

В·Х· АБИАНЦ

**ТЕОРИЯ
АВИАЦИОННЫХ
ГАЗОВЫХ ТУРБИН**

ОБОРОНГИЗ - 1953

В. Х. АБИАНЦ

ТЕОРИЯ АВИАЦИОННЫХ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Допущено

Главным управлением высшего образования

Министерства культуры СССР

в качестве учебного пособия для авиационных вузов

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ОБОРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ
Москва 1953

В книге изложены основные понятия из теории авиационных газовых турбин и необходимые данные для теплового и газодинамического расчета этих турбин. Главные разделы книги посвящены преобразованию энергии в проточной части турбин, методике построения их характеристик, а также описанию и анализу потерь, которыми сопровождается течение газа через проточную часть турбины.

Книга утверждена в качестве учебного пособия для авиационных вузов, а также может быть использована конструкторами и исследователями в области газовых турбин и газотурбинных двигателей.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящей книге излагается курс лекций по теории авиационных газовых турбин, читанных автором в Московском Высшем Техническом Училище им. Н. Э. Баумана и в Академии Авиационной промышленности.

Развитие авиационных газотурбинных двигателей требует создания соответствующих курсов, посвященных теории этих двигателей и их элементов, в частности, авиационных газовых турбин. Советские ученые В. В. Уваров, Б. С. Стечкин, И. И. Кириллов, Г. И. Зотиков и др. внесли большой вклад в теорию газовых турбин и выпустили много книг и статей в этой области, тем не менее данная книга может оказать некоторую дополнительную помощь лицам, изучающим теорию авиационных газовых турбин и работающим в этой отрасли техники.

Обычно в курсах турбин производится деление их на два класса: активных и реактивных турбин, что не соответствует существу явлений, происходящих в проточной части турбин. Автор в данной книге отказался от такой классификации, применив понятие лишь о реактивной турбине и дав в гл. VI новое выражение для к. п. д. на окружности колеса. В той же главе показано, что отношение осевых скоростей до и после колеса равно обратному отношению плотностей на среднем диаметре.

В гл. VII дана методика приближенного построения характеристик газовой турбины и результаты расчета по этой методике характеристик одной из авиационных газовых турбин.

В гл. VIII автор стремился в систематизированном виде изложить результаты новейших исследований турбинных решеток и турбинной ступени, дающие возможность более правильно, чем до сих пор, оценить потери в турбине.

Эти три главы (VI, VII и VIII) являются центральными разделами книги.

Автор приносит благодарность заслуженному деятелю науки и техники, докт. техн. наук, профессору Н. В. Иноземцеву, докт. техн. наук, профессору В. И. Дмитриевскому и доценту канд. техн. наук Б. А. Черкасову, внимательно просмотревшим рукопись и давшим ряд ценных замечаний, а также доценту, докт. техн. наук П. К. Казанджану, тщательно выполнившему очень большую работу по редактированию книги.

При выполнении многочисленных расчетов и графиков большая помощь мне была оказана К. А. Савенковой, которой также выражаю свою признательность.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

Родиной газовых турбин является Россия. В 1897 г. русский инженер П. Д. Кузьминский впервые в мире построил газовую турбину постоянного давления сгорания, однако закончить испытания построенной турбины он не успел из-за своей смерти, последовавшей в 1900 г. В 1908 г. русский инженер В. В. Караводин изобрел так называемую пульсирующую газовую турбину.

Использование газотурбинного двигателя для авиации также впервые было предложено в России. В 1914 г. лейтенант флота М. Никольской разработал турбовинтовой двигатель, в котором винт приводился в действие трехступенчатой газовой турбиной. В 1923 г. В. И. Базаров предложил схему авиационного газотурбинного двигателя, включающую газовую турбину, центробежный компрессор, камеру и винт, т. е. все элементы современного ТВД.

Большой вклад в теорию и практику газовых турбин сделали советские ученые проф. В. М. Маковский, проф. В. В. Уваров, Г. И. Зотиков и др.

Одна из главных заслуг советских ученых заключается в том, что они обосновали целесообразность и перспективность развития турбин с постоянным давлением сгорания, в то время как зарубежные (в частности, немецкие) газотурбинисты работали в области турбин с постоянным объемом сгорания. Все последующее развитие газовых турбин, в том числе и авиационных, блестяще подтвердило прогнозы советских ученых, ибо столбовой дорогой развития газовых турбин оказался путь создания турбин с постоянным давлением сгорания.

Одним из первых и крупнейших деятелей советского газотурбостроения был проф. В. М. Маковский, опубликовавший в 1925 г. монографию «Опыт исследования турбин внутреннего сгорания с постоянным давлением». Особенно много В. М. Маковский сделал в области обоснования и создания турбин, рабочим телом для которых являются продукты подземной газификации углей.

Идея подземной газификации углей, высказанная еще свыше 60 лет тому назад великим русским ученым Д. И. Менделеевым, была осуществлена лишь при советской власти. Проф. В. М. Маковский спроектировал и в 1939 г. построил газовую турбину, предназначенную для работы на продуктах подземной газификации углей на одной из шахт Донбасса. Вспыхнувшая война не позволила тогда завершить эту работу.

Крупным специалистом в области газовых турбин является Г. И. Зотиков, опубликовавший ряд исследований, в частности, монографию «Проблема турбины внутреннего сгорания» (1935 г.).

Кроме обоснования целесообразности создания турбин с постоянным давлением сгорания, Г. И. Зотиков впервые предложил и 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 (этот цикл рассмотрен в гл. IV).

Он же первый предложил осуществлять рабочий процесс в газовой турбине с перерасширением, при котором давление газа за турбиной ниже давления окружающей среды; в этом случае за турбиной должен применяться диффузор. Такое ведение процесса, во-первых, позволяет несколько уменьшить высоту лопаток (так как увеличение скорости потока превалирует над уменьшением плотности газа, в результате чего величина потребного проходного сечения турбины уменьшается) и, во-вторых, способствует увеличению мощности газовой турбины, что, в частности, важно для турбовинтового двигателя.

Крупнейшим ученым в области газовых турбин, в том числе и авиационных, является проф. В. В. Уваров, опубликовавший много ценных и оригинальных работ по теории газовых турбин. В 1935 г. им была издана монография «Газовые турбины», являвшаяся в свое время самой крупной работой по газовым турбинам в мировой литературе, так как содержала ряд оригинальных теоретических исследований автора.

