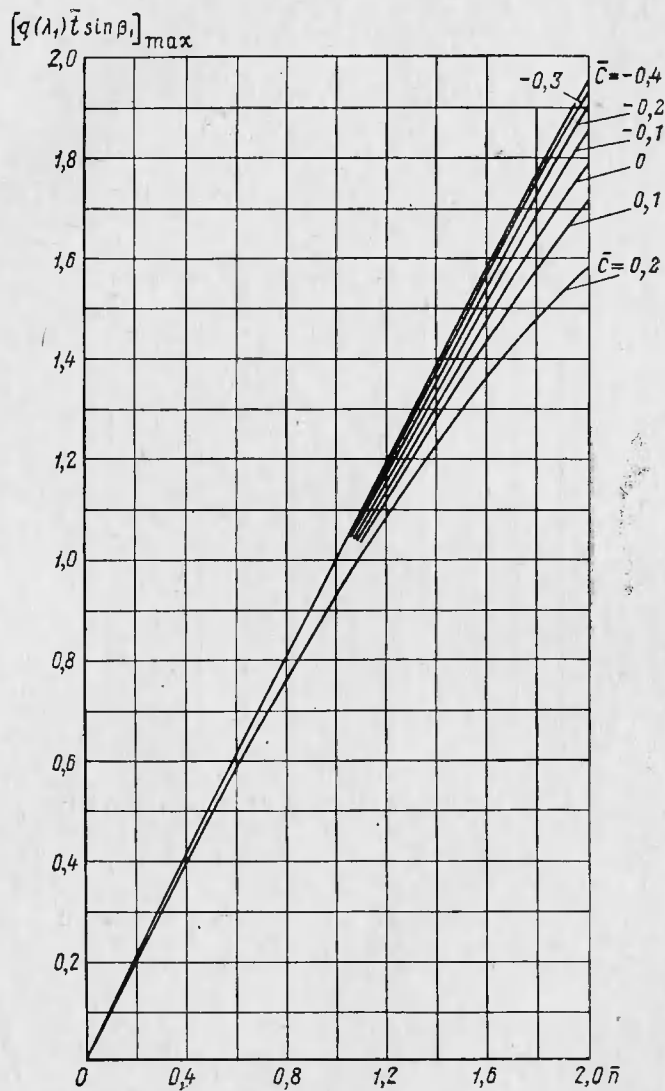
получим кубическое уравнение в канонической форме:

$$y^3 + 3py + 2q = 0, \quad (183)$$

где

$$3p = \frac{63K_2 \cdot K_4 - 25 \cdot K_3^2}{147K_4^2}, \quad 2q = -\frac{250K_3^3}{9261K_4^3} + \frac{5K_2K_3}{49K_4} - \frac{K_1}{7K_4}.$$

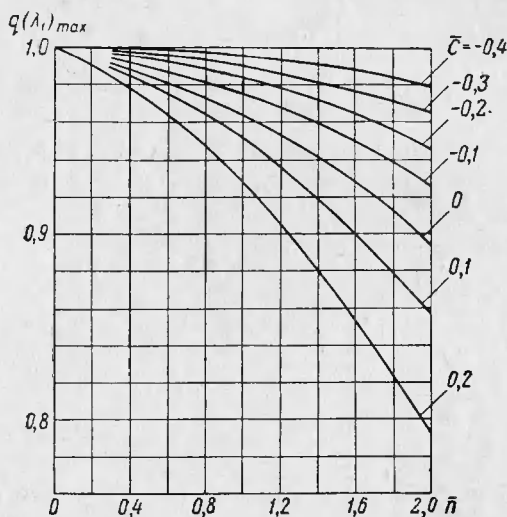
Подставив найденное для заданных величин  $\bar{n}$  и  $\bar{C}$  значение  $y$  в выражение (182), определим величину скорости на спинке  $\lambda_{aqmax}$ , при которой получается максимальный расход газа через канал. Кривые  $\lambda_{aqmax}$  приведены на фиг. 94. Кривая, параметром которой является  $\bar{C} = 0$ , соответствует каналу постоянной ширины и кри-



Фиг. 95. Изменение максимального расхода через канал в зависимости от параметров  $\bar{n}$  и  $\bar{C}$ .

визны. Точка  $\bar{n} = 0$  соответствует прямолинейному каналу, максимум расхода через который, естественно, будет иметь место при скорости  $\lambda_a = 1$ . При увеличении  $\bar{n}$  и  $\bar{C}$  возрастает кривизна канала и та скорость на спинке  $\lambda_a$ , при которой наступает максимум расхода.

Подставив полученные значения  $\lambda_{a_{\max}}$  в (180), определяем максимальный расход через канал. Соответствующие кривые при-



Фиг. 96. Зависимость максимального расхода через решетку с бесконечно тонкими профилями от  $\bar{n}$  и  $\bar{C}$ .

ведены на фиг. 95. Эти кривые позволяют при заданных геометрических параметрах решетки, т. е. величинах  $\bar{n}$ ,  $\bar{C}$  и  $\bar{t}$ , а также угле потока на входе  $\beta_1$  оценить максимальную величину  $q(\lambda_1)$  (которая может быть получена без учета дополнительных явлений в сверхзвуковом потоке). Оказывается, что во всех случаях  $q(\lambda_1)_{\max} < 1$ . Это объясняется кривизной канала и конечной толщиной входных кромок.

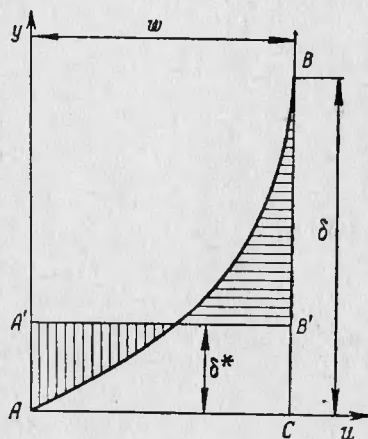
Рассмотрим решетку с бесконечно тонкими входными кромками, причем под  $\bar{n}$  будем понимать относительную ширину канала на входе в решетку. Тогда, при нулевом угле атаки получится  $\bar{t} \sin \beta_1 = \bar{n}$ , т. е. если разделить ординату каждой точки кривых на фиг. 95 на соответствующую абсциссу, то получим величину  $q(\lambda_1)_{\max}$  для этого случая. Из рассмотрения соответствующих кривых, приведенных на фиг. 96, видно, что даже при бесконечно тон-



ких входных кромках максимальная величина  $q(\lambda_1)$  заметно меньше единицы, причем тем в большей степени, чем больше кривизна канала. Правда, при обычно встречающихся величинах  $n > 1$  отклонение  $q(\lambda_1)_{\max}$  от единицы незначительно. Однако действительные значения  $q(\lambda_1)_{\max}$  из-за конечной толщины входных кромок (т. е. при  $n < t \sin \beta_1$ ) будут меньше тех величин, которые представлены на фиг. 96. Величину  $q(\lambda_1)_{\max}$  можно увеличить, применяя положительные углы атаки, т. е. увеличивая  $n$ , но к. п. д. турбины при этом может упасть.

### § 3. УЧЕТ ВЯЗКОСТИ ПОТОКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ ТРЕНИЯ В РЕШЕТКЕ

Если распределение скоростей на профиле при обтекании его потенциальным потоком найдено, то далее, рассчитав пограничный слой, можно уточнить распределение скорости на профиле с учетом вязкости жидкости и определить потери в решетке. По представлениям теории пограничного слоя



Фиг. 97. К определению толщины вытеснения.

вязкая жидкость, обтекая тело, тормозится на его поверхности из-за трения, образуя тонкий пограничный слой с толщиной  $\delta$ , в пределах которого скорость  $u$  меняется от нуля на поверхности тела до величины  $w$  на условной границе между пограничным слоем и ядром потока, где течение можно считать потенциальным, имеющим скорость  $w$ . Таким образом, приближенно можно принять, что вязкость жидкости сказывается лишь в области пограничного слоя; вне его поток ведет себя так же, как поток идеальной жидкости. По предложению Прандтля, принято считать, что условная граница

пограничного слоя проходит через те точки, где скорость потока отличается от скорости, свойственной ядру потока не более чем на 1%.

Кроме толщины пограничного слоя  $\delta$ , в гидродинамике вязкой жидкости широко пользуются понятиями толщины вытеснения  $\delta^*$  и толщины потери импульса  $\delta^{**}$ . Целесообразность введения этих понятий обуславливается следующими обстоятельствами. Поскольку скорость в пограничном слое переменна и меняется от нуля до  $w$ , то не вся величина пограничного слоя  $\delta$  влияет на уменьшение «живого» проходного сечения для потока, а также его импуль-

са, а только соответствующие части его  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$ . Эти толщины определяются из того условия, что если бы ими обладал поток, текущий со скоростью  $w$ , то соответственно расход и импульс его были бы равны тем уменьшениям расхода и импульса, которые наблюдаются в действительности из-за наличия пограничного слоя с переменным распределением скорости по его толщине.

Значения толщины  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$  для несжимаемой жидкости определяются следующими формулами. На фиг. 97 показано примерное распределение скорости в пограничном слое: если на этой фигуре провести горизонталь таким образом, чтобы заштрихованные площади были одинаковы, то расстояние этой горизонтали от оси абсцисс будет равно толщине вытеснения  $\delta^*$ . В самом деле, в этом случае площадь криволинейного треугольника  $ABC$ , т. е. расход, потерянный в пограничном слое, будет равен площади прямоугольника  $AA'B'C$ , т. е. расходу через толщину вытеснения со скоростью  $w$

$$\int_0^{\delta} (w - u) dy = \delta^* w, \quad (184)$$

откуда толщина вытеснения

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{w}\right) dy. \quad (184')$$

Из аналогичных соображений будем иметь

$$\int_0^{\delta} (w - u) u dy = \delta^{**} w^2, \quad (185)$$

откуда толщина потери импульса

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{w}\right) \frac{u}{w} dy. \quad (185')$$

Величины  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$  могут быть определены следующим образом. Как известно, уравнение импульсов для плоского пограничного слоя несжимаемой жидкости имеет вид

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{d(\ln w)}{dx} \delta^{**} (2 + H) = \frac{\tau}{\gamma w^2}, \quad (186)$$

где  $x$  — криволинейная координата вдоль границы твердого тела;

$$H = \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \quad (\text{по эмпирическим данным } H \approx 1,3);$$

$\tau$  — напряжение трения на границе твердого тела;

$\gamma$  — плотность.

Для турбулентного пограничного слоя на плоской пластинке может быть принято эмпирическое соотношение:

$$\frac{\tau}{\gamma w^2} = C (Re^{**})^{-m}, \quad (187)$$

где  $Re^{**} = \frac{\delta^{**} w}{\nu}$  — число Рейнольдса, в котором за характерную длину принята толщина потери импульса;  
 $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости;  
 $C = 0,0128$ ;  
 $m = 0,25$ .

Используя эту же зависимость для криволинейного контура, получим

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{d(\ln w)}{dx} \delta^{**} (2 + H) = C (Re^{**})^{-m}. \quad (186')$$

Интегрируя обыкновенное дифференциальное уравнение (186'), будем иметь

$$\frac{\delta^{**}}{t} = \frac{[C(m+1)]^{\frac{1}{m+1}}}{Re_2^{\frac{m}{m+1}} \left(\frac{w}{w_2}\right)^{2+H}} \left[ \int_0^{x/t} \left(\frac{w}{w_2}\right)^{1+(m+1) \cdot (1+H)} \frac{dx}{t} \right]^{\frac{1}{m+1}}, \quad (188)$$

где  $t$  — шаг решетки;

$w_2$  — скорость на выходе из решетки;

$Re_2 = \frac{t w_2}{\nu}$  — число Рейнольдса, в котором за характерную длину принят шаг решетки.

Подставив приведенные выше значения  $H$ ,  $C$  и  $m$  в формулу (188) и приняв обозначение  $x = S$  ( $S$  — криволинейная координата вдоль спинки или вогнутой стороны профиля), получим

$$\frac{\delta^{**}}{t} = \frac{0,036}{Re_2^{0,2} \left(\frac{w}{w_2}\right)^{3,3}} \left[ \int_0^{s/t} \left(\frac{w}{w_2}\right)^{3,86} \frac{dS}{t} \right]^{0,8}. \quad (188')$$

Таким образом, по формуле (188') может быть найдена толщина потери импульса отдельно на спинке и вогнутой стороне профиля, если найдено распределение скорости на профиле. Тогда порядок расчета обтекания решетки профилей вязкой жидкостью может быть таким:

1. Одним из известных методов, в частности, изложенных выше, определяем распределение скорости при обтекании решетки потенциальным потоком.

2. Зная это распределение скоростей, определяем по формуле (188') толщину потери импульса, а также толщину вытеснения, используя зависимость между ними, приведенную выше.

3. Утолщаем профиль на величину  $\delta^*$  и вновь рассчитываем распределение скорости на этом утолщенном профиле, предполагая, что обтекание действительного профиля вязкой жидкостью можно считать идентичным обтеканию полученного фиктивного профиля потенциальным потоком.

4. По формуле (188') вновь рассчитываем величину  $\delta^{**}$  с учетом скорректированного распределения скорости на профиле и сравниваем с исходным значением  $\delta^{**}$ .

Практически ввиду очень малых значений  $\delta^*$  оказывается достаточным ограничиться расчетом обтекания решетки потоком идеальной жидкости. Однако найденная величина  $\delta^{**}$  может быть удобно использована для определения потерь на трение в решетке. Покажем это.

Применительно к сечению на выходе из решетки, где  $w = w_2$ , будем иметь

$$\frac{\delta^{**}}{t} = \frac{0,036}{\text{Re}_2^{0,2}} \left[ \int_0^{S/t} \left( \frac{w}{w_2} \right)^{3,86} \frac{dS}{t} \right]^{0,8}. \quad (188'')$$

Приближенно значение текущей скорости  $w$  в этой формуле может быть заменено величиной средней скорости соответственно для спинки ( $w_a$ ) и вогнутой части профиля ( $w_b$ ):

$$w_a = \frac{1}{S_{\text{сп}}} \int_0^{S_{\text{сп}}} w dS \quad \text{и} \quad w_b = \frac{1}{S_{\text{вог}}} \int_0^{S_{\text{вог}}} w dS \quad (189)$$

(способ подсчета средних скоростей на профиле указан в следующем параграфе).

Тогда толщина потери импульса на спинке и вогнутой части профиля выразится формулами

$$\frac{\delta_{\text{сп}}^{**}}{t} = 0,036 \frac{\overline{S_{\text{сп}}}^{0,8} \overline{w_a}^{3,09}}{\text{Re}_2^{0,2}} \quad \text{и} \quad \frac{\delta_{\text{вог}}^{**}}{t} = 0,036 \frac{\overline{S_{\text{вог}}}^{0,8} \overline{w_b}^{3,09}}{\text{Re}_2^{0,2}}, \quad (190)$$

$$\text{где } \overline{S} = \frac{S}{t}; \quad \overline{w} = \frac{w}{w_2}.$$

Теперь можно определить потери на трение в решетке. В самом деле, коэффициент скорости в решетке можно выразить формулой

$$\psi = \frac{\int_0^{t \sin \beta_2} w_2 dm}{\int_0^{t \sin \beta_2} w_{2t} dm}, \quad (191)$$

где  $dm$  — масса элементарной частицы, равная  $\omega_2 \gamma_2 d(t \cdot \sin \beta_2)$  (размер вдоль высоты лопатки принят за единицу).

Тогда, введя обозначение  $t \sin \beta_2 = a$  и деля каждый из интегралов на  $\omega_{2t}^2$ , приближенно будем иметь

$$\psi = \frac{\int_0^a \left( \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} \right)^2 da}{\int_0^a \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} da}. \quad (191')$$

Выражение (191') можно представить в виде

$$\psi = \frac{\int_0^{\delta_{\text{сп}}} \left( \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} \right)^2 da + \int_{\delta_{\text{сп}}}^{a-\delta_{\text{вог}}} \left( \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} \right)^2 da + \int_0^{\delta_{\text{вог}}} \left( \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} \right)^2 da}{\int_0^{\delta_{\text{сп}}} \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} da + \int_{\delta_{\text{сп}}}^{a-\delta_{\text{вог}}} \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} da + \int_0^{\delta_{\text{вог}}} \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} da}. \quad (192)$$

Имея в виду, что в ядре потока можно принять условие  $\omega_2 = \omega_{2t}$ , получим

$$\int_{\delta_{\text{сп}}}^{a-\delta_{\text{вог}}} \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} da = \int_{\delta_{\text{сп}}}^{a-\delta_{\text{вог}}} \left( \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} \right)^2 da = a - \delta_{\text{вог}} - \delta_{\text{сп}}. \quad (a)$$

Остальные интегралы, входящие в (192) с учетом (184') и (185'), можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{\delta} \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} da &= \delta - \delta^*; \\ \int_0^{\delta} \left( \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} \right)^2 da &= \int_0^{\delta} \frac{\omega_2}{\omega_{2t}} da - \delta^{**} = \delta - \delta^* - \delta^{**}. \end{aligned} \right\} \quad (б)$$

При подстановке формул (а) и (б) в выражение (192) получим

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{\delta_{\text{сп}} - \delta_{\text{сп}}^* - \delta_{\text{сп}}^{**} + a - \delta_{\text{вог}} - \delta_{\text{сп}} + \delta_{\text{вог}} - \delta_{\text{вог}}^* - \delta_{\text{вог}}^{**}}{\delta_{\text{сп}} - \delta_{\text{сп}}^* + a - \delta_{\text{вог}} - \delta_{\text{сп}} + \delta_{\text{вог}} - \delta_{\text{вог}}^*} = \\ &= \frac{a - \delta_{\text{сп}}^* - \delta_{\text{вог}}^{**} - \delta_{\text{сп}}^{**} - \delta_{\text{вог}}^{**}}{a - \delta_{\text{сп}}^* - \delta_{\text{вог}}^*} = 1 - \frac{\delta_{\text{сп}}^{**} + \delta_{\text{вог}}^{**}}{a - \delta_{\text{сп}}^* - \delta_{\text{вог}}^*}. \end{aligned} \quad (192')$$

Пренебрегая толщинами вытеснения по сравнению с величиной  $a = t \sin \beta_2$ , получим

$$\psi = 1 - \frac{\delta_{\text{сп}}^{**} + \delta_{\text{вог}}^{**}}{t \sin \beta_2}. \quad (192'')$$

Тогда коэффициент потерь на трение в решетке с точностью до величин второго порядка малости

$$\zeta_{\text{тр}} = 1 - \psi^2 = 2 \frac{\delta_{\text{сп}}^{**} + \delta_{\text{вог}}^{**}}{t \sin \beta_2}. \quad (193)$$

С учетом выражения (190) окончательно будем иметь (по В. Л. Эпштейну)

$$\zeta_{\text{тр}} = 0,072 \cdot \frac{\bar{S}_{\text{сп}}^{0,8} \bar{\omega}_a^{3,09} + \bar{S}_{\text{вог}}^{0,8} \bar{\omega}_b^{3,09}}{\text{Re}_2^{0,2} \sin \beta_2} \quad (193')$$

С увеличением относительной скорости на профиле потери трения существенно возрастают, в особенности при увеличении скорости на спинке. Поэтому в реактивной решетке, в которой скорость потока перед решеткой меньше, чем за ней, потери всегда меньше, чем в активной решетке, в которой скорость на входе практически равна скорости на выходе. Кроме того, при заданной скорости на выходе, в активной решетке больше не только средняя скорость по каналу, но и градиент скорости поперек канала, что приведет к дополнительному увеличению скорости на спинке.

С увеличением числа Рейнольдса потери трения уменьшаются, что вполне естественно, поскольку число  $\text{Re}$  характеризует отношение силы инерции к силе трения (вязкости). Для идеальной жидкости ( $\text{Re} = \infty$ ) потери трения равны нулю.

Влияние длины дуги профиля  $\bar{S}$  и угла потока на выходе  $\beta_2$  на потери в решетке более сложно и непосредственно по формуле (193') не может быть определено по следующим причинам. Из этой формулы казалось бы следует, что с увеличением  $S$  потери трения возрастают, однако при этом увеличится число  $\text{Re}$ , что приведет к уменьшению величины  $\zeta$ . Также неясно и влияние угла  $\beta_2$ , так как увеличение этого угла приведет к возрастанию скоростей  $\bar{\omega}$  (из-за уменьшения скорости  $\bar{\omega}_2$ ). Двойное влияние изменения этого угла объясняется тем, что при увеличении  $\beta_2$  уменьшается угол поворота потока в решетке, но одновременно уменьшается конфузурность решетки.

#### § 4. ТЕОРЕМА Н. Е. ЖУКОВСКОГО ДЛЯ РЕШЕТКИ

Для определения сил, действующих на профиль в решетке, рассмотрим обтекание ее установившимся плоскопараллельным потоком сжимаемой вязкой жидкости [4]. Выделим объем жидкости с



Используем понятие средней скорости  $\bar{\omega} = \frac{\bar{\omega}_1 + \bar{\omega}_2}{2}$  (см. фиг. 98), составляющие которой равны

$$\bar{\omega}_a = \frac{\bar{\omega}_{1a} + \bar{\omega}_{2a}}{2} \quad \text{и} \quad \bar{\omega}_u = \frac{\bar{\omega}_{1u} + \bar{\omega}_{2u}}{2}. \quad (197)$$

Средняя плотность, соответствующая скорости  $\omega$  в смысле сохранения расхода, т. е. соблюдения равенств

$$\gamma_1 \omega_{1a} = \gamma_2 \omega_{2a} = \gamma_{cp} \omega_a, \quad (198)$$

определится из уравнения

$$\gamma_{cp} = \frac{\gamma_1 \omega_{1a} + \gamma_2 \omega_{2a}}{2 \omega_a}. \quad (198')$$

Из (197) и (198) будем иметь

$$\gamma_{cp} = \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (199)$$

или

$$\frac{1}{\gamma_{cp}} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} \right), \quad (199')$$

т. е. средний удельный объем равняется полусумме удельных объемов газа до и после решетки.

Циркуляция скорости по контуру 1—1'—2—2' равна (так как циркуляции по эквидистантным линиям равны и противоположны по знаку)

$$\Gamma = t(\omega_{2u} + \omega_{1u}). \quad (200)$$

Тогда получим

$$\begin{aligned} P_a &= t[\gamma_{cp} \omega_a (\omega_{1a} - \omega_{2a}) + p_1 - p_2]; \\ P_u &= \gamma_{cp} \Gamma \omega_a. \end{aligned} \quad (201)$$

Представим выражение для  $P_a$  в следующем виде:

$$\begin{aligned} P_a &= t[\gamma_{cp} \omega_a (\omega_{1a} - \omega_{2a}) + p_1 - p_2 + \gamma_{cp} \omega_u (\omega_{2u} + \omega_{1u}) - \\ &\quad - \gamma_{cp} \omega_u (\omega_{2u} + \omega_{1u})] \end{aligned} \quad (202)$$

или

$$P_a = \gamma_{cp} \Gamma \omega_u + t[\gamma_{cp} \omega_a (\omega_{1a} - \omega_{2a}) + p_1 - p_2 - \gamma_{cp} \omega_u (\omega_{2u} + \omega_{1u})] = P_{a1} + \Delta P_a, \quad (201')$$

где

$$P_{a1} = \gamma_{cp} \Gamma \omega_u; \quad (a)$$

$$\Delta P_{a1} = t[\gamma_{cp} \omega_a (\omega_{1a} - \omega_{2a}) + p_1 - p_2 - \gamma_{cp} \omega_u (\omega_{2u} + \omega_{1u})]. \quad (б)$$

---

<sup>1</sup> Численное значение этой величины равно  $\frac{\omega_{2u} - \omega_{1u}}{2}$ .



Равнодействующая сил  $P_{a1}$  и  $P_u$  равна

$$P_y = \sqrt{P_{a1}^2 + P_u^2} = \gamma_{\text{ср}} \Gamma \omega. \quad (203)$$

Эта сила  $P_y$  называется силой Жуковского, а выражение для нее имеет такой же вид, как и в случае обтекания одиночного крыла. Направление силы  $P_y$  перпендикулярно направлению скорости  $\omega$ , так как из треугольников сил и скоростей, приведенных на фиг. 98, следует

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{P_{a1}}{P_u} = \frac{\omega_u}{\omega_a} = \operatorname{ctg} \beta. \quad (204)$$

Таким образом, сумма углов  $\theta + \beta = 90^\circ$ , т. е. угол между векторами  $\omega$  и  $P_y$  равен  $90^\circ$ .

Как известно, в случае потенциального течения циркуляция по контуру 1—1—2—2, охватывающему профиль, равна циркуляции по поверхности самого профиля. Поэтому для безвихревого течения сила Жуковского равна произведению некоторой средней плотности газа, определяемой выражением (198'), циркуляции скорости вокруг профиля и средней скорости потока  $\omega$ ; направление этой силы определяется поворотом вектора  $\omega$  на  $90^\circ$  в сторону, противоположную направлению циркуляции.

Кроме силы Жуковского, при обтекании решетки появляется еще, как было указано выше, дополнительная осевая сила  $\Delta P_a$ , поэтому полная сила, действующая на профиль в решетке, равна

$$\bar{P} = \bar{P}_y + \Delta \bar{P}_a. \quad (205)$$

Определим величину этой силы  $\Delta P_a$  для случая несжимаемой вязкой жидкости. Из уравнения Бернулли для такой жидкости

$$p_1 + \frac{\gamma \omega_1^2}{2} = p_2 + \frac{\gamma \omega_2^2}{2} + h_{\text{пот}}, \quad (206)$$

где  $h_{\text{пот}}$  — потеря полного напора, получим

$$p_1 - p_2 = \frac{\gamma}{2} (\omega_2^2 - \omega_1^2) + h_{\text{пот}}. \quad (206')$$

Имея в виду, что для несжимаемой жидкости  $\omega_{1a} = \omega_{2a}$ , при подстановке формулы (206') в выражение (б) получим

$$\Delta P_a = \gamma h_{\text{пот}}. \quad (207)$$

Очевидно, для несжимаемой идеальной жидкости будем иметь

$$\Delta P_a = 0$$

и тогда равнодействующая всех сил, действующих на профиль, равна силе Жуковского  $P_y = \gamma \Gamma \omega$ . Этот результат и был получен

Н. Е. Жуковским в 1912 г. для случая обтекания решетки профилей идеальным потоком несжимаемой жидкости. В 1947 г. Б. С. Стечкиным впервые было указано, что это же выражение для силы Жуковского остается в случае обтекания решетки идеальной сжимаемой жидкостью с дозвуковыми скоростями, причем под величиной  $\gamma$  с достаточной степенью точности можно понимать среднюю арифметическую величину из плотностей до и после решетки ( $\gamma_{\text{ср}} = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}$ )<sup>1</sup>.

Перейдем к определению приближенных значений средних скоростей на спинке и вогнутой стороне профиля  $w_a$  и  $w_b$ , примененных в предыдущем параграфе.

Циркуляция скорости по контуру 1—1—2—2, выраженная уравнением (200), равна циркуляции вокруг профиля

$$\Gamma = t(w_{2u} + w_{1u}) = \int_0^{S_{\text{сп}}} w_{\text{сп}} dS - \int_0^{S_{\text{вог}}} w_{\text{вог}} dS \cong S_{\text{сп}} w_a - S_{\text{вог}} w_b. \quad (208)$$

Окружная составляющая силы, действующей на профиль, может быть представлена в виде

$$P_u = G(w_{2u} + w_{1u}) = \int_0^{S_{\text{вог}}} p_{\text{вог}} \cos \alpha_{\text{вог}} dS - \int_0^{S_{\text{сп}}} p_{\text{сп}} \cos \alpha_{\text{сп}} dS \cong \cong b(p_{\text{вог}} - p_{\text{сп}}), \quad (209)$$

где  $p_{\text{сп}}$  и  $p_{\text{вог}}$  — давления на спинке и вогнутой стороне профиля;  $\alpha_{\text{сп}}$ ,  $\alpha_{\text{вог}}$  — углы между нормалью к спинке и вогнутой стороне профиля и осью решетки.

Воспользовавшись уравнением Бернулли для идеальной несжимаемой жидкости, получим

$$p_{\text{вог}} - p_{\text{сп}} = \frac{\gamma}{2} (w_a^2 - w_b^2). \quad (210)$$

Тогда будем иметь

$$P_u = \frac{b\gamma}{2} (w_a^2 - w_b^2). \quad (209')$$

Переходя к безразмерным выражениям, получим

$$\bar{P}_u = \bar{S}_{\text{сп}} \bar{w}_a - \bar{S}_{\text{вог}} \bar{w}_b \text{ и } \bar{P}_u = \bar{b} (\bar{w}_a^2 - \bar{w}_b^2), \quad (210')$$

где

$$\bar{\Gamma} = \frac{\Gamma}{t w_2}; \quad \bar{S} = \frac{S}{t}; \quad \bar{w} = \frac{w}{w_2}; \quad \bar{P}_u = \frac{P_u}{\frac{1}{2} t \gamma w_2^2}; \quad \bar{b} = \frac{b}{t}.$$

<sup>1</sup> Это следует из выражения (198'), если приближенно принять, что  $w_{1a} = w'_{2a} = w_a$ .

Эти данные известны из расчета турбины и выбранных для нее решеток. Таким образом, выражения (210') представляют собой систему двух уравнений с двумя неизвестными  $\bar{\omega}_a$  и  $\bar{\omega}_b$ , которые легко могут быть определены.

Для тонких профилей (например, периферийных сечений рабочих лопаток) приближенно может быть принято, что  $\bar{S}_{\text{сп}} = \bar{S}_{\text{вор}} = \bar{S}$ .

Для этого случая, решая систему (210'), получаем

$$\bar{\omega}_a = \frac{1}{2} \left( \frac{\bar{P}_a \bar{S}}{\bar{b} \bar{\Gamma}} + \frac{\bar{\Gamma}}{\bar{S}} \right) \text{ и } \bar{\omega}_b = \frac{1}{2} \left( \frac{\bar{P}_a \bar{S}}{\bar{b} \bar{\Gamma}} - \frac{\bar{\Gamma}}{\bar{S}} \right). \quad (211)$$

## Глава VII

### ПОТЕРИ В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ТУРБИН

Потери в плоских решетках с бесконечно длинными лопатками называются профильными потерями. В действительных решетках с конечной длиной лопаток, кроме того, имеют место концевые потери, значение которых тем больше, чем короче лопатки. И, наконец, в ступени возникают еще дополнительные потери, в основном обусловленные конструктивными факторами.

Эти три основных вида потерь в свою очередь подразделяются на следующие потери.

#### Профильные потери

1. От вихреобразований и трения в пограничном слое и при срыве его.
2. В вихревых закруточных дорожках и при выравнивании поля скоростей за решеткой.
3. В скачках уплотнения и при взаимодействии их с пограничным слоем в случае сверхзвуковых скоростей потока.

#### Концевые потери

4. От вторичных течений и в пограничном слое на торцовых стенках.
5. От перетеканий в радиальном зазоре.

#### Дополнительные потери

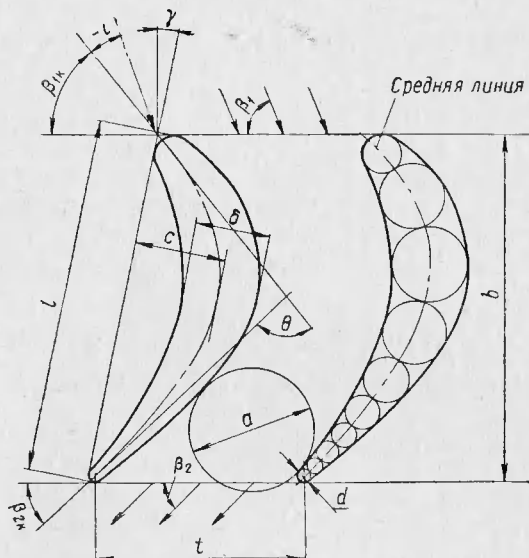
6. От трения и вихреобразований в пограничном слое у боковых стенок (в осевом зазоре).
7. От перетеканий через лабиринтные уплотнения и щели.
8. От смешения основного потока с охлаждающим воздухом.
9. От парциальности (на вентиляцию и «выколачивание»).
10. От трения диска о газ.
11. От двухфазности потока.

Прежде чем перейти к рассмотрению этих потерь, ознакомимся с терминологией и обозначениями, применяемыми в турбинных решетках (частично они были нами уже использованы).

Угол между направлением потока перед решеткой и осью решетки называется углом входа потока  $\beta_1$  (фиг. 99). Угол между

направлением потока за решеткой и осью решетки называется углом выхода потока  $\beta_2$ .

Профиль лопатки определяется следующими основными параметрами. Линия, представляющая собой геометрическое место центров, вписанных в профиль окружностей, называется средней (скелетной) линией профиля. Угол  $\theta$  между прямыми, которые касаются средней линии в крайних ее точках, называется углом изгиба ло-



Фиг. 99. К определению параметров решетки.

патки. Прямая, касательная к входной и выходной кромкам профиля, определяет собой направление хорды профиля; длина хорды равна расстоянию между перпендикулярами, опущенными на эту прямую, и касательными к входной и выходной кромкам профиля. Расстояние  $c$  между хордой и касательной к средней линии, параллельной ей, называется прогибом профиля, а отношение  $c/l$  — относительным прогибом профиля. Величины  $\theta$  и  $c/l$  определяют собой изогнутость профиля. Расстояние  $\delta$  между касательными к выпуклой и вогнутой сторонам профиля, параллельными хорде, называется толщиной профиля. Величина  $\delta/l$  называется относительной толщиной и характеризует собой толщину тела, которым «одевается» средняя линия профиля. Диаметр окружности  $d$ , образующей выходную кромку профиля, называется толщиной выходной кромки.

При заданном профиле решетки могут получаться различными в зависимости от шага лопаток и угла установки их в решетке.

Шагом решетки  $t$  называется расстояние между сходственными точками соседних лопаток, а в качестве угла установки профиля может быть принят угол  $\gamma$  между направлением хорды профиля и перпендикуляром к оси решетки. Протяженность решетки в направлении оси турбины называется шириной решетки  $b$ .

Углы между касательными к средней линии и осью решетки называются конструктивными углами лопатки и обозначаются через  $\beta_{1к}$  и  $\beta_{2к}$  соответственно на входе в решетку и выходе из нее. Очевидно, что эти углы и угол изгиба лопатки связаны соотношением  $\theta = 180 - (\beta_{1к} + \beta_{2к})$ . Обычно углы потока отличаются от конструктивных углов лопатки. Лучшего совпадения этих углов можно добиться, используя уже известное нам широко распространенное понятие о конструктивном угле, именуемое в дальнейшем углом решетки.

Согласно этому понятию выходной угол решетки  $\beta_{2р}$  определяется из соотношения

$$\beta_{2р} = \arcsin \frac{a}{t},$$

где  $a$  — минимальная ширина канала (конфузорного) на выходе, которую практически можно определить как диаметр максимального шарика, прокатываемого по каналу.

Эксперименты показывают, что угол потока обычно достаточно близко совпадает с этим конструктивным углом решетки, в особенности при больших дозвуковых числах  $M$  на выходе из решетки. Отметим, что при таком понимании конструктивного угла он зависит не только от профиля лопатки, но и от шага решетки и поэтому более полно характеризует способность решетки повернуть поток.

Обобщенным параметром, характеризующим количество лопаток в решетке, является относительный шаг решетки  $t/l$ , равный отношению шага решетки к длине хорды. Обратное отношение  $l/t$  называется густотой решетки.

Угол обтекания решетки потоком на входе характеризуется углом атаки  $i = \beta_{1к} - \beta_1$ . Таким образом, при «ударе» в вогнутую часть угол атаки получается положительный, а при «ударе» в спинку — отрицательный.

Угол потока на выходе при дозвуковых скоростях истечения обычно несколько превышает конструктивный угол решетки, т. е. имеет место некоторое отставание потока, характеризующееся углом  $\Delta\beta_2 = \beta_2 - \beta_{2р}$ , тем меньшим, чем больше скорость потока и угол решетки. При звуковой скорости истечения угол отставания равен нулю (см. стр. 70), а при сверхзвуковой скорости угол потока превышает угол решетки вследствие расширения потока в косом срезе. Таким образом, производная кривых  $\Delta\beta_2(\lambda_{2t})$  должна быть непрерывной и равной нулю при  $\lambda_{2t} = 1$ . С учетом этого обстоятельства А. Г. Клебановым были перестроены известные эксперимен-

тальные данные Энли об отставании потока и получены кривые  $\Delta\beta_2(\lambda_{2t})$ , приведенные на фиг. 100.

Угол потока на входе в решетку при тонких входных кромках следует считать совпадающим с конструктивным углом лопатки  $\beta_{1к}$ , а при толстых входных кромках его следует определять по формуле

$$\beta_1 = \arcsin \frac{a_1}{t},$$

где  $a_1$  — ширина межлопаточного канала на входе в решетку.

### § 1. ПРОФИЛЬНЫЕ ПОТЕРИ

#### Потери от вихреобразований и трения в пограничном слое и в вихревых закромочных дорожках

При экспериментальном исследовании турбинных решеток определяются профильные потери целиком, поэтому обычно характеристика решетки задается в виде протекания кривых профильных потерь (речь идет о дозвуковых режимах)

$$\zeta_{пр} = \zeta_{тр} + \zeta_{кр},$$

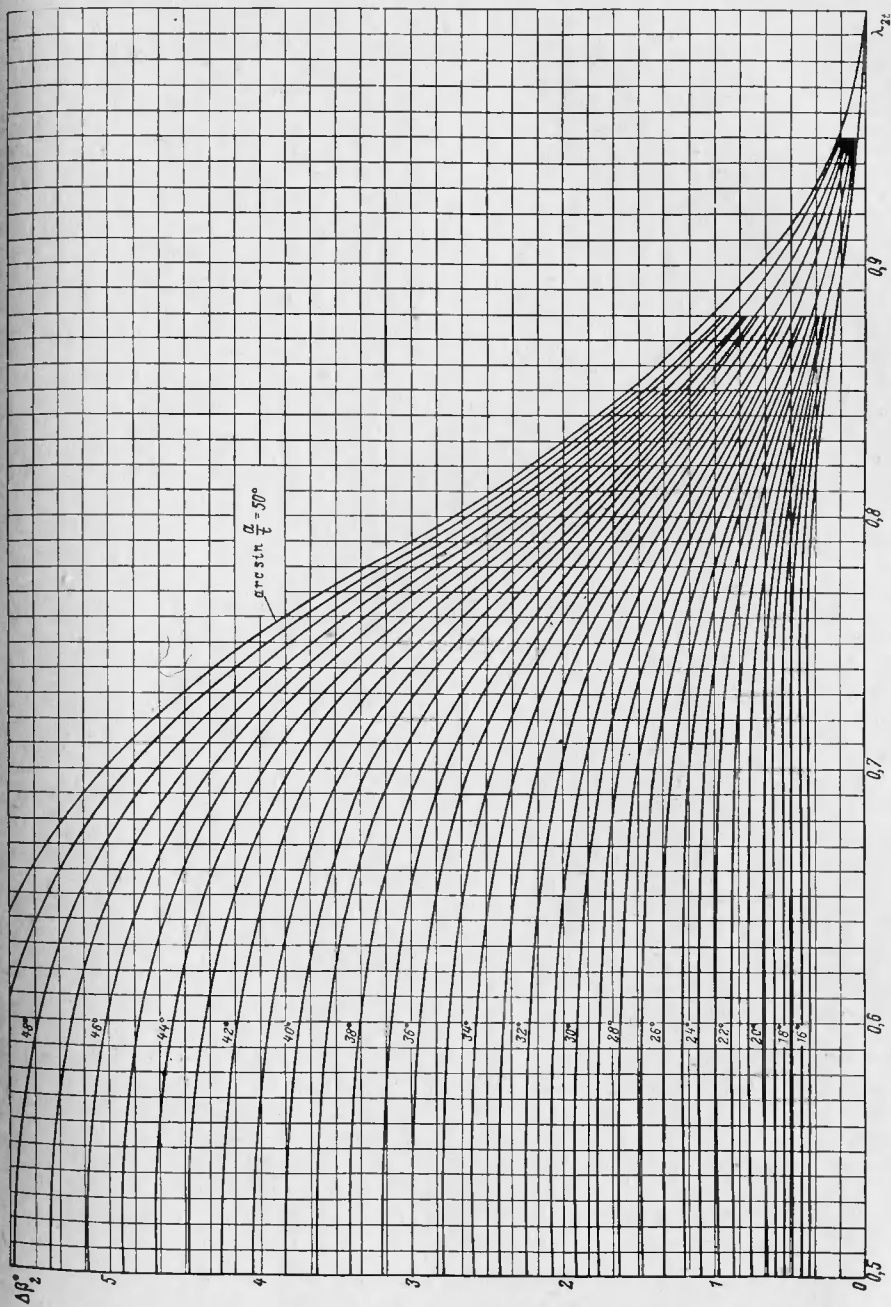
где  $\zeta_{кр}$  — кромочные потери.

С другой стороны, при расчете турбин желательно для правильного определения потерь в проектируемой решетке иметь раздельные характеристики потерь трения и закромочных потерь, так как при заданной форме профиля он может иметь различную толщину выходной кромки и, следовательно, различные кромочные потери.

Поэтому рассмотрим как суммарные профильные потери в решетках, так и раздельно потери трения и кромочные потери.

Потери трения в решетке, обтекаемой потоком вязкой жидкости, и зависимость этих потерь от толщины потери импульса подробно были рассмотрены в § 3 предыдущей главы.

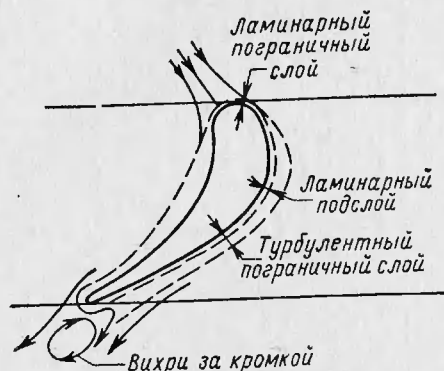
Обтекание лопатки потоком вязкой жидкости и структура пограничного слоя схематично показаны на фиг. 101. Начиная от точки разветвления, на лопатке развивается ламинарный пограничный слой, который быстро теряет свою устойчивость и переходит в турбулентный пограничный слой при наличии тонкого ламинарного подслоя. В начале вогнутой поверхности, и в особенности в конце выпуклой поверхности (у выходной кромки), где имеется положительный градиент давления (см. фиг. 16), а следовательно, замедление потока, создаются благоприятные условия для наращивания пограничного слоя. На этих диффузорных участках в пограничном слое может не хватить кинетической энергии потока для преодоления возрастающего давления, что приведет к возникновению обратных течений, т. е. к срыву пограничного слоя и падению



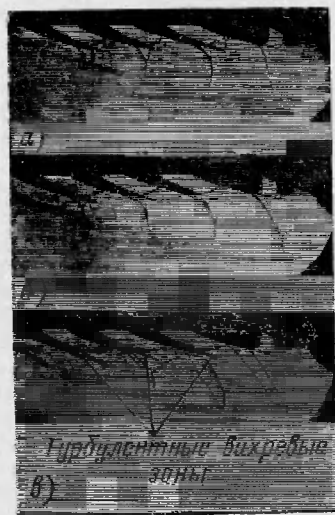
Фиг. 100. Зависимость угла отставания потока от приведенной скорости на выходе для решеток с различными выходными углами.



давления. В результате этого срыва вихревые элементы из пограничного слоя попадают в основной поток, вызывая дополнительные потери. Таким образом, в местах резкого изменения (возрастания) давления происходит срыв пограничного слоя и увеличение потерь. Поэтому профили лопаток стремятся получить путем плавных обводов, в

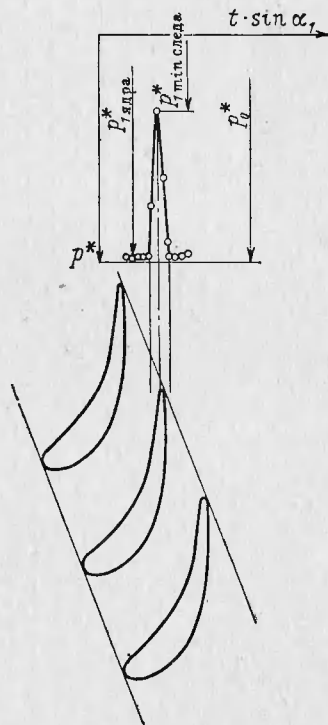


Фиг. 101. Обтекание лопатки вязкой жидкостью и структура пограничного слоя.



Фиг. 102. Снимок потока за сопловой решеткой при различных числах  $M$ .

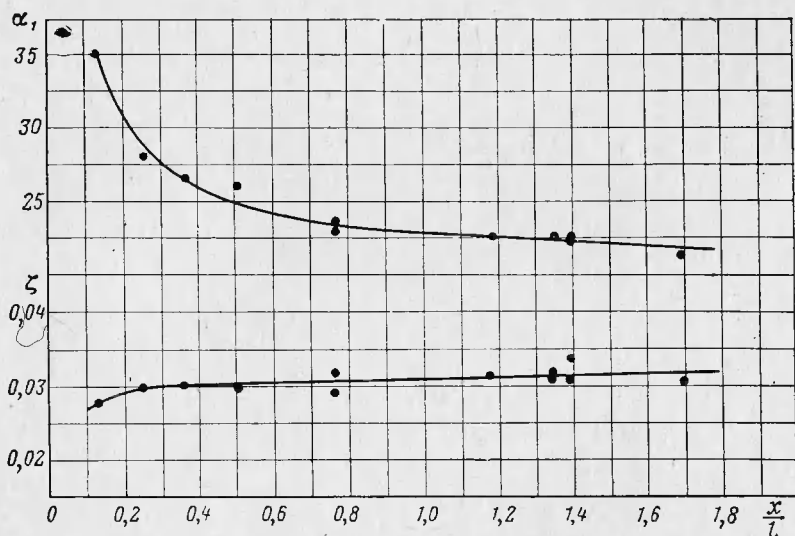
$a - M = 1,13$ ;  $b - M = 1,26$ ;  
 $в - M = 1,49$ .



Фиг. 103. Эпюра полных давлений за сопловой решеткой в зоне выходной кромки.

частности, дугами парабол или лемнискат, чтобы обеспечить благоприятное протекание эпюры давления по вогнутой и выпуклой частям профиля.