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 паровых и газовых турбин, нашедшей широкое практическое применение на ряде заводов.

В течение последнего времени большой вклад в теорию газовых турбин сделан советскими учеными проф. И. И. Кирилловым, П. К. Казанджаном и другими. В частности, П. К. Казанджаном опубликована большая монография, посвященная исследованию нерасчетных режимов работы газовых турбин и методике построения их характеристик.

Большие заслуги принадлежат проф. В. И. Дмитриевскому в области развития теории и конструкции турбин турбокомпрессоров.

Глава I

ПОНЯТИЕ О ГАЗОВЫХ ТУРБИНАХ И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

§ 1. ГАЗОВАЯ ТУРБИНА КАК ОДИН ИЗ ЭЛЕМЕНТОВ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Авиационная газовая турбина является одним из основных элементов газотурбинного воздушно-реактивного двигателя (ГТВРД). Основными типами газотурбинных ВРД являются:

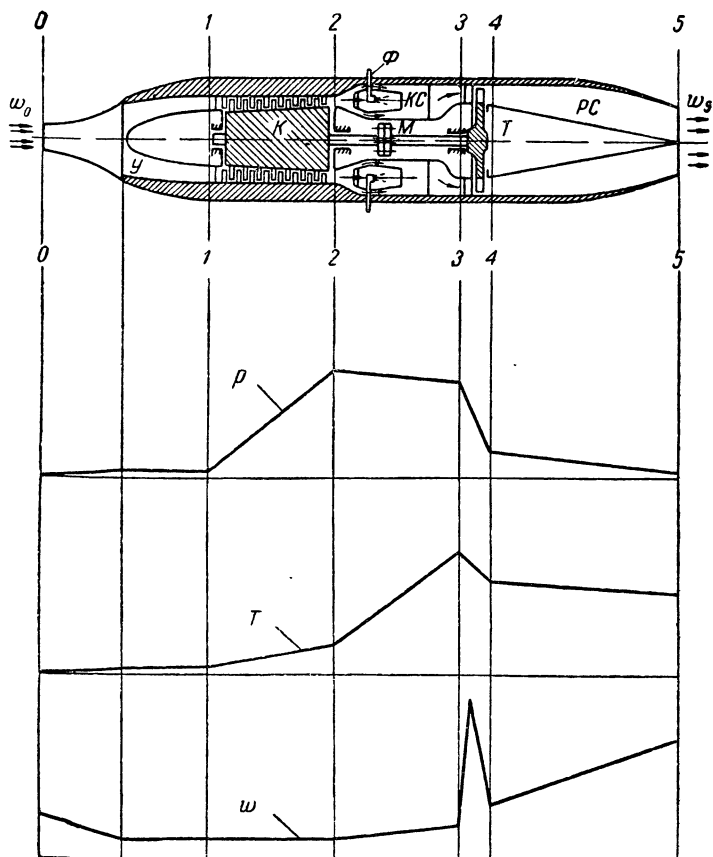
1. Турбореактивные двигатели (ТРД) без винта, возникновение тяги — реактивной силы в которых обусловлено разностью количеств движения вытекающей и втекающей газовых струй.

2. Турбовинтовые двигатели (ТВД) с винтом, мощность которых передается на винт (так же, как в винтомоторной группе с поршневым двигателем). В ТВД создается еще некоторая тяга под действием струи вытекающих газов, однако основным источником тяги в этом случае является винт.

Для того чтобы понять роль и назначение газовой турбины, рассмотрим схемы этих основных типов газотурбинных ВРД.

На фиг. 1 показана схема ТРД. Воздух со скоростью, равной скорости полета w_0 , поступает во входное устройство $У$, где происходит торможение струи и возрастание давления от p_0 до p_1 . Торможение струи начинается до входа ее в двигатель, поэтому воздействие входного устройства на поток складывается из торможения потока вне двигателя и выравнивания и торможения потока в самом входном устройстве (которое иногда выполняется конфузурным). Из входного устройства воздух попадает в компрессор $К$, где сжимается от давления p_1 до давления p_2 ; далее воздух входит в камеру сгорания $КС$, в которую через форсунку Φ впрыскивается топливо (обычно авиационный керосин). Воспламенение топлива при запуске двигателя осуществляется свечой, а затем обеспечивается высокой температурой газов в зоне горения. Поскольку в этой зоне поддерживается высокая температура порядка $2000 \div 2200^\circ \text{C}$, которая нужна для осуществления хорошего процесса сгорания топлива, то большая часть воздуха обычно не участвует в процессе сгорания и направляется по кольцевому зазору

между корпусом и жаровой трубой камеры. В конце камеры этот воздух смешивается с продуктами сгорания, снижая их температуру до величины $800 \div 850^\circ \text{C}$, приемлемой для лопаток газовой турбины современного двигателя. Кроме того, такая конструкция камеры



Фиг. 1. Схема турбореактивного двигателя и изменение параметров газа по газозвоздушному тракту двигателя.

обеспечивает охлаждение жаровой трубы, причем без отвода тепла из двигателя.

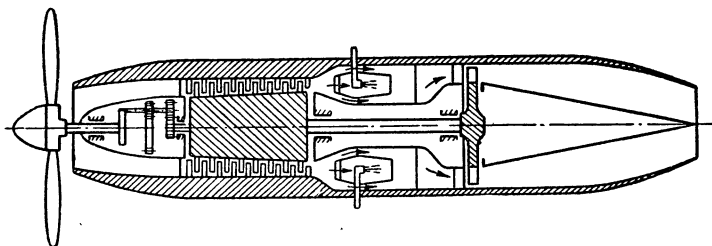
Из камеры сгорания газ поступает в газовую турбину T , где часть его энергии преобразуется в механическую работу, необходимую для вращения компрессора, с которым турбина соединяется при помощи жесткой муфты M . Другая часть энергии газа преобразуется в реактивном сопле $РС$ в кинетическую энергию, создавая тягу двигателя.

На фиг. 1 снизу показано изменение основных параметров: давления p , температуры T и скорости ω по газо-воздушному тракту двигателя.