Явление наращивания пограничного слоя и срыва его в диффузорных участках объясняет также тот факт, что к. п. д. компрессорных (диффузорных) решеток ниже, чем турбинных (конфузорных), а также лучшую эффективность реактивных решеток по сравнению с активными. Кроме того, в активных решетках больше средняя скорость потока, что также способствует снижению их эффективности. Отрыв потока при обтекании выходной кромки приводит к появлению за ней турбулентной вихревой зоны, как это



Фиг. 104. Изменение параметров потока за сопловой решеткой по мере удаления от выходных кромок.

хорошо видно на фотографии, приведенной на фиг. 102 [7]. Статическое давление в вихревом следе непосредственно за кромкой примерно на 10% ниже, чем в ядре потока («донный эффект»), также меньше и скорость потока. Поэтому в эпюре полных давлений непосредственно за решеткой против выходных кромок имеются характерные зоны «провалов», ширина которых в основном обуславливается толщиной выходной кромки (фиг. 103). По мере удаления от кромок происходит смещение основного потока с вихревыми следами, что сопровождается незначительными потерями и изменением параметров потока, в частности, уменьшением его угла вследствие заполнения потоком закромочных зон, т. е. уменьшения осевой составляющей скорости (фиг. 104).

На фиг. 104 показаны экспериментальные кривые изменения кромочных потерь по данным М. Х. Мухтарова (которые получены путем вычитания потерь трения из профильных потерь) и угла по-

тока на выходе из сопловых лопаток в зависимости от  $x/l$ , где  $x = \frac{b_a}{\sin \alpha_1}$  — расстояние по потоку от выходных кромок. Как видно из этой фигуры, наиболее заметное возрастание кромочных потерь происходит на участке  $x/l = 0 \div 0,4$ , а угол потока стабилизируется на расстоянии  $x/l = 0,8$ , где он удовлетворительно соответствует величине  $\arcsin \frac{a}{l}$ .

Таким образом, наличие выходных кромок конечной толщины приводит к вихревым потерям и потерям на смешение. Имеются различные теоретические методы и эмпирические формулы для определения этих потерь. В частности, Г. Ю. Степановым [26] развит полуэмпирический метод расчета потерь применительно к прямым кромкам. Используя уравнения неразрывности, энергии и импульсов, он получил соотношения для определения кромочных потерь и параметров потока за решеткой, которые являются обобщением известной формулы Борда — Карно на случай течения газа через решетку. Однако для их использования необходимо знать давление за кромками.

Наиболее широкое распространение нашли эмпирические формулы типа  $\zeta_{кр} = k \frac{d}{a}$ , где  $k$  — коэффициент пропорциональности. Согласно данным Флюгеля [32], которые близки к результатам, полученным другими авторами, величина  $k$  может быть принята равной  $\sim 0,2$ .

Тогда

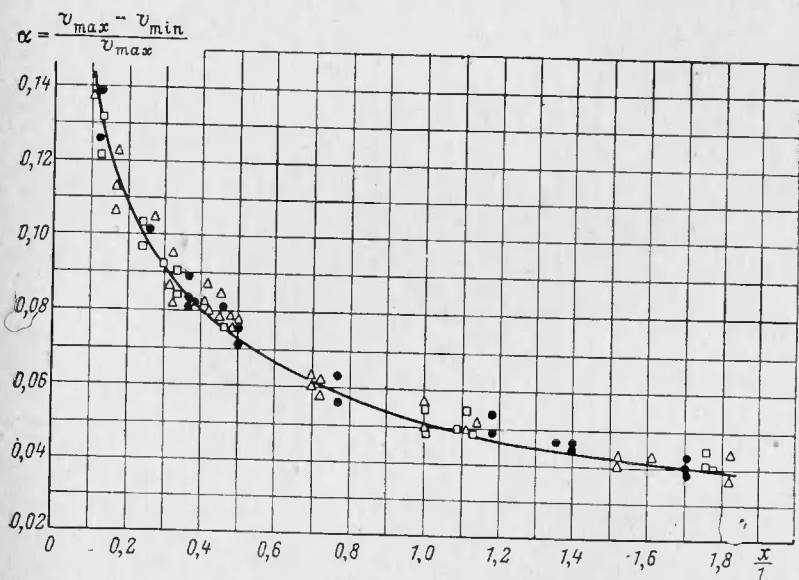
$$\zeta_{кр} \cong 0,2 \frac{d}{a}. \quad (212)$$

При толщине кромки  $d = 1 \div 2$  мм, которая обычно применяется в газовых турбинах реактивных двигателей, кромочные потери соизмеримы с потерями трения и составляют примерно половину профильных потерь. Более тонкие кромки могут оказаться неудовлетворительными по ресурсу из-за обтекания их высокотемпературным газовым потоком, не говоря уже о недостаточной технологичности лопатки с тонкой кромкой.

При сверхзвуковых скоростях истечения кромочные потери несколько меньше из-за меньшей разницы давлений по обе стороны выходной кромки и снижения потерь смешения в закромочной зоне.

Поэтому можно приближенно считать, что потери трения на профиле до минимального сечения межлопаточного канала равны сумме потерь трения на остальной части профиля и кромочных потерь, т. е. половине профильных потерь. Отсюда возникает та приближенная зависимость (67') между коэффициентом скорости  $\varphi$  (или  $\psi$ ) и коэффициентом расхода  $\mu$ , которая была использована в гл. III.

В ряде случаев неравномерный поток, выходящий из соплового аппарата, может вызвать резонансные высокочастотные колебания рабочих лопаток. Для правильного назначения осевого зазора в такой степени важно знать, как изменяется неравномерность потока по мере удаления от выходных кромок сопловых лопаток. Теоретические исследования, проведенные в этом направлении, обычно используют теорию спутной турбулентной струи. Г. Ю. Степановым



Фиг. 105. Уменьшение неравномерности потока на выходе из сопловых решеток по мере удаления от выходных кромок.

[26] получена следующая полуэмпирическая формула для относительной неравномерности поля скоростей за решеткой на малом удалении от выходных кромок (до смыкания спутных струй соседних профилей):

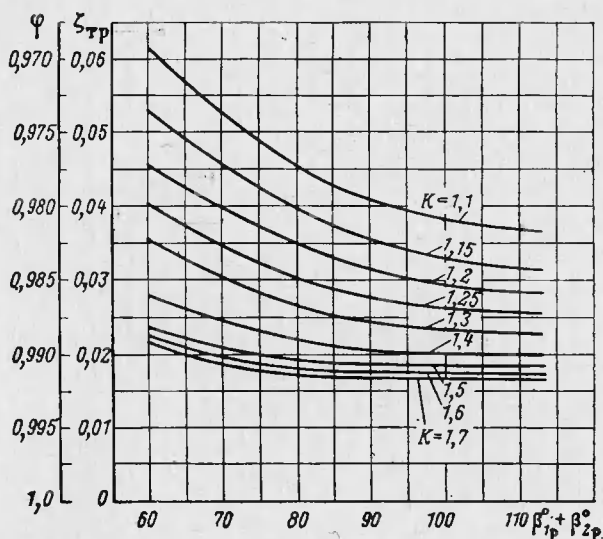
$$\alpha = \frac{v_{\max} - v_{\min}}{v_{\max}} = 0,66 \sqrt{\zeta_{\text{пр}} \frac{a}{x}}, \quad (213)$$

где  $v_{\max}$  — скорость в ядре потока;  
 $v_{\min}$  — минимальная скорость в следе.

Эта формула хорошо подтверждается экспериментальными данными. На фиг. 105 приведена зависимость  $\alpha = f\left(\frac{x}{l}\right)$ , полученная М. Х. Мухтаровым для трех (отмеченных различными точками) сопловых решеток. Уменьшение неравномерности потока сначала

происходит интенсивно и в основном заканчивается на расстоянии  $\frac{x}{l} = 0,7-0,8$ , на котором  $\alpha \cong 0,06$ .

Профильные потери зависят от формы профиля, густоты решетки, параметров потока, ориентации решетки относительно потока и шероховатости поверхности лопатки. Рассмотрим влияние этих факторов.

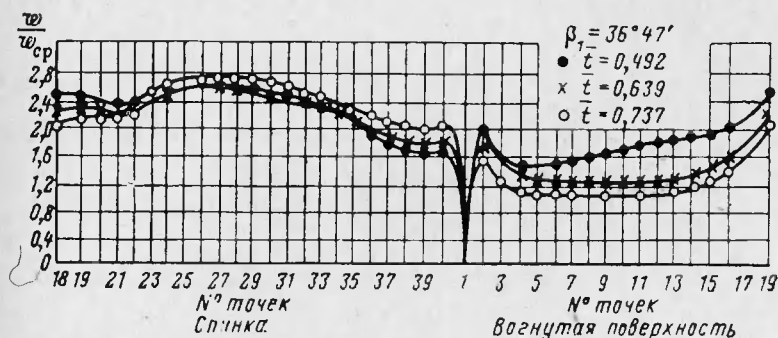


Фиг. 106. Потери трения в турбинных решетках.

### Влияние формы профиля

Форма профиля в основном определяется углом изгиба профиля (или суммой углов на входе в решетку и выходе из нее  $\beta_{1р} + \beta_{2р}$ ) и конфузурностью решетки  $K \cong \frac{\sin \beta_{1р}}{\sin \beta_{2р}}$ . Для современных профилей, обтекаемых дозвуковым потоком, изменение потерь трения в зависимости от этих факторов, по экспериментальным данным В. Л. Эпштейна, характеризуется кривыми, представленными на фиг. 106. Эти данные получены путем вычитания из профильных потерь, измеренных экспериментально при продувках плоских решеток, кромочных потерь, подсчитанных по формуле (212). Потери трения уменьшаются при возрастании  $K$  и суммы углов решетки. Таким образом, максимальные потери имеют место в активных решетках с большим углом поворота потока. Это связано с особенностями течения потока в активной и реактивной решетках.

На фиг. 107 представлены результаты исследования активных решеток, выполненного Е. А. Гукасовой [7]<sup>1</sup>. Непосредственно за входной кромкой находится диффузная область, особенно резко выраженная на вогнутой поверхности. Далее на вогнутой поверхности скорость либо стабилизируется, либо несколько возрастает; на выходном участке течение становится явно конфузурным с большими градиентами скорости. На спинке профиля поток резко ускоряется и достигает максимальной величины в области наибольшей кривизны профиля, где наблюдается перерасширение потока. Поэ-



Фиг. 107. Распределение относительных скоростей на профиле при различной густоте активной решетки.

тому на выходном участке спинки неизбежно образуется диффузное течение для восстановления давления и выравнивания его по обе стороны выходной кромки. Спинка, где наблюдаются области больших скоростей и последующего диффузного течения с отрывом потока, является основным местом возникновения потерь от трения и вихреобразований. Естественно, что чем больше изогнут профиль, тем больше кривизна спинки, тем более ярко выражены эти явления и больше потери.

Распределение скоростей по профилю реактивной решетки по данным Н. А. Скняря, приведенным в [7], представлено на фиг. 108. В этом случае входная кромка обтекается практически без возникновения диффузного течения. На вогнутой части наблюдается плавный разгон потока, а на спинке перерасширение потока, однако заметно меньшее, чем в активной решетке. Далее скорость стабилизируется и обтекание спинки завершается небольшим диффузным участком для выравнивания давления по обе стороны кромки. Максимальная скорость на спинке лишь в 2,2 раз превышает

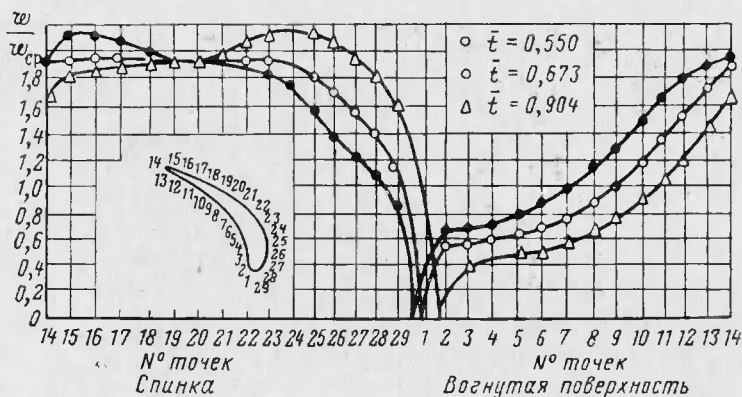
<sup>1</sup> Местные скорости на профиле отнесены к средней векторной скорости

$$\frac{w}{w_{\text{ср}}} = \frac{w_1 + w_2}{2}.$$

шает среднюю векторную скорость, в то время как в активной решетке отношение этих скоростей достигает почти 2,8. Таким образом, обтекание реактивной решетки значительно более благоприятное, чем обтекание активной решетки, чем и объясняется протекание кривых на фиг. 106.

### Влияние густоты решетки

Влияние густоты решетки на потери трения двоякое. В густых решетках эти потери велики из-за большой поверхности трения газа о лопатки. В редких решетках потери возрастают из-за увеличе-

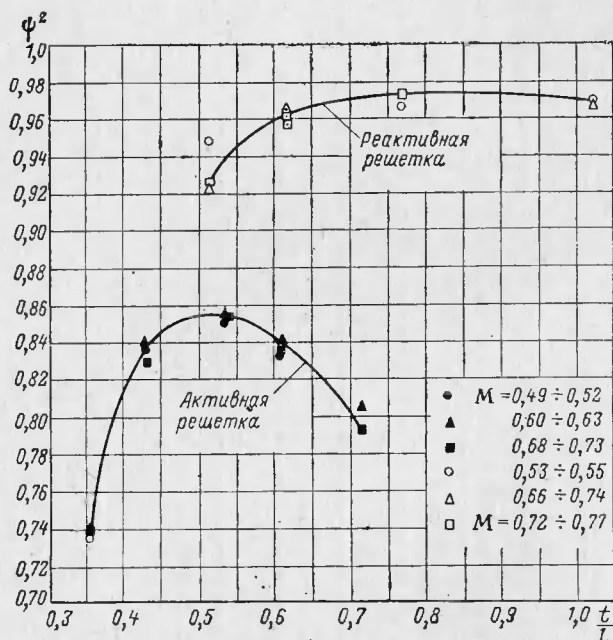


Фиг. 108. Распределение относительных скоростей на профиле при различной густоте реактивной решетки.

ния нагрузки на профиль — давление на вогнутой поверхности увеличивается, а на спинке падает. Это приводит к увеличению скорости на спинке и соответственно диффузорного эффекта в области выходной кромки (см. фиг. 107), т. е. к увеличению потерь. Влияние этих двух факторов приводит к тому, что для каждой решетки имеется такая оптимальная густота, при которой потери в ней минимальны.

В реактивных решетках нагрузка на профиль невелика и основное влияние на протекание кривой  $\psi\left(\frac{t}{l}\right)$  оказывает величина поверхности трения. Поэтому в этих решетках зависимости  $\psi\left(\frac{t}{l}\right)$  обычно значительно более пологие, чем в активных решетках, а минимум потерь сдвигается в область больших значений  $t/l$ . Характерные зависимости  $\psi^2\left(\frac{t}{l}\right)$  для активной и реактивной решеток

приведены на фиг. 109. Из этой фигуры следует, что кривые  $\psi\left(\frac{t}{l}\right)$  в области малых значений относительного шага протекают круче, чем в области  $\frac{t}{l} > \left(\frac{t}{l}\right)_{\text{опт}}$ . Резкое падение эффективности активных решеток в области  $\frac{t}{l} < \left(\frac{t}{l}\right)_{\text{опт}}$  объясняется тем, что в густых



Фиг. 109. Изменение эффективности активной и реактивной решеток в зависимости от относительного шага.

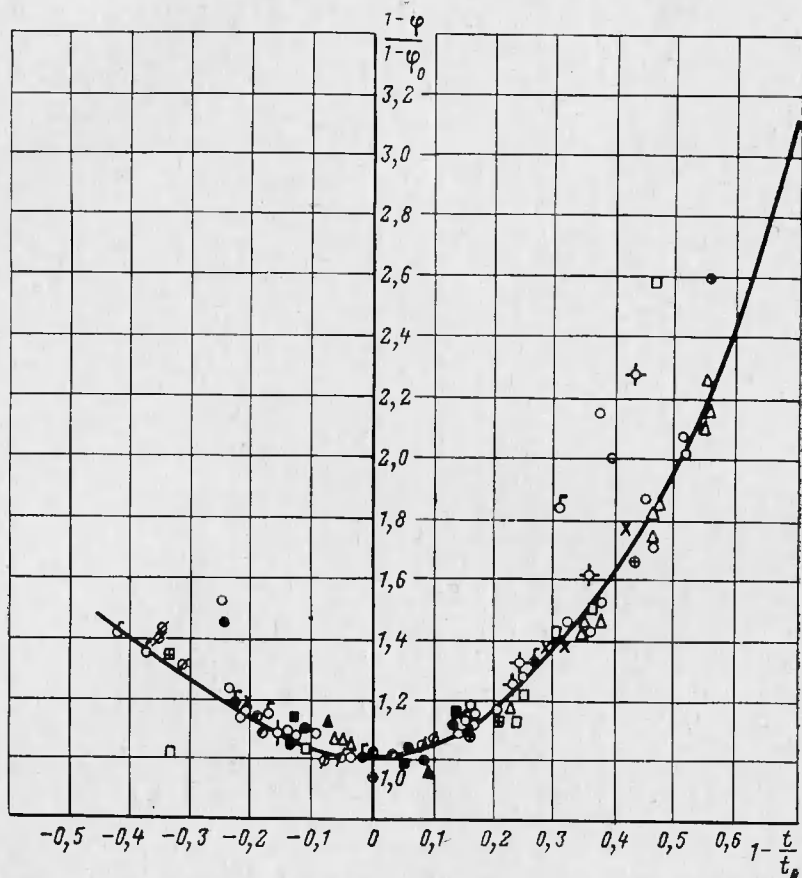
активных решетках не только возрастает поверхность трения, но появляется диффузорность в межлопаточном канале.

Теоретически величину оптимального шага решетки можно найти следующим образом. Определим зависимость толщины потери импульса от шага решетки и подставим найденную зависимость в формулу (193). Тогда, взяв производную от правой части этого выражения и приравняв ее нулю, определим оптимальную величину  $t/l$ . Такое теоретическое исследование, проведенное В. И. Дыш

левским, показало, что величина  $\left(\frac{t}{l}\right)_{\text{опт}}$  в основном зависит от скоростей и углов потока на входе в решетку и выходе из нее, т. е. от угла поворота потока и степени реактивности решетки, а также



от отношения длин дуг на вогнутой и выпуклой поверхностях лопатки  $\frac{S_{\text{вог}}}{S_{\text{сп}}}$ .



Фиг. 110. Обобщенный график зависимости относительной потери скорости в решетках от относительного изменения их шага.

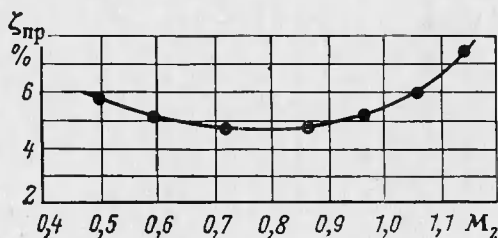
Более удобной для практического применения оказалась следующая эмпирическая формула, предложенная также В. И. Дышлевым:

$$\left(\frac{t}{l}\right)_{\text{опт}} = 0,55 \left[ \frac{180}{180 - (\beta_1 + \beta_2)} \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \right]^{\frac{1}{3}} (1 - \bar{\delta}), \quad (214)$$

где  $\bar{\delta}$  — относительная толщина профиля.

В этой формуле первый множитель в квадратных скобках отражает влияние угла поворота потока, второй множитель — степени реактивности, а множитель в круглых скобках — влияние отношения  $\frac{S_{\text{вог}}}{S_{\text{сп}}}$ . Естественно, что оптимальный относительный шаг решетки увеличивается при уменьшении угла поворота потока, увеличении степени реактивности и уменьшении относительной толщины профиля.

Формула (214) непосредственно не отражает влияния уровня скоростей в решетке на величину  $\left(\frac{t}{l}\right)_{\text{опт}}$ . Очевидно, что при прочих



Фиг. 111. Влияние сжимаемости на профильные потери в активной решетке.

равных условиях чем больше скорость на выходе из решетки  $\lambda_2$ , тем гуще должна быть решетка.

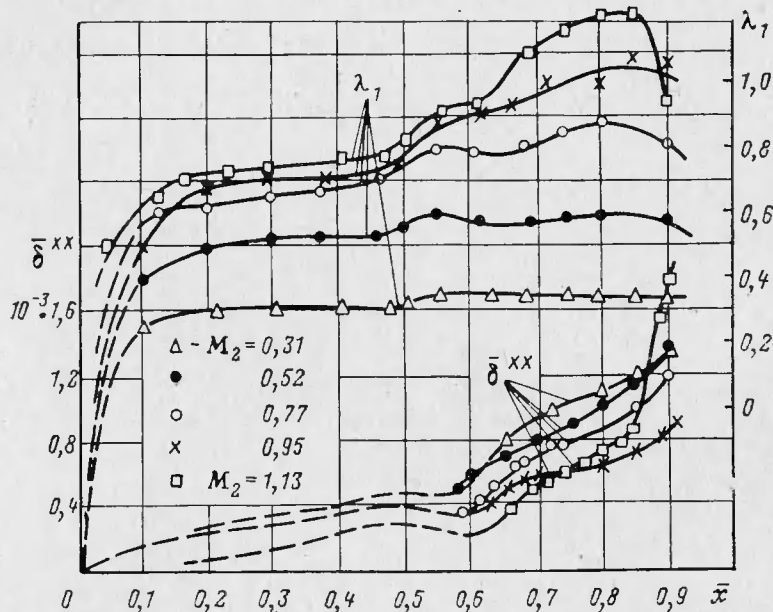
В ряде случаев оказывается целесообразным применить решетки более редкие, чем это требуется из условия получения минимума потерь. Обычно это связано с желанием уменьшить напряжения в диске, облегчить размещение замков в ободе (такие трудности могут возникнуть при применении длинных лопаток), уменьшить расход высоколегированных сплавов, уменьшить расход охлаждающего воздуха в случае охлаждаемых лопаток и т. д. Для оценки увеличения потерь в решетке при отклонении от оптимального шага можно пользоваться зависимостью, приведенной на фиг. 110, полученной В. И. Дышлевским в результате обобщения экспериментальных данных по продувке 15 плоских решеток. На этом графике по оси абсцисс отложено относительное изменение шага решетки, а по оси ординат — относительное изменение потерь скорости. При таком представлении данные по активным и реактивным решеткам кучно располагаются на одной кривой, причем вновь видно, что при отклонении от оптимального относительного шага потери в области густых решеток нарастают заметнее, чем в области редких решеток.

Кромочные потери уменьшаются с увеличением шага решетки, что ясно само по себе и непосредственно следует из формулы (212).

## Влияние параметров потока

Из всех безразмерных критериев подобия для течения газа через лопаточную решетку наибольшую роль играют числа  $M$  и  $Re$ , характеризующие, как известно, сжимаемость и вязкость газа.

Кривая  $\zeta_{пр}(M_2)$ , приведенная на фиг. 111 и полученная для активной решетки [9], является типичной для дозвуковых турбинных



Фиг. 112. Изменение относительной толщины потери импульса и скорости вдоль спинки профиля активной решетки при различных числах  $M_2$ .

решеток. С увеличением числа  $M$  на выходе из решетки профильные потери уменьшаются, достигают минимального значения при  $M_2 \cong 0,75 \div 0,85$  и увеличиваются при дальнейшем увеличении числа  $M_2$ . Эта закономерность объясняется следующими обстоятельствами. На фиг. 112 приведены экспериментальные кривые изменения относительной толщины потери импульса  $\bar{\delta}^{**} = \frac{\delta^{**}}{l}$  и скорости вдоль спинки профиля в зависимости от  $M_2$  для той же активной турбинной решетки. С увеличением  $M_2$  величина  $\bar{\delta}^{**}$  заметно уменьшается, что вызывает уменьшение профильных потерь. Это происходит как из-за увеличения числа Рейнольдса, так и некоторого уменьшения средней относительной скорости на спинке [см. форму-

лу (193").]. В области  $M_2 > \sim 0,8$  уже заметное влияние на эффективность потока оказывает появление местных сверхзвуковых скоростей потока и соответствующих скачков уплотнения, которые, взаимодействуя с пограничным слоем, вызывают его набухание и отрыв. Число  $M$ , при котором эффективность решетки снижается из-за появления зон местных сверхзвуковых скоростей, называется критическим числом  $M_{кр}$ .

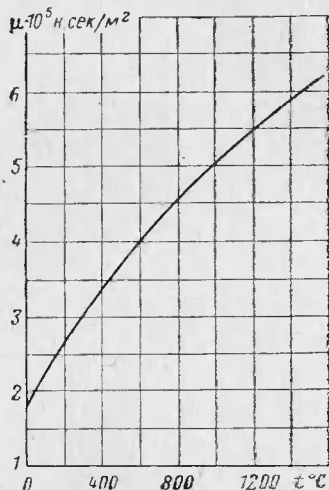
Пологое изменение профильных потерь в зависимости от числа  $M$  в области больших дозвуковых скоростей потока позволяет рассчитывать большие перепады в ступени турбины без ущерба для ее к. п. д. при должном отношении  $\frac{u}{c_{ад}}$ .

В ряде случаев турбины, применяемые на летательных аппаратах, имеют малые размеры и работают в области низких давлений. Эти два фактора могут резко снизить число Рейнольдса потока, поэтому знание функции  $\eta(Re)$  имеет первостепенное значение при газодинамическом расчете таких турбин. В отличие от числа  $M$  число  $Re$  монотонно влияет на эффективность решетки — уменьшение числа  $Re$  вызывает снижение к. п. д. решетки. Это объясняется тем, что уменьшение числа  $Re$  приводит к увеличению толщины пограничного слоя и протяженности его ламинарного участка (из-за уменьшения степени турбулентности потока), а также сдвигу точки отрыва в направлении против потока.

Пока нет достаточно надежных обобщенных данных о влиянии числа  $Re$  на отдельные виды потерь в ступени турбины. Поэтому в настоящее время расчет производится в автомодельной области, а затем в полученное значение к. п. д. ступени вносят поправку с учетом влияния пониженного числа  $Re$ . При этом за характерную длину в числе Рейнольдса принимается длина хорды профиля  $l$ , а скорость потока  $\omega$  и коэффициент кинематической вязкости  $\nu$  принимаются для сечения на выходе из ступени, т. е.

$$Re = \frac{\omega_2 \cdot l}{\nu_2}.$$

Как известно, коэффициент кинематической вязкости  $\nu$  в  $m^2/сек$  определяется из соотношения:

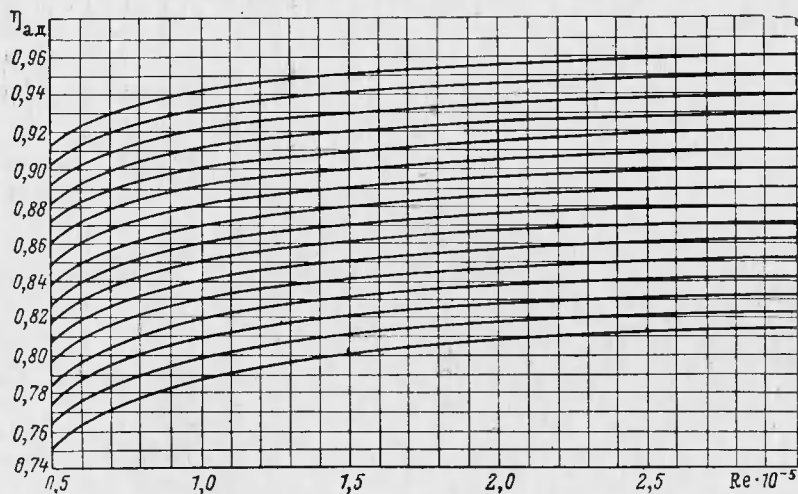


Фиг. 113. Зависимость коэффициента вязкости воздуха от температуры.

$$\nu = \frac{\mu}{\gamma},$$

где  $\mu$  — динамическая вязкость в  $\text{н} \cdot \text{сек}/\text{м}^2$ ,  
 $\gamma$  — плотность в  $\text{кг}/\text{м}^3$ .

Динамическая вязкость газов почти не зависит от давления при  $p < 10$  бар и существенно возрастает при увеличении температуры. На фиг. 113 приведена кривая, характеризующая изменение динамической вязкости воздуха при давлении 1 бар в зависимости от температуры. Имея в виду большие коэффициенты избытка возду-



Фиг. 114. Зависимость к. п. д. турбин от числа Рейнольдса.

ха  $\alpha$ , применяемые в газотурбинных двигателях, этой кривой можно пользоваться при определении числа  $Re$  в турбинных решетках ГТД. Влияние числа  $Re$  на к. п. д. турбины можно определить по данным В. М. Акимова, приведенным на фиг. 114 и полученным в результате обобщения экспериментальных данных по большому числу турбин. Из этого графика видно, что чем совершеннее турбина, тем меньше в ней влияние числа  $Re$ . При уменьшении величины  $Re$  в диапазоне  $(0,5—3,0) \cdot 10^5$  к. п. д. турбины снижается на 4,7% для турбин с исходным значением к. п. д.  $\eta_{ад} = 0,94$  и на 6,2% для турбин с исходным значением к. п. д. 0,815. Таким образом, несмотря на высокую степень турбулентности потока, обтекающего лопатки газовой турбины, влияние числа  $Re$  на к. п. д. турбины достаточно заметно в области чисел  $Re < 3 \cdot 10^5$ .

## Влияние угла атаки

Наличие угла атаки изменяет обтекание решетки и, как правило, приводит к увеличению потерь (при заданном расходе через решетку). Обычно угол атаки появляется при переменных режимах работы турбины, но может быть и на расчетном режиме в случае погрешности, допущенной при проектировании проточной части турбины. Изменение обтекания решетки при наличии угла атаки в основном определяется отрывом потока от входных кромок и последующим его выравниванием. Чем толще входная кромка и выше конфузурность решетки, тем меньше влияние угла атаки на эффективность решетки. Это объясняется тем, что при толстой входной кромке менее отчетливо проявляется отличие направления потока от направления кромки и явление отрыва менее интенсивно. С другой стороны, конфузурность решетки способствует локализации этого отрыва и быстрому заполнению канала активным потоком. Однако следует помнить, что утолщение входной кромки приводит к уменьшению к. п. д. решетки на расчетном режиме.

Теоретическое рассмотрение обтекания решеток пластин несжимаемой жидкостью без учета трения показало [22], что потери отрыва при нерасчетных углах входа равны  $\left(\frac{\Delta w}{w_{2t}}\right)^2$ , где  $\Delta w$  — раз-

ность векторов скорости на входе в решетку при данном и расчетном углах входа,  $w_{2t}$  — теоретическая скорость за решеткой. На основании этого А. Н. Шерстюком [35] была предложена применительно к решеткам турбин полуэмпирическая формула:

$$\zeta - \zeta_0 = k_i \left( \frac{\Delta w}{w_{2t}} \right)^2,$$

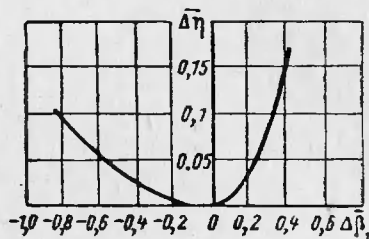
где  $\zeta$  и  $\zeta_0$  — коэффициенты профильных потерь соответственно при данном и расчетном углах входа;

$k_i$  — эмпирический коэффициент.

Имеются и другие полуэмпирические формулы, например приведенная в работе [27].

Однако практически потери при наличии угла атаки обычно оцениваются путем использования обобщенных данных экспериментальных исследований.

На фиг. 115 приведена обобщенная экспериментальная зависимость относительного изменения к. п. д. решетки  $\Delta \bar{\eta} = \frac{\Delta \eta}{\eta_{\text{расч}}}$  в



Фиг. 115. Зависимость относительного изменения к. п. д. решетки от относительного угла атаки.

зависимости от относительного угла атаки  $\Delta\bar{\beta}_1 = \frac{\beta_{1расч} - \beta_1}{\beta_{1расч}} = 1 - \frac{\beta_1}{\beta_{1расч}}$ , полученная В. И. Локаем в результате обобщения его экспериментальных данных и данных ряда других авторов [18]. При положительных углах атаки кривая  $\Delta\eta(\Delta\bar{\beta}_1)$  значительно более крутая, чем при отрицательных углах атаки. Это объясняется тем, что при положительных углах атаки (т. е. при «ударе» в вогнутую часть лопатки) ухудшается обтекание спинки лопатки, где скорости и потери велики, а при отрицательных углах атаки (т. е. при «ударе» в спинку лопатки) ухудшается обтекание вогнутой части лопатки, где скорости и потери малы. Обычно при небольших отрицательных углах атаки к. п. д. решетки даже несколько возрастает по сравнению с к. п. д. при нулевом угле атаки, в особенности в активных решетках, что объясняется увеличением конфузности потока.

По предложению В. И. Локая, кривая  $\Delta\eta(\Delta\bar{\beta}_1)$ , приведенная на фиг. 115, хорошо аппроксимируется формулами

$$\Delta\bar{\eta} = \Delta\bar{\beta}_1^2 \quad (215)$$

в области положительных углов атаки и

$$\Delta\bar{\eta} = 0,15\Delta\bar{\beta}_1^2 \quad (215')$$

в области отрицательных углов атаки.

Изменение числа  $M$  при дозвуковых течениях мало влияет на зависимость потерь от угла атаки.

Угол потока на выходе из решетки  $\beta_2$  практически не зависит от угла атаки в широком диапазоне его изменения.

Влияние шероховатости поверхности лопатки

Повышенная шероховатость поверхности лопаток может быть в тех случаях, когда требуемая чистота не достигается технологически или нарушается в процессе эксплуатации турбины.

Чистота поверхности лопатки характеризуется относительной шероховатостью  $\varepsilon$ , равной отношению высоты неровностей (бугорков)  $H$  к длине хорды профиля  $l$ :

$$\varepsilon = \frac{H}{l}.$$

В соответствии с соотношением между высотой неровностей и толщиной ламинарного подслоя различают три режима обтекания шероховатой поверхности. Первый режим характеризуется отсутствием влияния шероховатости на пограничный слой вследствие того, что высота неровностей мала по сравнению с толщиной ламинарного подслоя. Опыт показывает, что на аэродинамически гладкой поверхности высота бугорков шероховатости не должна быть

больше  $1/4$  толщины ламинарного подслоя. При втором режиме высота неровностей сопоставима с толщиной ламинарного подслоя, поэтому обтекание поверхности определяется как число  $Re$ , так и шероховатостью поверхности. При третьем режиме обтекание поверхности в основном определяется ее шероховатостью и не зависит от числа  $Re$ , поскольку высота бугорков превышает толщину ламинарного подслоя.

Влияние числа  $Re$  и относительной шероховатости  $\varepsilon$  на коэффициент сопротивления пластины  $c_x$ , по расчетным данным Прандтля и Шлихтинга, характеризуется графиком, приведенным на фиг. 116. Рассмотрим изменение величины  $c_x$  при определенном значении относительной шероховатости, например при  $\varepsilon = 10^{-4}$ . При  $Re < 10^6$  пластина аэродинамически гладкая и зависимость  $c_x$  от числа  $Re$  определяется соотношением

$$c_{xI} = \frac{0,074}{Re^{0,2}}. \quad (216)$$

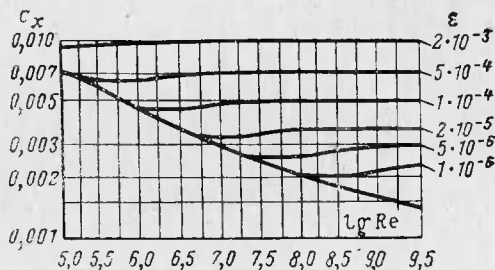
В диапазоне  $10^6 < Re < 10^7$  обтекание пластины соответствует второму режиму, поскольку  $c_x$  продолжает изменяться в зависимости от  $Re$ , хотя и значительно более вяло. И, наконец, при  $Re > 10^7$  наступает третий режим, поскольку величина  $c_x$  не зависит от  $Re$ . Для этого режима можно использовать приближенную формулу [31]:

$$c_{xIII} = 0,048\varepsilon^{0,251}. \quad (217)$$

Для того чтобы шероховатость не увеличивала коэффициент сопротивления пластины, очевидно, необходимо, чтобы соблюдалось условие  $c_{xIII} \leq c_{xI}$ , т. е.  $0,048\varepsilon^{0,251} < \frac{0,074}{Re^{0,2}}$ , откуда определяется допустимая величина  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon_{\max} \leq \frac{5,6}{Re^{0,8}}$$

Как показали расчеты Г. Ю. Степанова [26], эта же величина  $\varepsilon_{\max}$  может быть принята при рассмотрении обтекания шероховатой поверхности турбинных лопаток. При изменении числа  $Re$  в пределах  $10^5 \div 10^6$ , в которых обычно работают лопатки турбин, величина  $\varepsilon_{\max}$  равна  $16,8 \div 2,67$  мк, что соответствует по ГОСТу 5 ÷ 8 классам чистоты обработки. Таким образом, можно считать



Фиг. 116. Влияние числа  $Re$  и относительной шероховатости  $\varepsilon$  на коэффициент сопротивления пластины  $c_x$ .



«полне удовлетворительной чистоту обработки, выполненную по 6 классу для вогнутой стороны и по 7 классу для выпуклой стороны (поскольку толщина ламинарного слоя на выпуклой стороне меньше, чем на вогнутой).

Если потери трения на профиле определяются шероховатостью поверхности, то они могут быть подсчитаны по полуэмпирической формуле [26]:

$$\zeta_{\text{шерх}} = (0,05 \div 0,08) \varepsilon^{0,25} \frac{l}{a}, \quad (219)$$

где по-прежнему  $l$  — длина хорды профиля,  $a$  — ширина узкого сечения межлопаточного канала.

### Потери при сверхзвуковых течениях

При срабатывании повышенных перепадов давлений в ступени турбины могут возникнуть сверхзвуковые скорости потока в первую очередь в сопловом аппарате, а при последующем увеличении перепадов — и в рабочем колесе. Именно на таком режиме работают турбины турбонасосных агрегатов ЖРД открытой схемы, в которых стараются по возможности уменьшить расход газа на привод турбины и поэтому срабатывают большие перепады давлений порядка  $\pi_t = 10 \div 20$ . При таких величинах  $\pi_t$  сверхзвуковые скорости, естественно, возникают не только в абсолютном, но и в относительном движении. В ступенях авиационных турбин, в которых применяются сравнительно ограниченные перепады давлений порядка  $2 \div 3$ , сверхзвуковые скорости возникают обычно лишь на выходе из соплового аппарата, преимущественно в корневых сечениях.

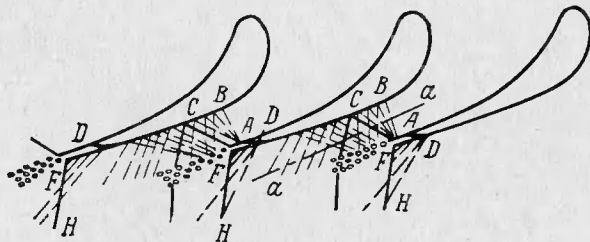
В сверхзвуковых турбинах возникают дополнительные потери как в скачках уплотнения (так называемые волновые потери), так и главным образом при взаимодействии скачков уплотнения с пограничным слоем, приводящем к интенсификации явлений отрыва. Экспериментальное исследование сверхзвуковых турбин показывает, что значительная часть межлопаточного канала в таких турбинах может быть занята зоной отрыва.

При больших дозвуковых скоростях обтекания решетки из-за градиента давления внутри канала могут возникнуть местные сверхзвуковые течения в отдельных зонах, прежде всего, вблизи выпуклой части профиля, а также в области закромочного следа (из-за пониженного давления за кромкой). Очевидно, что чем меньше кривизна спинки и тоньше выходная кромка, тем больше величина  $M_{кр}$ .

Рассмотрим сверхзвуковое течение газа в направляющих и рабочих решетках.

Спектр скоростей сверхзвукового течения в косом срезе направляющей решетки зависит от числа  $M$  потока, а также от гео-

метрических параметров — формы спинки и выходной кромки, угла  $\alpha_1$  и шага решетки. Типичная схема спектра сверхзвукового течения в случае, когда расширение потока в основном заканчивается в косом срезе решетки, представлена на фиг. 117 [9]. В дозвуковой части канала срабатывается критический перепад давлений, в результате чего в узком сечении устанавливается звуковая скорость. Дальнейшее расширение потока происходит в системе первичных волн разрежения  $AB-AC$  и волн разрежения, отраженных от кромочного следа и спинки профиля. Перерасширение потока в первичных и отраженных волнах разрежения (давление на

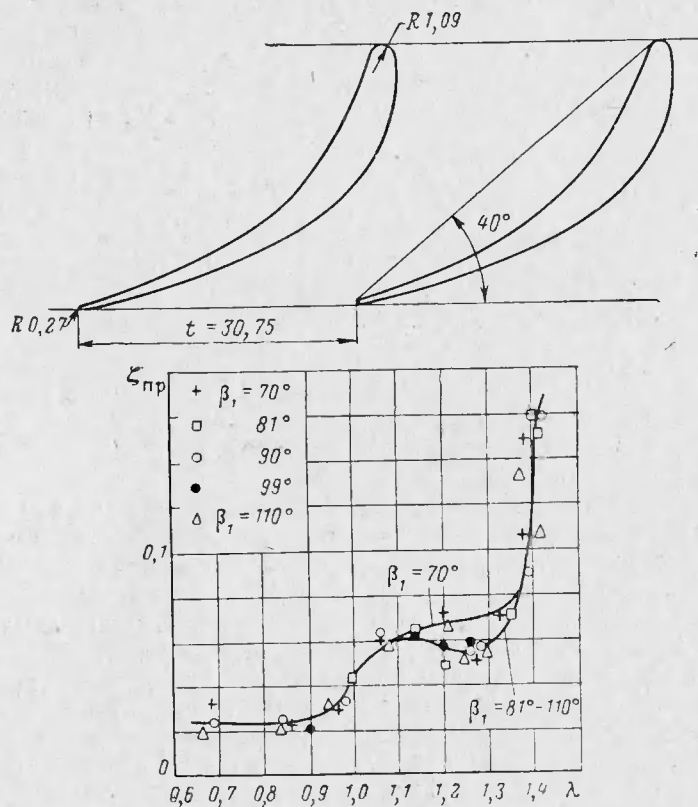


Фиг. 117. Схема спектра скоростей сверхзвукового течения в косом срезе направляющей решетки.

спинке за точкой  $C$  ниже давления в бесконечности за решеткой) компенсируется увеличением давления в косом скачке уплотнения  $FC$ , который, отражаясь от спинки и пересекая кромочный след, уходит в бесконечность, а также в криволинейном кромочном скачке уплотнения  $FH$ , которым завершается система волн разрежения, распространяющихся от точки  $D$ . Это явление совершенно аналогично тому, которое наблюдается и при дозвуковых течениях, когда перерасширение потока на спинке компенсируется диффузорным участком вблизи выходной кромки.

Типичная кривая профильных потерь в направляющей решетке с углами  $\beta_{1K} = 90^\circ$  и  $\beta_{2K} = 17^\circ$  в зависимости от приведенной скорости на выходе из нее представлена на фиг. 118. В области  $\lambda < 0,85$  имеют место обычные профильные потери. Величину  $\lambda = 0,85$  в данном случае следует считать критической скоростью, при которой появляются местные сверхзвуковые скорости, приводящие к увеличению потерь в решетке в области  $\lambda = 0,85 \div 1,0$ . Переход в сверхзвуковую область сначала приводит к некоторому увеличению потерь, а затем потери стабилизируются и даже несколько уменьшаются в области  $\lambda = 1,1 \div 1,3$ . Это объясняется тем, что при этих скоростях скачки уплотнения слабые и не приводят к отрыву пограничного слоя. При дальнейшем увеличении скорости в области  $\lambda > 1,3$  потери резко возрастают, так как пограничный слой, на который опирается интенсивный скачок уплот-

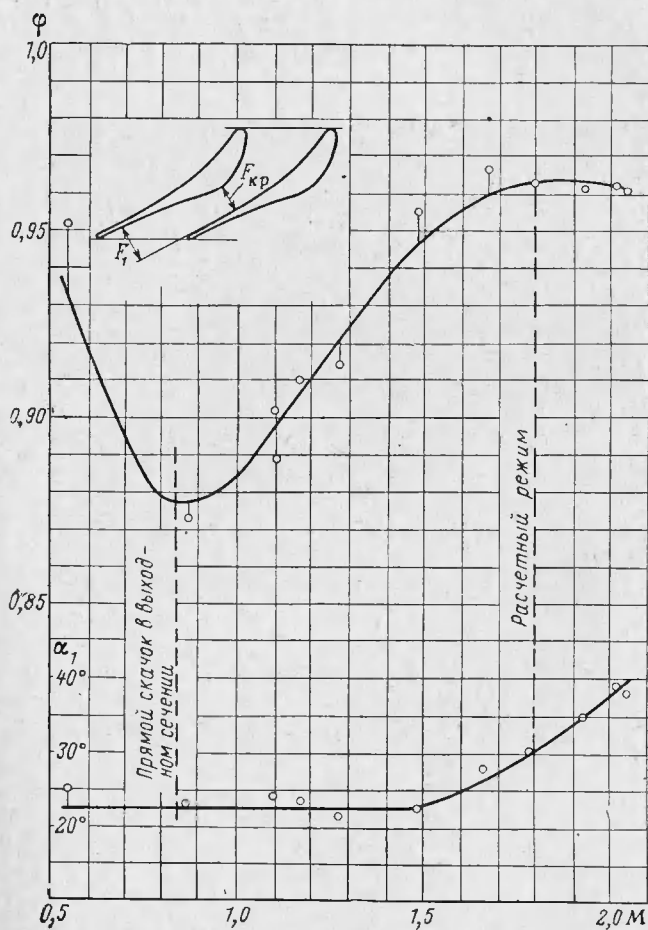
нения, не выдерживает больших градиентов статического давления в месте попадания скачка уплотнения и отрывается от стенки. При выпуклой стенке и толстой выходной кромке происходит дополнительный разгон потока на спинке и увеличивается разрежение за кромкой, т. е. происходит интенсификация скачков уплотнения.