В дальнейшем обозначения параметров газа при рассмотрении циклов газотурбинных двигателей будут снабжаться индексами от 0 до 5 в соответствии с нумерацией плоскостей, приведенной на фиг. 1, а именно:

- индексом «0» — параметры атмосферного воздуха;
- 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 «5» — параметры газа на срезе реактивного сопла.

Давление газа перед турбиной p_3 в процессе подвода тепла остается неизменным и равным давлению воздуха после компрес-



Фиг. 2. Схема турбовинтового двигателя.

сора p_2 (точнее, 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 постоянного давления сгорания (турбина $p = \text{const}$). В современных газотурбинных двигателях применяются только турбины постоянного давления сгорания, поэтому в этой книге рассматривается лишь теория турбин $p = \text{const}$. О других типах турбин будет упомянуто при рассмотрении их классификации.

На фиг. 2 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 на вал винта. Остальная часть располагаемого теплоперепада используется в реактивном сопле. Вопрос о наиболее выгодном распределении теплоперепада между турбиной и реактивным соплом (в отношении получения максимальной суммарной тяги) рассматривается подробно в курсах теории ВРД. Здесь только отметим, что в большинстве случаев выгодно весь располагаемый перепад давлений срабатывать в турбине, а реактивную тягу получать, используя только скорость, с которой газы покидают турбину.

Таким образом, роль газовой турбины как в ТРД, так и тем более в ТВД очень велика, причем газовая турбина является наиболее напряженным агрегатом двигателя, так как ее элементы подвержены большим механическим напряжениям при высокой температуре материала. Трудности, связанные с необходимостью обеспечить надежную работу турбины, а также получить приемлемый к. п. д. ее, в основном и явились причиной задержки в развитии газовых турбин.

Эти трудности особенно усугубляются при создании авиационных газовых турбин, к которым предъявляются следующие основные требования:

1) надежность работы (ввиду тяжелых последствий в случае аварии);

2) высокая экономичность как на номинальном, так и на крейсерских режимах (в противном случае чрезмерно увеличивается полетный вес самолета);

3) малые вес и габариты.

Последнее требование приводит к необходимости использования больших теплоперепадов в одной ступени турбины, что в свою очередь обуславливает применение больших окружных скоростей, углов поворота струи, чисел M при входе в колесо и т. д.; эти обстоятельства затрудняют выполнение первых двух требований.

Только в течение последнего десятилетия, благодаря успехам металлургии и теории лопаточных машин, а также накопленному опыту по стационарным паровым турбинам и турбинам турбокомпрессоров, служащих для наддува авиационных поршневых двигателей, удалось достичь значительных успехов в создании газовых турбин, в частности, авиационных.

§ 2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ТРЕУГОЛЬНИКОВ СКОРОСТЕЙ

Газовая турбина является лопаточной машиной; ее теория опирается на термодинамику газов и гидродинамику лопаточных решеток (лопаточной решеткой называется система бесконечного числа одинаковых и равно отстоящих профилированных лопастей).

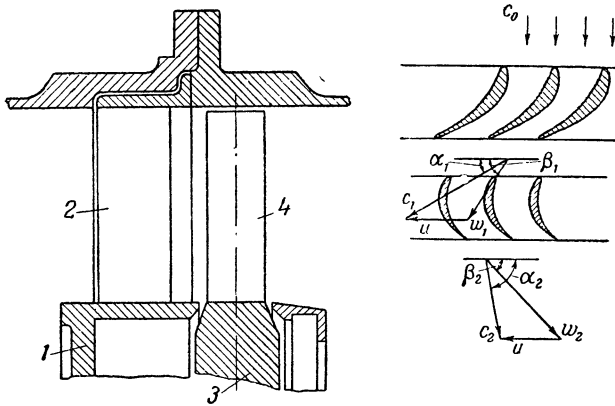
Элементами, преобразующими энергию газа в турбине, являются неподвижный сопловой аппарат 1 с сопловыми лопатками 2 (фиг. 3) и вращающееся колесо 3 с рабочими лопатками 4 .

Газовый тракт турбины начиная от входа в сопловой аппарат и кончая выходом из рабочего колеса называется проточной частью турбины.

При рассмотрении процессов в турбине мы будем снабжать обозначения параметров газа индексами, установившимися в теории турбин, а именно: значками «0» — до соплового аппарата, «1» — в зазоре между сопловым аппаратом и колесом и «2» — после колеса.

Работа турбины заключается в следующем. Сжатый и нагретый газ со скоростью c_0 поступает в межлопаточные каналы соплового аппарата, имеющие в большинстве случаев сужающуюся форму, где происходит частичное преобразование располагаемой энергии давления в кинетическую энергию вытекающей струи, 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 α_1 к плоскости вращения турбины, газы с относительной скоростью w_1 и под углом β_1 попадают в рабочее колесо турбины, которое под действием газо-



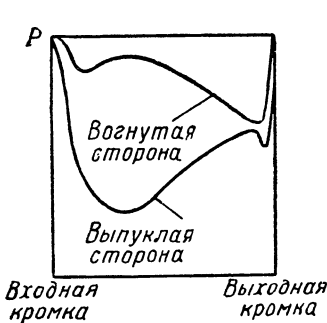
Фиг. 3. Проточная часть осевой газовой турбины.

вой струи вращается с окружной скоростью u . В каналах между рабочими лопатками происходит дальнейшее расширение газа, а следовательно, уменьшение его давления и температуры. 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 β_2 к плоскости вращения. Работа на валу турбины получается в результате изменения количества движения газа, протекающего через рабочее колесо, поэтому назначение лопаточной решетки по существу заключается в том, чтобы повернуть газовую струю в нужном направлении.

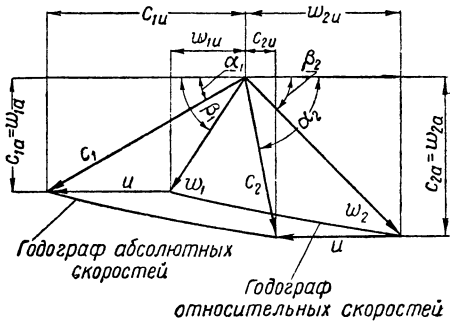
Так же, как в случае крыла, давление на вогнутой стороне лопатки оказывается больше, чем на выпуклой, как это хорошо видно на фиг. 4, на которой приведено примерное распределение давлений по профилю турбинной лопатки. Под влиянием этой разности давлений, т. е. подъемной силы, происходит вращение лопа-

ток и связанного с ними колеса. Следует отметить, что появление положительного градиента давления в направлении от выпуклой к вогнутой стороне лопатки обуславливается криволинейностью межлопаточного канала: частица газа, протекая по каналу, оказывается под воздействием центробежной силы, которая стремится отбросить ее к периферии, т. е. к вогнутой части лопатки, что и вызывает появление градиента давления в канале.