Фиг. 118. Изменение профильных потерь в направляющей решетке в зависимости от приведенной скорости на выходе из нее.

Поэтому при сверхзвуковых скоростях целесообразно применение прямой спинки в области косого среза с тонкой клиновидной кромкой (в той степени, в какой это допускается условиями работы лопатки в среде высокотемпературного газа). При больших же сверхзвуковых скоростях  $\lambda > 1,3$  даже при прямой спинке получаются слишком большие потери и необходимо применение расширяющегося сопла с вогнутой стенкой (см. профили на фиг. 119).

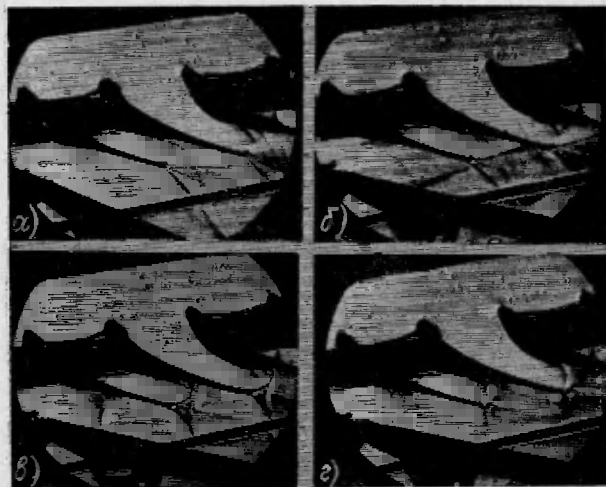
Основной геометрической характеристикой решетки с расширяющимися каналами является величина  $f = \frac{F_1}{F_{кр}}$ , равная отно-



Фиг. 119. Изменение коэффициента скорости и угла потока в расширяющихся соплах в зависимости от числа  $M$ .

шению площадей выходного и критического сечений канала. Эта величина  $f$  определяет теоретическое расчетное число  $M$  решетки. Вогнутая поверхность профиля обычно выполняется прямолинейной, а спинку профиля в сверхзвуковой части целесообразно профилировать методом характеристик.

На фиг. 119 приведено, по данным Ю. П. Тихомирова, изменение коэффициента скорости в зависимости от числа  $M$  для решетки с расширяющимися каналами, рассчитанной на число  $M = 1,8$ . На расчетном режиме коэффициент скорости  $\phi$  равен 0,963, т. е. мало отличается от коэффициента скорости в дозвуковой решетке с сужающимися каналами. При этом сверхзвуковое течение в межлопаточных каналах решетки не сопровождается видимыми возму-



Фиг. 120. Фотографии сверхзвукового течения в сопловой решетке с расширяющимися каналами.

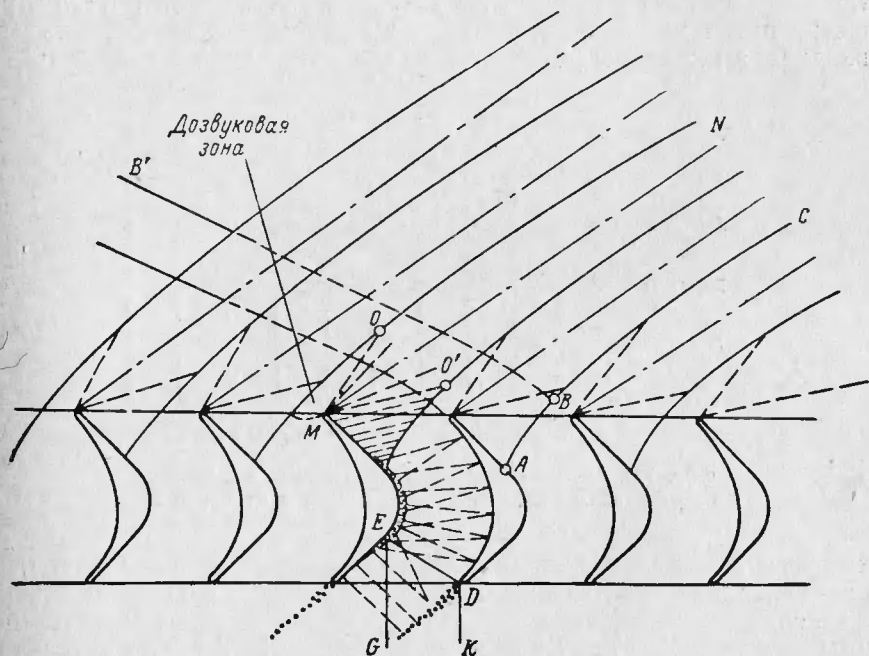
*а* — расчетное течение при  $M = 1,8$ ; *б* — течение при  $M = 1,5$  с косым скачком на выходе; *в* — течение с  $\lambda$ -образным скачком на выходе; *г* — течение при  $M = 0,88$  с прямым скачком в минимальном сечении.

щениями, имеют место лишь кромочные скачки небольшой интенсивности (см. фиг. 120, *а*). С уменьшением перепада давлений решетка попадает в нерасчетный режим и вследствие перерасширения потока, сопровождаемого скачками уплотнения, потери увеличиваются. При  $M = 1,5$  в выходной части канала наблюдается косой скачок, падающий на спинку соседней лопатки и отражающийся от нее (см. фиг. 120, *б*). Кроме того, наблюдается кромочный скачок, связанный с взаимодействием сверхзвукового потока с закромочным следом.

При дальнейшем уменьшении перепада давлений потери продолжают возрастать. Скачок перемещается в глубь канала и, попадая на спинку профиля, вызывает отрыв потока с образованием характерной  $\lambda$ -образной ножки скачка, свидетельствующей о большой интенсивности скачка (см. фиг. 120, *в*). Максимальные потери

возникают при  $M = 0,88$ , что соответствует возникновению скачка, близкого к прямому, вблизи минимального сечения канала (см. фиг. 120,  $г^1$ ). При дальнейшем снижении перепада скачок вырождается и эффективность решетки начинает возрастать.

Увеличение перепада сверх расчетного приводит к некоторому возрастанию потерь из-за дополнительного расширения потока в



Фиг. 121. Схема течения в активной решетке, обтекаемой сверхзвуковым потоком.

$ABC$  — головная волна;  $OMO'$  — волна разрежения;  $B'B$  — линия тока;  $DE$  — замыкающий скачок уплотнения;  $EG$  — отраженный скачок;  $DK$  — кромочный скачок;  $MN$  — линия разрежения, определяющая параметры на бесконечности.

косом срезе решетки. Косой скачок, направленный в сторону спинки соседней лопатки, почти исчезает, а кромочный скачок, распространяющийся вниз по потоку, увеличивает свою интенсивность.

Угол потока в области  $M < 1,5$  практически остается постоянным, а далее возрастает согласно закономерности, приведенной на фиг. 119.

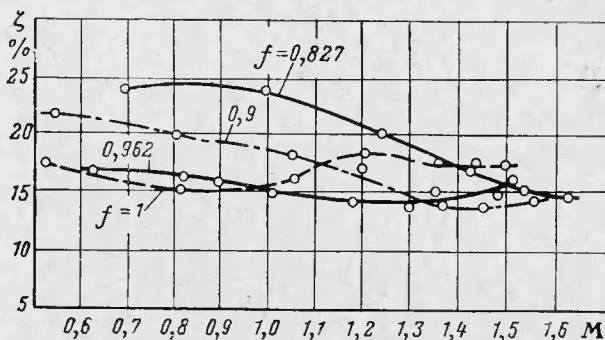
Приведенные результаты относятся к решетке, каналы которой имеют расширяющуюся форму. Приблизительно такие же потери

<sup>1</sup> Фотографии, приведенные на фиг. 120, получены Б. М. Мизоновым.

получаются при использовании отдельных круглых конических сопел (которые часто применяются в парциальных турбинах), но при этом желательно, чтобы перемычки между соплами отсутствовали и струи, выходящие из отдельных сопел, пересекали друг друга.

Перейдем к рассмотрению сверхзвукового обтекания рабочих решеток.

Схема течения в активной решетке, обтекаемой сверхзвуковым потоком, представлена на фиг. 121. Для уменьшения потерь в решетке профили имеют тонкие кромки, прямолинейную спинку на входном и выходном участках и канал постоянной ширины. Перед



Фиг. 122. Изменение профильных потерь в активных сверхзвуковых решетках в зависимости от числа  $M$ .

каждой лопаткой возникает отсоединенная головная волна, опирающаяся на спинку соседней лопатки и уходящая в бесконечность. За ней, непосредственно перед входной кромкой, существует небольшая зона дозвуковых скоростей. Для периодичности обтекания разрежения, источником которого является входная кромка и которое на спинке замыкается криволинейным скачком. Взаимодействие линий разрежения и головных волн приводит к тому, что поток на определенном расстоянии перед решеткой пересекается волнами слабого разрыва, уходящими в бесконечность. Поток, приближаясь к решетке, сначала пересекает эти линии слабого разрыва, а потом все более интенсивные участки головных волн и линий разрежения. Пересекая головные волны, поток испытывает разрывы скорости, а проходя через линии разрежения, изменяет свое направление. Поэтому, для того чтобы поток на входе имел направление, соответствующее углу входных кромок, необходимо, чтобы на бесконечности он имел положительный угол атаки.

В точке падения головной волны на спинку профиля происходит отрыв пограничного слоя, а в канале за головной волной обычно

наблюдается смешанное течение. Вновь разгоняясь по мере продвижения по каналу до сверхзвуковой скорости, поток на выходе претерпевает косой скачок уплотнения, отражающийся от спинки лопатки и далее пересекающий закрочный след. Кроме того, возникает кромочный скачок, также уходящий вниз по потоку.

При сверхзвуковом обтекании рабочих решеток профильные потери возрастают в связи с потерями в скачках уплотнения и при интенсификации явлений отрыва пограничного слоя в месте падения головной волны. По экспериментальным данным [9], потери в сверхзвуковых решетках с  $\beta_1 = 20^\circ$  и  $\bar{t} = 0,625$  в зависимости от числа  $M$  могут быть представлены в виде кривых, приведенных на фиг. 122. Протекание кривых в основном зависит от величины  $f$ , равной отношению узкого и выходного сечений межлопаточного канала. Наиболее пологое протекание потерь в зависимости от числа  $M$  свойственно решетке с  $f = 0,962$ , имеющей величину  $\zeta$  в представленном диапазоне скоростей истечения, равную  $0,15 \div 0,17$ , что соответствует коэффициенту скорости  $\psi = 0,92 \div 0,91$ .

## § 2. КОНЦЕВЫЕ ПОТЕРИ

Как было указано выше, концевые потери заметнее всего в коротких лопатках, поэтому их влияние является наибольшим в турбинах энергоузлов самолетов и космических аппаратов, а также в турбинах ТНА ЖРД.

Потери от вторичных течений и в пограничном слое на торцовых стенках

Пространственный межлопаточный канал ограничен выпуклой и вогнутой поверхностями двух соседних лопаток, а также нижней и верхней торцовыми поверхностями. При течении вязкой жидкости на этих торцовых поверхностях возникает пространственный пограничный слой и наблюдаются потери кинетической энергии. Если принять, что потери в плоском пограничном слое на поверхности лопаток и в пространственном пограничном слое на торцовых поверхностях примерно одинаковы, то коэффициент вторичных потерь от трения должен выражаться формулой  $\zeta_{\text{вт. тр}} = \zeta_{\text{пр}} \frac{a}{h}$ , где  $a$  — ширина узкого сечения,  $h$  — высота лопатки (так как приближенно площадь торцовых поверхностей, приходящихся на один канал, равна  $2al$ , а площадь поверхности лопатки равна  $2hl$ , где  $l$  — длина хорды профиля). Помимо этого, течение вязкой жидкости в криволинейном канале вызовет появление дополнительных потерь из-за вторичных течений, обусловленных так называемым ларным вихрем, возникающим вблизи торцовых поверхностей. Как известно, в криволинейном межлопаточном канале вследствие влияния центробежных сил появляется положительный градиент давления



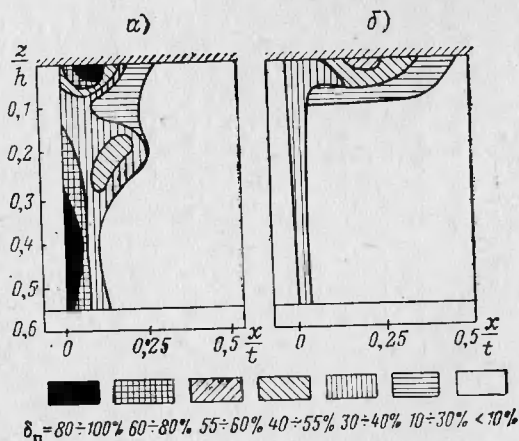
не лопатки, уравновешенных сечений канала их слоев у торцовых и меньшим градиентом. 23) давление будет выше, чем в  $D$ . В первом слое из областей и компенсирующих являются два кольцевых (вихрь) противоположного направления вращения показаны на фиг. 123. течение потока под вторичных течений. стенок, по предложению [37], поток вымывается тонкой жидкостью. основано на том, что течение значительности газового потока частиц распыленной различной плотности может оказаться существенным. Фотография торцовой стенке полученная В. А. Шерманом на фиг. 124. На течение в направлении вихря на спинке лопатки действия пограничного слоя на

течения более инертны. Фиг. 125 показаны значения давления  $\delta_p$  и реактивной силы на половине  $= 0,5$ ). Величина и значения в активной реактивной.

определение потерь. из канала, в осо-

бенности в активных решетках. На фиг. 126 [9] представлено распределение относительных потерь полного давления  $\delta_n$  по высоте лопатки в активной решетке при различных углах входа потока.

Фиг. 124. Фотография потока на торцевой стенке активной решетки.



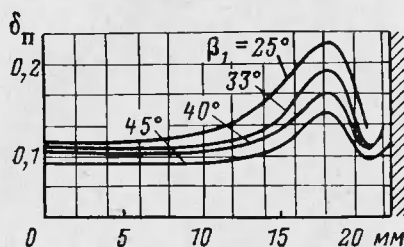
Фиг. 125. Эпюры распределения потерь за активной (а) и реактивной (б) решетками

$$\delta_n = \frac{p_1^* - p_2^*}{p_1^* - p_2}, \text{ где}$$

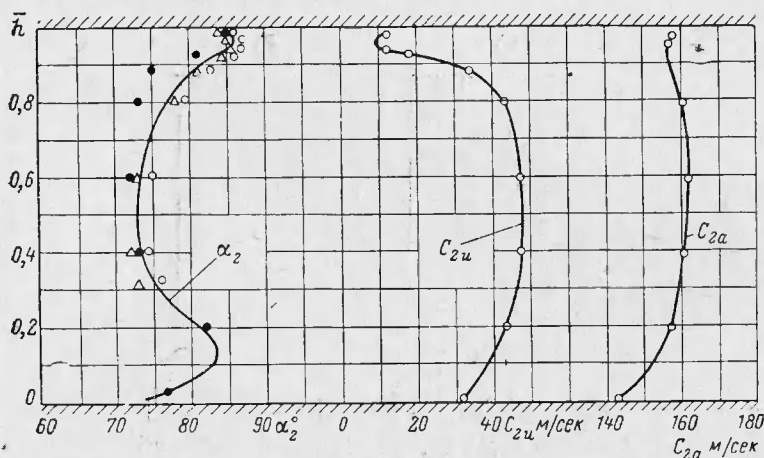
$p_1^*$  — полное давление перед решеткой;  $p_2^*$  — полное давление за решеткой;  $p_2$  — статическое давление за решеткой.

В области парного вихря отчетливо видно резкое увеличение потерь, затем снижение их непосредственно у стенки и далее вновь увеличение потерь в пограничном слое на торцевой стенке. При увеличении угла  $\beta_1$  потери уменьшаются из-за возрастания конфузорности течения и уменьшения разности давлений на вогнутой и выпуклой сторонах лопатки.

На фиг. 127 приведены эпюры скоростей и углов на выходе из турбины. В области парного вихря наблюдаются «бугры» в эпюре углов и уменьшение скоростей. В коротких лопатках может произойти смыкание вторичных течений и тогда область увеличенных



Фиг. 126. Распределение потерь по высоте лопатки в активной решетке при различных углах входа потока.



Фиг. 127. Эпюры углов и скоростей потока на выходе из турбины.

потерь занимает всю среднюю часть канала, а неравномерность полей скоростей и углов распространяется на всю высоту лопатки.

Для приближенной оценки потерь от вторичных течений и в пограничном слое на торцовых стенках может быть использована полуэмпирическая формула [26]:

$$\zeta_{\text{вт}} = 2\zeta_{\text{пр}} \frac{a}{h}. \quad (220)$$

Таким образом, при прочих равных условиях величина  $\zeta_{\text{вт}}$  прежде всего обратно пропорциональна высоте лопатки, т. е. потери от вторичных течений наиболее резко сказываются в коротких лопатках. При заданной высоте лопатки вторичные потери увели-

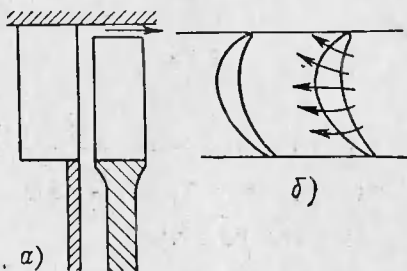
чиваются при возрастании профильных потерь (поскольку природа их по существу одинакова) и в редких решетках (из-за увеличения разности давлений на границах канала). Для уменьшения вторичных потерь в коротких лопатках целесообразно применение решеток с большим удлинением. Однако следует помнить, что в узких лопатках увеличится уровень изгибных напряжений, а также могут увеличиться профильные потери из-за уменьшения числа  $Re$  и увеличения относительной толщины выходной кромки. Последнее определяется тем, что по прочностным и технологическим соображениям в ряде случаев выходная кромка не может утоняться пропорционально уменьшению длины хорды профиля.

В сверхзвуковых сопловых решетках вторичные потери меньше, чем в дозвуковых решетках вследствие меньшего градиента давления поперек канала в сверхзвуковой его части (поскольку поворот потока практически заканчивается в дозвуковой его части). В решетках с большой конфузурностью потери в пограничном слое на торцовых стенках также очень малы. Поэтому в сверхзвуковых сопловых решетках концевые потери практически могут не учитываться.

### Потери от перетеканий в радиальном зазоре

Во избежание задевания ротора о статор между рабочими лопатками и корпусом турбины должен быть определенный радиальный зазор. Поскольку температура газа высокая, а жесткость корпуса меньше чем в стационарных турбинах (что обусловлено желанием уменьшить вес конструкции), то этот зазор должен быть достаточно большим. В зависимости от размера турбины и ее конструкции он может колебаться примерно в пределах 1—3 мм. В горячем состоянии зазор обычно несколько меньше, чем в холодном состоянии, так как лопатки горячее корпуса и, кроме того, они могут вытянуться в процессе работы. Однако в ряде случаев зазор в горячем состоянии может оказаться равным или даже больше, чем в холодном состоянии.

В полости радиального зазора происходит очень сложное течение газа как само по себе, так и из-за его взаимодействия с парным вихрем. Перетекание газа через радиальный зазор имеет двойной характер. Во-первых, через кольцевое сечение соответствующее радиальному зазору, текут периферийные струйки газа, вышедшие из соплового аппарата (фиг. 128, а). Если бы газ не обладал вяз-



Фиг. 128. Схема перетеканий газа через радиальный зазор турбины.

костью, то направление этого течения совпадало бы с направлением потока на выходе из соплового аппарата. В действительности вследствие вязкости и увлечения этих струек основным потоком, текущим через рабочее колесо, течение через радиальный зазор будет происходить под углом, промежуточным между углами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Условно назовем это течение перетеканием в осевом направлении.

Во-вторых, через радиальный зазор происходит перетекание газа с вогнутой стороны лопатки на выпуклую (см. фиг. 128, б), что приводит к дополнительным потерям, аналогично индуктивному сопротивлению крыла конечного размаха. Это перетекание происходит приблизительно в направлении, перпендикулярном хорде профиля. Условно назовем описанное течение перетеканием в окружном направлении. Оно меньше, чем перетекание в осевом направлении.

Очевидно, что относительное количество газа, перетекшего в осевом направлении, равно (при  $c_{1a} = \text{const}$ , т. е. при законе постоянства циркуляции)

$$\bar{G}_{oc} = \frac{\Delta G_{oc}}{G} = \bar{\delta}_k \frac{\gamma''}{\gamma_{cp}}, \quad (221)$$

где  $\bar{\delta}_k = \frac{F_{зaz}}{F_r} = \frac{\delta D''}{h D_{cp}}$  — относительный кольцевой радиальный зазор, равный отношению кольцевой площади зазора ( $\delta$  — высота зазора) к кольцевой площади проточной части;  
 $\gamma''$  и  $\gamma_{cp}$  — плотность газа в осевом зазоре соответственно на периферии и на среднем диаметре.

Зачастую пользуются понятием относительного линейного радиального зазора  $\bar{\delta}_l = \frac{\delta}{h}$ . Между величинами  $\bar{\delta}_k$  и  $\bar{\delta}_l$  существует простое соотношение:

$$\bar{\delta}_k = \bar{\delta}_l \left( 1 + \frac{h}{D_{cp}} \right). \quad (222)$$

Относительное количество газа, перетекшего в окружном направлении

$$\bar{G}_{ок} = \frac{\Delta G_{ок}}{G} = \frac{\mu l'' \delta z}{\pi D_{cp} h} \frac{\gamma''}{\gamma_{cp}} \frac{\omega_{пер}}{\omega_{2a}}, \quad (223)$$

где  $\mu$  — коэффициент расхода через зазор, который может быть принят равным примерно 0,6;

$l''$  — длина хорды профиля в периферийном сечении;

$z$  — число лопаток;

$\omega_{\text{пер}}$  — скорость перетекания газа.

Известно, что приближенно эпюру давлений, действующих на лопатку, можно представить в виде прямоугольника, сторона которого равна разности давлений заторможенного потока перед решеткой и статического давления за ней. В этом случае  $\omega_{\text{пер}} = \omega_2$  и соответственно.

$$\frac{\omega_{\text{пер}}}{\omega_{2a}} = \frac{1}{\sin \beta_2}.$$

Тогда выражение (223) может быть представлено в виде

$$\Delta \bar{G}_{\text{ок}} \approx 0,6 \bar{\delta}_k \left( \frac{l}{t} \right)'' \frac{\gamma''}{\gamma_{\text{cp}}} \frac{1}{\sin \beta_2}. \quad (223')$$

Суммарное относительное количество перетекшего газа

$$\Delta \bar{G} = \Delta \bar{G}_{\text{ос}} + \Delta \bar{G}_{\text{ок}} = \bar{\delta}_k \frac{\gamma''}{\gamma_{\text{cp}}} \left[ 1 + \frac{0,6}{\sin \beta_2} \left( \frac{l}{t} \right)'' \right]. \quad (224)$$

Таким образом, чем больше относительный радиальный зазор и газодинамическая нагрузка на ступень, тем больше газа перетекает через радиальный зазор.

Перетекание газа через радиальный зазор уменьшает крутящий момент на валу турбины и приводит к снижению ее к. п. д. Для турбины с пространственным профилированием лопаток, выполненным по закону постоянства циркуляции, можно считать, что уменьшение мощности турбины или мощностного к. п. д. пропорционально относительному количеству газа, перетекшего в осевом направлении. Энергия газа, перетекающего в окружном направлении, очевидно, будет использована неравномерно вдоль профиля лопатки. Энергия частиц, перетекающих в области входной кромки, не преобразуется в полезную мощность на валу турбины; чем ближе к выходной кромке, тем энергия перетекающего газа будет использоваться в большей степени, и, наконец, в области выходной кромки перетекание произойдет лишь после полного использования энергии частиц в межлопаточном канале. Таким образом, в среднем можно считать, что энергия половины того количества газа, которое перетечет в окружном направлении, может быть полезно использована. Для оценки к. п. д. турбины  $\eta_t^*$  необходимо, кроме того, знать, как изменятся параметры газа на выходе из турбины при наличии радиального зазора. Кинетическая энергия струек, перетекших через радиальный зазор, будет больше, чем потока, вышедшего из рабочего колеса, однако, поскольку смешение этих потоков будет сопровождаться потерями, то можно приближенно принять, что параметры выравненного потока за турбиной с радиальным зазором будут такие же, как в турбине без зазора. Тогда уменьшение к. п. д.  $\eta_t^*$  также будет пропорционально относительному количеству перетекшего газа.

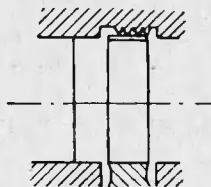
Таким образом, к. п. д. ступени, рассчитанной без радиального зазора, должен быть умножен на величину

$$\eta_z = 1 - \Delta\eta_z = 1 - \bar{\delta}_k \frac{\gamma''}{\gamma_{cp}} \left[ 1 + \frac{0,3}{\sin \beta_z} \left( \frac{l}{t} \right)^n \right], \quad (224')$$

для того чтобы учесть потери в радиальном зазоре.

Расчеты по приведенной формуле показывают, что увеличение относительного кольцевого радиального зазора на 1% приводит к снижению к. п. д. ступени в среднем на  $1,5 \div 2,5\%$ , что соответствует экспериментальным данным.

Как было указано выше, потери в радиальном зазоре можно существенно снизить путем применения на лопатках бандажных полок, утопленных в корпусе турбины и снабженных лабиринтным уплотнением (фиг. 129). Тогда перетекание газа в окружном направлении устраняется полностью, а в осевом направлении резко уменьшается.



Фиг. 129. Меридиональный профиль проточной части рабочего колеса с бандажными полками и с лабиринтным уплотнением.

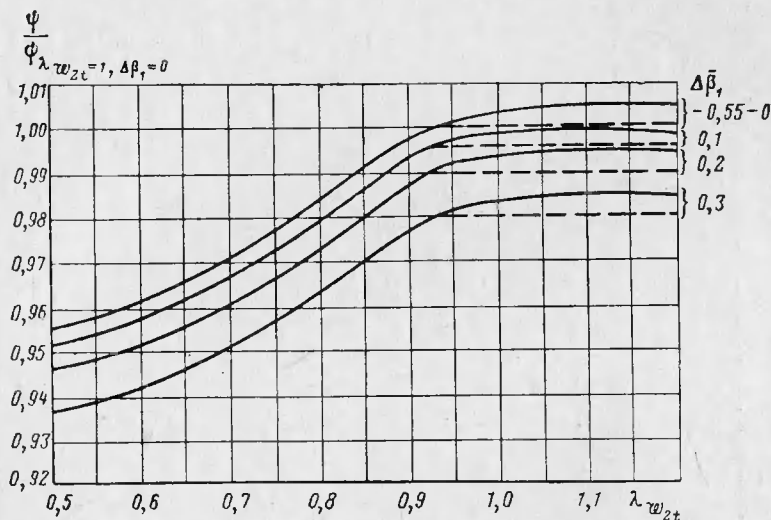
Эксперименты показывают [см. работу [30] и др.], что к. п. д. ступени с длинными лопатками, имеющими бандажные полки и лабиринтные уплотнения, увеличивается примерно на  $2 \div 3\%$ . Кроме того, эпюры параметров потока за ступенью в периферийной части лопаток получают более равномерными. Применение бандажных полок без лабиринтного уплотнения снижает прирост к. п. д. ступени примерно вдвое. В целом использование бандажных полок с уплотнением весьма целесообразно как для борьбы с низкочастотными колебаниями лопаток, так и для повышения к. п. д. ступени.

Эти же исследования показали, что применение проволочного бандажа (см. гл. V), наоборот, снижает к. п. д. ступени приблизительно на  $0,7 \div 1\%$ , причем эпюра полных напоров за ступенью имеет характерный «провал» в зоне бандажа. Лобовое сопротивление проволоки, помещенной в сильно конфузорный криволинейный канал, при безударном входе потока близко к лобовому сопротивлению цилиндра в прямой трубе. В слабо конфузорном канале при большом положительном угле атаки лобовое сопротивление проволоки значительно возрастает. Поэтому потери от скрепляющей проволоки возрастают в области режимов  $\frac{u}{c_{ад}} < \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)_{опт}$ , а так же при расположении ее вблизи от корневых сечений лопаток [15].

Для регулирования турбины иногда желательно применить поворотный сопловой аппарат. В этом и в некоторых других случаях между сопловыми лопатками и корпусом может появиться радиальный зазор. Исследование, проведенное автором [1], показало,

что наличие радиального зазора в сопловых лопатках чрезвычайно вредно сказывается на к. п. д. ступени и поэтому совершенно недопустимо. Большое влияние этого зазора на к. п. д. ступени объясняется тем, что в этом случае периферийная часть рабочих лопаток обтекается под большими отрицательными углами атаки (по существу турбина тормозится), а также значительными перетеканиями в окружном направлении из-за малой величины угла  $\alpha_1$ .

До сих пор мы рассматривали отдельные виды профильных и

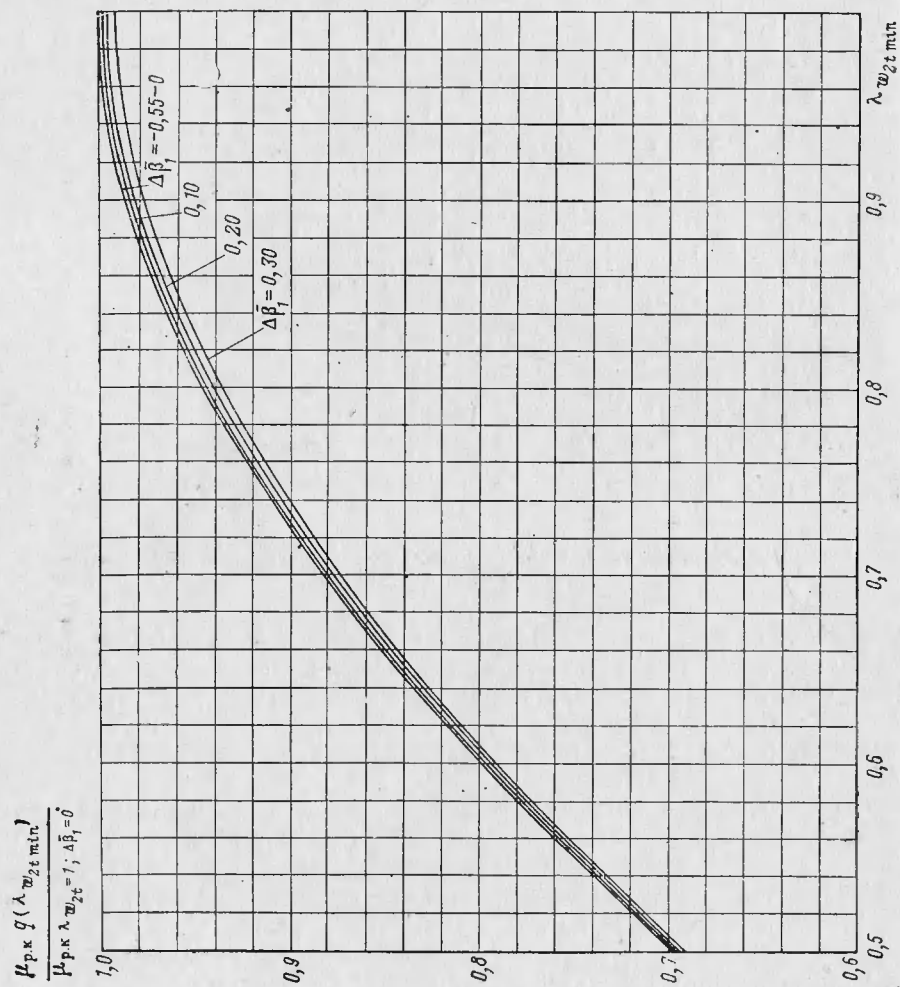


Фиг. 130. Изменение потерь в рабочем колесе турбины в зависимости от режима его работы.

концевых потерь в проточной части турбин и зависимость их от различных факторов. Однако в ряде случаев требуется знать изменение суммарных потерь в зависимости от режима работы турбины, в частности, такая необходимость возникает при построении характеристики турбины, так как в противном случае расчет их существенно усложняется.

Обработка результатов экспериментального исследования ступеней показала, что суммарные потери в рабочем колесе в основном зависят от приведенной скорости на выходе из колеса  $\lambda_{wt2}$  и относительного угла атаки  $\Delta\bar{\beta}_1 = \frac{\beta_{1расч} - \beta_1}{\beta_{1расч}}$ . Эти результаты приведены на фиг. 130, на которой за величину отнесения принят коэффициент скорости  $\psi$  в рабочем колесе при  $\lambda_{wt2} = 1$  и  $\Delta\bar{\beta}_1 = 0$ . В сверхзвуковой области коэффициент расхода, естествен-





Фиг. 131. Вспомогательный график для определения  $\lambda w_{2t \min}$ .

но, изменяться не может (пунктирные линии на фиг. 130). В значительном диапазоне отрицательных углов атаки  $\Delta\beta_1 = 0 \div -0,55$  потери в колесе практически неизменны.

Для расчета характеристики турбины удобно перестроить кривые, представленные на фиг. 130, в координатах, приведенных на фиг. 131 [при этом перестроении использована формула (67')].

Тогда значение величины  $\frac{\mu_{p.k} q (\lambda_{w2tmin})}{\mu_{p.k} \lambda_{w2t} = 1; \Delta\beta_1 = 0}$  при заданном значении

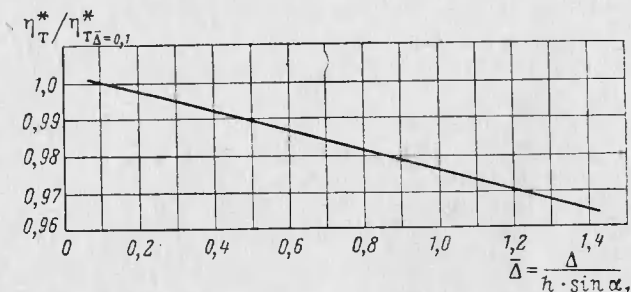
$\Delta\beta_1$  позволяет сразу определить приведенную скорость в минимальном сечении рабочего колеса  $\lambda_{w2tmin}$  (см. гл. IX).

### § 3. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПОТЕРИ

Потери от трения и вихреобразований в пограничном слое у боковых стенок (в осевом зазоре)

Потери в осевом зазоре имеют двоякий характер:

- а) от выравнивания потока неоднородного по окружности (большая часть);
- б) в пограничном слое у боковых стенок (меньшая часть).



Фиг. 132. Зависимость относительного значения к. п. д. ступени от относительного осевого зазора.

Естественно, что чем больше осевой зазор  $\Delta$ , тем однороднее поток, а значит больше потери от выравнивания (потери смешения). Потери в пограничном слое у боковых стенок также возрастают с увеличением осевого зазора из-за набухания пограничного слоя и увеличения поверхности трения. Поэтому в целом можно ожидать, что увеличение осевого зазора приведет к увеличению потерь. Экспериментальное исследование, проведенное А. А. Дружининым, подтверждает это положение. На фиг. 132 приведена полученная им зависимость относительного значения к. п. д. ступени от относительной величины осевого зазора, равной отношению

длины пути частицы  $\frac{\Delta}{\sin \alpha_1}$  к высоте лопатки  $h$ . С увеличением величины  $\Delta$  к. п. д. ступени монотонно падает по линейному закону. Измерения показали, что в средней части лопаток потери очень мало зависят от величины  $\Delta$  и протекание кривой на фиг. 132 в основном объясняется заметным нарастанием (при увеличении зазора) потерь от выравнивания потока в концевых сечениях, где поток из-за ларного вихря очень неравномерен, а также в меньшей степени нарастанием потерь в пограничном слое.

Потери от выравнивания потока учитываются при расчете профильных и вторичных потерь в решетках. Таким образом, при расчете ступени дополнительно следовало бы учитывать лишь потери в пограничном слое у боковых стенок, однако они очень малы. В самом деле, даже при  $\Delta = 0,4$ , суммарные потери в осевом зазоре не превышают 1%, а потери в пограничном слое, составляющие меньшую часть этих потерь, определяются лишь долями процента. Поэтому обычно при расчете ступени эти потери не учитываются.

Потери от перетекания газа через лабиринтные уплотнения и щели

Перетекание газа через концевые лабиринтные уплотнения и между ступенями, через просечки в местах соединения сопловых лопаток с кольцами, между стыковыми поверхностями и через прочие щели и зазоры должно быть по возможности сведено к минимуму.

При перетекании газа через лабиринтное уплотнение между ступенями и отводе его наружу в количестве  $\Delta G_S$  к. п. д. ступени, естественно, уменьшается пропорционально относительной величине перетекшего газа  $\frac{\Delta G_S}{G}$ . Однако обычно перетекший газ не отводится наружу, ибо это трудно выполнить конструктивно, а вводится вновь в проточную часть через пространство между сопловым аппаратом и рабочим колесом. Характерно, что по данным, приведенным в [16], к. п. д. ступени при этом не только не восстанавливается до исходной величины, а, наоборот, из-за размывания потока в корневых сечениях, уменьшается в еще большей степени. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в этом случае каждый процент утечки газа приводит к падению к. п. д. ступени примерно на два процента. Это показывает, насколько важно уменьшать количество перетекающего газа между ступенями.

Существует много различных формул для расчета количества газа, перетекающего через лабиринтное уплотнение. Наиболее простой и вполне удовлетворительной по своей точности является формула, предложенная еще А. Стодола [44]. Ниже приводим вывод этой формулы, принадлежащий В. В. Уварову [40].

Расход несжимаемой жидкости через щель определяется по формуле

$$G_S = \mu f \gamma \sqrt{2 \frac{p_0 - p_1}{\gamma}} = \mu f \sqrt{2\gamma(p_0 - p_1)}, \quad (225)$$

где  $\mu$  — коэффициент расхода;  
 $f$  — площадь проходного сечения, в данном случае равная  $\pi D \delta_{\text{л}}$ , причем  $D$  — диаметр лабиринта,  $\delta_{\text{л}}$  — зазор между гребешком лабиринта и валом;  
 $p_0$  и  $p_1$  — давления перед щелью и за ней;  
 $\gamma$  — плотность жидкости.

Если отнести величину  $\gamma$  к среднему значению давления, то, имея в виду, что процесс мятия происходит по закону постоянства теплосодержания, получим

$$\frac{p_0 + p_1}{2\gamma} = p_0 v_0, \quad (226)$$

где  $v_0$  — удельный объем жидкости перед щелью.

Подставив величину  $\gamma$  из выражения (226) в формулу (225), получим

$$G_S = \mu f \sqrt{\frac{p_0^2 - p_1^2}{p_0 v_0}}. \quad (225')$$

Очевидно, что разность

$$p_0^2 - p_1^2 = \left( \frac{G_S}{\mu f} \right)^2 p_0 v_0 = C$$

постоянна для всех щелей данного лабиринта. Тогда, обозначив количество гребешков в лабиринтном уплотнении через  $z$ , будем иметь

$$p_0^2 - p_1^2 = C;$$

$$p_1^2 - p_2^2 = C;$$

.....

$$p_{z-1}^2 - p_z^2 = C,$$

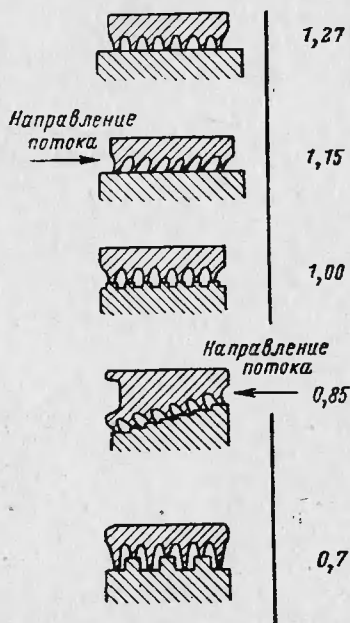
откуда

$$C = p_0^2 - p_1^2 = \frac{p_0^2 - p_z^2}{z}.$$

Подставив это значение  $p_0^2 - p_1^2$  в (225'), окончательно получим

$$G_S = \mu f \sqrt{\frac{p_0^2 - p_z^2}{z p_0 v_0}}. \quad (227)$$

Значение коэффициента расхода  $\mu$  можно заимствовать из работы С. М. Шляхтенко [38]. Согласно этим данным величина  $\mu$  существенно зависит от формы лабиринтного уплотнения и изменяется от 1,27 для гладкого вала до 0,7 для вала с кольцевыми выступами и лабиринтными гребешками, которые поочередно опираются на поверхности вала и выступов (фиг. 133). Большое влияние на



Фиг. 133. Коэффициент расхода  $\mu$  в лабиринтных уплотнениях различной формы.

эффективность лабиринтов оказывает состояние кромок гребешков. Эти кромки должны быть по возможности острыми — даже небольшое скругление их существенно снижает эффективность уплотнения.

Как видно из формулы (227), величина  $G_s$  пропорциональна диаметру лабиринтного уплотнения, поэтому лабиринт следует размещать по возможности на малом диаметре. В частности, лабиринт между ступенями лучше помещать вблизи вала, а не проточной части турбины, если это допускается условиями охлаждения дисков, прочностью сопловых аппаратов и другими конструктивными соображениями. Кроме того, размещение лабиринта на малом диаметре позволяет уменьшить зазор между гребешками и поверхностью вала.

#### Потери от смещения основного потока с охлаждающим воздухом

При внутреннем воздушном охлаждении лопаток турбин, в частности сопловых, воздух обычно выпускается через выходную кромку в основной поток. Смешение охлаждающего воздуха с газом приводит к дополнительным потерям, поскольку параметры их не одинаковы. При смешении двух неоднородных струй параметры выравненного потока и соответствующие потери полного давления обычно в газовой динамике определяются путем решения системы уравнений сохранения (массы, импульсов и энергии), написанных для сечений, соответствующих началу процесса смешения и его окончанию. Такое теоретическое и экспериментальное рассмотрение, проведенное И. Ф. Гавриковым применительно к данной задаче, дало следующие результаты.

Потери полного давления при смешении охлаждающего воздуха и основного газового потока, а также угол потока зависят от

перепада давлений, срабатываемого в решетке, и расхода охлаждающего воздуха. Чем больше скорость основного потока и расход охлаждающего воздуха, тем больше потери от смешения и угол потока. Особенно существенно это возрастание происходит при обтекании выходных кромок сверхзвуковым потоком. Скорость потока на выходе из соплового аппарата увеличивается в направлении от периферийного сечения к корневому, а относительный расход охлаждающего воздуха обычно также возрастает в этом направлении, поэтому потери от смешения в корневых сечениях будут больше, чем в периферийных. Это приведет к уменьшению степени реактивности по всей высоте лопатки, в особенности в корневых сечениях.

При относительном расходе охлаждающего воздуха порядка 1—2% (по отношению к расходу газа), который обычно бывает в решетках газовых турбин, и скоростях основного потока  $\lambda = 0,75 \div 0,85$  полное давление в потоке за решеткой из-за потерь от смешения уменьшается на  $0,5 \div 1\%$ , т. е.

$$\sigma = \frac{p_{2охл}^*}{p_2^*} = 0,995 \div 0,99,$$

где  $p_{2охл}^*$  — полное давление за решеткой с учетом потерь смешения;

$p_2^*$  — полное давление за решеткой при отсутствии охлаждающего воздуха,

а угол потока увеличивается на  $0,5 \div 0,8^\circ$ .

При расчете проходных сечений венцов турбины, расположенных за охлаждаемой решеткой, естественно, должно учитываться увеличение объемного расхода газа из-за подмешивания охлаждающего воздуха.

#### Потери от парциальности (на вентиляцию и «выколачивание»)

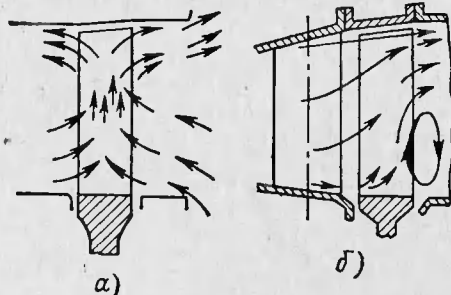
Как уже было указано в гл. I, иногда малоразмерные турбины приходится выполнять парциальными, для того чтобы не слишком уменьшать высоту лопатки или диаметр турбины. В парциальных турбинах возникают дополнительные потери, не говоря уж о том, что парциальность может быть источником возбуждения колебаний лопаток, а также вызывает несимметричное нагружение диска рабочего колеса.

Потери от парциальности подразделяются на:

1. Вентиляционные потери (меньшая часть потерь от парциальности).
2. Потери на выколачивание (большая часть потерь от парциальности).

Вентиляционные потери определяются циркуляционным движением газа в рабочих лопатках во время нахождения их напротив нерабочей части соплового аппарата и рассеянием сообщенной ему вследствие центробежного эффекта кинетической энергии. Согласно исследованиям Ю. И. Шальмана [23] вентиляционные потери в свою очередь в основном, можно подразделить на:

- а* — «ударные» потери при входе газа на лопатки;
- б* — потери от вентиляционных течений в рабочем колесе, имеющие для колеса с симметричными лопатками ( $\beta_1 = \beta_2$ )



Фиг. 134. Вентиляционные течения в парциальной ступени с симметричными лопатками (*а*) и с конфузными лопатками (*б*).

вид, представленный на фиг. 134, *а*, а для реактивной ступени ( $\beta_1 > \beta_2$ ) — на фиг. 134, *б*.

Как видно из фиг. 134, *а*, в ступени с симметричными лопатками газ, находящийся между лопатками, при вращении колеса под действием центробежной силы отбрасывается к периферии. При этом в корневых сечениях возникает зона пониженного давления, а у периферии — зона повышенного давления. В результате устанавливается одновременно два противоположных течения газа: из камеры рабочего колеса к корневым сечениям лопаток и от периферии лопаток в камеру колеса, сильно закручивающихся в направлении вращения колеса.

Так как абсолютная скорость на входе в рабочее колесо очень мала и имеет осевое направление, то поток входит под очень большими отрицательными углами атаки, что сопровождается соответствующими потерями. Отбрасывание газа к периферии и закручивание его также требует затраты части мощности колеса.

В реактивной ступени (см. фиг. 134, *б*) газ поступает на рабочие лопатки по всей их высоте со стороны соплового аппарата и выбрасывается с противоположной стороны у периферии лопаток, сильно закручиваясь в направлении вращения. В корневых сечениях рабочего колеса наблюдаются радиальные токи, создающие циркуляционное течение на выходе из колеса. При больших углах  $\beta_1$  основное влияние на вентиляционные потери оказывает течение газа в осевом направлении, а при малых углах  $\beta_1$  основное значение приобретает циркуляционное течение, интенсивность которого резко увеличивается. Поэтому вентиляционные потери в реактивной турбине практически не зависят от угла  $\beta_1$ .

Как показали последние исследования, в частности упомяну-

тые в [12] и [29], затраты мощности турбины на преодоление вентиляционных потерь могут быть выражены формулой

$$N_v = C_1 (1 - \varepsilon) D_{\text{ср}} h \left( \frac{u}{100} \right)^3 \gamma, \quad (228)$$

где  $C_1$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от конструктивных факторов;

$\varepsilon$  — степень парциальности;

$D_{\text{ср}}$  — средний диаметр турбины;

$h$  — высота лопатки;

$u$  — окружная скорость вращения на среднем диаметре;

$\gamma$  — плотность.

Располагаемая мощность турбины, очевидно, равна

$$N_{\text{ад}} = C_2 \varepsilon D_{\text{ср}} h \sin \alpha_1 \left( \frac{C_{\text{ад}}}{100} \right)^3 \gamma, \quad (229)$$

где  $C_2$  — известный коэффициент пропорциональности.

Тогда коэффициент вентиляционных потерь равен

$$\zeta_v = \frac{N_v}{N_{\text{ад}}} = C \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{1}{\sin \alpha_1} \left( \frac{u}{c_{\text{ад}}} \right)^3. \quad (228)$$

Коэффициент пропорциональности  $C$  в этой формуле, по данным работы [12], колеблется в пределах 0,035—0,065. При выборе этого коэффициента следует иметь в виду, что чем меньше ширина лопаток и объем камеры, в которой вращается диск, тем ниже вентиляционные потери. Уменьшение камеры рабочего колеса может быть достигнуто путем применения защитных кожухов в зоне нерабочей части соплового аппарата (фиг. 135).

Потери на выколачивание в основном обуславливаются работой, совершаемой свежим газом при удалении застойного газа из межлопаточных каналов рабочего колеса, а также растеканием газа в окружном направлении на границах между рабочей и нерабочей частями соплового аппарата и его размыванием, особенно значительным в турбинах с большой степенью реактивности. Естественно, что чем ниже степень парциальности турбины и больше число оборотов, тем больше абсолютная величина этих потерь.

Потери на выколачивание изучены значительно меньше, чем вентиляционные потери. Согласно работе [12] эти потери рекомендуются подсчитывать по формуле

$$\zeta_{\text{вык}} = b_{\text{вык}} \frac{1}{D_{\text{ср}}} \frac{u}{c_{\text{ад}}}, \quad (230)$$

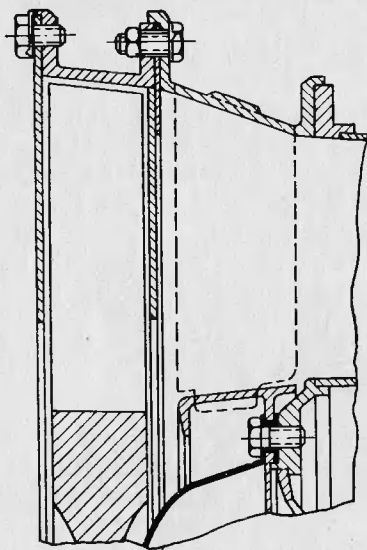
где  $b_{\text{вык}}$  — коэффициент потерь на выколачивание, который для ступени с симметричными лопатками и со средним диа-



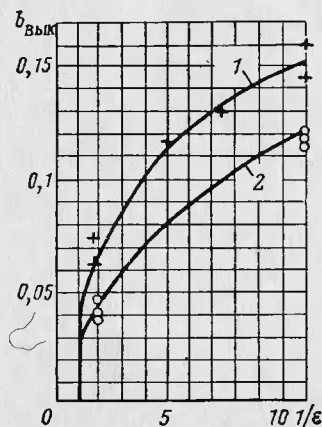
метром 1 м может быть определен по графику, приведенному на фиг. 136.

Так же как в случае вентиляционных потерь, чем уже лопатка, тем меньше потери на выколачивание.

Подробное исследование влияния степени парциальности ступени на структуру потока и характеристики ступени проведено



Фиг. 135. Парциальная ступень с защитными кожухами.



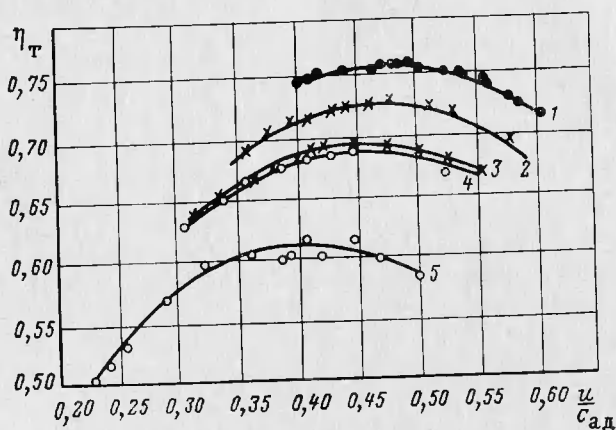
Фиг. 136. Зависимость коэффициента потерь выколачивания от степени парциальности.

1 — ступень с широкими лопатками; 2 — ступень с узкими лопатками.

И. Г. Гоголевым [16]. На фиг. 137 представлено изменение мощностного к. п. д. ступени в зависимости от  $\frac{u}{c_{ад}}$  при различных степенях парциальности. Уменьшение степени парциальности приводит к существенному снижению к. п. д. ступени и сдвигу максимума кривых  $\eta_T \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)$  в область меньших значений  $\frac{u}{c_{ад}}$ . Зависимость к. п. д. ступени от степени парциальности при оптимальных значениях  $\frac{u}{c_{ад}}$  показана на фиг. 138. Уменьшение степени парциальности с 1 до 0,2 приводит к снижению к. п. д. ступени на 0,2; дальнейшее уменьшение степени парциальности приводит к очень резкому снижению эффективности ступени.

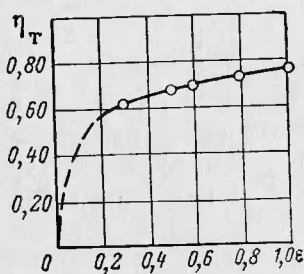
При сверхзвуковой скорости истечения из соплового аппарата потери, связанные с парциальностью ступени, уменьшаются вследствие устойчивости сверхзвукового потока и меньшего растекания

его в окружающем направлении на границах между рабочей и нерабочей частями соплового аппарата.



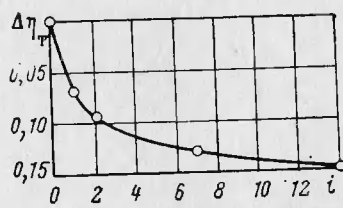
Фиг. 137. Изменение мощностного к. п. д. ступени в зависимости от  $\frac{u}{c_{ад}}$  при различных степенях парциальности.

1 —  $\epsilon = 1$ ; 2 —  $\epsilon = 0,786$ ; 3 —  $\epsilon = 0,572$ ; 4 —  $\epsilon = 0,5$ ; 5 —  $\epsilon = 0,286$ .



Фиг. 138. Зависимость к. п. д. ступени от степени парциальности при оптимальных значениях

$\frac{u}{c_{ад}}$ .



Фиг. 139. Снижение к. п. д. ступени в зависимости от числа групп сопел при степени парциальности  $\epsilon = 0,5$ .

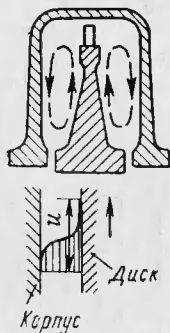
Ступень с данной степенью парциальности в отношении величины ее к. п. д. надо выполнять таким образом, чтобы все рабочие сопла были собраны в одну группу. Разделение этих сопел на несколько групп снижает к. п. д. ступени (фиг. 139).

Как было указано выше, парциальная ступень должна иметь малую степень реактивности, близкую к нулю, так как при этом уменьшается растекание на концах активной дуги. Кроме того, большая расчетная степень реактивности в такой ступени вообще не может быть реализована (из-за того же растекания), поэтому ступень, рассчитанная на большую величину  $\rho$ , фактически будет работать на нерасчетном режиме, что приведет к соответствующим потерям. Таким образом, парциальная ступень должна иметь малую степень реактивности, малое отношение  $\frac{u}{c_{ад}}$  и по возможности узкие лопатки.

Подбор параметров парциальной газовой турбины в отношении выбора оптимального соотношения между высотой лопатки и степенью парциальности изложен в [6].

### Потери от трения диска о газ

При вращении диска турбины в среде газа происходит трение между диском и газом и диск увлекает газ за собой. Скорость вращения частиц газа переменна: можно считать, что она равна скорости вращения диска для частиц, прилегающих к диску, и нулю для частиц, прилегающих к стенке корпуса. Кроме того, газ, в среде которого вращается диск, приобретает вихревое движение в меридиональном сечении [39]. Это обусловлено тем, что частицы, прилегающие к диску, под действием центробежной силы стремятся переместиться на периферию, а частицы, прилегающие к корпусу, соответственно движутся от периферии к центру (фиг. 140).



Фиг. 140. Эпюра скоростей и вихревое движение газа в камере колеса.

На преодоление трения диска о газ расходуется определенная часть мощности турбины. В турбинах авиационных двигателей относительная затрата этой мощности столь невелика, что отдельно она не учитывается. Однако в турбинах небольшой мощности (например, в энергоузлах) относительная доля мощности трения диска может оказаться заметной и ее нужно знать при подсчете полезной мощности и к. п. д. турбины.

Элементарная сила трения  $R$ , действующая на элемент поверхности тела  $dF$ , вращающегося со скоростью  $u$  в среде с плотностью  $\gamma$ , равна

$$dR = C_f \gamma \frac{u^2}{2} dF, \quad (231)$$

где  $C_f$  — коэффициент трения.

Элементарная мощность трения в квт обеих сторон диска равна

$$dN_d = \frac{2dRu}{10^3}. \quad (232)$$

Интегрирование по всей поверхности диска с учетом формулы (231) дает

$$N_d = \frac{\pi C_f}{10^4} D''^2 u''^3 \gamma, \quad (232')$$

где  $D''$  — внешний диаметр диска;

$u''$  — окружная скорость вращения на периферии диска.

Величина  $C_f$  зависит от числа Рейнольдса, размеров диска и полости, в которой он вращается, относительной шероховатости стенок и других факторов. Для гладких поверхностей при достаточно больших числах  $Re$  величина коэффициента трения  $C_f = 0,004$ .

В общем случае, введя обозначение  $\frac{\pi C_f}{10^4} = \beta \cdot 10^{-6}$ , будем иметь

$$N_d = \beta D''^2 \left( \frac{u''}{100} \right)^3 \gamma. \quad (232'')$$

По данным, приведенным в [12], величина  $\beta$  может быть принята равной 0,5 и 1,0 соответственно при малой и большой ширине полости, в которой вращается диск.

Трение диска о газ, вентиляция лопаток и трение в подшипниках в сумме определяют собой мощность холостого хода турбины  $N_{x.x}$ , т. е. ту мощность, которую нужно подвести к турбине, для того чтобы вращать ее в среде застойного газа без выдачи полезной мощности на валу турбины:

$$N_{x.x} = N_d + N_v + N_n, \quad (233)$$

где  $N_n$  — мощность трения в подшипниках.

В летательном аппарате такие условия возникают, например, при вращении силовой турбины на режимах авторотации винта самолета или ротора вертолета.

Мощность холостого хода в вт может быть определена по формуле

$$N_{x.x} = J \frac{d\omega}{dt} \omega, \quad (234)$$

где  $J$  — момент инерции ротора турбины относительно оси вращения, равный  $\Sigma \Delta m \cdot r^2$  ( $\Delta m$  — масса элементарной частицы,  $r$  — радиус от нее до оси вращения) в  $\text{кгм}^2$ ;

$\omega$  — угловая скорость вращения в  $\text{рад/сек}$ ;

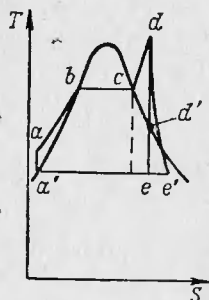
$t$  — время в  $\text{сек}$ .

Производная  $\frac{d\omega}{dt}$  определяется в стендовых условиях по так называемой «кривой выбега», представляющей собой зависимость

числа оборотов турбины от времени. Для получения «кривой выбега» необходимо вывести турбину на определенный режим по числу оборотов и затем предоставить ей вращаться по инерции без нагрузки. В этом случае энергия, накопленная маховой массой ротора, будет затрачиваться на преодоление потерь, определяемых по формуле (233), пока турбина не остановится.

### Потери от двухфазности потока

В некоторых случаях турбины двигателей, предназначенных для летательных аппаратов, работают на двухфазном рабочем теле, когда в основном потоке пара или газа имеются жидкие или твердые частицы. Так, например, турбины энергоузлов космических аппаратов могут работать на влажных парах щелочных металлов.



Фиг. 141. TS-диаграмма цикла Ренкина.

На фиг. 141 изображена  $TS$ -диаграмма цикла Ренкина. Напомним, что в этой диаграмме линия  $aa'$  изображает в утрированном масштабе процесс изэнтропийного сжатия жидкости,  $ab$  — нагрев жидкости до температуры кипения,  $bc$  — испарение жидкости,  $cd$  — перегрев пара,  $de$  — изэнтропийное расширение пара в турбине и  $ea'$  — конденсацию пара. Очевидно, в конце процесса расширения на участке  $d'e$  в случае равновесного течения будет выпадение жидких частиц. Если на входе в турбину пар не перегретый, а сухой насыщенный (соответствующий процесс расширения на фиг. 141 показан пунктирной линией), то выпадение жидких частиц будет наблюдаться во всей проточной части турбины. Потери, которыми сопровождается действительный процесс расширения в турбине  $de'$ , приводят к увеличению температуры пара и уменьшают возможность выпадения жидких частиц.

Весовая доля сухого пара в общем расходе влажного пара называется степенью сухости пара  $x$ . В конце процесса расширения в турбине сухость пара может достигать величины порядка  $0,9 \div 0,85$  (т. е. влажность  $1 - x = 0,1 \div 0,15$ ). В стационарном паротурбостроении эффективным средством уменьшения влажности пара является введение промежуточного перегрева.

Наличие второй фазы в потоке приводит к дополнительным потерям в проточной части и нарушает механическую прочность лопаток. Рассмотрим особенности обтекания лопаток турбины при наличии жидкой фазы в паровом потоке.

При течении двухфазного потока в сопловом аппарате происходит сепарация жидкой фазы на поверхности лопаток. Природа

этой сепарации зависит от характера движения жидких частиц в потоке пара, который определяется критерием Стокса

$$Stk = \frac{d_{ж}^2 \gamma_{ж} \cdot \omega_{ж}}{18 \mu_{п} l}, \quad (235)$$

где  $d_{ж}$ ,  $\gamma_{ж}$ ,  $\omega_{ж}$  — диаметр, плотность и скорость жидкой частицы;  
 $\mu_{п}$  — динамическая вязкость пара;  
 $l$  — характерная длина (например, длина хорды профиля).

Если движение жидких частиц характеризуется большими числами Стокса ( $Stk > 1$ ), что будет иметь место, например при крупных частицах, то сепарация носит инерционный характер и выпадение частиц происходит главным образом на вогнутой стороне лопатки. При малых числах Стокса ( $Stk < 0,1$ ) сепарация носит турбулентный характер и частицы оседают как на спинке, так и на вогнутой стороне лопатки.

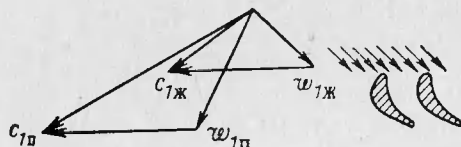
Жидкая волнистая пленка, образовавшаяся на поверхности сопловых лопаток, стекает с выходных кромок и дробится на крупные капли в осевом зазоре.

Эти капли, отставая от потока, имеют малую абсолютную скорость и поэтому поступают на рабочие лопатки с большими отрицательными углами атаки, создавая значительные «ударные» потери на входе (фиг. 142). В рабочем колесе частицы центробежной силой отбрасываются на периферию и выходят из проточной части через радиальный зазор, создавая жидкую пленку на поверхности корпуса турбины. Рабочие лопатки при этом практически остаются чистыми.

Такова общая картина течения двухфазного потока в проточной части ступени. В соответствии с этим при течении двухфазного потока возникают следующие дополнительные потери в ступени (по В. Д. Венедиктову).

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

2. Потери из-за изменения формы сопловых лопаток и отклонения от расчетного режима вследствие изменения соотношения минимальных проходных сечений соплового аппарата и рабочего колеса, что приводит к уменьшению степени реактивности ступени.



Фиг. 142. Треугольники скоростей частиц пара и жидкости.

3. Потери на «удар» жидких капель о спинку рабочих лопаток и на отбрасывание жидкой пленки на периферию.

4. Потери, связанные с трением концов лопаток о жидкость в случае переполнения ею радиального зазора.

5. Потери, возникающие по всему объему двухфазного потока, обусловленные трением потока о жидкие частицы.

Основными из этих потерь являются потери, указанные в пп. 1 и 3.

Некоторые виды потерь (например, указанные в пп. 3 и 4) могут быть приближенно определены расчетным путем, другие — лишь экспериментально. В настоящее время в литературе нет исчерпывающих данных, характеризующих величину этих потерь в зависимости от концентрации жидкой фазы, дисперсности частиц, коэффициента вязкости и других обстоятельств. Поэтому в первом приближении может быть принято указание, имеющееся в литературе по стационарному паротурбостроению [32], [39], о том, что каждый процент влажности пара снижает к. п. д. ступени турбины приблизительно на 1%.

В ряде случаев более важным обстоятельством по сравнению со снижением к. п. д. является ухудшение механической прочности лопаток из-за наличия в потоке второй фазы. Это ухудшение обуславливается как химическим взаимодействием жидкой пленки с материалом лопатки в случае, если пленка химически активна, так и главным образом эрозией<sup>1</sup> рабочих лопаток. «Ударное» воздействие капель на спинку лопаток в области входной кромки (в основном на периферии лопаток, где наблюдается повышенная концентрация жидкой фазы и большие окружные скорости), приводит к разъеданию поверхности лопаток, образованию каверн и в конце концов к разрушению лопаток (наподобие того, что имеет место при кавитации в насосах, гребных винтах и пр.). Обычно это постепенный процесс и поэтому особенно опасен для турбин с большим ресурсом работы (например для паровых турбин энергоузлов космических аппаратов), хотя в некоторых случаях наблюдается очень быстрое воздействие эрозии и разрушение лопатки.

Природа эрозии лопаток до сих пор с полной достоверностью не установлена. Согласно литературным данным процесс эрозии протекает следующим образом. При ударе жидких капель о поверхность лопатки внутри капли образуются очень высокое давление и высокая температура, в результате чего происходит оплавление и разрушение металла, а поверхность лопатки становится шероховатой. Образующиеся бугорки шероховатости в дальнейшем подвергаются усталостному разрушению. Этот процесс может либо прогрессировать, приводя в конце концов к разрушению лопаток, либо стабилизироваться на определенной стадии своего развития.

<sup>1</sup> Слово «эрозия» происходит от латинского слова *erosio* — разъедание.

Стабилизация возможно связана с наклепом поверхности лопаток, подвергающейся ударам жидких капель, а также образованием тонкой жидкой пленки на неровной поверхности лопаток, способствующей демпфированию этих ударов.

Эрозия существенно зависит от давления пара, снижаясь при уменьшении давления. При выборе параметров ступени, предназначенной для работы в среде влажного пара, надо иметь в виду, что эрозия уменьшается при увеличении степени реактивности ступени и уменьшении окружной скорости вращения.

В практике стационарного паротурбостроения для предохранения лопаток от эрозии наиболее широко применяется наплавка твердых пластин (например, стеллитовых) на входную кромку лопатки. Однако при более высокой температуре наплавка непригодна. Для паровых турбин энергоузлов космических аппаратов может быть применен (имея в виду обычно малые размеры проточной части таких турбин) увеличенный осевой зазор в ступенях между сопловым аппаратом и рабочим колесом. В осевом зазоре обычной величины вследствие закрутки потока происходит частичная сепарация жидкости к периферии. При большой величине этого зазора (в пределах  $0,5h - h$ , где  $h$  — высота лопатки) может произойти полная сепарация жидкой фазы, которая должна быть отведена с периферии через специальный дренаж, в результате чего на рабочие лопатки поступит сухой пар. Выпадение же жидкой фазы в процессе дальнейшего расширения пара в рабочем колесе не вызовет эрозии рабочих лопаток.

Перечисленные потери, конечно, не исчерпывают всех видов потерь, которые могут быть в проточной части турбины. В частности, для малоразмерной турбины большое значение имеют всевозможные порошки и уступы, которые нарушают плавность протекания меридионального профиля проточной части и могут вызвать заметные дополнительные потери. При этом чертежные размеры деталей должны быть рассчитаны таким образом, чтобы соблюдалась должная плавность проточной части в горячем состоянии.

---



## Глава VIII

### МЕТОДИКА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА, ПРОФИЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБИН

#### § 1. МЕТОДИКА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТУРБИН Расчет турбины по среднему диаметру

Для иллюстрации порядка газодинамического расчета турбины приведем последовательность расчета газовой турбины ТРД. Данные для расчета турбины получаются из теплового расчета двигателя, при выполнении которого задаются наиболее вероятным значением к. п. д. турбины. В результате газодинамического расчета турбины уточняется величина к. п. д. турбины, определяются ее размеры и число ступеней и получаются необходимые исходные данные для профилирования лопаток.

Исходными данными для расчета турбины являются следующие:

1. Параметры заторможенного потока на входе в турбину  $p_0^*$  в н/м<sup>2</sup> и  $T_0^*$  в °К.
2. Расход газа  $G_T$  в кг/сек.
3. Потребная работа на валу турбины  $L_T$  в дж/кг.
4. Число оборотов турбины  $n$  в об/мин.

Прежде всего необходимо определить, насколько число оборотов, установленное в результате расчета компрессора, допустимо в отношении прочности турбины и в случае необходимости изменить его. Для этого определяют напряжения от центробежных сил и соответствующий коэффициент запаса прочности в лопатках последней ступени. Порядок расчета может быть следующий:

1. Перепад температур в турбине (при  $R = 287,3$  дж/кг °К и  $k = 1,33$ )

$$\Delta T_T^* = \frac{L_T}{1163}.$$

2. Температура заторможенного потока на выходе из турбины (для упрощения параметры за турбиной в отличие от указанных в гл. V будем снабжать индексом «Т»)

$$T_{\tau}^* = T_0^* - \Delta T_{\tau}^*$$

3. Критическая скорость на выходе из турбины

$$a_{\text{кр}\tau} = 18,15 \sqrt{T_{\tau}^*}$$

4. Абсолютная скорость на выходе из турбины

$$c_{\tau} = \lambda_{c_{\tau}} \cdot a_{\text{кр}\tau}$$

Приведенная выходная скорость  $\lambda_{c_{\tau}}$  обычно принимается в пределах 0,55—0,6.

5. Действительная работа турбины

$$L_{\text{д}} = L_{\tau} + \frac{c_{\tau}^2}{2}$$

6. Адиабатическая работа турбины

$$L_{\text{ад}\tau} = \frac{L_{\text{д}}}{\eta_{\text{ад}}}$$

Адиабатический к. п. д. турбины  $\eta_{\text{ад}}$  может быть принят в пределах 0,9—0,95.

7. Скорость, соответствующая адиабатическому теплоперепаду в турбине

$$c_{\text{ад}\tau} = \sqrt{2L_{\text{ад}\tau}}$$

8. Критическая скорость на входе в турбину

$$a_{\text{кр}0} = 18,15 \sqrt{T_0^*}$$

9. Приведенная адиабатическая скорость

$$\lambda_{\text{ад}\tau} = \frac{c_{\text{ад}\tau}}{a_{\text{кр}0}}$$

10. Газодинамические функции  $\pi(\lambda_{\text{ад}\tau})$  и  $\tau(\lambda_{\text{ад}\tau})$  определяются по таблицам газодинамических функций.

11. Статическое давление за турбиной

$$p_{\tau} = p_0^* \pi(\lambda_{\text{ад}\tau})$$

12. Статическая температура за турбиной

$$T_{\tau} = T_0^* \tau(\lambda_{\text{ад}\tau})$$

13. Плотность газа за турбиной

$$\gamma_{\tau} = \frac{p_{\tau}}{RT_{\tau}}$$

14. Потребное аксиальное сечение проточной части на выходе

$$F_{aT} = \frac{G_T}{\gamma_T c_T}.$$

15. Напряжение растяжения в лопатках последней ступени в  $\text{дан/мм}^2$  при плотности материала лопатки  $\gamma = 8,5 \cdot 10^2 \text{ кг/м}^3$  и коэффициенте формы  $\psi = 0,6$ .

$$\sigma_p = 0,89 \cdot 10^{-6} n^2 F_{aT}.$$

Если напряжение получилось в пределах допустимой величины ( $\sigma_p < 20 \div 25 \text{ дан/мм}^2$ ), то расчет можно продолжить. Если же величина  $\sigma_p$  оказалась завышенной, то ее желательно снизить до допустимого значения либо путем увеличения приведенной выходной скорости (до предельной величины  $\lambda_{cT} = 0,6$ ), либо путем снижения числа оборотов, либо применением обоих этих способов совместно. При этом коэффициент запаса прочности не должен быть ниже величин, указанных в гл. V.

16. Высота лопатки на выходе из турбины

$$h_T = \frac{F_{aT}}{\pi D_{cp}},$$

где средний диаметр турбины назначается из конструктивных соображений.

17. Относительная высота лопатки на выходе

$$\bar{h}_T = \frac{h_T}{D_{cp}}.$$

Обычно величина  $\bar{h}_T$  колеблется в пределах от  $1/4$  до  $1/6$ . Слишком большая величина  $\bar{h}_T$  нежелательна вследствие затруднений, которые могут встретиться при профилировании длинной лопатки и обеспечении необходимой ее прочности. Короткие лопатки нежелательны из-за увеличения концевых потерь.

18. Окружная скорость на среднем диаметре

$$u_{cp} = \frac{\pi D_{cp} n}{60}.$$

19. Задавшись величиной

$$y = \frac{\sqrt{\Sigma u_{cp}^2}}{c_{адT}},$$

определяем потребное количество ступеней турбины. Величина  $y$  обычно колеблется в пределах  $0,5-0,55$ , а количество ступеней — от одной до трех.

20. Вычерчиваем меридиональный профиль проточной части и распределяем располагаемый теплоперепад по ступеням, исходя из тех соображений, которые были изложены в гл. V.

Далее переходим к детальному расчету каждой ступени. Приводим для примера порядок расчета первой ступени.

21. Скорость, соответствующая адиабатическому теплоперепаду в ступени

$$c_{ад} = \sqrt{2L_{ад}}.$$

22. Приведенная адиабатическая скорость

$$\lambda_{ад} = \frac{c_{ад}}{a_{кр0}}.$$

23. По таблицам газодинамических функций определяем величины

$$\pi(\lambda_{ад}) \text{ и } \tau(\lambda_{ад}).$$

24. Статическое давление за ступенью

$$p_2 = p_0^* \pi(\lambda_{ад}).$$

25. Статическая адиабатическая температура за ступенью

$$T_{2ад} = T_0^* \tau(\lambda_{ад}).$$

26. Приведенная теоретическая скорость на выходе из соплового аппарата

$$\lambda_{c1т} = \lambda_{ад} \sqrt{1 - \rho},$$

где степень реактивности  $\rho$  задается в пределах от 0,2 до 0,35.

27. По таблицам газодинамических функций определяем величину  $\pi(\lambda_{c1т})$ .

28. Статическое давление на выходе из соплового аппарата

$$p_1 = p_0^* \pi(\lambda_{c1т}).$$

29. Назначаем ориентировочно коэффициент скорости  $\varphi$ , учитывая профильные потери, а также потери от вторичных течений и в пограничном слое на торцовых стенках. В дальнейшем величина  $\varphi$  уточняется в зависимости от выявившихся геометрических параметров решетки соплового аппарата.

30. Приведенная скорость на выходе из соплового аппарата

$$\lambda_{c1} = \varphi \lambda_{c1т}.$$

31. По таблицам газодинамических функций определяем величину  $\tau(\lambda_{c1})$ .

32. Статическая температура на выходе из соплового аппарата

$$T_1 = T_0^* \tau(\lambda_{c1})$$

33. Скорость на выходе из соплового аппарата

$$c_1 = a_{kp_0} \lambda_{c_1}.$$

34. Площадь сечения струи на выходе из соплового аппарата

$$F_1 = \frac{GRT_1}{p_1 c_1}.$$

35. По вычерченному меридиональному профилю проточной части определяем осевую площадь сечения потока на выходе из соплового аппарата  $F_{1a}$ .

36. Угол потока на выходе из соплового аппарата

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{F_1}{F_{1a}}.$$

37. Окружная составляющая скорости на выходе из соплового аппарата

$$c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1.$$

38. Осевая составляющая скорости на выходе из соплового аппарата

$$c_{1a} = c_1 \sin \alpha_1.$$

39. Окружная скорость на входе в рабочее колесо

$$u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60}.$$

40. Окружная составляющая относительной скорости на входе в рабочее колесо

$$w_{1u} = c_{1u} - u_1.$$

41. Относительная скорость на входе в рабочее колесо

$$w_1 = \sqrt{c_{1a}^2 + w_{1u}^2}.$$

42. Угол потока в относительном движении на входе в рабочее колесо

$$\beta_1 = \arcsin \frac{c_{1a}}{w_1}.$$

43. Повышение температуры газа при торможении потока в относительном движении на входе в рабочее колесо

$$\Delta T_{w1}^* = \frac{w_1^2}{2330}.$$

44. Температура газа заторможенного в относительном движении на входе в рабочее колесо

$$T_{w_1}^* = T_1 + \Delta T_{w_1}^*$$

45. Критическая скорость на входе в рабочее колесо в относительном движении

$$a_{кр_1} = 18,15 \sqrt{T_{w_1}^*}$$

46. Приведенная относительная скорость на входе в рабочее колесо

$$\lambda_{w_1} = \frac{w_1}{a_{кр_1}}$$

47. По таблицам газодинамических функций определяем величину  $\pi(\lambda_{w_1})$ .

48. Полное давление на входе в рабочее колесо

$$p_1^* = \frac{p_1}{\pi(\lambda_{w_1})}$$

49. Газодинамическая функция

$$\pi(\lambda_{w_{2t}}) = \frac{p_2}{p_1^*}$$

50. По таблицам газодинамических функций определяем величину  $\lambda_{w_{2t}}$ .

51. Назначаем ориентировочно коэффициент скорости  $\psi$ , учитывая профильные потери, а также потери от вторичных течений и в пограничном слое на торцовых стенках. В дальнейшем величина  $\psi$  уточняется в зависимости от выявившихся геометрических параметров решетки рабочего колеса.

52. Приведенная относительная скорость на выходе из рабочего колеса

$$\lambda_{w_2} = \psi \lambda_{w_{2t}}$$

53. Окружная скорость на выходе из рабочего колеса

$$u_2 = \frac{\pi D_2 n}{60}$$

(при постоянном среднем диаметре турбины  $u_2 = u_1$ ).

54. Температура газа, заторможенного в относительном движении на выходе из рабочего колеса

$$T_{w_2}^* = T_{w_1}^* - \frac{u_1^2 - u_2^2}{2330}$$

55. Критическая скорость на выходе из рабочего колеса в относительном движении

$$a_{кр} = 18,15 \sqrt{T_{w_2}^*}$$

56. Относительная скорость на выходе из рабочего колеса

$$\omega_2 = a_{кр_2} \lambda_{\omega_2}.$$

57. Повышение температуры газа при торможении потока в относительном движении на выходе из рабочего колеса

$$\Delta T_{\omega_2}^* = \frac{\omega_2^2}{2330}.$$

58. Статическая температура на выходе из рабочего колеса

$$T_2 = T_{\omega_2}^* - \Delta T_{\omega_2}^*.$$

59. Площадь сечения струи на выходе из рабочего колеса

$$F_2 = \frac{GRT_2}{p_2\omega_2}.$$

60. По вычерченному меридиональному профилю проточной части определяем осевую площадь сечения потока на выходе из рабочего колеса  $F_{2a}$ .

61. Угол потока на выходе из рабочего колеса в относительном движении

$$\beta_2 = \arcsin \frac{F_2}{F_{2a}}.$$

62. Окружная составляющая относительной скорости на выходе из рабочего колеса

$$\omega_{2u} = \omega_2 \cdot \cos \beta_2.$$

63. Осевая составляющая относительной скорости на выходе из рабочего колеса

$$\omega_{2a} = \omega_2 \cdot \sin \beta_2.$$

64. Окружная составляющая абсолютной скорости на выходе из рабочего колеса

$$c_{2u} = \omega_{2u} - u_2.$$

65. Абсолютная скорость на выходе из рабочего колеса

$$c_2 = \sqrt{\omega_{2a}^2 + c_{2u}^2}.$$

66. Угол потока на выходе из рабочего колеса в абсолютном движении

$$\alpha_2 = \arcsin \frac{\omega_{2a}}{c_2}.$$

67. Повышение температуры газа при торможении потока в абсолютном движении на выходе из рабочего колеса

$$\Delta T_{c_2}^* = \frac{c_2^2}{2330}.$$

68. Температура газа, заторможенного в абсолютном движении на выходе из рабочего колеса

$$T_{c_2}^* = T_2 + \Delta T_{c_2}^*.$$

69. Газодинамическая функция

$$\tau(\lambda_{c_2}) = \frac{T_2}{T_{c_2}^*}.$$

70. По таблицам газодинамических функций определяем величины  $\lambda_{c_2}$  и  $\pi(\lambda_{c_2})$ .

71. Полное давление потока, заторможенного в абсолютном движении на выходе из рабочего колеса

$$p_2^* = \frac{p_2}{\pi(\lambda_{c_2})}.$$

Проверяем правильность произведенных расчетов, для чего сравниваем значения мощностного к. п. д. ступени (пока без учета потерь в радиальном зазоре), подсчитанного в одном случае исходя из элементов треугольников скоростей, в другом — температур потока на входе в ступень и выходе из нее.

72. Мощностной к. п. д. ступени (без учета потерь в радиальном зазоре), подсчитанный исходя из элементов треугольников скоростей

$$\eta'_T = \frac{2}{c_{ад}^2} (u_1 c_{1u} + u_2 c_{2u}).$$

73. Мощностной к. п. д. ступени (без учета потерь в радиальном зазоре), подсчитанный исходя из температур на входе в ступень и выходе из нее

$$\eta'_T = \frac{T_0^* - T_{c_2}^*}{T_0^* - T_{2ад}^*}.$$

Если расчеты произведены правильно, то эти значения к. п. д. не должны отличаться друг от друга более чем на  $0,001 \div 0,002$ .

74. Адиабатический к. п. д. ступени (без учета потерь в радиальном зазоре)

$$\eta'_{ад} = \eta'_T + \left( \frac{c_2}{c_{ад}} \right)^2.$$

75. Перепад давлений заторможенного потока после и до ступени

$$\pi_{ст}^* = \frac{p_2^*}{p_0^*}.$$



76. По таблицам газодинамических функций определяем перепад соответствующих температур при адиабатическом расширении

$$\tau_{\text{ст}}^* = \frac{T_{2\text{ад}}^*}{T_0^*}.$$

77. Температура заторможенного потока в конце адиабатического расширения

$$T_{2\text{ад}}^* = T_0^* \tau_{\text{ст}}^*.$$

78. К. п. д. ступени по параметрам заторможенного потока (без учета потерь в радиальном зазоре)

$$\eta_{\text{т}}^* = \frac{T_0^* - T_{c_2}^*}{T_0^* - T_{2\text{ад}}^*}.$$

79. Задавшись величиной радиального зазора, ориентировочно назначаем величину потери от перетеканий через радиальный зазор  $\Delta\eta_3$ .

80. К. п. д. ступени по параметрам заторможенного потока (с учетом потерь в радиальном зазоре)

$$\eta_{\text{т}}^* = \eta_{\text{т}}^{*\prime} (1 - \Delta\eta_3).$$

81. Температура заторможенного потока на выходе из ступени с учетом потерь в радиальном зазоре

$$T_2^* = T_0^* - \eta_{\text{т}}^* (T_0^* - T_{2\text{ад}}^*).$$

Параметры  $P_2^*$  и  $T_2^*$  являются исходными для расчета второй ступени, который производится аналогично расчету первой ступени. Также рассчитываются все остальные ступени, после чего можно определить работу и к. п. д. турбины в целом.

82. Статическая температура на выходе из ступени с учетом потерь в радиальном зазоре

$$T_2 = T_2^* - \frac{c_2^2}{2330}.$$

83. Работа турбины

$$L_{\text{т}} = 1163 (T_0^* - T_{\text{т}}^*).$$

84. Перепад давлений в турбине

$$\pi_{\text{т}} = \frac{p_{\text{т}}}{p_0^*}.$$

85. По таблицам газодинамических функций определяем перепад соответствующих температур и приведенную скорость при адиабатическом расширении  $\tau_T = \frac{T_{\text{ад}}}{T_0^*}$  и  $\lambda_{\text{ад}_T}$ .

86. Температура в конце расширения по основной адиабате, соответствующая статическому давлению на выходе

$$T_{\text{ад}} = T_0^* \tau_T.$$

87. Мощностной к. п. д. турбины

$$\eta_T = \frac{T_0^* - T_T^*}{T_0^* - T_{\text{ад}}^*}.$$

88. Адиабатический к. п. д. турбины

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{T_0^* - T_T^*}{T_0^* - T_{\text{ад}}^*}.$$

89. Перепад давлений заторможенного потока в турбине

$$\pi_T^* = \frac{p_T^*}{p_0^*}.$$

90. По таблицам газодинамических функций определяем перепад соответствующих температур при адиабатическом расширении

$$\tau_T^* = \frac{T_{\text{ад}}^*}{T_0^*}.$$

91. Температура в конце расширения по основной адиабате, соответствующая давлению заторможенного потока на выходе

$$T_{\text{ад}}^* = T_0^* \cdot \tau_T^*.$$

92. К. п. д. турбины по параметрам заторможенного потока

$$\eta_{\text{л}_T}^* = \frac{T_0^* - T_T^*}{T_0^* - T_{\text{ад}}^*}.$$

93. Скорость, соответствующая адиабатическому теплоперепаду в турбине

$$c_{\text{ад}_T} = a_{\text{кр}0} \cdot \lambda_{\text{ад}_T}.$$

94. Величина

$$y = \frac{V \sqrt{\Sigma u_{\text{ср}}^2}}{c_{\text{ад}_T}}.$$

Полученные величины работы и к. п. д. турбины могут не совпасть с потребными значениями этих величин. Однако повторный расчет турбины следует произвести лишь после профилирования турбины (см. § 2), когда выяснятся точные значения  $\varphi$  и  $\psi$ , которые необходимы для расчета. После окончательного расчета турбины по среднему диаметру необходимо рассчитать турбину по высоте проточной части.

### Расчет ступени по высоте проточной части

Обычно газодинамический расчет ступени производится в корневом и периферийном сечениях, т. е. совместно со средним сечением получается три расчетных сечения. Для удобства проверки соответствия выполненной в металле лопатки чертежным размерам расчетные сечения следует назначать на расстоянии  $\sim 5\%$  высоты от концов лопатки. Это объясняется тем, что в корневом сечении галтель между лопаткой и ободом препятствует проверке профиля с помощью шаблона, а на конце лопатки его трудно установить. В длинных лопатках в ряде случаев рассчитывают лопатку по пяти сечениям — корневому, среднему, периферийному и двум полусредним, выбираемым на равных расстояниях от среднего и концевых сечений.

Форму образующих поверхностей тока в первом приближении можно найти путем деления длины входной и выходной кромок лопатки на равное число одинаковых частей и соединения одноименных точек прямыми линиями. В результате такого построения получаются цилиндрические или конические поверхности тока, соответствующие турбине что, как мы видели выше, близко соответствует тем поверхностям тока, которые получаются в результате расчета эпюры расходов газа по высоте лопатки (см. фиг. 59). Поэтому такое построение поверхностей тока для первого приближения можно считать вполне приемлемым. Во втором приближении форма поверхностей тока уточняется исходя из равенства расходов через входное и выходное сечения струйки, как это будет указано ниже. Нанесение поверхностей тока позволяет определить, какой радиус (какая окружная скорость) на выходной кромке соответствует струйке с заданным радиусом (с заданной окружной скоростью) на входной кромке.

После этого следует задаться законами распределения параметров по высоте лопатки в осевом зазоре, и за колесом, сочетая их с уравнением радиального равновесия, которое применительно к сечению за колесом равносильно (из-за малых величин закрутки) условию постоянства давления  $p_2 = \text{const}$ . Обычно в осевом зазоре выбирается закон постоянства циркуляции  $c_{ur} = \text{const}$  или постоянства угла на выходе из соплового аппарата  $\alpha_1 = \text{const}$ , а за колесом — закон постоянства работы  $L_T = \text{const}$ , или закон по-

стоянства угла потока в относительном движении  $\beta_2 = \text{const}$ , или закон постоянства угла потока в абсолютном движении  $\alpha_2 = \text{const}$ . Расчет ведется по тем же уравнениям, по которым рассчитываются параметры на среднем диаметре, за исключением того, что для определения углов потока  $\alpha_1$  и  $\beta_2$  используются не величины аксиальных площадей проходного сечения  $F_{1a}$  и  $F_{2a}$ , а принятые законы распределения параметров до и после колеса.

Допустим, что надо рассчитать ступень при принятых условиях вдоль радиуса  $\alpha_1 = \text{const}$  и  $L_r = \text{const}$ . Тогда следующие величины будут определяться по формулам, отличным от тех, которые были применены при расчете параметров на среднем диаметре.

Приведенная теоретическая скорость на выходе из соплового аппарата

$$\lambda_{c_{1t}} = \lambda_{c_{1tcr}} \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{\cos^2 \alpha_1}.$$

Окружная составляющая скорости на выходе из соплового аппарата  $c_{1u} = c_{1ucr} \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{\cos^2 \alpha_1}$ .

Осевая составляющая скорости на выходе из соплового аппарата

$$c_{1a} = c_{1acr} \left( \frac{r_{cp}}{r} \right)^{\cos^2 \alpha_1}.$$

Окружная скорость на входе в рабочее колесо

$$u_1 = u_{1cr} \frac{r}{r_{cp}}.$$

Окружная скорость на выходе из рабочего колеса

$$u_2 = u_{2cr} \frac{r}{r_{cp}}.$$

Окружная составляющая относительной скорости на выходе из рабочего колеса

$$w_{2u} = (w_{1ucr} + w_{2ucr}) \frac{u_{cr}}{u_2} - w_{1u}.$$

Угол потока на выходе из рабочего колеса

$$\beta_2 = \arccos \frac{w_{2u}}{w_2}.$$

Определив в процессе такого расчета распределение осевых скоростей и плотностей до и после колеса, можно, используя формулу (118), подсчитать распределение расходов до и после колеса. Теперь аналогично тому, как это было сделано на фиг. 59, можно найти величины тех радиусов, которые ограничивают струйки с

одинаковым расходом. Это позволяет повторить расчет ступени по радиусу во втором приближении при уточненном соответствии между окружными скоростями на входной и выходной кромках для заданной поверхности тока.

Коэффициенты скорости  $\varphi$  и  $\psi$  при расчете ступени по радиусу в первом приближении могут быть приняты такими же, как на среднем диаметре. После профилирования лопатки по высоте эти коэффициенты должны быть уточнены для окончательного расчета ступени. В результате расчета ступени по высоте проточной части определяются эпюры давления и температуры заторможенного потока, которые являются исходными для расчета следующей ступени.

## § 2. МЕТОДИКА ПРОФИЛИРОВАНИЯ ТУРБИН

После предварительного газодинамического расчета турбины необходимо произвести профилирование ее проточной части так, чтобы в каждом венце поток поворачивался на нужный угол с наименьшими потерями. Эта задача может быть решена путем подбора подходящего профиля из имеющихся атласов профилей турбинных решеток. Если нужный профиль подобрать не удастся, то его можно создать, пользуясь либо теоретическими методами, либо известными приемами построения, позволяющими получать высокоэффективные решетки.

Последовательность построения профиля реактивной решетки может быть следующей.

1. Зная углы  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , из газодинамического расчета определяем относительный шаг решетки по формуле (214)

$$\frac{t}{l} = 0,55 \left[ \frac{180}{180 - (\beta_1 + \beta_2)} \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \right]^{\frac{1}{3}} (1 - \bar{\delta}),$$

где относительной толщиной профиля  $\bar{\delta}$  можно задаться согласно статистическим данным, равной:

~0,2 ÷ 0,3 для корневого сечения (большая цифра для активных профилей);

~0,15 для среднего сечения;

~0,05 для периферийного сечения;

~0,1 для сопловых лопаток.

2. Определяем по эмпирической формуле угол установки профиля в градусах

$$\gamma^\circ = 48 - 40 \frac{\beta_2}{\beta_1} + 2 \frac{\beta_1}{\beta_2} \pm 4.$$

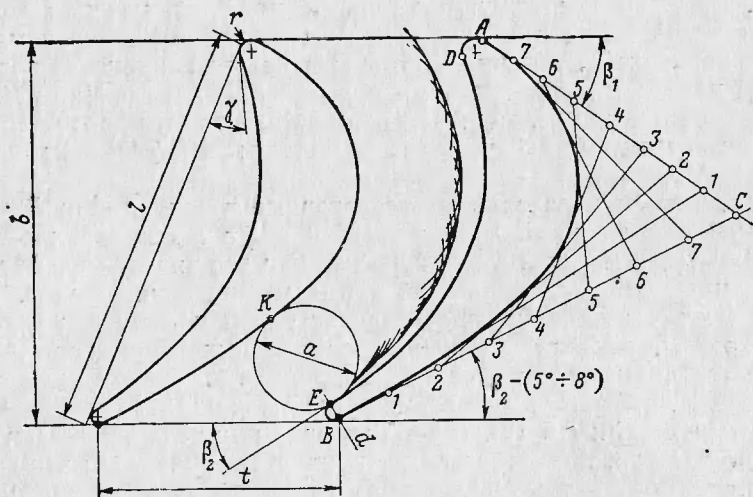
Меньшие углы  $\gamma$  (в пределах заданного допуска) соответствуют более тонкой входной кромке.