Газ, протекая по каналу, участвует в относительном движении (по отношению к условно остановленным лопаткам) со скоростью ω и в переносном (вращательном) движении совместно с лопаткой



Фиг. 4. Примерное распределение давлений по профилю турбинной лопатки.



Фиг. 5. Треугольники скоростей.

со скоростью u . Как известно из механики, векторная сумма относительной и переносной скорости является вектором абсолютной скорости, т. е.

$$\vec{c} = \vec{\omega} + \vec{u}.$$

Векторные диаграммы скоростей газа до входа в рабочее колесо и после выхода из него показаны на фиг. 3. Обычно эти треугольники скоростей рисуют рядом, как показано на фиг. 5. Величины абсолютных скоростей c_1 и c_2 , а также относительных скоростей ω_1 и ω_2 не одинаковы вдоль ширины канала из-за наличия градиента давления и отличия действительного обтекания решетки от потенциального обтекания ее невязкой и несжимаемой жидкостью, 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 скоростного поля. Поэтому под скоростями c_1 и ω_1 , а также c_2 и ω_2 следует понимать скорости невозмущенного потока газа вдали от колеса как до него, так и за ним. Практически скоростями c_1 и ω_1 нужно считать осредненные абсолютную и относительную скорости газа в осевом зазоре между направляющей и рабочей

решетками при условии заполнения газом всего кольцевого сечения. Так же определяются и скорости c_2 и ω_2 , но в сечении за турбиной.

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

Абсолютная скорость газа по мере продвижения его по каналу изменяется от величины \bar{c}_1 до \bar{c}_2 , а относительная скорость — от $\bar{\omega}_1$ до $\bar{\omega}_2$. Если нанести геометрические места концов векторов \bar{c} и $\bar{\omega}$, соответствующих промежуточным значениям абсолютной и относительной скоростей, то получим так называемые годографы скоростей \bar{c} и $\bar{\omega}$.

Под углами α_1 , а также β_1 и β_2 следует понимать углы (также осредненные), которые имеет поток после выхода из соплового аппарата, а также до входа в рабочее колесо и после выхода из него. Углы потока обычно не совпадают с конструктивными углами лопаток (подробнее см. стр. 152—153). Поэтому одна из задач экспериментального исследования решеток состоит в том, чтобы определить, какие конструктивные углы лопаток обеспечивают получение тех направлений потока до решетки и за ней, которые задаются тепловым расчетом турбины.

§ 3. КЛАССИФИКАЦИЯ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Газовые турбины по тепловому циклу, осуществляемому в них, можно разделить на три вида:

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.

Газовые турбины $p=\text{const}$, у которых процесс сгорания происходит в открытой камере, а следовательно, при постоянном давлении, применяются во всех современных газотурбинных двигателях.

Принцип работы такой газовой турбины был рассмотрен выше.

Газовыми турбинами с постоянным объемом сгорания называются такие турбины, у которых процесс сгорания происходит в замкнутом объеме камеры (фиг. 6). Камера сгорания такой турбины имеет всасывающий клапан 1 и выхлопной клапан 2. После заполнения камеры воздухом всасывающий клапан закрывается и происходит сгорание топлива, сопровождающееся резким 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.

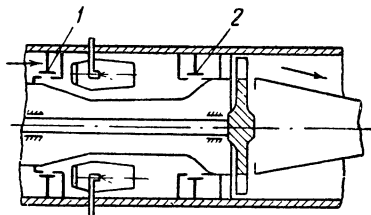
В турбинах $v = \text{const}$ получается большая удельная мощность (т. е. мощность, приходящаяся на 1 кг газа) и несколько лучшая экономичность термического цикла по сравнению с турбинами $p = \text{const}$. Несмотря на это, турбины $v = \text{const}$ до сих пор не нашли применения в авиационных двигателях, в основном, по следующим причинам:

1. Трудно обеспечить надежную работу клапанов, омываемых газами с высокой температурой.

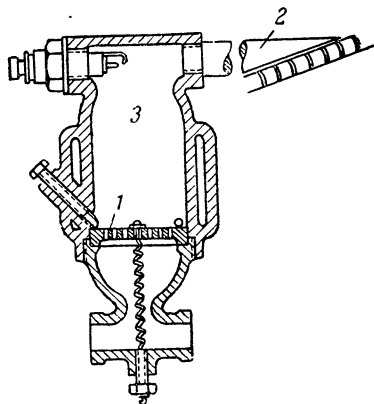
2. Наличие клапанов намного усложняет конструкцию камеры сгорания.

3. Увеличиваются гидравлические потери в двигателе, так как, во-первых, газ мнется при течении через клапаны и, во-вторых, турбина работает при переменном давлении в камере, а это увеличивает потери в ней, 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.

4. Увеличивается опасность появления вибраций турбинных лопаток из-за пульсации потока.



Фиг. 6. Схема турбины с постоянным объемом сгорания.



Фиг. 7. Схема пульсирующей турбины инж. Караводина.

Промежуточное положение между турбинами $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ занимают пульсирующие турбины. На фиг. 7 приведена схема пульсирующей турбины, впервые предложенной русским инженером В. В. Караводиным в 1908 г. Камера этого двигателя имеет только всасывающий клапан 1, выхлопного клапана нет. Двигатель бескомпрессорный; инерция газового столба, быстро вытекающего из длинной выхлопной трубы 2, вызывает разрежение в камере 3, под воздействием которого открывается клапан и происходит заполнение камеры свежей смесью.

Возрастание давления в камере в процессе сгорания смеси зависит от скорости выделения тепла. Чем быстрее будет происходить

процесс сгорания, тем выше получится давление газов; при бесконечно большой скорости сгорания, т. е. при мгновенном выделении тепла, возрастание давления будет происходить по изохоре и соответствовать тому, которое имело бы место в камере турбины $v = \text{const}$. 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 турбинах $p = \text{const}$.