3. Зная из предварительно вычерченного профиля меридионального сечения турбины ширину решетки  $b$ , определяем длину хорды

$$l = \frac{b}{\cos \gamma}.$$

4. Шаг решетки

$$t = \frac{t}{l} l.$$



Фиг. 143. К построению профиля реактивной решетки.

5. Задавшись толщиной выходной кромки в среднем в диапазоне  $d = 1 \div 1,5$  мм (могут быть отклонения как в ту, так и в другую сторону), строим окружности скругления выходных кромок двух соседних профилей (на расстоянии  $t$  друг от друга) и проводим касательную к окружности под углом  $\beta_2$  (фиг. 143). Точку касания обозначим точкой  $E$ .

6. Подсчитываем ширину узкого сечения по формуле

$$a = t \sin (\beta_2 - \Delta \beta_2),$$

где угол отставания  $\Delta \beta_2$  для заданных условий определяем по фиг. 100 и вычерчиваем окружность диаметра  $a$ , касающуюся окружности скругления выходной кромки в точке  $E$ .

7. Проводим касательную к окружности скругления выходной кромки под углом  $\beta_2 - (5 \div 8^\circ)$ . Точку касания обозначим точкой  $B$ .

8. Наносим известную ширину решетки  $b$  и хорду профиля, которая представляет собой касательную к окружности скругления выходной кромки, проведенную под углом  $(90 - \gamma)^\circ$  к оси решетки.

9. Вычерчиваем окружность скругления входной кромки, которая касается оси решетки и хорды профиля. Толщина входной кромки может колебаться в среднем от 1 (в периферийном сечении рабочих лопаток) до 3 мм (в сопловых лопатках и корневых сечениях рабочих лопаток).

10. Проводим касательную к окружности скругления входной кромки под углом  $\beta_1$  к оси решетки. Точку касания обозначим точкой  $A$ .

11. Вычерчиваем выпуклую часть профиля, которая должна представлять собой плавную кривую (кривую с плавно изменяющейся кривизной), конечными точками которой являются точки  $A$  и  $B$ . В частности, для сопловых и реактивных рабочих решеток такой плавной кривой может быть парабола второго порядка, которая строится следующим известным графическим способом.

Продолжаем касательные, проведенные в точках  $A$  и  $B$  до их пересечения в точке  $C$ . Делим отрезки  $AC$  и  $BC$  на равное число частей, нумеруем точки в том порядке, как это указано на фиг. 143, и соединяем одноименные точки прямыми линиями. Кривая, касательная к этим прямым, представляет собой искомую параболу. Эта парабола должна коснуться окружности диаметра  $a$  (на фиг. 143 точка касания обозначена точкой  $K$ ). Если такого касания не получилось, то можно несколько изменить направления касательных  $AC$  и  $BC$  (или одной из них) или угол установки профиля до тех пор, пока произойдет нужное касание. При этом надо следить за тем, чтобы угол между касательными, проведенными в точках  $B$  и  $K$  (так называемый угол отгиба), не был слишком велик, что особенно важно при околосзвуковых скоростях.

12. Наносим вогнутую часть профиля. Для этого проводим плавную кривую, касательную к окружности скругления входной кромки (на фиг. 143 точка касания обозначена точкой  $D$ ) и к касательной, проведенной через точку  $E$ .

Теперь решетка готова. Измерив максимальную толщину профиля, следует проверить, насколько она совпадает с принятой в начале построения величиной  $\bar{\delta}$  и в случае существенного различия повторить построение решетки, задавшись истинным значением  $\bar{\delta}$ , в особенности если решетка получилась более густой, чем она должна быть.

Кроме того, следует проверить форму полученного межлопаточного канала. Для этого проводим дуги окружностей радиуса  $a$  из центров, расположенных на выпуклой части профиля. Если при этом оставшаяся часть канала представляет собой «косынку» с плавно изменяющейся шириной от максимальной на входе в канал до нуля на выходе (в узком сечении), то такую форму межлопаточного канала следует признать удовлетворительной.



Аналогично профилируется и активная решетка. В этом случае средняя часть выпуклой и вогнутой поверхностей профиля может быть выполнена в виде дуг окружностей, зачастую проводимых из одного центра. Межлопаточный канал при этом имеет примерно постоянную ширину.

Обычно профилируют три или пять плоских решеток, соответствующих различным сечениям лопаточного венца. Поскольку эти плоские решетки при сочетании друг с другом составляют пространственную решетку, то они должны удовлетворять ряду прочностных и технологических требований.

Прежде всего должно быть выдержано определенное отношение площадей периферийного и корневого профилей  $\chi$  с тем, чтобы получить нужное значение коэффициента формы лопатки  $\psi$  и приемлемую величину напряжения растяжения  $\sigma_p$ . Поэтому полученные профили надо спланиметрировать и определить величину  $\chi$ . В случае неудовлетворительной (большой) величины  $\chi$  профили следует изменить в направлении увеличения площади корневого профиля и (или) уменьшения площади периферийного профиля. Этого можно достигнуть изменением как толщины профилей (утолщением корневого профиля и утонением периферийного профиля), так и соотношений между их ширинами (сужением периферийного профиля и уширением корневого профиля, т. е. увеличением конусности лопатки). Естественно, при этом по возможности следует соблюдать требования в отношении газодинамического совершенства корректируемых профилей.

Далее во избежание появления дополнительных напряжений изгиба необходимо проверить совпадение центров тяжести сечений лопатки при совмещении соответствующих профилей. Центр тяжести профиля может быть найден одним из известных способов — например путем подвешивания профиля, выполненного в большом масштабе из картона или плотной бумаги, в двух точках и определения точки пересечения вертикалей, опущенных из этих точек (для этой цели могут быть использованы веревочки, натянутые грузиками). Центры тяжести всех совмещенных профилей должны лежать внутри треугольника со стороной не свыше  $2 \div 3$  мм (если не предусматривается специальный «вынос» центров тяжести сечений лопатки для компенсации изгибных напряжений от газовых сил). При большем разбросе центров тяжести необходимо соответственно корректировать форму профилей.

И, наконец, лопатка должна иметь такую форму, чтобы ее можно было обработать тем способом, который применяется на данном производстве. Подробное изложение этого вопроса выходит за рамки настоящей книги и рассматривается в курсах конструкции двигателей и газовых турбин.



Наиболее характерные особенности профилирования сверхзвуковых решеток указаны в гл. VII (§ 1, разд. «Потери при сверхзвуковых течениях»).

В заключение укажем, что методика расчета и профилирования газовых турбин изложена в ряде работ, например в [33].

### § 3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБИН

При экспериментальных газодинамических исследованиях точной части турбин применяются следующие способы:

1. Исследование неподвижных прямых решеток.
2. Исследование неподвижных или качающихся круговых решеток.
3. Исследование модельных вращающихся турбин.
4. Исследование натурных вращающихся турбин.

Казалось бы наиболее надежные данные можно получить при исследовании натурных вращающихся турбин на натурном рабочем теле — горячем газе. Однако проведение исследований на горячем газе чрезвычайно усложняет эксперимент и затрудняет измерение параметров потока, поскольку надо иметь охлаждаемые измерительные приборы (насадки, корпуса термопар и пр.). Поэтому обычно исследования как турбин, так и решеток проводятся либо на сжатом подогретом воздухе, либо путем просасывания атмосферного воздуха, что существенно упрощает эксперимент и позволяет получать достаточно надежные данные.

Проведение экспериментальных исследований крупных турбин даже на воздухе затруднительно, так как для обеспечения больших расходов сжатого воздуха необходимо иметь мощные компрессорные станции, что очень усложняет и удорожает создание таких установок и их эксплуатацию. Поэтому обычно крупные турбины моделируются на меньший размер, а исследования натурных турбин проводятся лишь в том случае, если они малоразмерные.

Однако исследования даже модельных турбин на воздухе достаточно сложны. С другой стороны, определением к.п.д. турбины в целом нельзя установить эффективность каждого венца и оценить профильные и концевые потери отдельно. Поэтому в ряде случаев, пренебрегая эффектом вращения, исследуют неподвижные решетки — прямые и круговые.

При исследовании прямых решеток применяют пакет лопаток, имеющих неизменный профиль по высоте и неизменный угол натекания потока. Измерив параметры потока до и после решетки, определяют профильные потери в среднем сечении лопаток, в котором при достаточной высоте лопаток нет влияния вторичных течений. Этот способ нашел широкое распространение вследствие его простоты и надежности получаемых данных по профильным потерям.

Применительно к малоразмерным турбинам, в которых концевые потери не менее существенны, чем профильные, целесообразно исследование круговых решеток с измерением реактивного момента.

Все перечисленные способы исследования газовых турбин и решеток ГТД и ЖРД проводятся обычно с выбросом отработанного рабочего тела (воздуха) в атмосферу. Исследования турбин и их решеток энергоузлов космических двигателей, работающих на инертных газах или парах щелочных металлов в случае использования натуральных рабочих тел должны проводиться по замкнутому циклу, в котором отработанный газ или пар охлаждается в холодильнике или конденсаторе и вновь возвращается в контур. Установка с замкнутым контуром получается существенно сложнее. Однако выброс рабочего тела в атмосферу в данном случае недопустим из-за его дороговизны, а также по соображениям санитарным и противопожарным.

Прежде чем перейти к подробному описанию типичных экспериментальных установок и измерительной аппаратуры, необходимо рассмотреть условия моделирования газовых турбин, позволяющие переносить результаты модельных исследований на натурную турбину.

Как известно, при моделировании течений должны быть выдержаны условия, обеспечивающие динамическое подобие, т. е. подобие не только геометрических границ потока, но и подобие линий тока. Поэтому при моделировании турбомашин должны соблюдаться следующие условия:

1. Геометрическое подобие проточной части модельной и натурной турбин.

2. Равенство основных критериев подобия, характеризующих процесс, каковыми в данном случае (для неохлаждаемых турбин) можно считать числа Маха, Рейнольдса и величину показателя изэнтропии расширения  $k$ . Если процесс расширения происходит в области малых дозвуковых скоростей  $M < 0,4 \div 0,5$  или в области автомодельной по числу  $Re$ , то соблюдение равенства соответственно чисел  $M$  и  $Re$  необязательно.

3. Подобие треугольников скоростей, которое при геометрическом подобии обеспечивается при условии равенства отношения

$$\frac{u}{c_{ад}} \text{ или } \frac{u}{c_1}.$$

4. Подобие полей параметров в модельной и натурной турбинах.

Геометрическое подобие проточной части модельной и натурной турбин принципиально может быть достигнуто, но практически оно в точности не соблюдается по следующим причинам:

а) трудно в точности определить форму проточной части «горячей» турбины при заданных размерах «холодной» турбины, в то время как моделировать, строго говоря, надо «горячую» турбину;

б) абсолютная точность изготовления модельной турбины должна быть выше, чем натурной турбины, для того чтобы относительная величина допусков сохранилась постоянной. Практически это не всегда возможно достигнуть;

в) относительная толщина выходных кромок в модельной турбине может оказаться больше, чем в натурной турбине, так как при полном соблюдении подобия выходная кромка может оказаться столь тонкой, что не может быть изготовлена.

По этим соображениям размеры модели не должны слишком отличаться от размеров натурной турбины, однако следует помнить, что в крупной модели могут недопустимо возрасти расход воздуха и мощность тормозного устройства. Практически масштаб моделирования колеблется от  $m = \frac{l_n}{l_m} = 3$  (где индексы «н» и «м» при соответственном размере  $l$  относятся к натуре и модели) в случае моделирования крупных турбин, до  $m = 1$  в случае малоразмерных турбин.

Отличие показателя изоэнтропы расширения воздуха  $\kappa$  от величин  $\kappa$  натуральных рабочих тел принципиально не позволяет полностью моделировать процесс в газовых турбинах.

Применительно к авиационным газовым турбинам отличие в величинах  $\kappa$  невелико, поэтому соблюдение равенства значений  $\pi_t$  и  $\frac{u}{c_{ад}}$  в модельной и натурной турбинах обеспечивает получение достаточно близкого моделирования в этих турбинах. В турбинах ТНА ЖРД рабочее тело может иметь величину  $\kappa$ , существенно меньшую по сравнению с воздухом. Поэтому в данном случае для обеспечения равенства чисел  $M$  величина  $\pi_t$  в модели должна отличаться от натуре.

В самом деле, имея в виду выражения (51) и (52), найдем, что для получения одинаковых значений чисел  $M_c$  в модели и натуре величины  $\pi_{c.a} = \frac{p_1}{p_0^*}$  в модельной и натурной ступенях должны

быть связаны соотношением

$$\frac{1}{k_m - 1} \left( \frac{1}{\frac{k_m - 1}{\pi_{c.a_m}}} - 1 \right) = \frac{1}{k_n - 1} \left( \frac{1}{\frac{k_n - 1}{\pi_{c.a_n}}} - 1 \right), \quad (236)$$

откуда

$$\pi_{c.a_m} = \frac{1}{\left[ \frac{k_m - 1}{k_n - 1} \left( \frac{1}{\frac{k_n - 1}{\pi_{c.a_n}}} - 1 \right) + 1 \right] \frac{k_m}{k_m - 1}}. \quad (236')$$

При  $k_M = k_H$ , естественно, будем иметь  $\pi_{с.а_M} = \pi_{с.а_H}$ .

Условие равенства параметра  $\frac{u}{c_1}$  в модельной и натурной ступенях приводит к следующему соотношению для соответствующих чисел оборотов:

$$\frac{n_M}{n_H} = m \frac{\sqrt{\frac{k_M}{k_M - 1} R_M T_{0_M}^* \left(1 - \pi_{с.а_M}^{\frac{k_M - 1}{k_M}}\right)}}{\sqrt{\frac{k_H}{k_H - 1} R_H T_{0_H}^* \left(1 - \pi_{с.а_H}^{\frac{k_H - 1}{k_H}}\right)}} \quad (237)$$

или после подстановки найденного значения  $\pi_{с.а_M}$  будем иметь

$$\frac{n_M}{n_H} = m \sqrt{\frac{a_{0_M}}{a_{0_H}} \frac{1}{\frac{k_M - 1}{k_H - 1} \left(1 - \pi_{с.а_H}^{\frac{k_H - 1}{k_H}}\right) + \pi_{с.а_H}^{\frac{k_H - 1}{k_H}}}}, \quad (237')$$

где  $a_0$  — скорость звука в заторможенном потоке на входе в ступень. Для случая  $k_M = k_H$  будем иметь

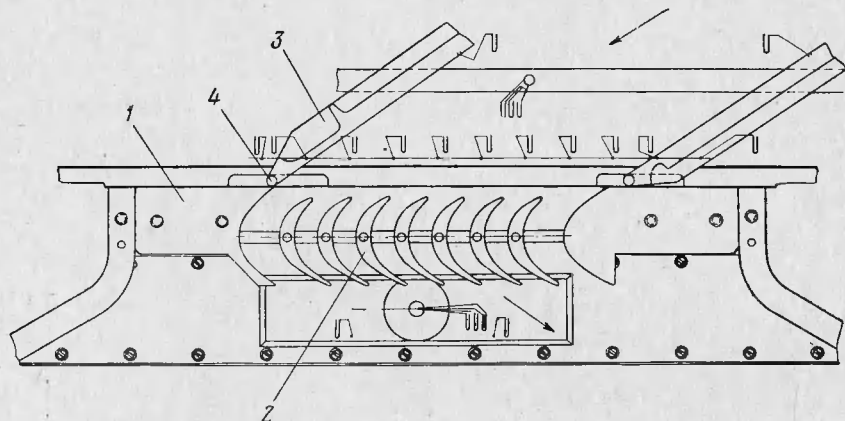
$$\frac{n_M}{n_H} = m \sqrt{\frac{a_{0_M}}{a_{0_H}}}. \quad (237'')$$

При таком выборе величин  $\pi_{с.а_M}$  и  $n_M$  обеспечивается равенство не только чисел  $M_{с_1}$ , но и  $M_{с_1}$ , поскольку из условия  $\left(\frac{u}{c_1}\right)_M = \left(\frac{u}{c_1}\right)_H$  вытекает равенство  $\left(\frac{u}{a_0}\right)_M = \left(\frac{u}{a_0}\right)_H$ .

Однако полное моделирование при  $k_M \neq k_H$  все же может заметно нарушиться по следующим обстоятельствам. В области сверхзвуковых течений одинаковым значениям  $M(\lambda)$  соответствуют при разных значениях  $k$  разные  $q(\lambda)$ . Из этого следует, что расширяющийся сопловой аппарат, спроектированный для определенного значения  $q(\lambda_1)$  в натуральных условиях, окажется в нерасчетных условиях в модельной ступени, несмотря на равенство величин  $M_{с_1}$ . Имея в виду резкое увеличение потерь в сверхзвуковом сопловом аппарате при нерасчетных условиях работы, возможно более целесообразным является такое моделирование, при котором получаются одинаковые значения  $q(\lambda_1)$  в модельной и натурной ступенях, но разные величины  $M_{с_1}$  и  $M_{с_1}$  (предложено рядом авторов, в частности Ю. Г. Чумаченко).

Числа Рейнольдса в модельной турбине обычно получаются меньшими, чем в натурной турбине. Это обуславливается меньши-

ми размерами модельной турбины, а также тем обстоятельством, что зачастую модельные турбины испытываются не на сжатом воздухе, подаваемом компрессорами, а путем просасывания через них атмосферного воздуха эксгаустерами. Правда, вязкость холодного воздуха меньше, чем горячего газа, однако влияние первых двух факторов имеет преобладающее значение, что в целом приводит к уменьшению числа  $Re$  в модельной турбине по сравнению с натурной турбиной. Поэтому к. п. д., полученный при испытании модельной турбины, должен быть пересчитан для натурны с учетом известной его зависимости от числа Рейнольдса.



Фиг. 144. Рабочая часть установки для продувки плоских решеток.  
1 — корпус; 2 — пакет лопаток; 3 — направляющая створка; 4 — шарнир.

Поля параметров в натурной турбине, работающей в двигателе, существенно более неравномерны, чем в модельной турбине, в особенности поля температур. Однако можно думать (и это подтверждается экспериментально), что изменение температурного поля практически не сказывается на к. п. д. турбины, так как числа  $M$  от температуры не зависят.

Перейдем к описанию типичных установок и измерительной аппаратуры для экспериментального исследования турбин и турбинных решеток.

На фиг. 144 представлена рабочая часть установки для продувки плоских решеток. Она состоит из корпуса 1, пакета лопаток 2 и направляющих створок 3. Лопатки закрепляются между двумя планками без зазора. Высота лопаток должна быть 100—120 мм, чтобы предохранить среднее сечение от проникновения вторичных течений. Средняя лопатка пакета может быть дренирована, для того чтобы можно было определить, как распределяется давление (скорость) по профилю. Лопатки имеют неизменный профиль по

высоте и устанавливаются с таким расчетом, чтобы величина шага  $t$  была такая же, как в натурном венце на соответствующем радиусе. Число лопаток в пакете желательно иметь не менее семи, для того чтобы исключить влияние граничных стенок на среднюю часть пакета, где измеряются параметры потока.

Направляющие створки, поворачивающиеся вокруг шарниров 4, служат для направления потока к решетке под заданным углом, что позволяет исследовать решетку при различных углах атаки. Правильность установки створок контролируется путем проверки равенства статических давлений на стенках створок.

На входе в решетку измеряются статическое давление через сверления в стенках, расположенных вдоль оси решетки, а также полное и статическое давления в потоке с помощью цилиндрического насадка (описание измерительной аппаратуры см. ниже). На выходе из решетки также измеряются полное и статическое давления в потоке с помощью комбинированного насадка; ввиду неравномерности поля давлений за решеткой необходимо давления измерять по шагу вдоль оси решетки, для чего насадок должен иметь возможность поступательного перемещения, кроме вращения вокруг оси. Полезно также, чтобы насадок имел возможность перемещаться и вдоль высоты лопаток для траверсирования поля на выходе из решетки. Через сверление в стенках проводятся контрольные измерения статического давления.

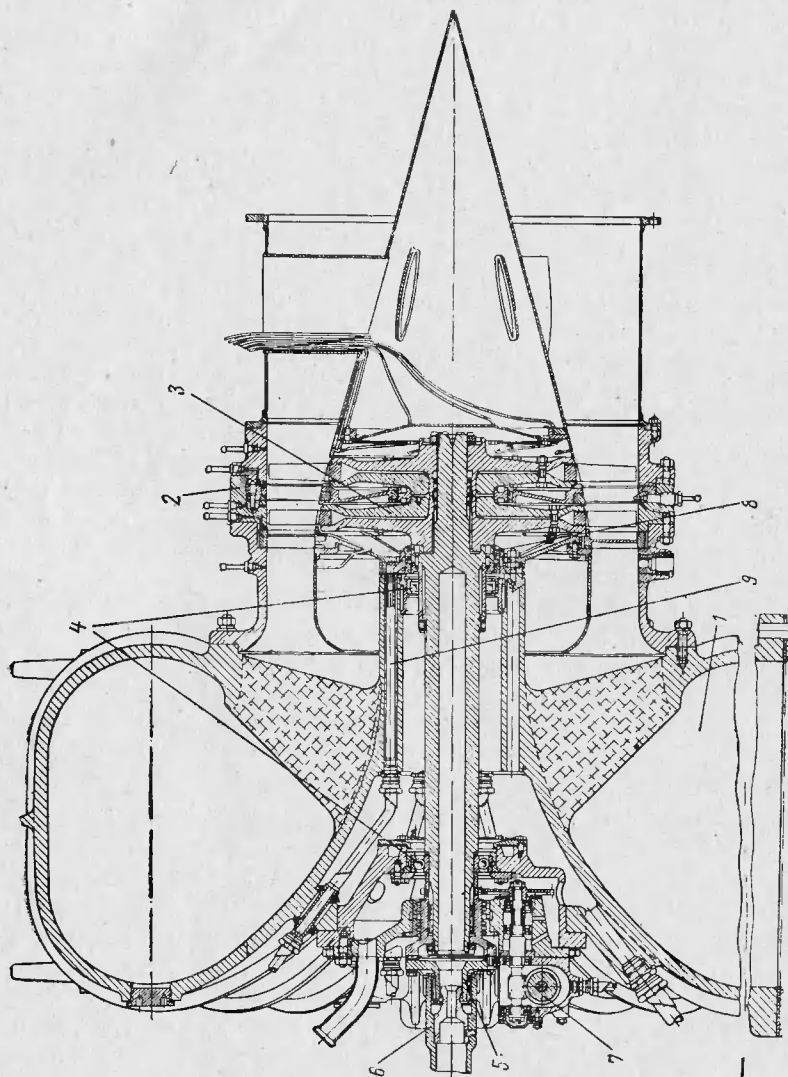
Известны различные способы осреднения измеряемых параметров путем подсчета величин среднемассовых, среднеэнергетических и др., что требует в ряде случаев проведения длительных вычислений. Однако применительно к решеткам турбин, неравномерность потока за которыми обычно невелика, оказывается вполне достаточным вычисление среднеарифметических (среднешаговых) величин давлений по формуле

$$p = \frac{1}{t} \int_0^t p dt. \quad (238)$$

Зная средние полные давления на входе и выходе  $p_0^*$  и  $p_1^*$ , а также среднее статическое давление на выходе  $p_1$ , можно определить перепады давлений  $\frac{p_1}{p_0^*}$  и  $\frac{p_1}{p_1^*}$ , а следовательно, теоретическую

и действительную приведенные скорости  $\lambda_{1t}$  и  $\lambda_1$  (по таблицам газодинамических функций). Тогда коэффициент скорости в решетке определится по формуле  $\psi = \frac{\lambda_1}{\lambda_{1t}}$ . Изменяя перепад давлений, можно определить коэффициент скорости  $\psi$  при различных числах  $M$  потока.

На фиг. 145 изображена установка для исследования модельных турбин. Установка состоит из входной улитки 1, корпуса тур-



Фиг. 145. Установка для исследования модельных турбин.  
 1 — входная улитка; 2 — корпус турбины; 3 — ротор турбины; 4 — подшипник; 5 — муфта;  
 6 — вал тормоза; 7 — червячная передача; 8 — лабиринтное устройство; 9 — подвод сжатого воздуха.

бины 2 и ротора турбины 3, покоящегося в двух подшипниках 4. Вал турбины при помощи муфты 5 соединяется с валом тормозного устройства 6. Горизонтальный участок проточной части между выходом из улитки и входом в турбину невелик и имеет конфузорную форму во избежание накопления пограничного слоя на стенках. Имеется червячная передача 7 для привода валика прибора, измеряющего число оборотов турбины. К лабиринтному устройству 8 по трубке 9 подводится сжатый воздух для предохранения проточной части от попадания в нее масла.

В плоскостях перед турбиной и за ней, а также во всех межвенцовых зазорах измеряется статическое давление через отверстия во внешней и внутренней поверхностях проточной части. Кроме того, поток перед турбиной и за ней траверсируется насадками, измеряющими полное и статическое давления, а также угол потока. Насадки имеют дистанционный привод для перемещения их по радиусу и вращения вокруг оси. Расход воздуха измеряется мерным соплом, устанавливаемым с соблюдением существующих правил по длине прямого участка перед соплом и за ним. Результаты измерения этими приборами регистрируются пружинными манометрами высокого класса точности, показания которых фотографируются. Температура потока измеряется экранированными хромель-алюмелевыми термopарами, показания ЭДС которых регистрируются переносными потенциометрами.

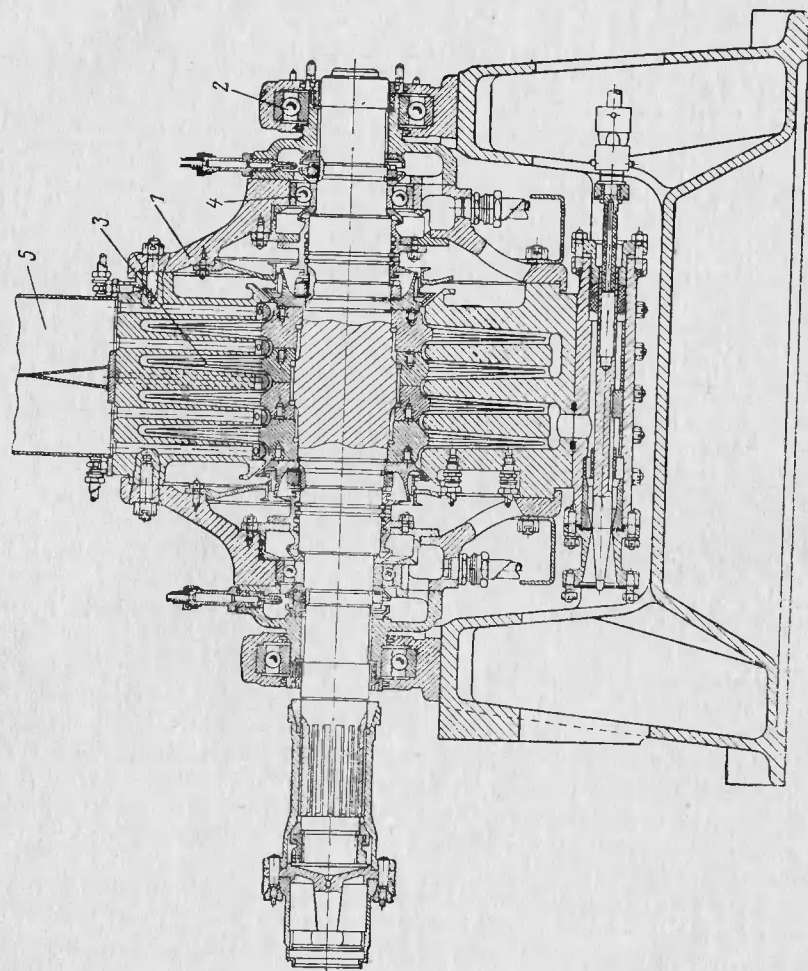
Поглощение мощности турбины может осуществляться с помощью гидравлических или электрических тормозов, а также компрессоров. Применение обычного компрессора в качестве тормоза не позволяет измерить непосредственно крутящий момент и, кроме того, ограничивает возможную область снятия характеристик испытываемого объекта из-за опасности появления неустойчивых режимов работы компрессора. Поэтому более целесообразны гидравлические тормоза, которые широко применяются.

Продольный разрез одного из быстроходных<sup>1</sup> дисковых гидротормозов (конструкции Д. Д. Гушина) представлен на фиг. 146. Гидротормоз состоит из статора 1 (состоящего в основном из корпуса, крышки и опоры), качающегося в подшипниках 2, и ротора 3, вращающегося в подшипниках 4. Ротор состоит из четырех гладких дисков, закрепленных на валу, которые при вращении захватывают воду, поступающую из приемника 5 через вертикальные отверстия в корпусе к его центру, и отбрасывают ее на периферию, создавая там кольцевой слой воды определенной ширины. Мощность, передаваемая от вала турбины к валу гидротормоза, соединенному с ним с помощью муфты и рессоры, поглощается

---

<sup>1</sup> Быстроходным тормозом называется такой тормоз, который может быть соединен с испытываемым объектом непосредственно, без применения редуктора числа оборотов





Фиг. 146. Дисковый гидротормоз.  
1 — корпус; 2 — подшипник корпуса; 3 — ротор; 4 — подшипник ротора; 5 — приемник.

вследствие трения дисков об этот слой воды, в результате чего вода нагревается. Поглощательную способность данного тормоза можно регулировать изменением количества воды, циркулирующей через него, а также изменением числа дисков, включаемых в работу, поскольку тормоз двухсекционный (в соответствии с этим приемник воды также разделен на две части). Расход воды через тормоз изменяется с помощью регулирующего механизма, через который проходит вода, вышедшая из нижнего отверстия в корпусе и уходящая на слив. Вода в тормоз поступает из напорного бака, который должен быть расположен на высоте не менее 5 м для достижения должной устойчивости работы гидротормоза. Сброс воды может происходить в градирню, откуда она возвращается в напорный бак. Детали гидротормоза должны быть предохранены от коррозии.

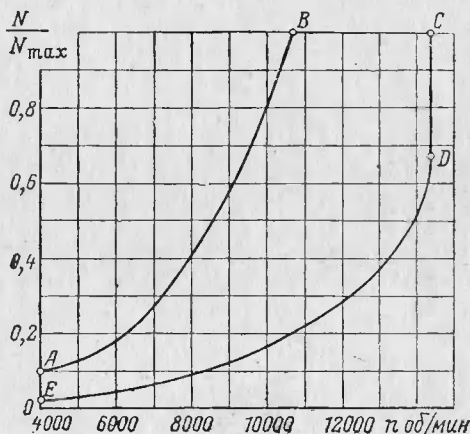
Реактивное усилие, возникающее на статоре гидротормоза, измеряется каким-либо весовым устройством, например рейтерными весами, связанными с ним системой рычагов. Показания весового устройства и управление органами регулирования тормоза выводятся на пульт управления. Зная усилие  $P$  и плечо рычага  $R$ , через которое оно передается от статора тормоза на весы, можно подсчитать крутящий момент турбины  $M_{кр} = P \cdot R$ . Для правильного измерения реактивного момента очень важно, чтобы все соединения тормоза с питающими системами были по возможности гибкими, а подвод воды был строго в меридиональной плоскости. Мощность турбины в кВт определяется по формуле

$$N_t = \frac{M_{кр} \cdot n}{9549,3} + N_{тр}, \quad (239)$$

где  $N_{тр}$  — мощность трения в подшипниках турбины.

Величина  $N_{тр}$  должна быть заранее определена в зависимости от числа оборотов одним из известных способов, например методом «выбега» в вакууме или путем определения расхода масла и перепада температур на входе в подшипники и выходе из них, или путем использования установки с «взвешенными» подшипниками.

На фиг. 147 представлена характеристика гидротормоза. Кри-



Фиг. 147. Характеристика гидротормоза.

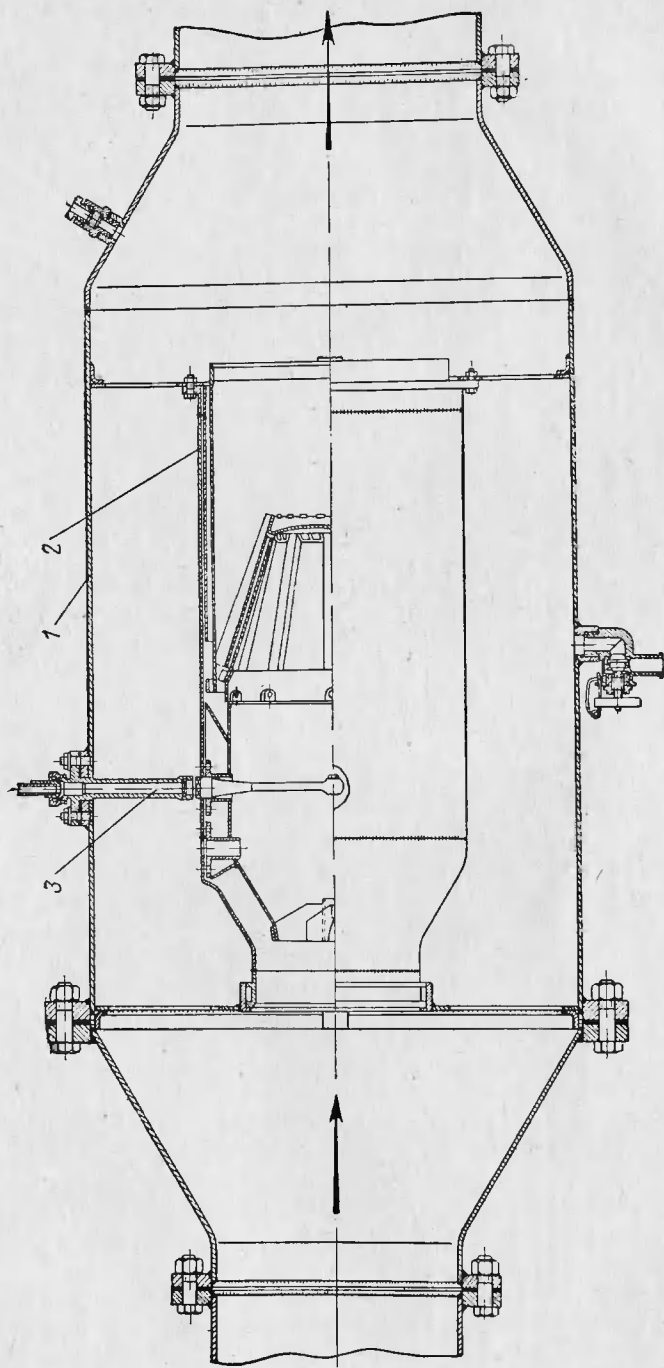
вая  $AB$  представляет собой кубическую параболу и определяет максимальную поглощательную способность тормоза при полном заполнении его водой. Горизонтальная прямая  $BC$  характеризует собой наибольшую мощность тормоза, которая определяется максимально возможным расходом воды при данных напоре и диаметре подводящего трубопровода. Вертикальная прямая  $CD$  соответствует максимально возможному числу оборотов, определяемому прочностью ротора и работоспособностью подшипников. Кривая  $DE$  характеризует предел устойчивой работы тормоза, поскольку при меньших мощностях слой воды настолько уменьшается, что работа тормоза становится неустойчивой. Таким образом, площадь, ограниченная этими кривыми и осью ординат, определяет собой область возможной работы тормоза.

В результате снижения температуры воздуха в процессе его расширения в турбине на выходе из нее будет выпадать влага в виде льда и снега, которые могут нарушить нормальную работу турбины, в частности забить насадки. Поэтому обычно воздух на входе в турбину подогревается в специальных устройствах. Подогреватели могут быть электрические и газовые.

На фиг. 148 изображена конструкция одного из газовых подогревателей. Подогреватель состоит из корпуса 1, жаровой трубы 2 и форсунки 3. Воздух, поступающий в подогреватель, разветвляется на два потока: меньшая часть его направляется в жаровую трубу, а большая часть — в пространство между корпусом и жаровой трубой. В результате сгорания керосина, поступающего через форсунку, внутри жаровой трубы получается высокотемпературный газ, который далее смешивается с холодным воздухом, в результате чего образуется смесь с температурой  $120 \div 150^\circ \text{C}$ , достаточной для того, чтобы на выходе из турбины иметь положительные температуры. Расстояние от подогревателя до испытываемой турбины должно быть достаточно большим, для того чтобы процесс смешения был завершен и было получено равномерное температурное поле на входе в турбину. В качестве жаровой трубы может быть использован отсек камеры сгорания любого авиационного газотурбинного двигателя.

Приборы для измерения давлений и направления, а также температуры потока в турбомашинах (как первичные, т. е. датчики, воспринимающие давления и температуры, так и вторичные — регистраторы показаний датчиков) описаны в ряде книг, в частности, датчики подробно рассмотрены в работе [21]. Поэтому здесь приводится описание лишь некоторых приборов, наиболее часто используемых при экспериментальном исследовании турбин и турбинных решеток, работающих на сжатом и подогретом воздухе.

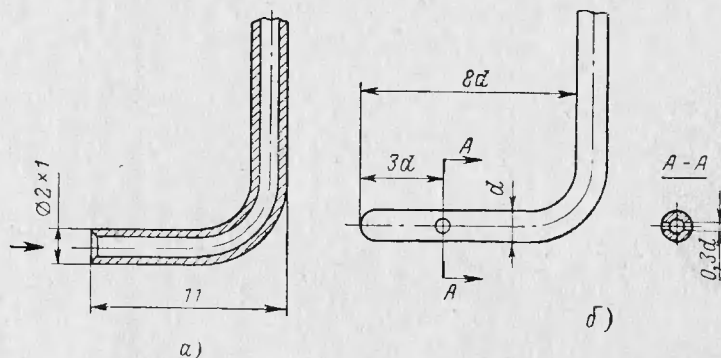
Для измерения давлений и углов потока применяются различные пневмометрические насадки. Для измерения полного давления иногда применяются гребенки, состоящие из большого количества



Фиг. 148. Газовый подогреватель.  
1 — корпус; 2 — жаровая труба; 3 — форсунка.

насадков, ориентированных либо вдоль оси решетки, либо по высоте проточной части. Применение гребенок ускоряет проведение эксперимента, однако снижает его точность из-за заметного загромождения потока и невозможности ориентировать каждый насадок строго по потоку. Поэтому более целесообразно применение индивидуальных насадков.

Простейшим насадком для измерения полного давления в дозвуковом потоке является трубка, приемная часть которой имеет Г-образную форму и устанавливается навстречу направлению потока (фиг. 149, а). При испытании плоских решеток ориентация



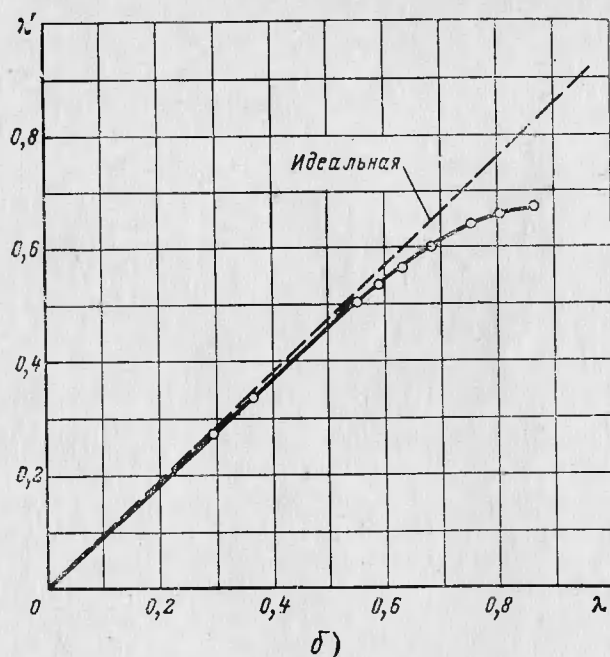
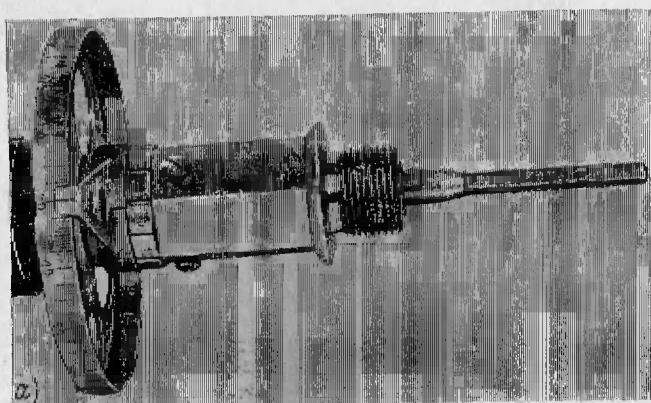
Фиг. 149. Г-образные насадки для измерения полного и статического давлений.

этого насадка в среднем сечении в соответствии с направлением выходных кромок лопаток или створок дает вполне достоверные данные о величине полного напора, поскольку этот насадок нечувствителен к изменению направления потока в диапазоне углов  $\pm 10^\circ$ . Однако при траверсировании пространственного потока за турбиной, где отмечается большая неоднородность потока, применение такого прибора неудобно, ибо его в каждой точке нужно поворачивать до тех пор, пока показание насадка не будет максимальным.

Для измерения статического давления в дозвуковом потоке также может быть использован Г-образный глухой трубчатый насадок с отверстиями, расположенными на боковой поверхности приемной части насадка, ориентированной навстречу направлению потока (см. фиг. 148, б). Такой насадок нечувствителен к изменению направления потока в пределах  $\pm 5^\circ$ .

Эти Г-образные насадки позволяют определять давление непосредственно, без тарировочного графика. Диаметр приемных отверстий насадка не должен быть меньше определенной величины

(порядка  $0,5 \div 0,7$  мм) во избежание их чрезмерной инерционности и засоряемости.

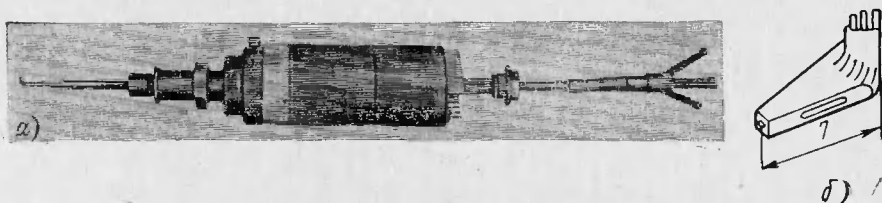


Фиг. 150. Трехщелевой насадок.

При исследовании турбин широко применяются ориентируемые трехщелевые насадки (фиг. 150, а) позволяющие определять полное и статическое давление, а также направление потока. Пра-

вильная ориентация насадка относительно потока определяется тем его положением, при котором давления в боковых щелях  $p'$  оказываются одинаковыми (они близки к статическому давлению в потоке). Тогда давление, измеряемое через среднюю щель, соответствует полному давлению в потоке  $p^*$ .

Для уточнения величин статического давления и скорости потока служит тарировочный график (см. фиг. 150, б), предварительно полученный путем продувки насадка в аэродинамической трубе. На этой фигуре по оси абсцисс отложена истинная приведенная скорость потока, а по оси ординат — приведенная скорость потока, определяемая измеренным перепадом давлений  $\frac{p'}{p^*}$ . Пунктирная линия соответствует тому случаю, если бы через боковые отверстия



Фиг. 151. Клиновидный насадок.

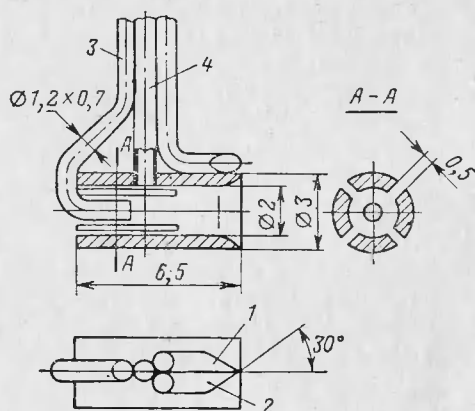
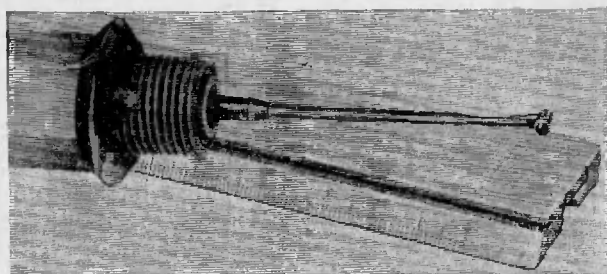
измерялось истинное статическое давление. Сплошная линия представляет собой тарировочную кривую данного насадка. Как видно, в данном случае измеренная скорость  $\lambda'$  меньше истинной скорости потока  $\lambda$ , т. е. давление, измеренное через боковые щели, больше статического давления в потоке.

Видоизменением трехщелевого насадка является клиновидный насадок, общий вид которого вместе с устройством для дистанционного управления приведен на фиг. 151, а, а приемная часть — на фиг. 151, б.

Хорошие результаты как при дозвуковом, так и при сверхзвуковом потоках получаются при применении комбинированных насадков. На фиг. 152 изображен комбинированный насадок конструкции Ю. Г. Чумаченко и А. С. Кузовкина. Приемная часть насадка состоит из четырех трубок диаметром  $1,2 \times 0,7$  мм и успокоительной камеры диаметром  $3 \times 2$  мм. Направление вектора скорости определяется путем выравнивания давления в двух боковых трубках 1, 2, приемная часть которых срезана под углом  $30^\circ$ , тогда через трубку 3 измеряется полное давление, а через трубку 4 — статическое давление в потоке. Такой насадок удобен при исследованиях турбин и может быть рекомендован, поскольку дает надежные показания по всем трем параметрам потока — полному и статическому давлениям, а также углу потока.

При большой неоднородности потока требуется подробное траверсирование поля для получения достоверных данных о средне-

массовых параметрах потока, что существенно усложняет и удлиняет эксперимент. В этом случае желательно использование некоторых интегральных данных, исключающих необходимость измерения параметров потока в каждой точке и применения той или другой методики осреднения полученных данных.



Фиг. 152. Комбинированный насадок.

1, 2 — боковые трубки, 3 — трубка полного давления;  
4 — трубка статического давления.