Караводину в свое время не удалось достигнуть больших скоростей сгорания, поэтому возрастание давления в камере его двигателя было незначительным. При отсутствии предварительного сжатия воздуха это обусловило получение очень малой мощности турбины, равной всего 1,6 л. с. при эффективном к. п. д. ее, равном 2,4%. Турбинное колесо в двигателе Караводина имело диаметр 150 мм и обслуживалось четырьмя камерами сгорания (одна из них приведена на фиг. 7).

В пульсирующем воздушно-реактивном двигателе при полете клапан открывается под воздействием разницы давлений между давлением перед клапанами, возникающим в результате торможения набегающей струи, и разрежением в камере. Схема одного из таких двигателей изображена на фиг. 8. В данном случае турбины нет и тяга получается в результате истечения газовой струи из выхлопной трубы.

В будущем развитии пульсирующих двигателей (в частности, снабженных турбиной) будет, повидимому, в большой степени определяться величиной достигнутой скорости сгорания и, следовательно, возможностью приблизиться к циклу $v = \text{const}$, ибо при малых скоростях сгорания преимущества пульсирующих двигателей оказываются слишком незначительными по сравнению с двигателями, работающими при постоянном давлении сгорания.

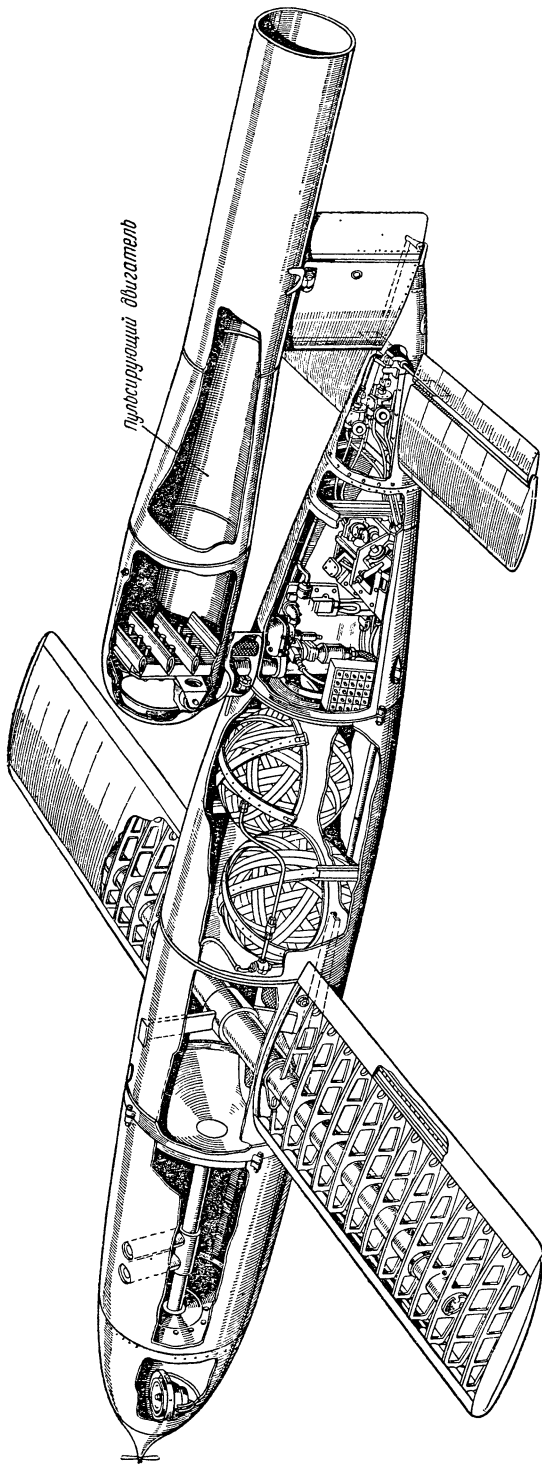
Турбины, использующие энергию выхлопных газов поршневого мотора в комбинированном двигателе, также принадлежат к типу пульсирующих турбин, поскольку они работают в нестационарном потоке газов.

В зависимости от величины применяемых температур перед турбиной T_3 различают турбины:

- а) низкотемпературные и б) высокотемпературные.

Низкотемпературными турбинами называются такие турбины, в которых температура газа t_3 не превышает температуры 850—900° С, применяемой в современных двигателях. Работа турбины при таких температурах газа требует изготовления лопаток турбины либо из специальных сплавов, либо из легированных сталей с внутренним воздушным охлаждением лопаток.

Высокотемпературными турбинами называются такие турбины, в которых температура газа t_3 достигает 1200—1300° С и больших значений, что обуславливает резкое увеличение мощности турбины. Такие температуры применимы лишь в том случае, если осуще-

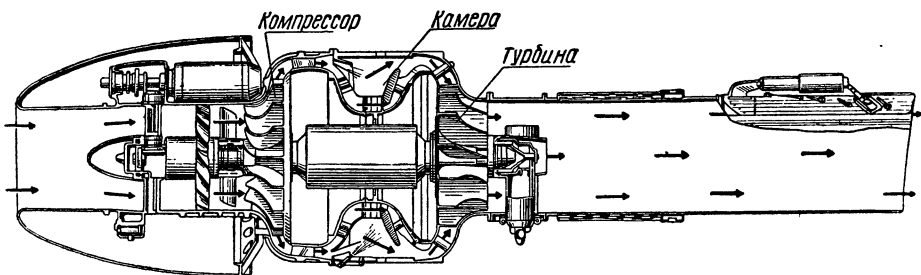


Фиг. 8. Самолет с пульсирующим двигателем.

ствляются специальные мероприятия, обеспечивающие надежность работы газовой турбины, например: внутреннее жидкостное или интенсивное воздушное охлаждение лопаток, создание специальных защитных оболочек вокруг лопаток, изготовленных из пористых материалов или снабженных сверлениями (воздух, подаваемый в лопатку, выходит через эти поры или сверления и создает охлаждающую оболочку, предохраняющую лопатку от обгорания), изготовление керамических или металлокерамических лопаток и др.

Помимо этого применение высоких температур усложняет конструкцию двигателя в целом.

Следует отметить, что в случае применения внутреннего охлаждения лопаток при профилировании их приходится учитывать условия течения как внешнего (газового), так и внутреннего (охлаждающего агента) потоков. Поэтому требования, предъявляемые к



Фиг. 9. Двигатель с радиальной турбиной.

геометрии лопаток, часто бывают противоречивы, вследствие чего при выборе профилей лопаток приходится принимать компромиссные решения. Можно ожидать, что к. п. д. охлаждаемых решеток будет ниже, чем к. п. д. обычных турбинных решеток, не говоря уже о некотором отводе тепла с охлаждающим агентом. Одновременно следует помнить, что при увеличении температуры газа перед турбиной, эффективный к. п. д. реального цикла возрастает, а полетный к. п. д. турбореактивного двигателя уменьшается (при современных скоростях полета).

По направлению газового потока различают турбины: а) осевые и б) радиальные.

Осевыми турбинами называются такие турбины, в которых газ течет параллельно оси турбины. Во всех современных двигателях применяются именно такие турбины. Радиальными турбинами называются такие турбины, в которых газ течет в направлении, перпендикулярном к оси турбины, причем если газ течет от периферии к центру, то турбина называется центростремительной, если от центра к периферии — центробежной. Радиальная (центростремительная) турбина была применена лишь на одном из авиационных двигателей (фиг. 9).

Все последующее изложение будет касаться только осевых турбин.

По количеству ступеней турбины могут быть а) одноступенчатыми и б) многоступенчатыми.

При определенной окружной скорости вращения (которая обычно лимитируется механической прочностью диска и лопаток) в одной ступени эффективно можно преобразовать лишь ограниченный теплоперепад. Если требуется использовать достаточно большой теплоперепад, приходится применять многоступенчатые турбины, в каждой ступени которых преобразуется лишь часть общего теплоперепада. Поскольку в турбинах ТВД используется либо весь, либо почти весь располагаемый теплоперепад, то эти турбины в подавляющем большинстве случаев выполняются многоступенчатыми.

В турбореактивных двигателях применяются одноступенчатые и многоступенчатые турбины; последние необходимы при увеличенных степенях повышения давления в компрессоре, которые требуются для улучшения экономичности двигателя.

В многоступенчатых турбинах можно применять пониженные окружные скорости вращения (вследствие уменьшения теплоперепада, используемого в каждой ступени) и, следовательно, более длинные лопатки, чем в одноступенчатых турбинах, что увеличивает пропускную способность турбин.

Один из основных вопросов, который приходится решать при проектировании многоступенчатых газовых турбин, заключается в целесообразном распределении теплоперепада между ступенями турбины.

Использование больших теплоперепадов на первых ступенях часто применяется для того, чтобы:

а) по возможности снизить температуру газа, поступающего на рабочие лопатки первой ступени;

б) иметь возможность использовать большие скорости потока, не выходя за пределы допустимых чисел M (ввиду высоких температур газа на первых ступенях);

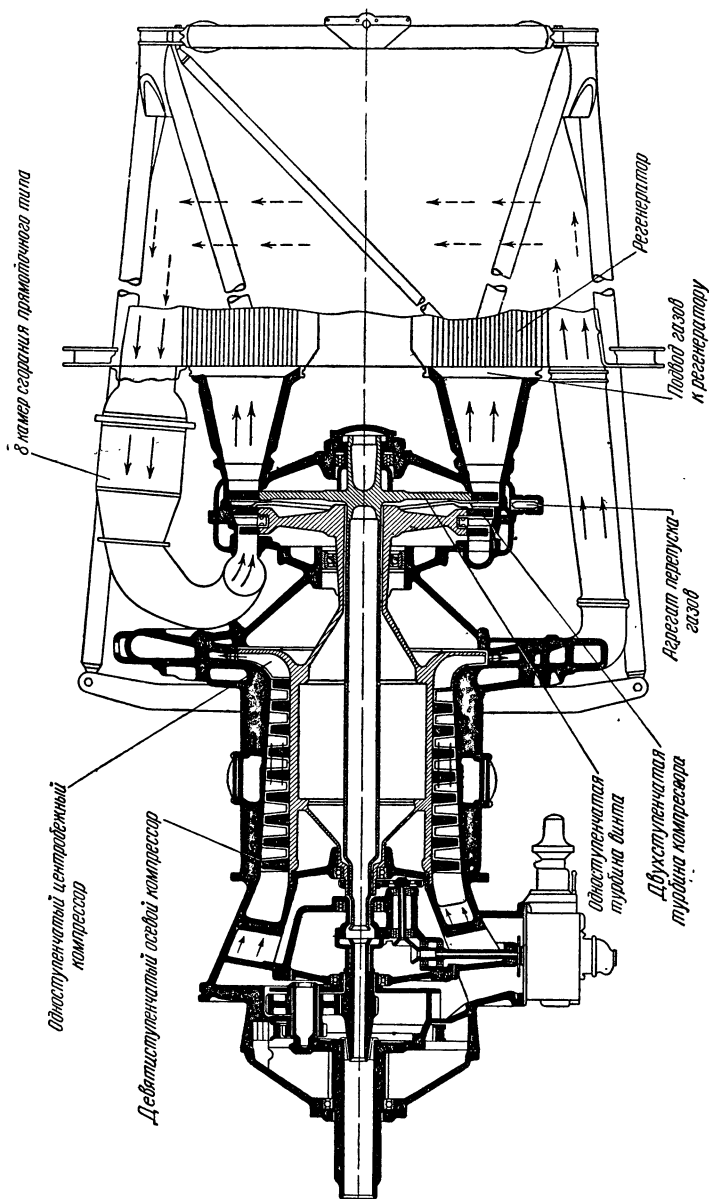
в) использовать малый теплоперепад на последней ступени, что будет способствовать уменьшению потерь с выходной скоростью, поскольку при этом уменьшается закрутка потока.