Поскольку поле на выходе из турбины обычно неоднородное, то желательно параметры в этом месте  $p_2^*$  и  $T_2^*$  определять исходя из таких интегральных измерений. Это можно сделать следующим образом.

Температуру заторможенного потока на выходе из турбины можно определить по формуле

$$T_2^* = T_0^* - \frac{k-1}{kR} \frac{10^3 N_T}{G}, \quad (240)$$

где  $N_T$  — мощность турбины, определяемая по формуле (239);  
 $G$  — расход газа, измеряемый мерным соплом.



Для определения давления заторможенного потока на выходе из турбины используем известную газодинамическую функцию

$$y(\lambda) = \frac{q(\lambda)}{\pi(\lambda)} = \frac{P^* \cdot F_{кр}}{p \cdot F}, \quad (241)$$

обратная величина которой характеризует изменение статического импульса. Имея в виду уравнение (55'), применительно к сечению на выходе из турбины будем иметь

$$y(\lambda_{c_2}) = \frac{G \sqrt{T_2^*}}{p_2 F_{2a} \cdot \sin \alpha_2 m}, \quad (242)$$

где  $F_{2a}$  — аксиальная площадь проточной части на выходе из турбины.

Формулой (242) удобно пользоваться, ибо статическое давление на выходе из турбины можно измерить значительно более достоверно, чем давление заторможенного потока.

Поскольку закрутка на выходе из турбины обычно очень невелика и угол  $\alpha_2$  близок к  $90^\circ$ , то некоторые погрешности в измерении этого угла практически не скажутся на результатах расчета. С другой стороны, малая закрутка приводит практически к отсутствию градиента давления по высоте проточной части, поэтому средняя арифметическая величина из результатов измерений статического давления через отверстия во внешней и внутренней поверхностях проточной части дает вполне достоверную величину среднемассового статического давления в потоке за турбиной.

Среднемассовая величина  $T_2^*$  подставляется из (240).

Зная величину  $y(\lambda_{c_2})$ , можно по таблицам газодинамических функций определить  $\pi(\lambda_{c_2})$ , а следовательно, и давление заторможенного потока  $p_2^* = \frac{P_2}{\pi(\lambda_{c_2})}$ .

Характеристики турбины обычно снимают в следующем порядке. Установив при помощи задвижек определенный перепад давлений, изменяют число оборотов турбины, регулируя нагрузку гидротормоза. Таким образом получают характеристики турбины, в частности, изменение ее к. п. д. при заданном  $\pi_T$  и различных значениях  $\frac{u}{c_{ад}}$ . Далее, изменяя перепад давлений, можно получить поле ха-

рактеристик при различных величинах  $\pi_T$  и  $\frac{u}{c_{ад}}$ . Обычно эксперимент проводится таким образом, чтобы расчетные значения  $\pi_T$  и  $\frac{u}{c_{ад}}$  были внутри исследованных диапазонов изменения этих величин. Для подтверждения достоверности получаемых результатов полезно снятие контрольных точек на режиме сбрасывания числа оборотов.

## Глава IX

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Характеристикой турбины называется совокупность кривых, определяющих изменение ее основных параметров в зависимости от режима работы. Таким образом, построение характеристики турбины в газодинамическом отношении сводится к решению обратной задачи — определению параметров турбины, имеющей проточную часть заданной формы. Надобность в построении характеристики турбины возникает в связи с тем, что двигатель может работать на различных режимах, в том числе он должен работать на режимах запуска и набора оборотов. Для расчета характеристик двигателя на переменных режимах необходимо знать характеристики его основных узлов, в том числе турбины.

При построении характеристики турбины прежде всего необходимо определить, в зависимости от каких независимых параметров ее строить. Вообще говоря, любые параметры турбины можно принять за независимые переменные. Однако практически при исследовании турбины на стенде экспериментатор непосредственно влияет на изменение следующих четырех независимых параметров: давления и температуры на входе  $p_0^*$  и  $T_0^*$ , давления на выходе  $p_2$  (или  $p_2^*$ ) и числа оборотов. Эти четыре параметра примем в качестве независимых параметров.

Характеристику турбины удобно строить в обобщенных координатах с тем, чтобы она могла быть использована для ряда турбин или ступеней, имеющих подобную проточную часть (с поправкой на число Рейнольдса, если это потребуется). В качестве таких

координат могут быть приняты относительные величины  $\pi_T = \frac{p_0^*}{p_2}$

(или  $\pi_T^* = \frac{p_0^*}{p_2^*}$ ) и  $\frac{u}{\sqrt{T_0^*}}$ . Для того чтобы эти величины были безраз-

мерными, обычно вдоль осей координат откладывают  $\pi_T$  (или  $\pi_T^*$ )

и  $\lambda_u = \frac{u_1}{\sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_0^*}} = \frac{u_1}{a_{кр}}$  (в данном случае обозначение  $\lambda$  вве-

дено, конечно, условно, ибо величина  $\lambda_u$  не является приведенной скоростью в газодинамическом смысле). Величины  $\pi_T$  и  $\lambda_u$  определяют течение в ступени с заданной формой проточной части.

Характеристику ступени турбины можно строить, задаваясь перепадом в ступени [3] или определяя его, задаваясь, допустим, перепадом в сопловом аппарате, как это было предложено С. М. Шляхтенко, в работе [34], а также другими авторами. В первом случае задача сводится к определению степени реактивности ступени при заданных  $\pi_T$  и  $\lambda_u$ . Хотя в этом случае решение получается сразу для данного значения  $\pi_T$ , однако оно требует применения довольно сложных аналитических зависимостей. Во втором случае задача сводится к определению  $\pi_T$  при заданных  $\lambda_{c1}$  и  $\lambda_u$ . В такой постановке задача проще и соответствующая методика построения характеристик будет рассмотрена нами в дальнейшем. Методика построения характеристик турбины изложена в ряде работ, в частности П. К. Казанджаном в [28].

Наиболее трудным вопросом при построении характеристики турбины является правильный выбор потерь при переменных режимах. При небольших отклонениях от расчетного режима в первом приближении можно принимать постоянные значения коэффициентов скорости  $\varphi$  и  $\psi$ . Однако в широком диапазоне изменения режимов следует учитывать изменение этих коэффициентов в зависимости от изменения углов атаки, а также чисел  $M$  и  $Re$ .

При расчете характеристики многоступенчатой турбины можно либо построить поля характеристик для каждой ступени и затем складывать их по определенной методике, либо сразу рассчитывать характеристику турбины в целом, последовательно переходя от ступени к ступени, для различных сочетаний параметров  $\lambda_{c1}$  и  $\lambda_u$  первой ступени. Первый способ позволяет оценить работу каждой ступени на переменных режимах, однако он требует большого объема вычислительных работ, поскольку заранее неизвестен рабочий диапазон каждой ступени (который может быть ограничен «запираанием» в одном из последующих венцов). Кроме того, этот способ не позволяет учесть влияние углов атаки на входе в сопловые аппараты ступеней, последующих за первой. На практике применяется и тот и другой способ построения характеристики многоступенчатой турбины. Расчет характеристики производится для среднемассовых параметров, за которые приближенно принимаются параметры на среднем диаметре.

### § 1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБИНЫ

Характеристику ступени можно рассчитать в следующем порядке.

1. Задаемся рядом значений  $\lambda_{c1t}$  и  $\lambda_u$  так, чтобы расчетные значения этих величин были внутри выбранных диапазонов их из-

менения. Для данной пары значений  $\lambda_{c_{1t}}$  и  $\lambda_u$  расчет проводим следующим образом.

2. Угол потока на выходе из соплового аппарата:

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{a}{t} + \Delta\alpha_1 \quad \text{при } \lambda_{c_{1t}} < 1;$$

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{a}{t} \quad \text{при } \lambda_{c_{1t}} = 1;$$

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{a}{tq(\lambda_{c_{1t}})} \quad \text{при } \lambda_{c_{1t}} > 1,$$

где  $\Delta\alpha_1$  — угол отставания потока, определяемый по фиг. 100.

3. Определяем коэффициент скорости в сопловом аппарате  $\varphi$ . В сужающихся соплах при дозвуковых течениях потери трения определяются по фиг. 106 (угол  $\alpha_0$  принимается равным  $90^\circ$  для первой ступени и определяется из расчета предыдущей ступени для каждой последующей ступени), а вторичные потери по формуле (220). При сверхзвуковых течениях потери трения могут оцениваться по фиг. 118.

В расширяющихся соплах изменение потерь трения на нерасчетных режимах по сравнению с потерями на расчетном режиме может оцениваться по фиг. 119, а вторичными потерями можно пренебречь.

4. Приведенная скорость на выходе из соплового аппарата

$$\lambda_{c_1} = \varphi \cdot \lambda_{c_{1t}}$$

и ее составляющие (которые так же, как и  $\lambda_u$ , не имеют газодинамического смысла)

$$\lambda_{c_{1a}} = \lambda_{c_1} \sin \alpha_1 \quad \text{и} \quad \lambda_{c_{1u}} = \lambda_{c_1} \cos \alpha_1.$$

5. Угол потока на входе в рабочее колесо

$$\beta_1 = \arcsin \frac{\lambda_{c_{1a}}}{\lambda_{c_{1u}} - \lambda_u}.$$

6. Относительный угол атаки

$$\Delta\bar{\beta}_1 = \frac{\beta_{1p} - \beta_1}{\beta_{1p}},$$

где  $\beta_{1p}$  — расчетный угол на входе в рабочее колесо.

7. Число  $M$  по относительной скорости

$$M_{w_1} = \frac{M(\lambda_{c_1}) \sin \alpha_1}{\sin \beta_1}.$$

8. Приведенная скорость на выходе из рабочего колеса определяется из уравнения неразрывности:

$$G = \frac{\dot{f}_{\min \text{ с.а}} \rho_1}{V \sqrt{T_0^*}} m y (\lambda_{c_{1f \min}})^{\mu_{\text{с.а}}} = \frac{\dot{f}_{\min \text{ п.к}} \rho_{1w}}{V \sqrt{T_{1w}^*}} m q (\lambda_{w_{2f \min}})^{\mu_{\text{п.к}}},$$

где  $\lambda_{c_{1f \min}}$  и  $\lambda_{w_{2f \min}}$  — приведенные скорости в минимальных сечениях соплового аппарата и рабочего колеса.

Имея в виду, что

$$\sqrt{\frac{T_{1w}^*}{T_0^*}} = \sqrt{\frac{T_{1w}^*}{T_1} \frac{T_1}{T_0^*}} = \sqrt{\frac{\tau(\lambda_{c_1})}{\tau(\lambda_{w_1})}},$$

получим

$$\frac{\mu_{\text{п.к. расч}}}{\mu_{\text{п.к.}} \lambda_{w_{2f}} = 1; \Delta \bar{\beta}_1 = 0} \frac{\mu_{\text{с.а}}}{\mu_{\text{п.к. расч}}} \frac{\dot{f}_{\min \text{ с.а}}}{\dot{f}_{\min \text{ п.к}}} y (\lambda_{c_{1f \min}})^{\mu_{\text{с.а}}} \pi (\lambda_{w_1}) \times \\ \times \sqrt{\frac{\tau(\lambda_{c_1})}{\tau(\lambda_{w_1})}} = \frac{\mu_{\text{п.к.}}}{\mu_{\text{п.к.}} \lambda_{w_{2f}} = 1; \Delta \bar{\beta}_1 = 0} \cdot q (\lambda_{w_{2f \min}}).$$

При  $\lambda_{c_{1f}} < 1$  можно принять, что  $\lambda_{c_{1f \min}} = \lambda_{c_{1f}}$  и тогда величина  $y(\lambda_{c_{1f}})$  определяется по таблицам газодинамических функций; при  $\lambda_{c_{1f}} > 1$  в минимальном сечении имеет место критический режим и поэтому в уравнение подставляется величина  $y(1)$  (для газа с  $k = 1,33$  значение  $y(1) = 1,85$ ). Таким образом, поскольку левая часть этого уравнения может быть подсчитана, то известна и правая часть его, а тогда по фиг. 131 определяется скорость  $\lambda_{w_{2f \min}}$ .

Если получилось  $\lambda_{w_{2f \min}} < 1$ , то расширения в косом срезе нет и тогда можно принять, что  $\lambda_{w_{2f \min}} = \lambda_{w_{2f}}$ . Если  $\lambda_{w_{2f \min}} > 1$ , то это означает, что выбранный режим в данной ступени не может быть реализован — следует задаться меньшим значением  $\lambda_{c_{1f}}$ , при котором  $\lambda_{w_{2f \min}} = 1$ . В последнем случае возможно расширение в косом срезе рабочего колеса, тогда  $\lambda_{w_{2f}} > 1$ .

9. Коэффициент скорости в рабочем колесе определяется из фиг. 130

$$\psi = \frac{\psi}{\psi_{\lambda_{w_{2f}} = 1; \Delta \bar{\beta}_1 = 0}} \frac{\psi_{\lambda_{w_{2f}} = 1; \Delta \bar{\beta}_1 = 0}}{\psi_{\text{расч}}} \psi_{\text{расч}},$$

где  $\psi_{расч}$  — расчетное значение  $\psi$ .

10. Угол потока на выходе из рабочего колеса:

$$\beta_2 = \arcsin \frac{a}{t} + \Delta\beta_2 \quad \text{при} \quad \lambda_{w_{2t}} < 1;$$

$$\beta_2 = \arcsin \frac{a}{t} \quad \text{при} \quad \lambda_{w_{2t}} = 1;$$

$$\beta_2 = \arcsin \frac{a}{t q (\lambda_{w_{2t}})} \quad \text{при} \quad \lambda_{w_{2t}} > 1,$$

где  $\Delta\beta_2$  — угол отставания потока, определяемый по фиг. 100.

11. Приведенная скорость на выходе из рабочего колеса

$$\lambda_{w_2} = \psi \lambda_{w_{2t}}$$

и ее составляющие

$$\lambda_{w_{2a}} = \lambda_{w_2} \sin \beta_2 \quad \text{и} \quad \lambda_{w_{2u}} = \lambda_{w_2} \cos \beta_2.$$

12. Угол потока на выходе из ступени

$$\alpha_2 = \arcsin \frac{\lambda_{w_{2a}}}{\lambda_{w_{2u}} - \frac{u_2}{a_{кр2}}},$$

где  $a_{кр1}$  — критическая скорость при температуре  $T_{w_1}^*$ .

Величину  $\frac{u_2}{a_{кр2}}$  можно представить в виде

$$\frac{u_2}{a_{кр2}} = \lambda_u \frac{D_{2cp}}{D_{1cp}} \sqrt{\frac{T_0^*}{T_{w_1}^*}},$$

где  $D_{1cp}$  и  $D_{2cp}$  — средние диаметры соответственно по входной и выходной кромкам лопаток.

Поскольку

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{T_0^*}{T_{w_1}^*}} &= \sqrt{\frac{1}{\frac{T_{w_1}^*}{T_0^*}}} = \sqrt{\frac{1}{\frac{T_{w_1}^*}{T_0^*} - \frac{u_1^2 - u_2^2}{\frac{2k}{k-1} R T_0^*}}} = \\ &= \sqrt{\frac{1}{\frac{\tau(\lambda_{c_1})}{\tau(\lambda_{w_1})} - \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 \left[ 1 - \left( \frac{D_{2cp}}{D_{1cp}} \right)^2 \right]}}, \end{aligned}$$

то окончательно будем иметь

$$\frac{u_2}{a_{кр2}} = \lambda_u \frac{D_{2cp}}{D_{1cp}} \sqrt{\frac{1}{\frac{\tau(\lambda_{c1})}{\tau(\lambda_{w1})} - \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 \left[ 1 - \left( \frac{D_{2cp}}{D_{1cp}} \right)^2 \right]}}.$$

В случае равенства  $D_{1cp} = D_{2cp}$  выражение существенно упрощается

$$\frac{u_2}{a_{кр2}} = \lambda_u \sqrt{\frac{\tau(\lambda_{w1})}{\tau(\lambda_{c1})}}.$$

13. Число  $M$  по абсолютной скорости на выходе из ступени

$$M_{c2} = \frac{M_{w2} \cdot \sin \beta_2}{\sin \alpha_2}.$$

14. Перепад давлений статического после ступени и заторможенной перед ней

$$\pi_{ст} = \frac{p_2}{p_0^*} = \frac{\pi(\lambda_{c1t}) \pi(\lambda_{w2t})}{\pi(\lambda_{w1})}.$$

15. Перепад заторможенных давлений после и до ступени

$$\pi_{ст}^* = \frac{p_2^*}{p_0^*} = \frac{\pi_{ст}}{\pi(\lambda_{c2})}.$$

16. Отношение температур статической на выходе из ступени и заторможенной перед ней

$$\theta = \frac{T_2}{T_0^*} = \tau(\lambda_{w2}) \left\{ \frac{\tau(\lambda_{c1})}{\tau(\lambda_{w1})} - \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 \left[ 1 - \left( \frac{D_{2cp}}{D_{1cp}} \right)^2 \right] \right\}.$$

В случае равенства  $D_{1cp} = D_{2cp}$

$$\theta = \frac{\tau(\lambda_{w2}) \tau(\lambda_{c1})}{\tau(\lambda_{w1})}.$$

17. Отношение температур статической адиабатической на выходе из ступени и заторможенной перед ней

$$\theta_{ад} = \frac{T_{2ад}}{T_0^*} = \tau(\lambda_{w2t}) \left\{ \frac{\tau(\lambda_{c1t})}{\tau(\lambda_{w1})} - \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 \left[ 1 - \left( \frac{D_{2cp}}{D_{1cp}} \right)^2 \right] \right\}.$$

В случае равенства  $D_{1cp} = D_{2cp}$

$$\theta_{ад} = \frac{\tau(\lambda_{w2t}) \tau(\lambda_{c1t})}{\tau(\lambda_{w1})}.$$

18. Отношение заторможенных температур после и до ступени

$$\theta^* = \frac{T_2^*}{T_0^*} = \frac{\theta}{\tau(\lambda_{c_2})}.$$

19. Отношение заторможенных температур после и до ступени при адиабатическом расширении

$$\theta_{ад}^* = \frac{T_{2ад}^*}{T_0^*} = \frac{\theta_{ад}}{\tau(\lambda_{c_2})}.$$

20. К. п. д. ступени по параметрам заторможенного потока

$$\eta_{ст}^* = \frac{1 - \theta^*}{1 - \theta_{ад}^*}.$$

21. Мощностной к. п. д. ступени

$$\eta_{ст} = \frac{1 - \theta}{1 - \theta_{ад}}.$$

Аналогично рассчитываются все остальные ступени, после чего определяются параметры турбины в целом.

22. Перепад давлений статического после турбины и заторможенного перед ней

$$\pi_T = \pi_1^* \pi_{II}^* \dots \pi_{z-1}^* \pi_z^*,$$

где  $z$  — число ступеней.

23. Перепад заторможенных давлений после и до турбины

$$\pi_T^* = \pi_1^* \pi_{II}^* \dots \pi_{z-1}^* \pi_z^*.$$

24. Отношение температур статической на выходе из турбины и заторможенной перед ней

$$\theta_T = \theta_1^* \theta_{II}^* \dots \theta_{z-1}^* \theta_z^*.$$

25. Отношение температур статической адиабатической на выходе из турбины и заторможенной перед ней

$$\theta_{т.ад} = \theta_{1ад}^* \theta_{IIад}^* \dots \theta_{z-1ад}^* \theta_{zад}^*.$$

26. Отношение заторможенных температур после и до турбины

$$\theta_T^* = \theta_1^* \theta_{II}^* \dots \theta_{z-1}^* \theta_z^*.$$

27. Отношение заторможенных температур после и до турбины при адиабатическом расширении

$$\theta_{т.ад}^* = \theta_{1ад}^* \theta_{IIад}^* \dots \theta_{z-1ад}^* \theta_{zад}^*.$$

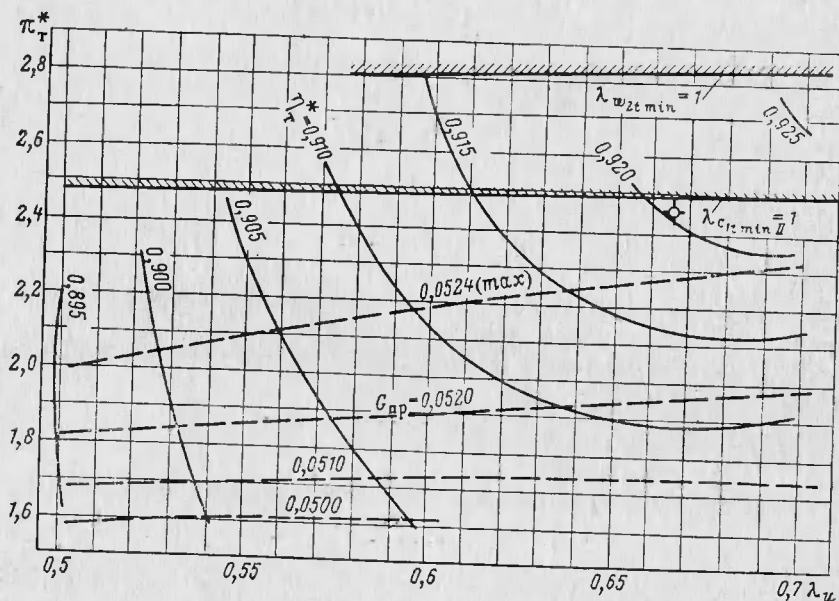


28. К. п. д. турбины по параметрам заторможенного потока

$$\eta_t^* = \frac{1 - \theta_t^*}{1 - \theta_{t,ад}^*}.$$

29. Мощностной к. п. д. турбины

$$\eta_t = \frac{1 - \theta_t}{1 - \theta_{t,ад}}.$$



Фиг. 153. Характеристика первой ступени двухступенчатой турбины.  
Кривые  $\eta_t^*$  и  $G_{пр}$ .

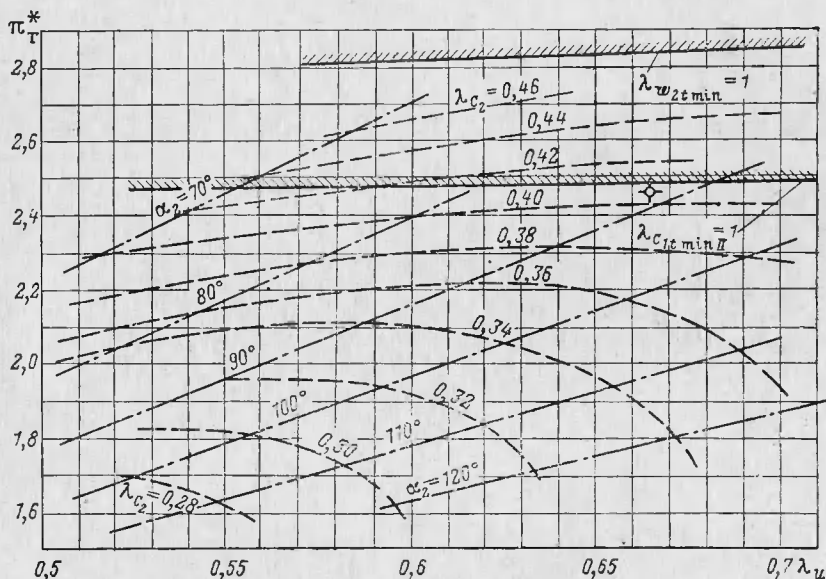
Для примера на фиг. 153 и 154 приведены характеристики первой ступени двухступенчатой авиационной турбины, построенные по изложенной методике. На первой из них в координатах  $\lambda_u - \pi$  построены кривые постоянных значений к. п. д.  $\eta_t^*$  и приведенного расхода

$$G_{пр} = \frac{G \sqrt{T_0^*}}{p_0^*} = f_{\min c.a} m q (\lambda_{c1t \min})^{\mu_{c.a}},$$

на второй — кривые постоянных значений приведенных скоростей  $\lambda_{c1}$  и углов потока  $\alpha_2$  на выходе из ступени. Эти четыре вели-

ны —  $\eta_T^*$ ,  $G_{пр}$ ,  $\lambda_{c_2}$  и  $\alpha_2$  — являются основными для газодинамической характеристики ступени при заданных значениях  $\lambda_u$  и  $\pi_T^*$ .

Максимальное значение к. п. д. располагается в верхнем правом углу фиг. 153. По мере удаления от него в сторону снижения  $\lambda_u$  и  $\pi_T^*$ , к. п. д. уменьшается соответственно из-за уменьшения  $\frac{u}{c_{ад}}$



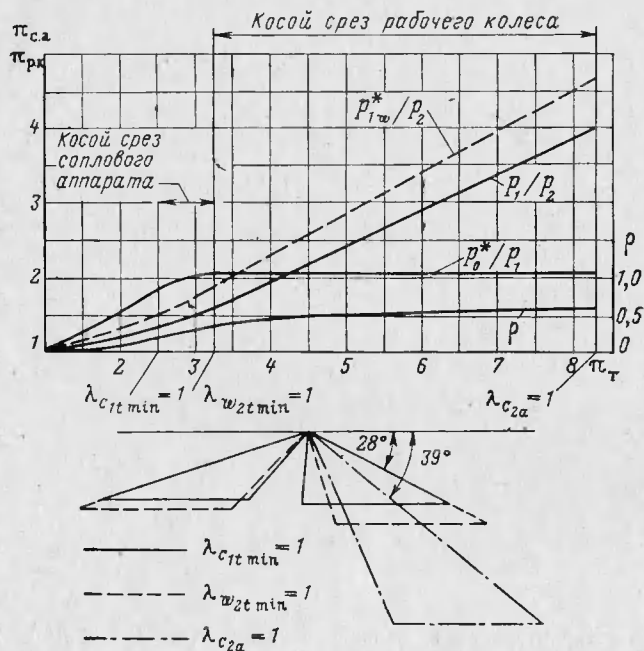
Фиг. 154. Характеристика первой ступени двухступенчатой турбины. Кривые  $\lambda_{c_2}$  и  $\alpha_2$ .

и увеличения потерь в рабочем колесе. Расчетная точка ступени, как видим, находится достаточно близко к области максимальных значений к. п. д.

Приведенный расход увеличивается при возрастании  $\pi_T^*$  и уменьшении  $\lambda_u$  вследствие увеличения  $q(\lambda_{c_{1t}})$ . Эта зависимость  $q(\lambda_{c_{1t}})$  от  $\lambda_u$  объясняется увеличением степени реактивности при возрастании  $\lambda_u$ , что будет показано ниже. Кривая максимального значения  $G_{пр} = 0,0524$  соответствует  $q(\lambda_{c_{1t min}}) = 1$  и характеризует «запирание» ступени по расходу — большего расхода через ступень пропустить нельзя из-за критического режима в сопловом аппарате.

Дальнейшее увеличение перепада давлений в ступени будет происходить за счет расширения в косом срезе соплового аппара-

та и возрастания перепада давлений в рабочем колесе, пока последнее не достигнет критического значения (подштрихованная кривая  $\lambda_{w2t \min} = 1$  на фиг. 153 и 154). Дальнейшее увеличение  $\pi_T^*$  возможно только за счет расширения в косом срезе рабочего колеса при неизменном режиме во всем предыдущем тракте ступени. Это увеличение  $\pi_T^*$  будет происходить до тех пор, пока ступень



Фиг. 155. Изменение перепадов давлений в сопловом аппарате и рабочем колесе в зависимости от  $\pi_T$  в ступени и треугольники скоростей при  $\lambda_{c1t \min} = 1$ ,  $\lambda_{w2t \min} = 1$  и  $\lambda_{c2a} = 1$ .

не достигнет предела расширительной способности, при которой  $\lambda_{c2a} = 1$ .

Изложенное наглядно представлено на фиг. 155. Вначале  $\pi_T$  в ступени увеличивается главным образом вследствие возрастания перепада давлений в сопловом аппарате. При достижении в нем критической скорости возрастание отношения  $\frac{p_0}{p_1}$  замедляется и происходит за счет расширения в косом срезе, а перепад давлений в рабочем колесе возрастает более интенсивно. При достижении

критической скорости в рабочем колесе режим в сопловом аппарате остается неизменным, а перепад в рабочем колесе продолжает линейно возрастать в зависимости от  $\pi_T$  вследствие расширения в косом срезе, пока не будет достигнут предел расширительной способности ступени.

На фиг. 155 показаны также треугольники скоростей для трех характерных режимов — критического режима в сопловом аппарате  $\lambda_{c1f \min} = 1$  (режима «запирания» ступени по расходу), критического режима в рабочем колесе  $\lambda_{w2f \min} = 1$  (режима «запирания» соплового аппарата по перепаду давлений) и критического режима по осевой скорости на выходе из ступени (режима «запирания» ступени по перепаду давлений)<sup>1</sup>. Характерная особенность процесса расширения в ступени при переходе от режима  $\lambda_{w2f \min} = 1$  к режиму  $\lambda_{c2a} = 1$  заключается в следующем: несмотря на большое увеличение перепада давлений (в данном случае от  $\pi_T = 3,23$  до  $\pi_T = 8,28$ ) и скоростей, работа в ступени возрастает медленно из-за существенного отклонения потока в косом срезе рабочего колеса (в данном случае угол  $\beta_2$  увеличился от  $28^\circ$  до  $39^\circ$ ).

Вернемся к рассмотрению фиг. 154. Угол потока на выходе из ступени возрастает при увеличении  $\lambda_u$  и уменьшении  $\pi_T^*$ . На расчетном режиме имеет место почти осевой выход потока. Скорость потока на выходе из ступени увеличивается при возрастании  $\pi_T^*$ , а при постоянной величине  $\pi_T^*$  имеются такие значения  $\lambda_u$ , при которых скорости минимальны и соответствуют осевому выходу потока из ступени. Поэтому кривые  $\lambda_{c2} = \text{const}$  имеют максимумы, геометрическим местом которых является кривая  $\alpha_2 = 90^\circ$ .

На фиг. 153 и 154 нанесена подштрихованная кривая  $\lambda_{c1f \min_{II}} = 1$ , смысл которой заключается в следующем. При некотором перепаде давлений в первой ступени в одном из венцов второй ступени получается звуковая скорость (обычно сначала она возникает в сопловом аппарате). Как только это произошло, режим в первой ступени уже не может измениться — дальнейшее увеличение перепада давлений в турбине может происходить только за счет второй ступени. Таким образом, кривая  $\lambda_{c1f \min_{II}} = 1$  на фиг. 153 и 154 отсекает от характеристики ту ее часть, которая не может быть реализована из-за критического режима в сопловом аппарате второй ступени. Как видим, эта линия находится очень близко от расчетной точки. Таким образом в данном случае в ступени практически не может быть реализован перепад больше расчетного, не говоря уже о невозможности реализовать режимы  $\lambda_{w2f} > 1$ . Поэтому заранее при построении характеристик ступени не следует

<sup>1</sup> Входной треугольник скоростей от режима  $\lambda_{w2f \min} = 1$  вплоть до режима  $\lambda_{c2a} = 1$  остается неизменным.

рассчитывать режимы  $\lambda_{w_{2f}} > 1$ . Если же окажется, что эти характеристики могут быть реализованы (что бывает редко), то начиная с п. 10 при расчете характеристик ступени надо задаться несколькими значениями  $\lambda_{w_{2f}} > 1$ .

Для сложения характеристик ступеней с целью получения характеристики турбины, а также для нанесения линий, лимитирующих диапазон использования характеристики ступени, необходимо найти соответствие точек на характеристиках соседних ступеней. Для определения соответствия между точками на характеристиках первой и второй ступеней, второй и третьей и т. д. используют уравнение неразрывности, написанное для соседних ступеней, и равенство чисел оборотов для них. Применительно к  $z-1$ -й и  $z$ -й ступеням расчетные формулы будут

$$\lambda_{uz} = \frac{D_{cpz}}{D_{cpz-1}} \frac{\lambda_{uz-1}}{\sqrt{\theta_{z-1}^*}},$$

$$G_{npz} = G_{npz-1} \sqrt{\theta_{z-1}^*} \pi_{\tau_{z-1}}.$$

Таким образом, каждой паре значений  $\lambda_u$  и  $G_{np}$  на характеристике  $(z-1)$ -й ступени соответствует определенная пара значений  $\lambda_u$  и  $G_{np}$  на характеристике  $z$ -й ступени. Так может быть найдено соответствие между точками на характеристиках всех ступеней, после чего для сложения характеристик могут быть использованы формулы, выписанные в пп. 22—29. Кривая  $\lambda_{c_{1f} \min z}$  на характеристике  $(z-1)$ -й ступени проводится через те точки, которым соответствуют точки на кривой  $G_{np \max}$  на характеристике  $z$ -й ступени.

Интересно проследить изменение степени реактивности в ступени в зависимости от  $\pi_\tau$  и  $\lambda_u$ . Как видно из фиг. 155, при возрастании  $\pi_\tau$  степень реактивности в ступени увеличивается, что объясняется следующими обстоятельствами. Минимальное проходное сечение рабочего колеса больше, чем в сопловом аппарате, что обусловливается процессом расширения газа в ступени (сжимаемостью потока) и энергообменом, происходящим в рабочем колесе; в результате этого относительная скорость на выходе из рабочего колеса меньше, чем абсолютная скорость на выходе из соплового аппарата.

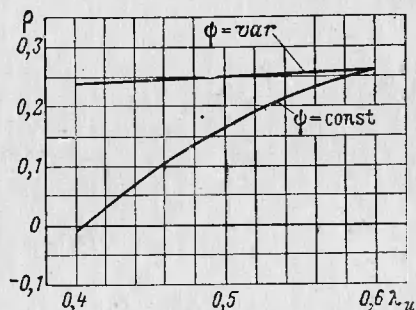
При  $\pi_\tau$  меньше расчетного влияние сжимаемости потока меньше. Поэтому рабочее колесо оказывается больше того размера, которым оно должно обладать в сочетании с сопловым аппаратом, и степень реактивности падает. Это обстоятельство важно для сверхзвуковой ступени, имеющей расширяющиеся сопла. Как было указано в гл. III и VII, расширяющиеся сопла при перепадах давления ниже расчетного резко снижают свою эффективность. Однако поскольку при снижении  $\pi_\tau$  в ступени в первую очередь разгружа-

ется рабочее колесо, а перепад в сопловом аппарате мало изменяется, то при отклонении от расчетного режима к. п. д. ступени изменится значительно меньше, чем это можно было ожидать исходя из характеристики расширяющегося сопла (фиг. 106).

При  $\pi_T$  больше расчетного, наоборот, влияние сжимаемости больше и степень реактивности возрастает; в области режимов  $\lambda_{w2/\min} > 1$  степень реактивности увеличивается из-за «запирания» рабочего колеса.

Закономерности присущие ступени при изменении  $\pi_T$ , свойственны и многоступенчатой турбине, в которой они оказываются тем резче, чем выше  $\pi_T$  и соответственно больше число ступеней турбины. Так, например, многоступенчатая турбина ТВД, рассчитанная для высотных условий с приблизительно одинаковой нагрузкой на всех ступенях, в земных условиях будет работать с недогрузкой последних ступеней из-за меньшего значения  $\pi_T$ . Наоборот, при  $\pi_T > \pi_{T \text{ расч}}$  последние ступени относительно будут сильнее нагружаться, причем тем  $\frac{u}{c_{ад}}$  большей степени, чем больше  $\frac{u}{c_{ад}}$  на этих ступенях на расчетном режиме.

Обратимся к закономерности изменения степени реактивности ступени в зависимости от  $\lambda_u$ . При уменьшении окружной скорости вращения по сравнению с расчетной относительная скорость потока увеличивается, отдаляясь от осевого направления, что при неизменном статическом давлении  $p_1$  приведет к увеличению пропускной способности рабочего колеса, поскольку последняя определяется давлением заторможенного потока  $p_{w1}^*$ , и нарушению уравнения неразрывности. Для сохранения равенства расходов через сопловый аппарат и рабочее колесо статическое давление перед рабочим колесом должно упасть, т. е. степень реактивности уменьшится. Нижняя кривая на фиг. 156 характеризует изменение степени реактивности в зависимости от  $\lambda_u$  в одной из одноступенчатых авиационных газовых турбин, полученное расчетом при постоянном коэффициенте скорости  $\psi$  в рабочем колесе. В действительности при переходе на нерасчетные значения  $\lambda_u$  коэффициент  $\psi$  уменьшается и степень реактивности ступени должна возрасти. Поэтому, хотя степень реактивности падает при уменьшении окружной скорости, но зависимость  $\rho(\lambda_u)$  очень пологая (верхняя кри-



Фиг. 156. Зависимость степени реактивности ступени от  $\lambda_u$  при постоянных и переменных потерях в рабочем колесе.

вая на фиг. 156, полученная экспериментально). Отметим, что в некоторых случаях зависимость  $\rho(\lambda_u)$  качественно может быть даже обратной. Например, в периферийных сечениях длинных лопаток угол  $\beta_1$  на расчетном режиме может превышать  $90^\circ$ . В этом случае при уменьшении  $\lambda_u$  степень реактивности сначала возрастет, пока не будет достигнут режим  $\beta_1 = 90^\circ$ , после чего при дальнейшем уменьшении  $\lambda_u$  величина  $\rho$  будет падать. Кроме того, если при переходе на нерасчетные значения  $\lambda_u$  коэффициент  $\psi$  резко уменьшается, то это тоже может привести к возрастанию  $\rho$ .

## § 2. ЗАПАС РАБОТЫ В ОДНОСТУПЕНЧАТЫХ ТУРБИНАХ

Способность турбины увеличивать работу при возрастании перепада давлений обычно характеризуется запасом работы  $\bar{L}_{T \max}$ , равным отношению максимальной работы  $L_{T \max}$ , которая может быть получена от турбины при достижении ею предела расширительной способности, к работе на расчетном режиме  $L_{T.p.}$  (при неизменных скорости вращения и температуре газа перед турбиной):

$$\bar{L}_{T \max} = \frac{L_{T \max}}{L_{T.p.}}. \quad (243)$$

Эта величина обычно определяется в результате расчета характеристики турбины. Для случая одноступенчатой турбины может быть применен следующий аналитический способ непосредственного определения величины  $\bar{L}_{T \max}$ .

Сначала рассмотрим случай, когда на расчетном режиме в рабочем колесе срабатывается критический или сверхкритический перепад. Тогда возрастание перепада давлений в турбине и соответствующее увеличение работы могут происходить только путем дополнительного расширения газа в косом срезе рабочего колеса, так как входной треугольник скоростей при этом останется неизменным (см. фиг. 155). В этом случае запас работы определится из соотношения (при равенстве средних диаметров на входе в колесо и выходе из него)

$$\bar{L}_{T \max} = \frac{\lambda_{w1u} + \lambda_{w2u \max}}{\lambda_{w1u} + \lambda_{w2u}}, \quad (243')$$

где  $\lambda_{w1u}$  и  $\lambda_{w2u}$  — окружные составляющие приведенных относительных скоростей при входе в колесо и выходе из него на расчетном режиме;

$\lambda_{w2u \max}$  — окружная составляющая приведенной скорости на выходе в предельном случае.

Величины  $\lambda_{w1u}$  и  $\lambda_{w2u}$  известны из расчета турбины, а приведенная скорость  $\lambda_{w2u \max}$  является искомой величиной

Напишем уравнение энергии для критического и выходного сечений рабочего колеса

$$\frac{k+1}{2} T_{кр} = T_2 + \frac{k-1}{kR} \frac{w_{2a}^2}{2} + \frac{k-1}{kR} \frac{w_{2u}^2}{2}. \quad (244)$$

При цилиндрической форме проточной части и изэнтропическом процессе расширения максимальная работа турбины получается в случае когда  $M_{w_{2a}} = 1$ . Тогда на режиме предельной расширительной способности будем иметь

$$\frac{k+1}{2} T_{кр} = \frac{k+1}{2} T_{2 \min} + \frac{k-1}{kR} \frac{w_{2u \max}^2}{2}, \quad (245)$$

откуда

$$w_{2u \max} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} k R T_{кр} \left(1 - \frac{T_{2 \min}}{T_{кр}}\right)}. \quad (245')$$

Перепад давлений, который срабатывается в косом срезе решеток при достижении предела расширительной способности, равен (см. гл. III)

$$\frac{p_{2 \min}}{p_{кр}} = \sin \beta_{кр}^{\frac{2k}{k+1}}. \quad (246)$$

С учетом формулы (246) в безразмерных величинах будем иметь

$$\lambda_{w_{2u \max}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \sin \beta_{кр}^{\frac{2(k-1)}{k+1}}\right]}. \quad (245'')$$

Подставив (245'') в (243') и учитывая потери, получим

$$\bar{L}_T \max = \frac{\lambda_{w_{1u}} + \psi \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \sin \beta_{кр}^{\frac{2(k-1)}{k+1}}\right]}}{\lambda_{w_{1u}} + \lambda_{w_{2u}}}, \quad (247)$$

где

$$\sin \beta_{кр} = \sin \beta_2 q (\lambda_{w_{2t}}).$$

Формулой (247), как указано было выше, можно пользоваться лишь в том случае, когда на расчетном режиме в рабочем колесе  $\lambda_{w_{2t}} \geq 1$ . При  $\lambda_{w_{2t}} < 1$  увеличение перепада давлений в турбине в большой степени будет сказываться на возрастании работы, так как последнее произойдет за счет возрастания не только  $\lambda_{w_{2u}}$ , но и  $\lambda_{w_{1u}}$ , которая будет увеличиваться в диапазоне изменения режимов от расчетного до режима «запирания» при  $\lambda_{w_{2t}} = 1$  (и далее будет оставаться постоянной вплоть до предельного режима).



В работе [2] приведена методика определения величины

$$\Delta\lambda_{w_{1u}} = \lambda_{w_{1u\text{пр}}} - \lambda_{w_{1u}},$$

где  $\lambda_{w_{1u\text{пр}}}$  соответствует предельному режиму.

Величина поправки  $\Delta\lambda_{w_{1u}}$  в основном зависит от  $\lambda_{w_2}$ . Для примера на фиг. 157 приведена зависимость относительной поправки

$\frac{\Delta\lambda_{w_{1u}}}{\lambda_{w_{1u}} + \lambda_{w_{2u}}}$  от  $\lambda_{w_2}$  для турбин, у которых  $\lambda_{c_2} = 0,65$  и  $\alpha_2 = 90^\circ$ .

Как видно из этой кривой, до  $\lambda_{w_2} = 0,9$  поправку можно практически считать равной нулю, а далее она существенно возрастает при снижении  $\lambda_{w_2}$ .

Таким образом, для турбин с докритическим режимом в рабочем колесе формула (247) может быть написана в виде (в этом случае можно принять  $\beta_{кр} = \beta_2$ )

$$\bar{L}_{T\text{max}} = \frac{\lambda_{w_{1u}} + \psi \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[ 1 - \sin \beta_{кр}^{\frac{2(k-1)}{k+1}} \right]} + \Delta\lambda_{w_{1u}}}{\lambda_{w_{1u}} + \lambda_{w_{2u}}}. \quad (247')$$

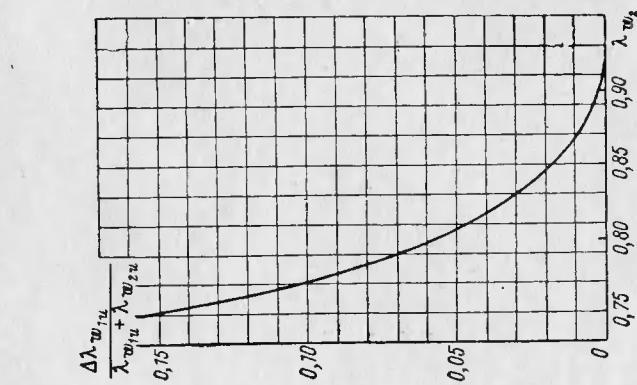
Результаты расчетов по формулам (247) и (247') для углов  $\beta_2 = 30$  и  $60^\circ$  представлены на фиг. 158. Величина скорости  $\lambda_{w_2}$ , при которой турбина не имеет запаса работы ( $\bar{L}_{T\text{max}} = 1$ ), определялась исходя из формулы, приведенной в гл. III

$$M(w_{2t}) = \frac{1}{\sin \beta_2}.$$

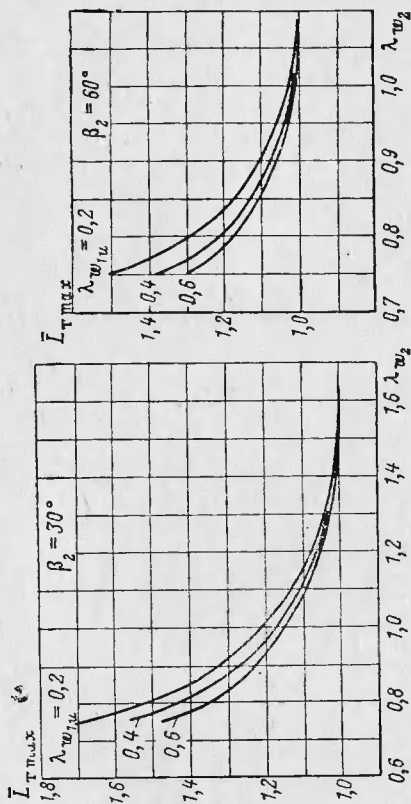
Запас работы в турбине тем ниже, чем выше величины  $\lambda_{w_2}$ ,  $\beta_2$  и  $\lambda_{w_{1u}}$  на расчетном режиме, причем, если в области малых расчетных значений  $\lambda_{w_2}$  запасы работы достаточно велики, то в области больших значений  $\lambda_{w_2}$  величины  $\bar{L}_{T\text{max}}$  очень малы. Последнее объясняется тем, что увеличение перепада давлений в турбине при сверхзвуковых скоростях  $w_2$ , во-первых, приводит к возрастанию работы только за счет изменения выходного треугольника скоростей и, во-вторых, увеличение  $\lambda_{w_2}$  сопровождается возрастанием  $\beta_2$ , поэтому величина  $\lambda_{w_{2u}}$ , непосредственно влияющая на работу, изменяется сравнительно мало.

### § 3. ИЗМЕНЕНИЕ КРУТЯЩЕГО МОМЕНТА И КОЭФФИЦИЕНТ ПРИСПОСОБЛЯЕМОСТИ ТУРБИНЫ

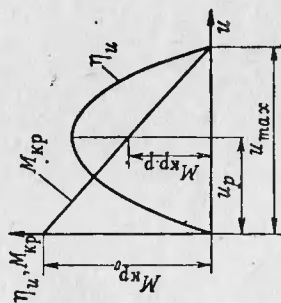
В ряде случаев необходимо знать изменение крутящего момента турбины  $M_{кр}$  в зависимости от числа оборотов  $n$ . В частности, для пусковых турбин важно знать величину  $M_{кр}$  при  $n = 0$  (трогание с места), так как это определяет время разгона агрегата, за-



Фиг. 157. Зависимость дополнительной величины увеличения запаса работы турбины от приведенной скорости  $\lambda_{w_2}$  на расчетном режиме.



Фиг. 158. Изменение запаса работы турбины в зависимости от приведенной скорости  $\lambda_{w_2}$  и угла  $\beta_2$  на расчетном режиме.



Фиг. 159. Изменение к. п. д. и крутящего момента турбины в зависимости от окружной скорости вращения.

пускаемого с помощью пусковой турбины, например, при запуске ТНА ЖРД с помощью пиротурбины. Для транспортных двигателей большое значение в отношении их приемистости имеет так называемый коэффициент приспособляемости  $\mu$ , равный отношению крутящего момента  $M_{кр,0}$  при трогании с места к расчетному крутящему моменту  $M_{кр,р}$ :

$$\mu = \frac{M_{кр,0}}{M_{кр,р}}. \quad (248)$$

Расчетный крутящий момент турбины согласно формуле (121) равен

$$M_{кр,р} = P_{ур} \frac{D_{ср}}{2} = \frac{G}{2} (c_{1ур} - c_{2ур}) D_{ср}. \quad (249)$$

При постоянных параметрах рабочего тела перед турбиной и, пренебрегая изменением степени реактивности турбины в зависимости от режима ее работы, т. е. при неизменных векторах скоростей  $c_1$  и  $\omega_2$ , получим следующее выражение для крутящего момента турбины при текущем значении окружной скорости  $u$  [32]

$$M_{кр} = \frac{G}{2} (c_{1ур} - c_{2ур} + u_p - u) D_{ср}. \quad (250)$$

Как видно из формулы (250), величина  $M_{кр}$  является линейной функцией от окружной скорости  $u$ . На фиг. 159 представлено изменение к. п. д. и крутящего момента турбины в предположении, что расчетный режим работы турбины соответствует режиму максимального к. п. д. Нулевое значение  $M_{кр}$  (так же как и нулевое значение  $\eta_u$ ) получается при той величине  $u = u_{max}$ , при которой  $c_{1у} = c_{2у}$ , а при режиме трогания имеет место максимальное значение  $M_{кр,0}$ , равное

$$M_{кр,0} = \frac{G}{2} (c_{1ур} - c_{2ур} + u_p) D_{ср}. \quad (251')$$

Тогда коэффициент приспособляемости равен

$$\mu = 1 + \frac{u_p}{c_{1ур} - c_{2ур}}. \quad (252)$$

Имея в виду формулы (122') и (125), получим

$$L_{ур} = u_p (c_{1ур} - c_{2ур}) = \frac{c_{ад}^2}{2} \eta_{уr}$$

откуда следует

$$\frac{u_p}{c_{1ур} - c_{2ур}} = \frac{2}{\eta_{уr}} \left( \frac{u_p}{c_{ад}} \right)^2. \quad (253)$$

Тогда

$$\mu = 1 + \frac{2}{\eta_{up}} \left( \frac{u_p}{c_{ад}} \right)^2. \quad (252')$$

В действительности величина  $\mu$  несколько отличается от определяемой формулой (252') по следующим причинам. Прежде всего степень реактивности ступени не остается постоянной при изменении окружной скорости, а уменьшается при снижении  $u$ , как это было указано выше. Это в свою очередь приводит к изменению расхода газа через турбину при докритических режимах работы. Углы потока  $\alpha_1$  и  $\beta_2$  также не останутся строго постоянными. Все это в целом приводит к тому, что линия моментов протекает круче, чем это показано на фиг. 159, и слегка вогнута вниз.

С учетом этих поправок коэффициент приспособляемости рекомендуется определять по формуле [32]

$$\mu' = 1 + 0,5\mu. \quad (254)$$

Тогда окончательно получим следующее выражение для коэффициента приспособляемости:

$$\mu' = 1,5 + \frac{1}{\eta_{up}} \left( \frac{u_p}{c_{ад}} \right)^2. \quad (255)$$

Таким образом, чем выше окружная скорость на расчетном режиме  $u_p$ , тем больше крутящий момент на режиме трогания и соответственно коэффициент приспособляемости. Однако величину  $\frac{u_p}{c_{ад}}$  нельзя принимать слишком большой, ибо при этом уменьшится к. п. д. турбины на расчетном режиме. При средних значениях  $\frac{u_p}{c_{ад}} = 0,5$  и  $\eta_{up} = 0,8$ , будем иметь  $\mu' \cong 1,81$ .

Как было указано в гл. IV, в турбине транспортного двигателя, для которого величина коэффициента приспособляемости очень важна, значение  $\mu'$  может быть увеличено путем применения диффузора на выходе из турбины.

Для ступени с двухвенечным колесом Кертиса коэффициент приспособляемости выражается формулой

$$\mu' = 1,5 + \frac{2}{\eta_{up}} \left( \frac{u_p}{c_{ад}} \right)^2. \quad (255')$$

Если известна кривая изменения крутящего момента турбины  $M_{кр}$  в зависимости от окружной (или угловой) скорости вращения в области пусковых режимов, то можно определить время запуска агрегата, приводимого с помощью данной турбины. Например, при-

нительно к запуску ТНА ЖРД с помощью пиротурбины будем иметь

$$M_{кр} = \sum M_n = J \frac{d\omega}{dt}, \quad (234')$$

где  $\sum M_n$  — сумма крутящих моментов насосов;

$J$  — момент инерции ротора ТНА.

Тогда время разгона ТНА до заданного числа оборотов  $n_n$ , очевидно, определится из соотношения

$$t = J \int_0^{n_n} \frac{d\omega}{M_{кр} - \sum M_n}. \quad (234'')$$

При известной зависимости  $M_{кр} - \sum M_n = f(\omega)$  интегрирование в формуле (234'') может быть выполнено графически.

## Глава X

### РАДИАЛЬНЫЕ ТУРБИНЫ

#### § 1. ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНЫХ ТУРБИН

На к. п. д. турбины существенное влияние оказывает расход рабочего тела (размер проточной части). При уменьшении расхода лопатки становятся мельче, что приводит к увеличению профильных и вторичных потерь. Кроме того, увеличивается относительный радиальный зазор, так как абсолютная величина этого зазора по конструктивным соображениям не может быть меньше определенной величины.

Высоту лопаток можно увеличить путем уменьшения диаметра турбины или введения парциальности. Однако в первом случае для сохранения приемлемых значений  $\frac{u}{c_{ад}}$  надо увеличивать число ступеней, во втором случае возникнут дополнительные потери от парциальности. Поэтому при малых расходах рабочего тела может оказаться целесообразным использование радиальных турбин.

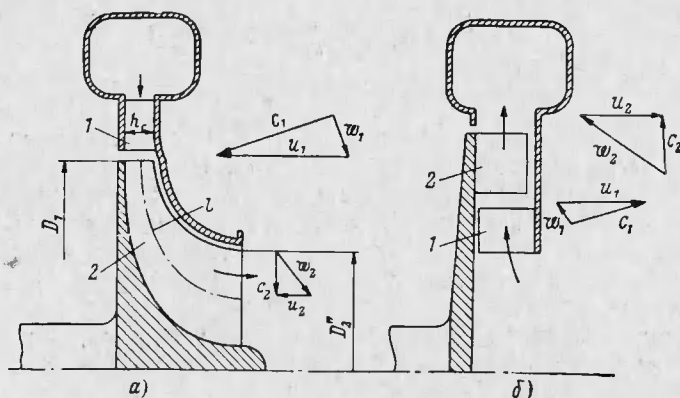
Радиальные газовые турбины, в частности центростремительные, в последнее время все чаще стали применяться в малоразмерных ГТД, предназначенных для привода различного рода агрегатов, а также в ТНА ЖРД.

Рассмотрим особенности рабочего процесса в радиальной турбине. На фиг. 160 представлены схемы центростремительной (а) и центробежной (б) турбин, а на фиг. 161 —  $iS$ -диаграммы процессов расширения в этих турбинах. В радиальной турбине поток из кольцевой камеры поступает в сопловой аппарат, в котором процесс расширения не отличается от процесса расширения в сопловом аппарате осевой турбины. Для определения параметров потока в конце процесса расширения применимы те же формулы, по которым рассчитываются параметры потока за сопловым аппаратом осевой турбины. Отметим лишь, что в центростремительной турбине в отличие от осевой турбины выходные кромки сопловых лопаток расположены на меньшем диаметре, чем входные кромки. Это приводит к тому, что заданная степень конфузорности соплового венца в центростремительной турбине может быть достигнута при большем угле  $\alpha_1$ , чем в осевой турбине, что приведет к снижению вто-

ричных потерь в сопловом аппарате. Поэтому в центростремительной турбине могут применяться более короткие сопловые лопатки, чем в осевой турбине, без заметного ущерба для к. п. д. турбины.

Таким образом, сопловой аппарат центростремительной турбины в большей степени приспособлен к малым расходам газа, чем в осевой турбине.

В радиальном зазоре между сопловым аппаратом и рабочим колесом поток в случае центростремительной турбины дополни-



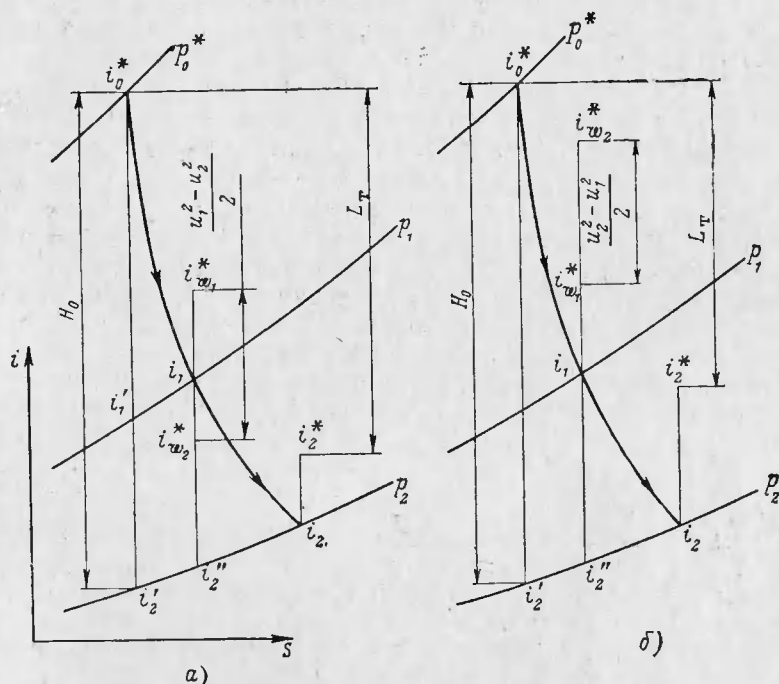
Фиг. 160. Схемы центростремительной (а) и центробежной (б) турбин.

1 — сопловой аппарат; 2 — рабочее колесо.

тельно расширяется. При заданных перед рабочим колесом давлении  $p_1$  и начальном давлении  $p_0^*$  с увеличением радиального зазора степень понижения давления, приходящаяся на сопловой аппарат, уменьшается. Для расчета течения в радиальном зазоре с достаточным приближением можно считать, что окружная составляющая абсолютной скорости  $c_u$  изменяется по закону «свободного вихря» ( $c_u r = \text{const}$ ), а радиальная составляющая скорости изменяется обратно пропорционально плотности и площади кольцевого сечения. При малых степенях понижения давления, когда влиянием сжимаемости можно пренебречь, и при постоянной ширине зазора радиальная составляющая скорости изменяется обратно пропорционально радиусу. В этом случае угол абсолютной скорости  $\alpha_1$  в зазоре практически не изменяется, а линия тока представляет собой логарифмическую спираль.

В радиальном зазоре между сопловым аппаратом и рабочим колесом центробежной турбины происходит процесс повышения давления совершенно аналогично тому, что имеет место в безлопаточном диффузоре центробежного компрессора.

На входе в колесо, несмотря на радиальное направление лопаток, поток в относительном движении должен иметь определенную закрутку, направленную в сторону, обратную вращению (см. фиг. 160), для уменьшения потерь в колесе. Это объясняется тем, что при конечном числе лопаток вследствие инерционности потока частицы газа в колесе будут иметь переносную скорость, меньшую



Фиг. 161.  $i$ - $s$ -диаграммы центробежной (а) и центробежной (б) турбин.

чем окружная скорость вращения колеса. В результате этого направление движения потока в колесе окажется радиальным, совпадающим с направлением лопаток.

На выходе из колеса треугольник скоростей обычно прямоугольный или близкий к нему. Закрутка потока в данном случае мало способствует увеличению работы турбины, так как на выходе из колеса мала окружная скорость.

Закрутка лопатки на выходе переменна по высоте — она максимальна на периферии, где велика окружная скорость (т. е. мал угол  $\beta_2$ ) и минимальна у корня, где окружная скорость мала (т. е. велик угол  $\beta_2$ ).



Рабочее колесо радиальной турбины так же, как и сопловой аппарат, лучше приспособлено для малых расходов, чем в осевой турбине. Дело в том, что в радиальной турбине числа Рейнольдса всегда больше, чем в осевой турбине, если в качестве характерной длины принимается длина средней линии профиля  $l$  (см. фиг. 160); поэтому даже при малых расходах газа радиальная турбина может работать в автомоделльной области или близко к ней, в то время как осевая турбина при мелких лопатках попадает в область низких чисел Рейнольдса.

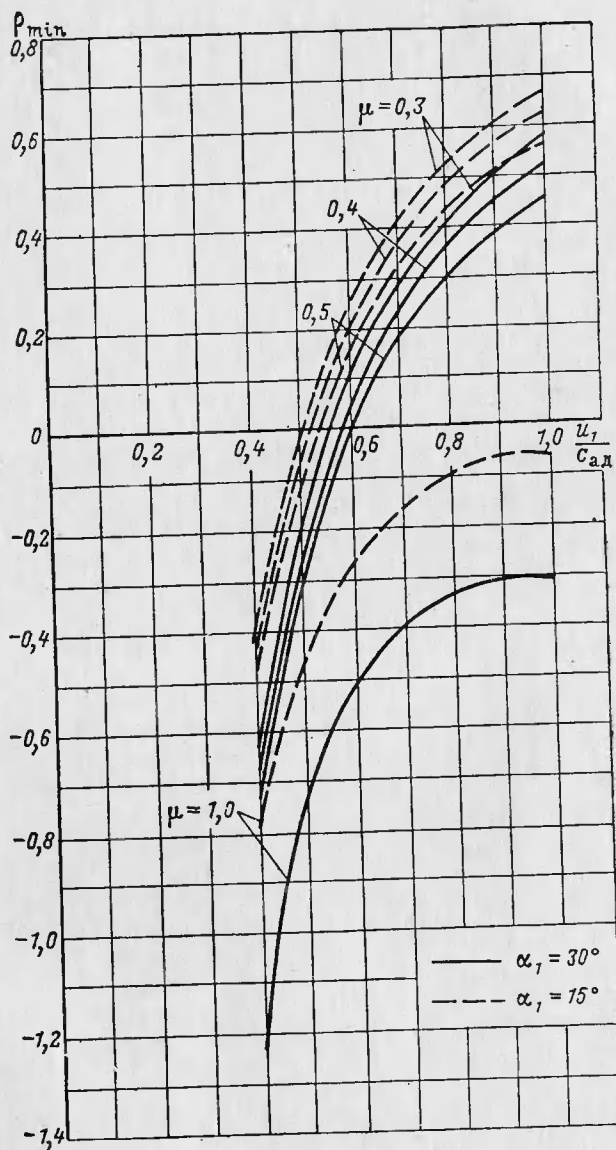
В рабочем колесе радиальной турбины поток расширяется, производя работу в поле переменных центробежных сил. Отрезок  $i_{\omega_2}^* - i_2''$  на  $iS$ -диаграмме (см. фиг. 161) соответствует кинетической энергии потока на выходе из рабочего колеса в относительном движении. Если рассмотреть процессы истечения из рабочих колес осевой, центростремительной и центробежной турбин при заданных давлениях  $p_0^*$ ,  $p_1$  и  $p_2$ , то окажется, что в центростремительной турбине поле центробежных сил приводит к уменьшению скорости истечения из рабочего колеса по сравнению с осевой турбиной, а в центробежной — к увеличению этой скорости.

Теплосодержание потока, заторможенного в относительном движении на выходе из рабочего колеса  $i_{\omega_2}^*$ , в центростремительной турбине ниже, а в центробежной выше теплосодержания потока, заторможенного в относительном движении на входе в рабочее колесо  $i_{\omega_1}^*$  (в осевой турбине  $i_{\omega_1}^* = i_{\omega_2}^*$ ).

Таким образом, теплоперепад в рабочем колесе центростремительной турбины расходуется не только на разгон потока в относительном движении (как в осевой турбине), но и на преодоление поля центробежных сил.

В связи с этим в центростремительной турбине обычно применяют повышенную степень реактивности.

Вообще уменьшение скорости истечения из колеса центростремительной турбины, обусловленное наличием поля переменных центробежных сил, приводит к интересной особенности этой турбины. Если при расчете осевой турбины степень реактивности  $\rho$  назначается достаточно произвольно, причем выбор этой величины в основном диктуется соображениями получения максимального к. п. д. турбины, то в центростремительной турбине выбор величины  $\rho$  ограничен, так как при некоторых значениях  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и  $\mu = \frac{u_2}{u_1}$  (где  $u_2$  — окружная скорость на среднем диаметре выходной кромки) можно получить величину  $\omega_2 \leq 0$ , что, естественно, не может быть реализовано. Поэтому при назначении степени реактивности в центростремительной турбине прежде всего необходимо знать, согласуется ли она с выбранными величинами  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и  $\mu$ .

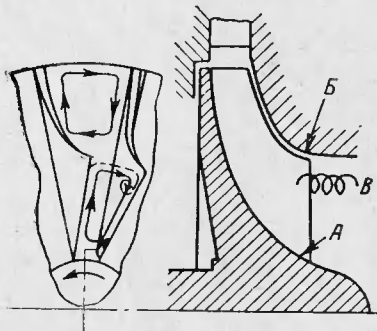


Фиг. 162. Зависимость минимально допустимой степени реактивности от параметров ступени центробежной турбины.

Величину минимальной степени реактивности, при которой  $\omega_2 = 0$ , обозначим через  $\rho_{\min}$ . Будем искать зависимость  $\rho_{\min}$  от параметров ступени. Для этого подставим выражение (134) в формулу (133') и, приравняв нулю полученное уравнение, решим его относительно  $\rho$ . Тогда будем иметь

$$\rho_{\min} = 1 - \frac{\varphi \cdot \cos \alpha_1 \frac{u_1}{c_{ад}} \pm \sqrt{\varphi^2 \cos^2 \alpha_1 \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)^2 - (\varphi^2 - 1) \left[ 1 + \mu^2 \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)^2 \right]}}{\varphi^2 - 1}. \quad (256)$$

Таким образом, величина  $\rho_{\min}$  зависит от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ ,  $\mu$ ,  $\alpha_1$  и  $\varphi$ . На фиг. 162 приведена зависимость  $\rho_{\min}$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и  $\mu$  при  $\alpha_1 = 15^\circ$  и  $30^\circ$  и  $\varphi = 0,95$ . Величина  $\rho_{\min}$  уменьшается при снижении  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и возрастании  $\mu$ , а также при возрастании  $\alpha_1$ . В частности, в случае осевой турбины ( $\mu = 1$ ) минимально допустимая степень реактивности столь мала (например, при  $\frac{u_1}{c_{ад}} = 0,4$  и  $\alpha_1 = 15^\circ$  величина  $\rho_{\min} = -0,8$ ), что применительно к этой турбине не может быть и речи об ограничениях при выборе величины  $\rho$ . Тем более это относится к центробежной турбине ( $\mu > 1$ ).



Фиг. 163. Схема образования нечетного (одинарного) вихря.

Зависимость  $\rho_{\min}$  от параметров турбины особенно упрощается в случае течения без потерь ( $\varphi = 1$ ). В этом случае формула (256) после раскрытия неопределенности переходит в следующее соотношение:

$$\rho_{\min} = 1 - \left[ \frac{1 + \mu^2 \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)^2}{2 \frac{u_1}{c_{ад}} \cos \alpha_1} \right]^2. \quad (256')$$

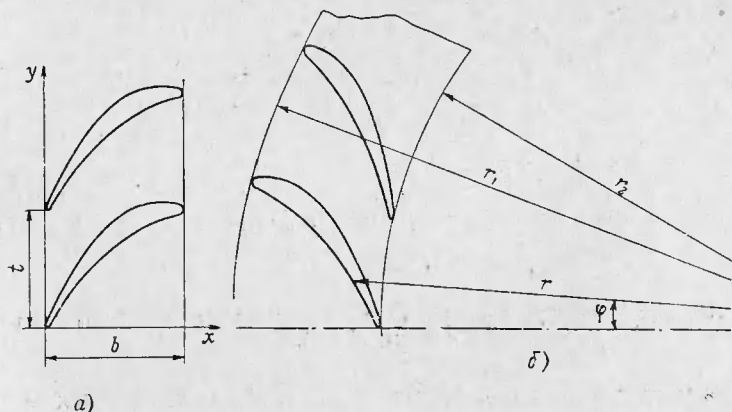
К особенностям центробежной турбины относится также структура вторичных течений в колесе этой турбины. Согласно экспериментальным исследованиям вторичные течения на выходе из колеса проявляются в отличие от осевой турбины в виде нечетного (одинарного) вихря. У корня лопаток (фиг. 163) решетка густая, состоящая из малозогнутых профилей, поэтому вторичное течение в этом месте слабое. Кроме того, оно направлено против циркуля-

ционного течения, которое имеет место в центростремительной турбине (аналогично центробежному компрессору) и гасится им. На периферии лопаток, наоборот, решетка редкая и состоит из сильно изогнутых профилей. Это способствует возникновению вторичного течения, тем более, что в этом месте проточной части его направление совпадает с направлением циркуляционного течения. Поэтому на спинке лопатки в периферийной части возникает интенсивное вихревое движение, схематически показанное на фиг. 163.

## § 2. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОТЕРЬ

### Потери в сопловом аппарате

Кольцевая решетка профилей соплового аппарата радиальной турбины (фиг. 164,б) обычно получается путем конформного отображения плоской решетки профилей (см. фиг. 164,а). По задан-



Фиг. 164. К конформному отображению плоской решетки в кольцевую.

ному отношению  $b/t$  плоской решетки и радиусам входной  $r_1$  и выходной  $r_2$  кромок кольцевой решетки находят число лопаток  $z$  в радиальной решетке:

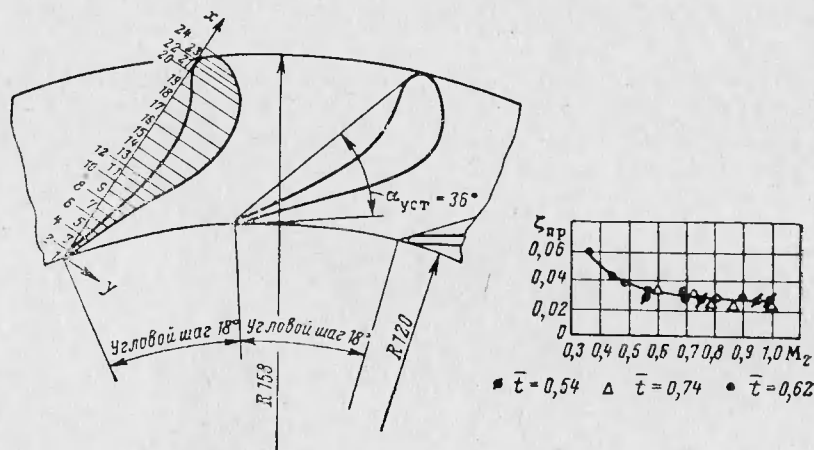
$$z = \frac{2\pi \frac{b}{t}}{\ln \frac{r_1}{r_2}}. \quad (257)$$

Для того чтобы числа лопаток  $z$  получались целыми, рекомендуется варьировать величиной  $r_1$ . Координаты профиля в круговой

сопловой решетке  $r$  и  $\theta$  находятся в зависимости от координат профиля плоской решетки  $\bar{x} = \frac{x}{b}$  и  $\bar{y} = \frac{y}{t}$  по формулам:

$$\left. \begin{aligned} r &= r_2 e^{\bar{x} \ln \frac{r_1}{r_2}} \\ \theta &= \frac{2\pi}{z} \bar{y} \end{aligned} \right\} \quad (258)$$

На фиг. 165 приведен профиль круговой решетки, построенный указанным способом, и результаты его испытаний, проведенных в



Фиг. 165. Профиль круговой решетки и результаты его испытаний (по данным МЭИ).

МЭИ. Характерной особенностью профилей, построенных методом конформного отображения, является наличие на спинке профиля участков с обратной кривизной. Такие участки появляются в области косога среза решетки, где кривизна линии обвода спинки профиля изменяет знак. Данные, приведенные на этой фигуре, могут служить руководством для выбора коэффициентов профильных потерь в сопловом аппарате.

Для определения коэффициента вторичных потерь в круговой решетке соплового аппарата можно рекомендовать формулу [27]

$$\zeta_{\text{вт}} = \xi \frac{a}{h_c}, \quad (259)$$

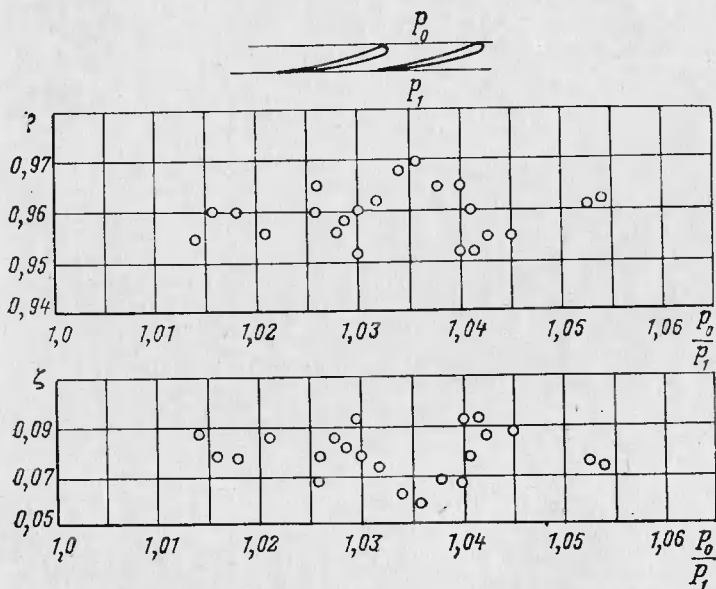
где  $h_c$  — высота соплового аппарата (см. фиг. 160, а);

$$a = t \sin \alpha_1;$$

$$\xi = 0,07 \div 0,1.$$

Так, при высоте сопел  $h_c = 20$  мм коэффициент скорости получается равным  $\varphi = 0,97 \div 0,98$ .

Для профилей, очерченных плавными кривыми, не имеющих на спинке участков с обратной кривизной, величина коэффициента скорости  $\varphi$  получается меньшей. Так, для профиля, спинка которо-



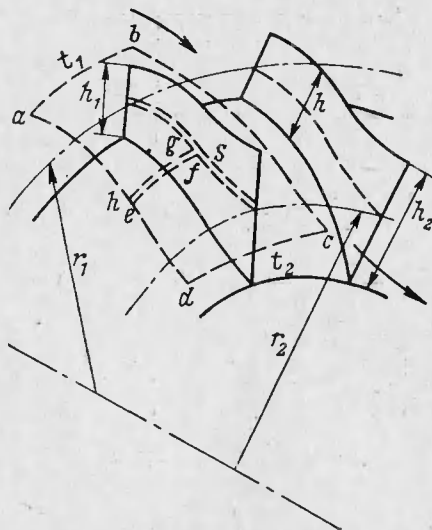
Фиг. 166. Потери в круговой решетке, профиль которой имеет прямую спинку.

го описана прямой линией, Мидзумати [19] приводит экспериментальные данные по коэффициенту скорости  $\varphi$  в пределах 0,95—0,97 (фиг. 166).

### Потери в рабочем колесе

Течение в рабочем колесе радиальной турбины имеет сложный пространственный характер, поэтому расчет потерь в радиальном колесе представляет значительные трудности. Существуют различные приближенные методы расчета этих потерь. В одном из них [42] потери в колесе рассчитываются как потери в канале. Возможен и другой способ оценки потерь, во многом похожий на метод расчета потерь в рабочем колесе осевой турбины. Преимущество этого метода заключается в том, что при его применении можно использовать весьма многочисленные и подробные результаты экспериментальных и расчетных исследований решеток рабочего колеса

осевых турбин. Напомним, что при расчете потерь в осевой турбине основой являются потери трения, которые рассчитываются по формуле (193'). Как было указано в гл. VI, эта формула получена в предположении о том, что пограничный слой на профиле является плоским и турбулентным. Пограничный слой на лопатках рабочего колеса радиальной турбины не является плоским, кроме того, при его расчете необходимо учитывать поле центробежных сил. Однако в ряде работ (например, в работе [14]) показано, что напря-



Фиг. 167. К определению средних относительных скоростей в радиальной решетке  $\bar{w}_p$ .

жение трения в пограничном слое вращающейся пластинки очень близко к напряжению трения на продольно обтекаемой неподвижной пластинке. Это позволяет для расчета потерь трения в колесах радиальной турбины воспользоваться формулой (193'). Различие в величинах потерь трения в решетках осевой и радиальной турбин обуславливается лишь тем, что в осевой турбине средние скорости  $\bar{w}$  рассчитываются для случая плоского потенциального потока, а в радиальной турбине — для случая вихревого движения по криволинейной поверхности тока.

Если пренебречь малыми величинами  $\bar{w}_a$ , входящими в формулу (193'), и положить, что в решетках осевой и радиальной турбин одинаковы чис-

ла  $Re$  и углы  $\beta_2$ , то связь между потерями трения в плоской ( $\zeta_{тр,пл}$ ) и радиальной ( $\zeta_{тр,р}$ ) решетках будет следующей:

$$\zeta_{тр,р} \approx \zeta_{тр,пл} \left( \frac{\bar{w}_p}{\bar{w}_{пл}} \right)^3. \quad (260)$$

Таким образом, зная величину потерь трения в плоской решетке и величины средних относительных скоростей в плоской  $\bar{w}_{пл}$  и радиальной  $\bar{w}_p$  решетках, можно определить потери трения в решетке рабочего колеса радиальной турбины.

Покажем теперь, как вычисляются величины  $\bar{w}_p$ . Применим к контуру, изображенному на фиг. 167 пунктиром, условие, при котором циркуляция абсолютной скорости равна нулю, и уравнение мо-

ментов количества движения. Для простоты ограничимся случаем несжимаемой жидкости.

Условие равенства нулю циркуляции абсолютной скорости (параметры перед решеткой и за ней приняты равномерными средними)

$$(w_1 \cos \beta_1 + u_1) t_1 + (w_2 \cos \beta_2 - u_2) t_2 = \\ = \int_0^{S_{\text{сп}}} (\bar{w} + u_s) dS - \int_0^{S_{\text{вор}}} (\bar{w} + u_s) dS, \quad (261)$$

где  $u_s$  — проекция окружной скорости на направление дуги профиля.

Поскольку толщина рабочих лопаток центростремительных турбин обычно мала, то уравнение (261) может быть написано в виде

$$(w_1 \cdot \cos \beta_1 + u_1) t_1 + (w_2 \cdot \cos \beta_2 - u_2) t_2 = \int_0^{S_{\text{сп}}} \bar{w} dS - \int_0^{S_{\text{вор}}} \bar{w} dS. \quad (261')$$

Уравнение моментов количества движения

$$[(w_1 \cdot \cos \beta_1 + u_1) r_1 + (w_2 \cdot \cos \beta_2 - u_2) r_2] G = \\ = \int_0^{S_{\text{вор}}} p_{\text{вор}} h \cdot r \cdot \cos \alpha_{\text{вор}} dS - \int_0^{S_{\text{сп}}} p_{\text{сп}} h \cdot r \cdot \cos \alpha_{\text{сп}} dS, \quad (262)$$

где  $G$  — расход газа.

К уравнениям (261') и (262) необходимо добавить уравнение Бернулли

$$\frac{w^2 - u^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \text{const} \quad (263)$$

и уравнение неразрывности

$$w_1 h_1 t_1 \sin \beta_1 = w_2 \cdot h_2 \cdot t_2 \cdot \sin \beta_2. \quad (264)$$

Из уравнений (261') — (264) получаются следующие выражения для средних относительных скоростей на спинке ( $w_a$ ) и вогнутой части ( $w_b$ ) профиля:

$$w_{a, b} = \frac{\bar{w}}{w_2} = \frac{\bar{S}}{\bar{b}} \frac{4\delta \sin \beta_2}{\left(\frac{1}{\mu} + 1\right)(\delta + 1)} \pm \frac{1}{\bar{S} \left(\frac{1}{\mu} + 1\right)} \times \\ \times \left[ \frac{\delta \cdot \sin \beta_2}{\text{tg } \beta_1} + \cos \beta_2 + \frac{u_2}{w_2} \left(\frac{1}{\mu^2} - 1\right) \right], \quad (265)$$

где

$$\delta = \frac{h_2}{h_1}, \quad \bar{S} = \frac{S}{t_{\text{сп}}}, \quad \bar{b} = \frac{b}{t_{\text{сп}}}, \quad t_{\text{сп}} = \frac{t_1 + t_2}{2}.$$



Если пренебречь, как и ранее, малыми величинами  $\bar{\omega}_b$ , то получим

$$\bar{\omega}_p = \bar{\omega}_a = \frac{\bar{S}}{b} \frac{4\delta \sin \beta_2}{\left(\frac{1}{\mu} + 1\right)(\delta + 1)} + \frac{1}{\bar{S} \left(\frac{1}{\mu} + 1\right)} \times \\ \times \left[ \frac{\delta \sin \beta_2}{\operatorname{tg} \beta_1} + \cos \beta_2 + \frac{u_2}{\omega_2} \left(\frac{1}{\mu^2} - 1\right) \right]. \quad (265')$$

Для случая плоского потенциального течения ( $\delta = 1$ ,  $\mu = 1$ ) из формулы (265') получается известное выражение (по данным В. Л. Эпштейна):

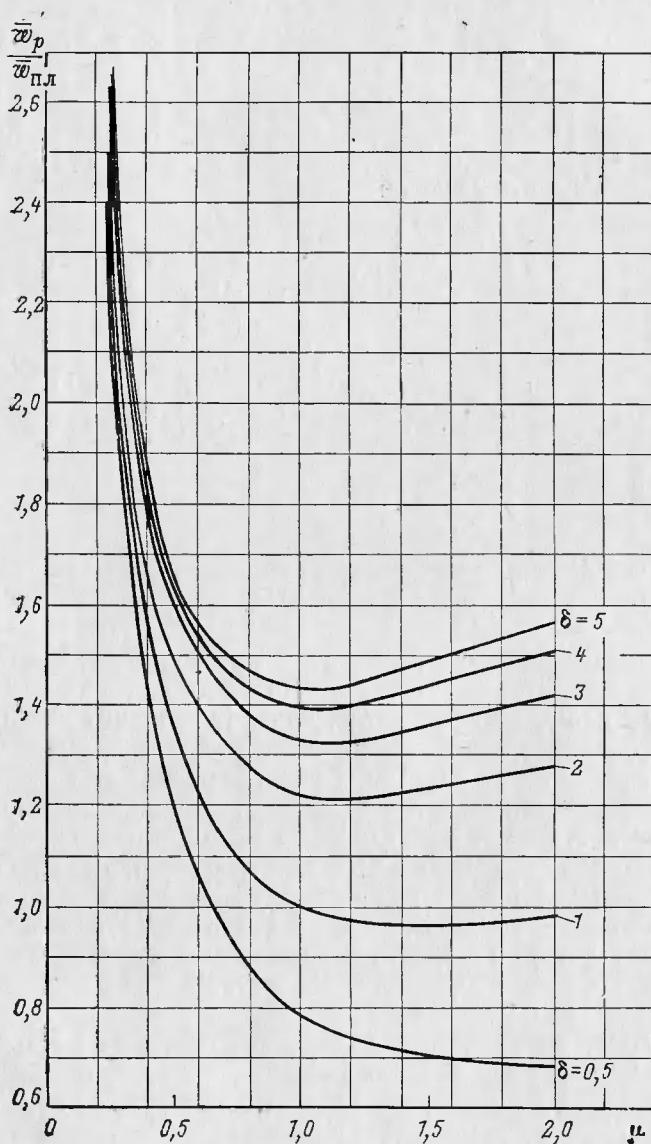
$$\bar{\omega}_{пл} = \frac{\bar{S}}{b} \sin \beta_2 + \frac{1}{2\bar{S}} \frac{\sin(\beta_1 + \beta_2)}{\sin \beta_1}. \quad (265'')$$

Используя выражения (265') и (265'') и зная потери трения в плоской решетке  $\zeta_{пл}$ , по формуле (260) определяют потери трения в решетке рабочего колеса радиальной турбины. Кромочные и вторичные потери рассчитываются так же, как в осевой турбине.

На фиг. 168 приведена зависимость  $\frac{\bar{\omega}_p}{\bar{\omega}_{пл}}$  от  $\mu$  и  $\delta$  для решетки с  $\beta_1 = 90^\circ$  и  $\beta_2 = 15^\circ$ . Относительная величина  $\bar{S}$  принята равной 3,5, что типично для существующих центростремительных турбин. Из этой фигуры видно, что в центростремительной турбине ( $\mu < 1$ ,  $\delta > 1$ ) величина  $\frac{\bar{\omega}_p}{\bar{\omega}_{пл}} > 1$ , следовательно, коэффициент потерь трения в решетке центростремительной турбины больше, чем в осевой. В центробежной турбине ( $\mu > 1$ ,  $\delta < 1$ ) величина  $\frac{\bar{\omega}_p}{\bar{\omega}_{пл}}$  и коэффициент потерь меньше, чем в осевой турбине.

Если положить в формуле (265')  $u_2 = 0$ , то получим величину средней относительной скорости в неподвижной радиальной решетке, которая существенно отличается от величины  $\omega_p$  во вращающейся решетке. Это свидетельствует о невозможности непосредственного использования данных продувок неподвижных радиальных решеток при расчете потерь во вращающемся рабочем колесе турбины.

Естественно, что если бы величины  $\bar{\omega}_p$  и  $\bar{\omega}_{пл}$  были равны между собой, то данные продувок плоских неподвижных решеток можно было бы непосредственно использовать для расчета потерь в колесе радиальной турбины. Сопоставим течение в радиальной решетке с определенными углами  $\beta_1$  и  $\beta_2$  с таким плоским течением, чтобы  $\bar{\omega}_p = \bar{\omega}_{пл}$ . Очевидно, что это плоское эквивалентное течение долж-



Фиг. 168. Зависимость отношения скоростей в радиальной и плоской решетках от  $\mu = \frac{u_2}{u_1}$  и  $\delta = \frac{h_2}{h_1}$ .

но иметь углы потока  $\beta'_1$  и  $\beta'_2$ , отличные от углов  $\beta_1$  и  $\beta_2$  в радиальной решетке.

Из условия равенства  $\overline{\omega}_p$  и  $\overline{\omega}_{пл}$  (при этом имеется в виду равенство средних скоростей как на выпуклой, так и на вогнутой сторонах профиля) получим следующие выражения для углов плоского эквивалентного течения:

$$\beta'_2 = \arcsin \left[ \frac{4\delta}{\left(\frac{1}{\mu} + 1\right)(\delta + 1)} \sin \beta_2 \right],$$

$$\beta'_1 = \arcsin \left[ \frac{2}{\frac{1}{\mu} + 1} \cdot \frac{\frac{\delta \cdot \sin \beta_2}{\operatorname{tg} \beta_1} + \cos \beta_2 + \frac{u_2}{w_2} \left(\frac{1}{\mu^2} - 1\right)}{\sin \beta'_2} - \operatorname{ctg} \beta'_2 \right].$$

(266)

Таким образом, методика расчета коэффициентов потерь в решетке рабочего колеса радиальной турбины сводится к следующему.

Для заданных величин  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\mu$  и  $\delta$  рассчитывают углы  $\beta'_1$  и  $\beta'_2$  эквивалентного плоского течения. По многочисленным данным, полученным для плоских решеток, находят величину коэффициента потерь в такой решетке. Эта величина и есть коэффициент потерь в радиальной решетке. При этом относительный шаг  $1/\bar{s}$  радиальной решетки и числа  $Re$  в ней должны быть равны соответственно относительному шагу  $t/l$  и числам  $Re$  плоской решетки.

Можно поступить и иначе: определить величину  $\zeta_{пл}$  при  $t/l = 1/\bar{s}$  в плоской решетке с углами  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , равными углам радиальной решетки, но тогда для подсчета  $\zeta_p$  воспользоваться формулами (260), (265') и (265''). Если нет экспериментальных данных по величине  $\zeta_{пл}$  в плоской решетке, можно их рассчитать, пользуясь теоретической формулой (193').

На фиг. 169 сопоставлены экспериментальные и расчетные значения  $\psi = \sqrt{1 - \zeta_p}$  для решетки рабочего колеса центростремительной турбины с  $\mu = 0,456$ ,  $\delta = 4,25$ ,  $\bar{S} = 3,65$ ,  $\beta_1 = 90^\circ$  и  $\beta_2 = 32^\circ$ . Учитывая, что в экспериментальные значения  $\psi$  входят вторичные потери и потери от перетекания в зазоре между колесом и корпусом, а расчетная величина  $\psi$  не учитывает их, совпадение расчетных и экспериментальных результатов можно считать удовлетворительным. В приведенном на этой фигуре примере параметры колеса характерны для современных центростремительных турбин, поэтому величину  $\psi = 0,85$  можно считать до некоторой степени

средним значением, которое можно использовать при предварительных расчетах этих турбин.

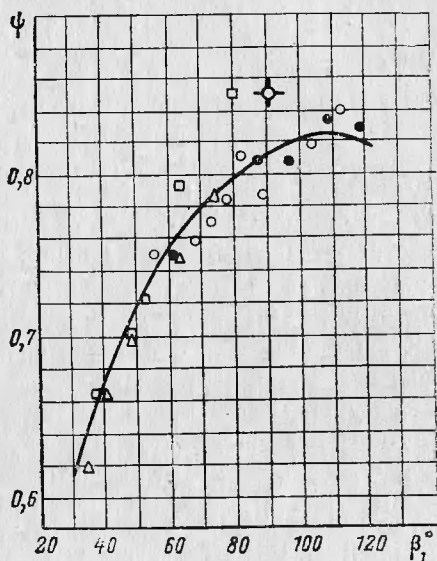
По приведенной выше методике можно оценить потери на расчетном режиме работы колеса радиальной турбины в случае, когда не возникает отрыва потока в решетке и потери связаны в основном с трением в пограничном слое. Рассмотрим методику расчета коэффициентов потерь в радиальных решетках на режимах, отличающихся от расчетного, когда возникают потери, связанные с отрывом потока от кромок, неполным заполнением межлопаточного канала и последующим выравниванием (смещением) потока. Анализ проведем для случая рабочей решетки центробежной турбины с радиально направленными входными кромками. Остановимся лишь на основных положениях расчета и следствиях, вытекающих из полученных в работе [20] результатов.

Потери на нерасчетных режимах работы центробежной турбины учитывают отдельно от потерь трения на расчетном режиме коэффициентом потерь

$$\zeta_{\text{вх}} = \frac{\Delta p^*}{\frac{1}{2} \gamma w_1^2}. \quad (267)$$

Величину относительного радиуса  $\bar{r} = \frac{r}{r_1}$ , на котором происходит выравнивание потока, находят из решения уравнения

$$\frac{\cos \beta_1}{1 - \bar{r}^2} = \frac{(\sin \beta_1 + \bar{u}_1 \bar{r}^2)^2}{4 \bar{r}^2 \varphi \sin \beta_1} \pm \bar{u}_1, \quad (268)$$



$\alpha_1^\circ$	13	17	26	29
Обозначение	$\Delta$	$\square$	$\circ$	$\bullet$
	$\diamond$ расчетное значение			

Фиг. 169. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений коэффициента скорости в решетке рабочего колеса центробежной турбины.

где  $\bar{u}_1 = \frac{u_1}{\omega_1}$ ;

$\varphi = \frac{2\pi}{z}$ , причем  $z$  — число лопаток.

Знак плюс употребляется в случае, когда  $\beta_1 < 90^\circ$ , а знак минус, когда  $\beta_1 > 90^\circ$ , причем в последнем случае в уравнение следует подставлять значение  $\beta'_1 = 180 - \beta_1$ .

При  $\beta_1 = 90^\circ$  уравнение (268) имеет два положительных корня  $\bar{r} = 1$  и  $\bar{r} = (\bar{u}_1 \varphi)^{-\frac{1}{2}}$ . Физическим условиям задачи соответствует  $\bar{r} \leq 1$ , поэтому при  $\bar{u}_1 \varphi < 1$  имеет смысл первый корень  $\bar{r} = 1$ , отвечающий безотрывному обтеканию. При  $\bar{u}_1 \varphi = 1$  корни уравнения совпадают, а при  $\bar{u}_1 \varphi > 1$  в соответствии со вторым корнем радиус выравнивания оказывается меньше  $r_1$ .

Таким образом, условие  $\bar{u}_1 \varphi = 1$  отвечает некоторому наименьшему числу лопаток

$$z_{\min} = 2\pi \operatorname{ctg} \alpha_1, \quad (269)$$

при котором возможно безотрывное обтекание.

При  $\bar{u}_1 \varphi > 1$ , когда  $z < z_{\min}$ , безотрывное обтекание уже невозможно, поскольку  $r < 1$ . Таким образом, даже в случае, когда поток входит на рабочее колесо под расчетным углом ( $\beta_1 = 90^\circ$ ), при числе лопаток колеса  $z$ , меньшем  $z_{\min}$  и определяемым формулой (269), возникают специфические потери, связанные с недостаточным числом лопаток рабочего колеса.