Наряду с этим использование больших теплоперепадов на последних ступенях турбины имеет следующие преимущества:

а) возможность получения более плавных очертаний меридионального профиля проточной части;

б) повышение к. п. д. турбины при нерасчетном режиме из-за более равномерного распределения теплоперепада по ступеням (следует иметь в виду, что на нерасчетном режиме относительная нагрузка первых ступеней существенно возрастает);

в) увеличение к. п. д. турбины, так как к. п. д. последних ступеней обычно выше к. п. д. первых ступеней ввиду меньших углов

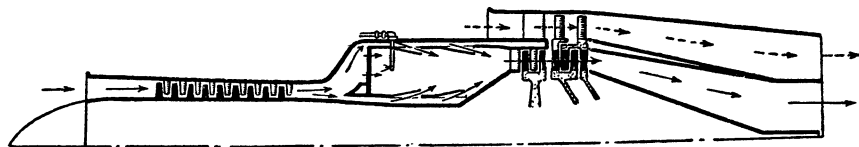


Фиг. 10. Схема двигателя с двухвальной турбиной.

поворота потока в последних ступенях из-за больших объемных расходов газа в них.

В настоящее время пока трудно дать окончательную методику выбора наиболее рационального распределения теплоперепада по ступеням многоступенчатой турбины. Во всяком случае при этом должны быть учтены все перечисленные факторы в свете назначения того самолета, для которого предназначается данная турбина.

В ТВД турбина часто выполняется не только многоступенчатой, но и двухвальной, как показано на фиг. 10. В этом случае по существу имеются две турбины, из которых одна служит для привода компрессора, а другая — для привода винта. Такая схема усложняет конструкцию двигателя, но дает ему ряд крупных преимуществ в отношении облегчения его запуска, улучшения приемистости и возможности более гибкого регулирования (подробнее об этом см. в курсах, посвященных теории ВРД).



Фиг. 11. Схема двигателя с трехвальной турбиной.

На фиг. 11 изображена схема двухконтурного двигателя, где применены три турбины, из которых первая (быстроходная, двухступенчатая) вращает компрессор, а вторая и третья (тихоходные, двухступенчатые, вращающиеся в противоположных направлениях) служат для вращения лопаток вентилятора, расположенных на периферии газотурбинных лопаток. Таким образом, турбинная часть этого двигателя имеет 6 ступеней.

По способу срабатывания располагаемого перепада давлений в многоступенчатых турбинах различают турбины, имеющие: а) ступени давления и б) ступени скорости.

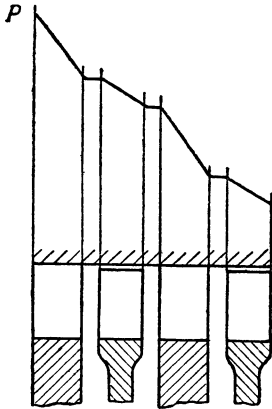
В турбине со ступенями давления в каждой ступени срабатывается определенная часть располагаемого перепада давлений и давление уменьшается постепенно от первой до последней ступени (фиг. 12).

В турбине со ступенями скорости весь располагаемый перепад давлений срабатывается в первой ступени, а полученная кинетическая энергия постепенно используется в последующих ступенях (фиг. 13). Таким образом, если в турбине со ступенями давления имеет место ступенчатое срабатывание давления, то в турбине со ступенями скорости получается ступенчатое использование скорости, полученной в первой ступени.

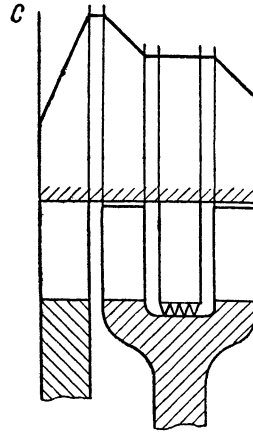
Турбины со ступенями скорости имеют следующие преимущества. Во-первых, в этом случае требуется меньшее количество сту-

пеней для использования заданного теплоперепада, чем в турбине со ступенями давления; во-вторых при срабатывании всего перепада давлений в первой ступени несколько снижается температура газа, поступающего в рабочее колесо, так как температура заторможенного газа определяется относительной, а не абсолютной скоростью газа.

Однако турбины со ступенями скорости обладают более низкими к. п. д., чем турбины со ступенями давления. Между тем, воп-



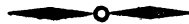
Фиг. 12. Схема турбины со ступенями давления.



Фиг. 13. Схема турбины со ступенями скорости.

росы экономичности для авиационных турбин имеют большое значение, чем и объясняется применение в современных авиационных многоступенчатых турбинах ступеней давления.

В стационарных турбинах применяют колесо с двумя ступенями скорости, чтобы использовать на второй ступени скорость выхода газа из первой ступени. В авиационных двигателях это не требуется, так как скорость, с которой газ покидает турбину, используется в реактивном сопле.



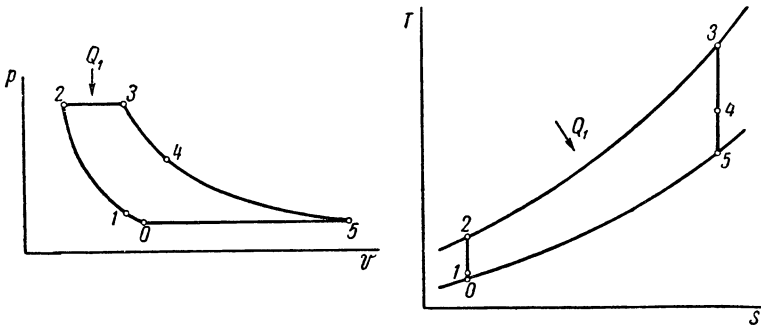
Глава II

ИДЕАЛЬНЫЙ ТЕПЛОВЫЙ ЦИКЛ ГАЗОТУРБИННОГО ДВИГАТЕЛЯ

§ 1. ИЗОБРАЖЕНИЕ ЦИКЛА В ДИАГРАММАХ $p\nu$ И TS

Исследования циклов газотурбинных двигателей весьма подробно изложены в трудах советских ученых В. В. Уварова, Б. С. Стечкина, Г. И. Зотикова и др.

На основании сравнений различных циклов газовых турбин еще задолго до появления газотурбинных двигателей советские



Фиг. 14. Идеальный цикл газотурбинного двигателя в диаграммах $p\nu$ и TS .

ученые, в противовес иностранным, показали выгодность применения цикла $p=\text{const}$ по сравнению с циклом $\nu=\text{const}$.