Далее определяется коэффициент потерь отрыва в рабочем колесе  $\zeta_{\text{вх}}$ . В случае, когда потери отрыва обусловлены только нерасчетным входом потока на колесо, величина  $\zeta_{\text{вх}}$  определяется из выражения:

$$\begin{aligned} \zeta_{\text{вх}} = & \frac{1}{\bar{r}} \left( \frac{1-2\bar{r}}{\bar{r}} \sin^2 \beta_1 + 1 \right) - \frac{1-\bar{r}}{2 \cdot \bar{r}^3} (\sin \beta_1 + \bar{u} \varphi \bar{r}^2)^2 + \\ & + \frac{\bar{u}}{\bar{r}} \left[ 4 (\cos \beta_1 + \bar{u}) (1-\bar{r}) \mp \frac{(\sin \beta_1 + \bar{u} \varphi \bar{r}^2)^2}{\bar{r}^2 \varphi \sin \beta_1} \left( \frac{2+\bar{r}^3}{3} - \bar{r} \right) - 4\bar{u} \frac{1-\bar{r}^3}{3} \right] \end{aligned} \quad (270)$$

(знак минус берется при  $\beta_1 < 90^\circ$ ).

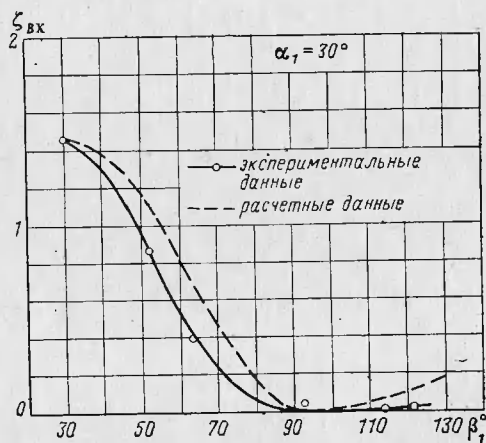
При  $\bar{u} = 0$  и  $\bar{r} = 1$  формула (270) переходит в известную формулу для коэффициента потерь на входе в плоскую решетку прямых пластин  $\zeta_{\text{вх}} = \cos^2 \beta_1$ .

При расчете пусковых режимов центростремительной турбины определение величины  $\zeta_{\text{вх}}$  существенно упрощается. В этом случае ( $\bar{u}_1 = 0$ ) величина радиуса выравнивания

$$\bar{r} = \sqrt{\frac{1}{4\varphi \operatorname{ctg} \beta_1 + 1}}, \quad (268')$$

а величина коэффициента потерь

$$\zeta_{\text{вх}} = \sin^2 \beta_1 \frac{3\bar{r} - 4\bar{r}^2 - 1}{2\bar{r}^3} + \frac{1}{\bar{r}}. \quad (270')$$



Фиг. 170. Зависимость коэффициента потерь отрыва на входе в рабочее колесо от угла  $\beta_1$ .

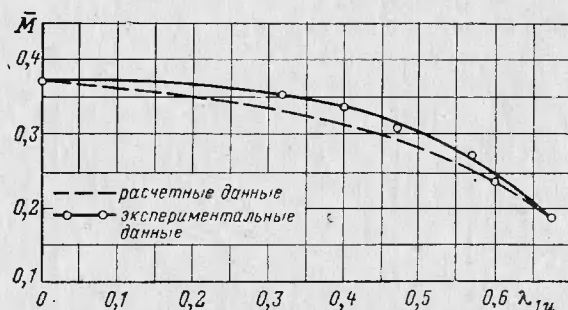
В качестве примера на фиг. 170 построена зависимость  $\zeta_{\text{вх}}$  от  $\beta_1$  для радиальной решетки с числом лопаток  $z = 16$  ( $\varphi = 0,393$ ). Угол  $\alpha_1$ , необходимый для определения величины

$$\bar{u} = \frac{u_1}{\omega_1} = \frac{\sin(\beta_1 - \alpha_1)}{\sin \alpha_1},$$

был принят равным  $30^\circ$ . На этой же фигуре нанесена экспериментальная зависимость  $\zeta_{\text{вх}}$  от  $\beta_1$ , полученная в результате испытаний турбины с  $\alpha_1 = 30^\circ$ .

При расчете коэффициента  $\zeta_{\text{вх}}$  величина угла  $\beta_1$  определялась непосредственно на входе в рабочее колесо. Обычно при расчете турбины по одномерной теории угол  $\beta_{1p}$  определяется в сечении вдали перед решеткой рабочего колеса. Известно, что действительный средний угол  $\beta_{1p}$  должен отличаться от угла потока  $\beta_1$  на величину

$\Delta\beta = \arctg \frac{\Delta\omega_{1u}}{\omega_1}$ , где  $\Delta\omega_{1u} \approx \frac{\pi u_1}{z}$ , т. е.  $\Delta\beta = \arctg \frac{\pi u_1}{2z}$ ; при этом от сечения непосредственно на входе в рабочее колесо до сечения вдали перед решеткой поток поворачивается в сторону, противоположную вращению рабочего колеса, т. е.  $\beta_{1p} = \beta_1 + \Delta\beta$ . Величина  $\Delta\beta$  колеблется в пределах 5—15°. Таким образом, при расчете турбины по одномерной теории необходимо учитывать, что «безударный» вход потока на рабочее колесо осуществляется при углах



Фиг. 171. Зависимость приведенного крутящего момента центробежной турбины от  $\lambda_{1u}$ .

$\beta_{1p} = 95^\circ \div 105^\circ$ . Следует, однако, отметить, что при расчете турбины можно выбирать величину  $\beta_{1p}$ , меньшей «безударного» угла входа и равной  $\beta_{1p} \approx 80^\circ$ , так как потери отрыва при этом еще достаточно малы, а необходимая окружная скорость при заданном значении угла  $\alpha_1$  уменьшается с уменьшением угла  $\beta_{1p}$ .

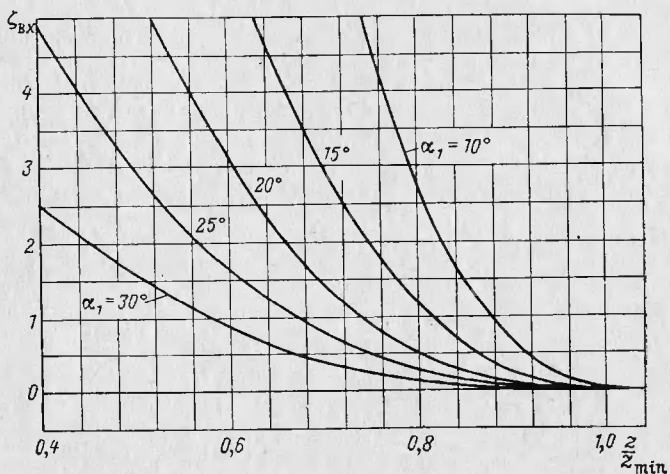
На фиг. 171 показана зависимость приведенного крутящего момента  $\bar{M} = \frac{M}{\rho_0 r F_1 \sin \alpha_1}$  одной из экспериментально исследованных центробежных турбин от  $\lambda_{1u}$ .

Как уже отмечалось, в центробежной турбине могут возникнуть дополнительные потери отрыва и при  $\beta_1 = \beta_{1p}$ , если число лопаток колеса  $z < z_{\min}$ . Величина относительного радиуса  $\bar{r}$ , на котором в этом случае выравнивается оторвавшийся от лопаток поток, равна указанной в работе [13]:

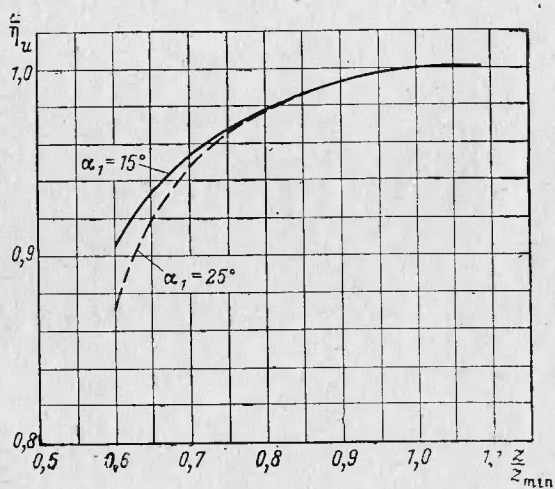
$$\bar{r} = \sqrt{\frac{1}{\operatorname{ctg} \alpha_1 \cdot \varphi}}, \quad (271)$$

а величина коэффициента потерь

$$\zeta_{\text{вх}} = 8 \operatorname{ctg} \alpha_1 \left( \frac{2 + \bar{r}^3}{3\bar{r}} - 1 \right) - \frac{2 - 3\bar{r} + \bar{r}^2}{\bar{r}^3}. \quad (272)$$



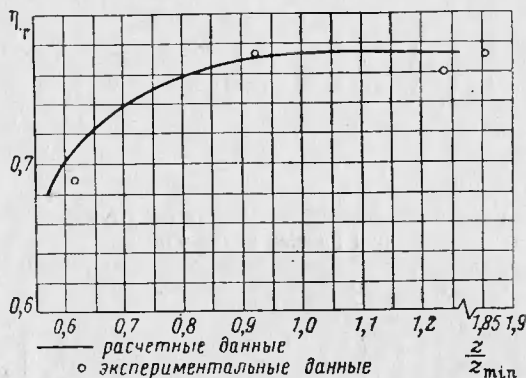
Фиг. 172. Зависимость коэффициента потерь отрыва на входе в случае отклонения числа лопаток от минимального при разных углах  $\alpha_1$ .



Фиг. 173. Зависимость относительной величины к. п. д. центробежной турбины от  $\frac{z}{z_{min}}$ .



На фиг. 172 приведена зависимость  $\zeta_{вх}$  от  $\frac{z}{z_{min}}$  и угла  $\alpha_1$ . С уменьшением  $\alpha_1$  величина  $\zeta_{вх}$  возрастает, однако, в связи с тем, что при этом уменьшается относительная скорость входа  $\omega_1$ , к энергии которой относятся потери на входе, абсолютная величина потерь при изменении  $\alpha_1$  практически не изменяется. Это подтверждается фиг. 173, на которой приведена зависимость относительной величины к. п. д.  $\eta_u$  от  $\frac{z}{z_{min}}$  при углах  $\alpha_1 = 15^\circ$  и  $25^\circ$ .



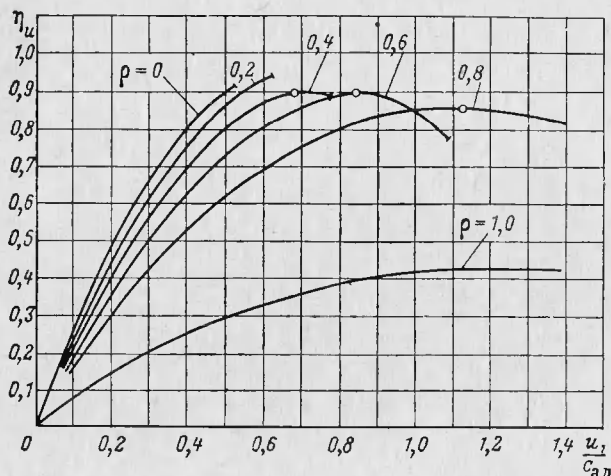
Фиг. 174. Зависимость к. п. д. центробежной турбины от относительного числа лопаток.

Экспериментальные и расчетные данные по влиянию числа лопаток колеса на к. п. д. турбины сопоставлены на фиг. 174. Расчетные данные получены с использованием формулы (272). Как видно из фиг. 174, число лопаток колеса центробежной турбины можно выбирать несколько меньшим  $z_{min}$ .

### § 3. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ТУРБИНЫ

Обычно параметры турбины выбирают исходя из требования получения максимального к. п. д. В установках малой мощности, в которых применяются радиальные турбины, скорость за турбиной, как правило, не используется. Поэтому целесообразно параметры радиальной турбины выбирать из расчета получения максимального мощностного к. п. д. Потери на утечки рабочего тела и трение диска, как правило, составляют небольшую долю общих потерь и

при необходимости могут быть дополнительно учтены. Поэтому рассмотрим влияние параметров ступени на к. п. д. на окружности колеса  $\eta_u$ , не учитывая, как известно, потерь на трение диска и потерь, связанных с утечками. Выражение для  $\eta_u$  запишем в несколько иной форме, чем это было сделано для осевых турбин в гл. IV.



Фиг. 175. Зависимость к. п. д. центробежной турбины от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  при различных степенях реактивности.

Из уравнений (129) и (131') следует, что работа турбины

$$L_T = \frac{1}{2} (c_1^2 - c_2^2 - w_1^2 + w_2^2 + u_1^2 - u_2^2) \quad (273)$$

или с использованием уравнений (127) и (133')

$$L_T = \frac{1}{2} \left[ (1 - \rho) \varphi^2 c_{ад}^2 + \rho c_{ад}^2 - w_2^2 \left( \frac{1}{\psi^2} - 1 \right) - c_2^2 \right]. \quad (273')$$

Тогда

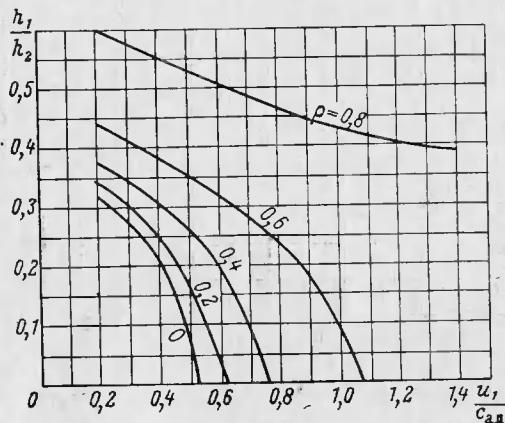
$$\eta_u = \rho + (1 - \rho) \varphi^2 - \left( \frac{w_2}{c_{ад}} \right)^2 \left( \frac{1}{\psi^2} - 1 \right) - \left( \frac{c_2}{c_{ад}} \right)^2. \quad (274)$$

Величина  $w_2$  определяется из формулы (133'), а  $c_2$  — из треугольника скоростей на выходе из ступени:

$$c_2 = \sqrt{w_2^2 - 2w_2 u_1 \cos \beta_2 + u_1^2}. \quad (275)$$

Таким образом, к. п. д.  $\eta_u$  зависит от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ ,  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $\alpha_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\varphi$  и  $\psi$ . По сравнению с осевой турбиной к числу определяющих параметров добавляется еще величина  $\mu = \frac{u_2}{u_1}$ .

Рассмотрим прежде всего характер изменения к. п. д.  $\eta_u$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и  $\rho$ . На фиг. 175 приведена зависимость к. п. д. центростремительной турбины  $\eta_u$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  при различных степенях реактивности для



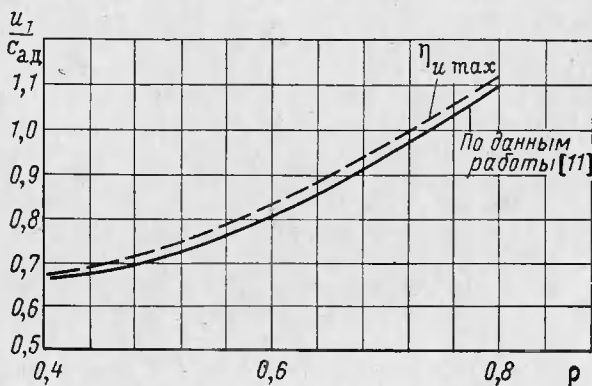
Фиг. 176. Зависимость отношения высот кромок лопатки от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  при различных степенях реактивности.

$\alpha_1 = \beta_2 = 15^\circ$  и  $\mu = 0,5$ . Коэффициенты скорости приняты равными  $\varphi = 0,95$  и  $\psi = 0,85$ .

Если в осевой турбине кривая к. п. д.  $\eta_u$  при  $\rho = \text{const}$  исходит из начала координат, имеет максимум и при некотором значении  $\frac{u}{c_{ад}}$  снова пересекает ось абсцисс, то в центростремительной турбине зависимость  $\eta_u$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  простирается от  $\frac{u_1}{c_{ад}} = 0$  до такого значения  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ , при котором для выбранных величин  $\mu$ ,  $\alpha_1$  и  $\varphi$  степень реактивности  $\rho$  становится равной минимальной. На эту характерную особенность центростремительной турбины уже обращалось внимание в литературе — в работах [5], [11]. Естественно, что чем меньше  $\rho$ , тем при меньшем  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  обрывается кривая  $\eta_u \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$ .

Так, при  $\rho = 0$  и  $0,2$  функция  $\eta_u \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$  не достигает своего оптимального значения. При больших степенях реактивности к. п. д.  $\eta_u$  достигает своего оптимального значения и кривая  $\eta_u \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$  обрывается на правой ветви.

При выборе параметров турбины нельзя руководствоваться только соображениями получения максимального к. п. д., так как необходимо также соблюдать приемлемые конструктивные формы



Фиг. 177. Зависимость  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  от  $\rho$  при максимальных значениях к. п. д.  $\eta_u$ .

проточной части. Так, в точках обрыва кривой  $\eta_u \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$  высота лопатки на выходе из рабочего колеса бесконечно велика (так как это соответствует обращению в нуль скорости истечения из рабочего колеса). На фиг. 176 приведена зависимость отношения высот кромок  $\frac{h_1}{h_2}$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  при различных степенях реактивности. Для расчета этой зависимости дополнительно к условиям построения графика на фиг. 175 принято, что отношение давлений в турбине  $\pi_T = 2$ .

Несмотря на указанные ограничения, к. п. д.  $\eta_u$  в центростремительной турбине достигает достаточно высоких значений, позволяющих ей при малых расходах рабочего тела конкурировать с осевой турбиной. Высокие значения  $\eta_u$  в центростремительной турбине получаются, несмотря на сравнительно низкие величины коэффициента скорости в рабочем колесе  $\psi$ .

Объясняется это тем, что теплоперепад, к которому относятся потери в рабочем колесе при одинаковых с осевой турбиной отношениях давлений и степенях реактивности, в центростремительной турбине значительно ниже, чем в осевой, так как в центростремительной турбине поток совершает работу в поле центробежных сил. Подробнее об этом будет сказано ниже.

На фиг. 177 приведена зависимость  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  от  $\rho$  при максимальных значениях  $\eta_u$ , определяемых данными фиг. 175. В работе [11] приводится упрощенная зависимость между  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и  $\rho$ , полученная при условии  $\varphi = \psi = 1$  и  $\alpha_2 = 90^\circ$ .

$$\frac{u_1}{c_{ад}} = \frac{1}{2 \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho}}. \quad (276)$$

Эта зависимость  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  от  $\rho$  также нанесена на фиг. 177, из которой видно, что она мало отличается от точной и вполне пригодна для оценки оптимальных параметров турбины. При использовании зависимости, приведенной в формуле (276), необходимо только предварительно убедиться в том, что получающаяся величина  $\rho$  больше  $\rho_{\min}$ , определяемой по формуле (256).

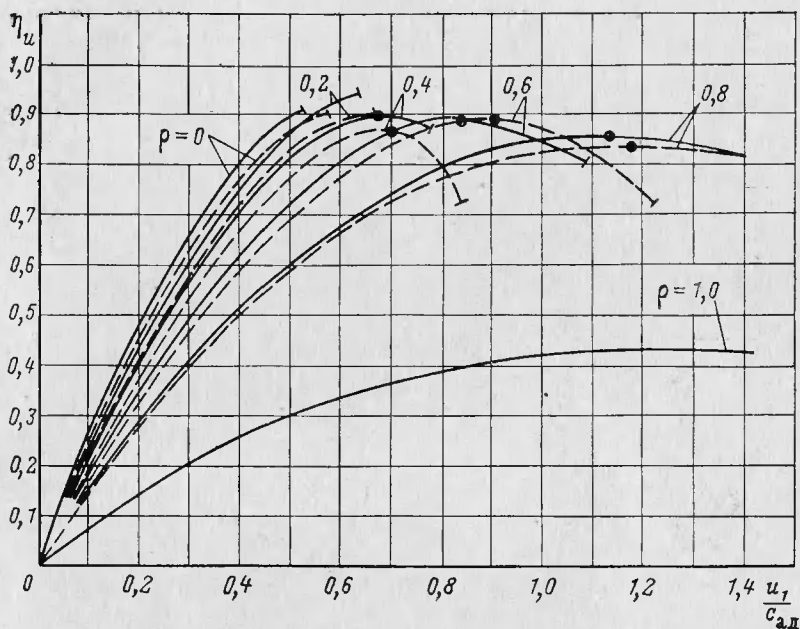
Рассмотрим влияние углов  $\alpha_1$  и  $\beta_2$  на к. п. д.  $\eta_u$ . Угол выхода потока из соплового аппарата центростремительной турбины изменяется, как правило, в диапазоне  $\alpha_1 = 15^\circ \div 30^\circ$ . Принимать угол  $\alpha_1$  меньше  $15^\circ$  нецелесообразно, так как при малых значениях  $\alpha_1$  возрастает относительная толщина выходных кромок сопловых лопаток и уменьшается коэффициент скорости  $\varphi$ . Кроме того, как следует из формулы (269), при малом значении угла  $\alpha_1$  из-за опасности возникновения отрыва потока в рабочем колесе приходится применять большое число лопаток колеса, размещение которых может встретить большие затруднения.

При увеличении угла  $\alpha_1$  свыше  $30^\circ$  высота сопловой лопатки становится малой, что приведет к увеличению вторичных потерь в сопловой решетке.

На фиг. 178 приведены зависимости  $\eta_u$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и  $\rho$  при  $\alpha_1 = 15^\circ$  и  $25^\circ$  в предположении  $\psi = \text{const}$ . При увеличении угла  $\alpha_1$  к. п. д.  $\eta_u$  уменьшается из-за увеличения скорости  $c_2$ . Точки обрыва кривых  $\eta_u \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$  при увеличении  $\alpha_1$  смещаются в сторону больших  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ , так как минимальная степень реактивности  $\rho_{\min}$  уменьшается при увеличении угла  $\alpha_1$  (см. фиг. 162). Оптимальные значения к. п. д.  $\eta_u$  при увеличении угла  $\alpha_1$  также смещаются в сторону несколько больших  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ . Таким образом, увеличение угла  $\alpha_1$  позволяет рас-

ширить диапазон выбираемых значений  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и  $\rho$ , но приводит к снижению к. п. д. турбины.

В отличие от угла  $\alpha_1$  величина угла выхода потока из рабочего колеса  $\beta_2$  не оказывает влияния на выбор возможных значений



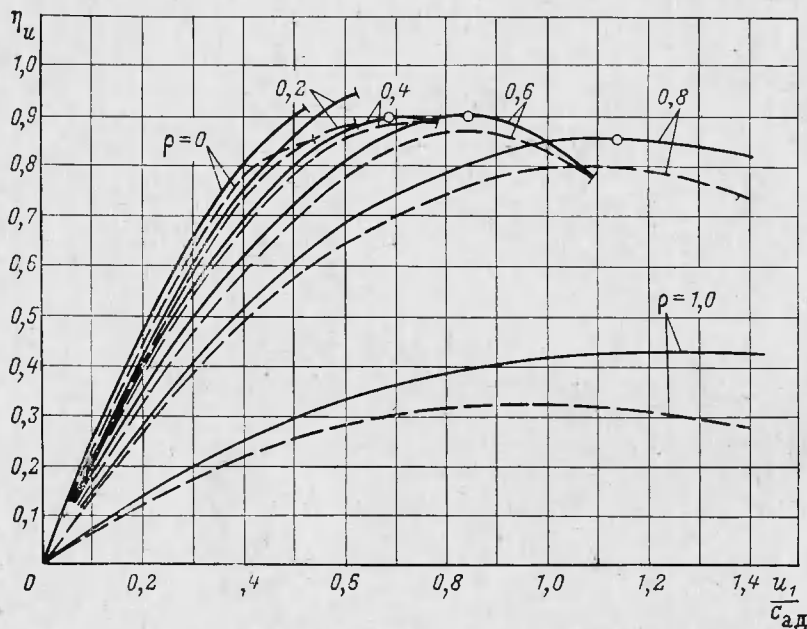
Фиг. 178. Влияние угла  $\alpha_1$  на протекание зависимостей  $\eta_u \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$  при заданных степенях реактивности.

—  $\alpha_1 = 15^\circ$   
 ---  $\alpha_1 = 25^\circ$

$\frac{u_1}{c_{ад}}$  и  $\rho$ . Увеличение угла  $\beta_2$  приводит к возрастанию скорости на выходе из турбины  $c_2$  и к уменьшению к. п. д.  $\eta_u$  (фиг. 179). Выбор минимальной величины  $\beta_2$  определяется приемлемой формой меридионального профиля проточной части турбины; по-видимому, желательно, чтобы отношение диаметров  $\frac{D_2}{D_1}$  (см. фиг. 160) не превышало 0,7. Кроме того, по технологическим соображениям рекомендуется, чтобы угол  $\beta_2$  был не меньше  $20 \div 25^\circ$ .

Рассмотрим влияние  $\mu$  на величину  $\eta_u$  и сравним по к. п. д. центробежную, осевую и центробежную турбины при посто-

янных значениях углов  $\alpha_1$  и  $\beta_2$ . Коэффициент скорости в сопловом аппарате центробежной турбины согласно предыдущему оценен по нижнему пределу величиной  $\psi = 0,95$ . В малоразмерных осевых турбинах величина  $\psi = 0,95$  также наиболее часто встречается. Поэтому при сравнении различных типов турбин принято, что  $\psi = 0,95$ . Средняя величина коэффициента скорости  $\psi$  в рабо-

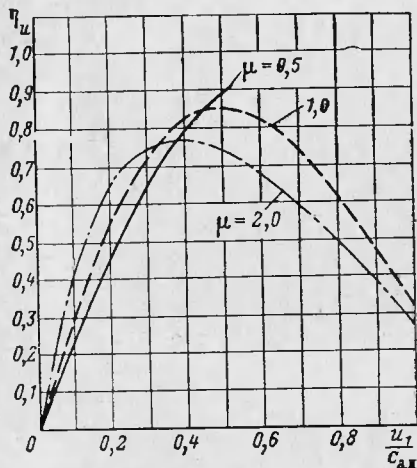


Фиг. 179. Влияние угла  $\beta_2$  на протекание зависимостей  $\eta_u \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$  при заданных степенях реактивности.  
 —  $\beta_2 = 15^\circ$ ;  
 - - -  $\beta_2 = 30^\circ$ .

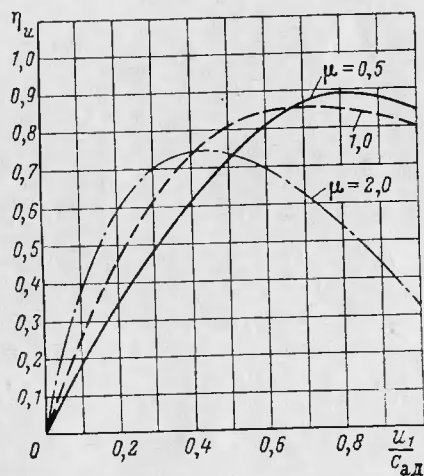
чих колесах осевых малоразмерных турбин оценивается примерно величиной  $\psi = 0,93 \div 0,95$ . В расчете потери в рабочем колесе малоразмерной осевой турбины приняты по верхнему пределу, т. е.  $\psi = 0,95$ . Теоретический коэффициент потерь в колесе центробежной турбины должен быть меньше, чем в осевой турбине. Однако, учитывая малый опыт работы в области центробежных турбин, величина коэффициента скорости в рабочем колесе центробежной турбины принята такой же, как в осевой, т. е.  $\psi = 0,95$ . Коэффициент скорости в рабочем колесе центробежной турбины принят согласно предыдущему равным  $\psi = 0,85$ .

На фиг. 180 и 181 приведены кривые  $\eta_u \left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)$  при  $\rho = 0$  и 0,6 и различных значениях  $\mu^1$ . При других значениях  $\rho$  качественная картина не отличается от приведенной на этих фигурах.

Величина  $\mu$  оказывает существенное влияние на величину и расположение оптимального значения  $\eta_u$ . При увеличении  $\mu$  величина  $\eta_u$  уменьшается и сдвигается в сторону меньших значений  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ . Так, при  $\rho = 0,6$  и  $\mu = 0,5$  величина  $\eta_{u_{опт}} = 0,89$  при  $\frac{u_1}{c_{ад}} \approx$



Фиг. 180. Зависимость  $\eta_u$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  при различных значениях  $\mu$  и  $\rho = 0$ .



Фиг. 181. Зависимость  $\eta_u$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  при различных значениях  $\mu$  и  $\rho = 0,6$ .

$\approx 0,8$ , при  $\mu = 1$  к. п. д.  $\eta_{u_{опт}} = 0,86$  при  $\frac{u_1}{c_{ад}} \approx 0,7$ , а при  $\mu = 2$  величина  $\eta_{u_{опт}} = 0,75$  при  $\frac{u_1}{c_{ад}} \approx 0,4$ .

Перемещение максимальных величин  $\eta_u$  при уменьшении  $\mu$  в область больших значений  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  объясняется следующими обстоятельствами. При уменьшении  $\mu$  и заданном значении  $u_1$ , естественно, величина  $u_2$  уменьшается. Однако, если бы действовал только этот фактор, то разность между  $\left( \frac{u_1}{c_{ад}} \right)_{опт}$ , допустим в центроостре-

<sup>1</sup> Сравнение к. п. д. различных турбин при одной и той же степени реактивности следует признать условным, поскольку более правильным было бы уменьшать степень реактивности по мере увеличения  $\mu$ .



мительной и осевой турбинах, была бы очень значительной, что в действительности не наблюдается (см. фиг. 181). Это связано с тем, что, как указано было выше, в центростремительной турбине величина  $\omega_2$  также уменьшается по сравнению с осевой турбиной. Бóльшее влияние первого фактора (уменьшение  $u_2$ ) по сравнению со вторым (уменьшение  $\omega_2$ ) приводит к тому, что  $\left(\frac{u_1}{c_{ад}}\right)_{опт}$  в центростремительной турбине несколько больше, чем в осевой турбине.

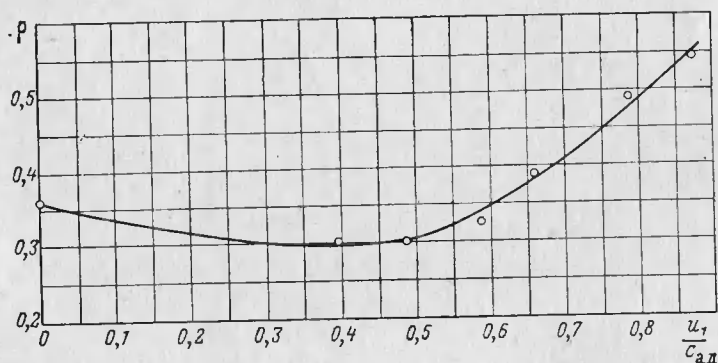
При принятых условиях сравнения максимальные значения к. п. д. получаются в центростремительной турбине, что обусловливается главным образом малыми потерями, связанными с выходной скоростью в этих турбинах. В рассматриваемом примере величина  $\frac{c_2}{c_{ад}}$  в центростремительной турбине равна 0,1, т. е. потери с выходной скоростью  $\left(\frac{c_2}{c_{ад}}\right)^2 = 0,01$ , тогда, как в осевой турбине величина  $\frac{c_2}{c_{ад}} = 0,2$ , а  $\left(\frac{c_2}{c_{ад}}\right)^2 = 0,04$ .

В свою очередь меньшая величина  $c_2$  в центростремительной турбине по сравнению с осевой турбиной объясняется меньшей величиной  $\omega_2$ , так как в центростремительной турбине теплоперепад в рабочем колесе расходуется не только на преодоление потерь и ускорение потока, но и преодоление поля центробежных сил. В самом деле, в рассматриваемом примере в случае осевой турбины относительная энергия в рабочем колесе  $\left(\frac{\omega_{2f}}{c_{ад}}\right)^2$  составляет 63%, а в центростремительной турбине 19,3%. По этой же причине, несмотря на большее значение коэффициента потерь в рабочем колесе центростремительной турбины, процесс в колесе этой турбины более экономичен, чем в колесе осевой турбины. В самом деле, потеря энергии в колесе осевой турбины  $\left(\frac{\omega_{2f}}{c_{ад}}\right)^2 (1 - \psi^2) = 0,63 (1 - 0,95^2) = 0,0615$ , а в колесе центростремительной турбины  $\left(\frac{\omega_{2f}}{c_{ад}}\right)^2 (1 - \psi^2) = 0,193 (1 - 0,85^2) = 0,0535$ .

Таким образом, в малоразмерных двигателях могут применяться турбины всех трех перечисленных схем: осевая, центростремительная и центробежная. Если исходя из заданных величин на проектирование турбины величина  $\frac{u_1}{c_{ад}} < 0,4$ , то наиболее целесообразно в отношении к. п. д. выбирать центробежную турбину; осевая турбина наиболее эффективна при  $\frac{u}{c_{ад}} = 0,4 \div 0,6$ ; и, наконец, при  $\frac{u_1}{c_{ад}} > 0,6$  наибольший к. п. д. получается при применении центростремительной турбины.

Коэффициент приспособляемости в центростремительных турбинах несколько ниже, чем в осевых турбинах. Это объясняется тем, что увеличение закрутки потока на выходе из турбины, которой собственно и обуславливается увеличение ее пускового момента по сравнению с расчетным, в центростремительной турбине происходит в зоне малых окружных скоростей.

В заключение рассмотрим некоторые экспериментальные зависимости параметров центростремительной турбины от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ . В от-



Фиг. 182. Экспериментальная зависимость степени реактивности  $\rho$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ .

личие от приведенных выше зависимостей к. п. д. от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  при постоянной степени реактивности, т. е. для разных турбин, экспериментальные зависимости являются характеристиками данной турбины.

На фиг. 182 приведена зависимость степени реактивности  $\rho$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  для центростремительной турбины с  $\lambda_t = 1,73$ . На характер протекания этой зависимости в основном влияют два фактора:

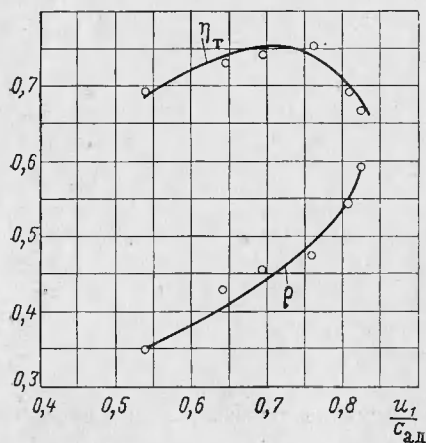
1. Сопротивление колеса, связанное, в частности, с потерями на входе.
2. Поле центробежных сил.

При малых значениях  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ , когда работа, затрачиваемая на преодоление поля центробежных сил, мала, основное влияние на изменение  $\rho$  оказывает сопротивление колеса. С увеличением  $\frac{u_1}{c_{ад}}$

в этой зоне вследствие уменьшения угла атаки сопротивление колеса уменьшается, что приводит к снижению  $\rho$ .

При больших значениях  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  определяющей становится работа, затрачиваемая на преодоление поля центробежных сил, и поэтому степень реактивности возрастает при увеличении  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ .

Расположение минимума  $\rho$  в зависимости от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  и интенсивность



Фиг. 183. Экспериментальные зависимости к. п. д.  $\eta_t$  и степени реактивности  $\rho$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  в центростремительной турбине ( $\pi_t = 1,54$ ;  $\alpha_1 = 17^\circ$ ).

увеличения степени реактивности зависят от степени радиальности колеса  $\mu$ . Чем меньше  $\mu$ , тем при меньших  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  величина  $\rho$  достигает минимального значения и тем интенсивнее увеличение степени реактивности при больших  $\frac{u_1}{c_{ад}}$ .

Зависимости к. п. д.  $\eta_t$  и степени реактивности  $\rho$  от  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  для одной из центростремительных турбин приведены на фиг. 183. В соответствии с предыдущим максимальное значение к. п. д.  $\eta_t$  получилось при  $\frac{u_1}{c_{ад}} = 0,7$ , т. е. оптимальное значение  $\frac{u_1}{c_{ад}}$  центростремительной турбины существенно больше, чем в осевой турбине. Степень реактивности  $\rho$  в точке максимального значения к. п. д. равна 0,45, что для данной турбины полностью согласуется с величиной  $\rho$ , подсчитанной по формуле (276).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абнaнц В. Х., Влияние радиального зазора в лопатках на к. п. д. газовой турбины, Оборонгиз, 1947.
2. Абнaнц В. Х., Запас работы в одноступенчатых газовых турбинах. Известия АН СССР, ОТН, «Энергетика и автоматика», 1960, № 3.
3. Абнaнц В. Х., Теория авиационных газовых турбин, Оборонгиз, 1953.
4. Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, ГИТТЛ, 1953.
5. Арсеньев Ю. Д., Спундэ Я. А., Некоторые особенности методики расчета центробежных турбин, «Энергомашиностроение», 1959, № 2.
6. Быков Н. Н., Емин О. Н., Черкасов Б. А., О выборе оптимального соотношения между степенью парциальности и высотой рабочей лопатки турбины. Известия высшей школы, Машиностроение, 1960, № 2.
7. Дейч М. Е., Техническая газодинамика, Госэнергоиздат, 1961.
8. Дейч М. Е., Зарянкин А. Е., Шерстюк А. Н., Динаев Ю. Н., Исследование направляющих аппаратов радиальных турбин. Научные доклады высшей школы. «Энергетика» 1958, № 4.
9. Дейч М. Е., Самойлович Г. С., Основы аэродинамики осевых турбомашин, Машгиз, 1959.
10. Жуковский Г. В., Об учете перетеканий в турбинной ступени, «Теплоэнергетика», 1962, № 8.
11. Зайдель Р. Р., Турбодетандеры кислородных установок, Машгиз, 1960.
12. Зальф Г. А., Звягинцев В. В., Тепловой расчет паровых турбин, Машгиз, 1961.
13. Зубачева К. П., Митрохин В. Т., О выборе числа лопаток колеса центробежной турбины. Известия АН СССР, ОТН, «Механика и машиностроение», 1961, № 6.
14. Каминская К. М., Ламинарный пограничный слой на вращающейся пластинке. Сборник работ по аэродинамике центробежного компрессора, БНИ, 1958.
15. Кириллов И. И., Кузьмичев Р. В., Потери энергии в турбинной ступени от скрепляющих проволок. Электрические станции, № 7, 1962.
16. Кириллов И. И., Яблоник Р. М. и др., Аэродинамика проточной части паровых и газовых турбин, Машгиз, 1958.
17. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. I, ОГИЗ, 1948.
18. Локай В. И., Зависимость профильных потерь в решетке от угла атаки. Известия АН СССР, ОТН, № 6, 1954.
19. Мидзумати Н., Исследование радиальных газовых турбин, Машгиз, 1961.
20. Митрохин В. Т., К задаче выравнивания плоского течения несжимаемой жидкости через вращающуюся решетку радиальных пластин. Известия АН СССР, ОТН, «Механика и машиностроение», 1960, № 5.
21. Пешехонов Н. Ф., Приборы для измерения давления, температуры и направления потока в компрессорах, Оборонгиз, 1962.
22. Рис В. Ф., Центробежные компрессорные машины, Машгиз, 1951.
23. Сборник «Словые установки вертолетов» под ред. М. М. Масленникова, Оборонгиз, 1959.

24. Сборник ЛМЗ «Исследование элементов паровых и газовых турбин и осевых компрессоров», Машгиз, 1960.
25. Сироткин Я. А., Расчет осесимметричного вихревого потока невязкой сжимаемой жидкости в осевых турбомашинах. Известия АН СССР, ОН, «Механика и машиностроение», 1961, № 2.
26. Степанов Г. Ю., Гидродинамика решеток турбомашин, Физматгиз, 1962.
27. Степанов Г. Ю., Основы теории лопаточных машин, комбинированных и газотурбинных двигателей, Машгиз, 1958.
28. Стечкин Б. С., Казанджан П. К., Алексеев Л. П., Говоров А. Н., Нечаев Ю. Н., Федоров Р. М., Теория реактивных двигателей, Лопаточные машины, Оборонгиз, 1956.
29. Траупель В., Тепловые турбомашин, Госэнергиздат, 1961.
30. Тырышкин В. Г., Ширков Б. А., О влиянии бандаж и спрямляющей проволоки на к. п. д. турбинной ступени с длинными лопатками, «Теплоэнергетика», 1957, № 9.
31. Федяевский К. К., Фомина Н. Н., Исследование влияния шероховатости на сопротивление. Труды ЦАГИ, вып. 441, 1940.
32. Флюгель Г., Паровые турбины, ГОНТИ, 1939.
33. Холщевников К. В., Емин О. Н., Выбор параметров и расчет газовой турбины, Оборонгиз, 1958.
34. Черкасов Б. А., Эпштейн В. Л., Солохина Е. В., Аналитический метод построения характеристик газовых турбин. Труды МАИ, Оборонгиз, 1953.
35. Шерстюк А. Н., К определению потерь в турбинных решетках при нерасчетных углах атаки. Известия АН СССР, ОН, «Энергетика и автоматика», 1960, № 2.
36. Шерстюк А. Н., Приближенный метод расчета криволинейных каналов, «Теплоэнергетика», 1955, № 8.
37. Шерстянников В. А., Метод визуального исследования газового потока. Известия АН СССР, ОН, «Механика и машиностроение», 1962, № 1.
38. Шляхтенко С. М., Эффективность различных форм лабиринтовых уплотнений. Обзорный бюллетень № 2—3, 1947.
39. Шегляев А. В., Паровые турбины, Госэнергиздат, 1955.
40. Уваров В. В., Газовые турбины, ОНТИ, 1935.
41. Уваров В. В., Профилирование длинных лопаток газовых и паровых турбин, Оборонгиз, 1945.
42. Balje O. E., A contribution to the problem of designing radial turbomachines, «Trans. ASME», vol. 74, No 4, 1952.
43. Rannie W. D., Holmquist C. O., An approximate method of calculating three — dimensional compressible flow in axial turbomachines. J. Aeronaut. Sci., 1956, vol. 23, No 6.
44. Stodola A., Die Dampf- und Gasturbinen, J. Springer, 1924.
45. Wu Chung — Hua, A general theory of three — dimensional flow in subsonic and supersonic turbo — machines of axial, radial, and mixed — flow types, Trans. ASME, vol. 74, No 8, 1952.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	4
<b>Глава I. Газовые турбины реактивных двигателей и их классификация . .</b>	<b>11</b>
§ 1. Газовая турбина как один из элементов реактивных двигателей	11
§ 2. Принцип работы газовой турбины и элементы треугольников скоростей . . . . .	23
§ 3. Классификация газовых турбин . . . . .	27
<b>Глава II. Термодинамика газовых турбин . . . . .</b>	<b>41</b>
§ 1. Тепловой цикл газотурбинного двигателя . . . . .	41
§ 2. Уравнение сохранения энергии и работа расширения газа . . . . .	43
§ 3. Классификация к. п. д. газовых турбин . . . . .	50
<b>Глава III. Элементы одномерной теории течения в решетках . . . . .</b>	<b>55</b>
§ 1. Изэнтропическое течение газа . . . . .	55
§ 2. Истечение газа из решеток турбины при наличии потерь . . . . .	64
§ 3. Отклонение потока в косом срезе . . . . .	70
<b>Глава IV. Теория ступени газовой турбины . . . . .</b>	<b>77</b>
§ 1. Уравнения движения газа в турбомашинах . . . . .	77
§ 2. Изменение параметров потока по радиусу до и после колеса при постоянстве циркуляции . . . . .	87
§ 3. Изменение направления потока по радиусу при постоянстве циркуляции . . . . .	97
§ 4. Изменение параметров и направления потока по радиусу при постоянстве угла $\alpha_1$ . . . . .	102
§ 5. Работа и к. п. д. ступени . . . . .	104
<b>Глава V. Многоступенчатые турбины . . . . .</b>	<b>120</b>
§ 1. Особенности многоступенчатых турбин . . . . .	120
§ 2. Тепловой процесс и к. п. д. многоступенчатой турбины . . . . .	122
§ 3. Выбор основных параметров турбины . . . . .	127
§ 4. Выбор формы меридионального профиля проточной части . . . . .	130
§ 5. Проверка прочности лопаток . . . . .	133
§ 6. Распределение теплоперепада между ступенями . . . . .	143

	Стр.
<i>Глава VI. Течение газа через решетки турбин . . . . .</i>	145
§ 1. Постановка задачи . . . . .	145
§ 2. Расчет течения в плоском криволинейном канале . . . . .	149
§ 3. Учет вязкости потока и определение потерь трения в решетке . . . . .	160
§ 4. Теорема Н. Е. Жуковского для решетки . . . . .	165
<i>Глава VII. Потери в проточной части турбин . . . . .</i>	171
§ 1. Профильные потери . . . . .	174
§ 2. Концевые потери . . . . .	199
§ 3. Дополнительные потери . . . . .	209
<i>Глава VIII. Методика газодинамического расчета, профилирования и экспериментального исследования турбин . . . . .</i>	224
§ 1. Методика газодинамического расчета турбин . . . . .	224
§ 2. Методика профилирования турбин . . . . .	236
§ 3. Методика экспериментального исследования турбин . . . . .	240
<i>Глава IX. Характеристики газовых турбин . . . . .</i>	257
§ 1. Методика расчета характеристики турбины . . . . .	258
§ 2. Запас работы в одноступенчатых турбинах . . . . .	270
§ 3. Изменение крутящего момента и коэффициент приспособляемости турбины . . . . .	272
<i>Глава X. Радиальные турбины . . . . .</i>	277
§ 1. Особенности радиальных турбин . . . . .	277
§ 2. Расчет коэффициентов потерь . . . . .	283
§ 3. Выбор параметров турбины . . . . .	296
<i>Литература . . . . .</i>	307

---

*Виктор Христофорович Абианц*

ТЕОРИЯ ГАЗОВЫХ ТУРБИН  
РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Редактор *Ц. М. Ерухимович*

Техн. редактор *В. И. Орешкина*

Г-24594

Подписано в печать 31/III 1965 г.

Учетно-изд. л. 17,48

Формат бумаги  $60 \times 90^{1/16} = 9,75$  бум. л. — 19,50 печ. л.

Цена 1 р. 07 к.

Тираж 3775 экз.

Тем. план 1965 г. № 388 Заказ 5667/835

Московская типография № 12  
Главполиграфпрома Государственного комитета  
Совета Министров СССР по печати  
Цветной бульвар, 30