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 $p\nu$ и TS изображен на фиг. 14. Адиабата 02 изображает процесс сжатия воздуха, который делится на две части: 01 — сжатие воздуха во входном устройстве от давления окружающей среды p_0 до давления p_1 , которое происходит в резуль-

тате торможения набегающей струи, и 12 — сжатие в компрессоре. При работе двигателя на месте (когда скорость полета равна нулю) весь процесс сжатия будет происходить только в компрессоре.

После сжатия в компрессоре воздух поступает в камеру сгорания, где происходит подвод тепла Q_1 по изобаре 23, в результате чего температура возрастает от T_2 до T_3 . Далее газ поступает в турбину и реактивное сопло, где происходит процесс адиабатического расширения 35 от давления p_3 до давления p_5 при одновременном снижении температуры газа от T_3 до T_5 . Первая часть адиабаты расширения 34 соответствует процессу расширения в турбине, а вторая часть 45 — процессу расширения в реактивном сопле. Эта вторая часть адиабаты расширения занимает в цикле турбореактивного двигателя значительно больший участок, чем в цикле ТВД.

Давление газа при выходе из реактивного сопла p_5 равно атмосферному давлению (как показано на фиг. 14) только в случае, если перепад давлений $\frac{p^*_4}{p_0}$ меньше критического. Если же этот перепад больше критического, то на срезе сопла установится (если

сопло как обычно сделано сужающимся) давление $p_5 = \frac{p^*_4}{\beta_{кр}} > p_0$,

где $\beta_{кр}$ — критический перепад давлений. В современных турбореактивных двигателях уже при работе его на месте в реактивном сопле срабатывает перепад давлений, очень близкий к критическому, поэтому в полете давление p_5 больше давления окружающей среды p_0 и близко по своей величине к давлению воздуха p_1 в конце входного устройства.

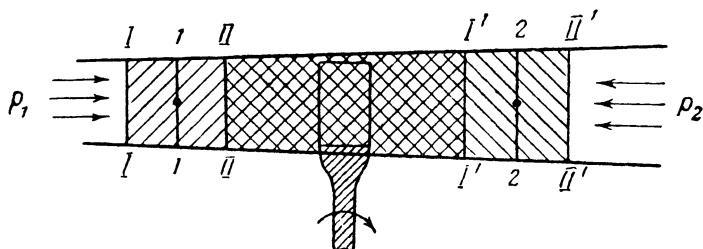
В курсах теории ВРД показывается, что в случае $p_5 > p_0$ тяга двигателя получается почти равной той, которая имела бы место при полном расширении газа в реактивном сопле до давления $p_5 = p_0$. Это объясняется тем, что статическое давление на срезе сопла почти компенсирует недобор тяги, происходящий из-за уменьшения скорости вытекающей струи при $p_5 > p_0$. Поэтому в дальнейшем мы всегда будем считать, что $p_5 = p_0$.

И, наконец, изобара 50 является условной линией, замыкающей цикл. Если бы в двигателе осуществлялся замкнутый процесс с прохождением одной и той же массы газа, то изобара 50 соответствовала бы охлаждению газа от температуры T_5 , с которой он покидает двигатель, до температуры T_0 на входе в двигатель. Отнимаемое при этом от 1 кг газа количество тепла $Q_2 = c_p(T_5 - T_0)$ (где c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении) соответствует потере тепла с выхлопными газами и обуславливает при заданной величине подведенного тепла значение термического к. п. д. цикла

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

§ 2. УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ И РАБОТА РАСШИРЕНИЯ ИЛИ СЖАТИЯ ГАЗА

Для определения работ расширения и сжатия в цикле газотурбинного двигателя рассмотрим общий случай движения газа по трубе с подводом тепла и работы (фиг. 15). Пусть за бесконечно малый промежуток времени некоторый объем газа переместился из положения $I I'$ в положение $II II'$. Для определения баланса энер-



Фиг. 15. К выводу уравнения энергии.

гии применим первый закон термодинамики. По этому закону подведенное тепло dQ тратится на приращение внутренней энергии газа dU и совершение работы $p dv$

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

где $A = \frac{1}{427}$ кал/кгм — тепловой эквивалент работы (здесь и ниже кал — большая калория).

Величина dU в уравнении (1) равна

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

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

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

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

Величина $p dv$ складывается из внешней работы dL , работы преодоления давления p_2 и приращения кинетической энергии газа. Работа, обусловливаемая начальным давлением p_1 , подводится к

газу и поэтому должна быть взята со знаком минус в балансе работ, который напишется следующим образом:

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

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

Величина L должна быть взята со знаком плюс в случае затраты газом работы (например, на вращение турбины) и со знаком минус — в случае подвода к газу работы (например, в результате вращения компрессора).

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

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

Как известно из термодинамики,

$$U + A p v = c_v T + A R T = (c_v + A R) T = c_p T = i, \quad (5)$$

где c_v — теплоемкость газа при постоянном объеме;

$R = 29,3$ *кдж/кг град* — газовая постоянная;

i — теплосодержание газа.

Тогда уравнение (4) напишется следующим образом:

$$Q = i_2 - i_1 + A L + A \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g}. \quad (6)$$

В случае адиабатического процесса

$$A L = i_1 - i_2 + A \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g}. \quad (7)$$

Вводя понятие полного теплосодержания i^* , равного теплосодержанию заторможенного газа (впредь обозначения параметров заторможенного газа будем снабжать значком *)

$$i^* = i + A \frac{w^2}{2g}, \quad (8)$$

получим

$$A L = i_1^* - i_2^*, \quad (7')$$

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

Напомним, что в случае затраты внешней работы величину AL в уравнениях (7) и (7') следует брать со знаком плюс, в случае ее получения — со знаком минус.

Если процесс происходит в системе, энергетически изолированной (например, сжатие воздуха во входном устройстве или расширение газа в реактивном сопле), то величина AL в уравнениях (7) и (7') равна нулю; в этом случае будем иметь

$$i_1 + A \frac{w_1^2}{2g} = i_2 + A \frac{w_2^2}{2g} \quad (9)$$

или

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

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

Отметим, что уравнения (7) и (7'), а также (9) и (9') действительны как для идеального, так и для реального процессов. В последнем случае потери повлияют лишь на распределение 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 диаграммах $p v$ и TS изображится работа расширения или сжатия газа. Для этого представим уравнение (3) в интегральной форме

$$\int_{v_1}^{v_2} p \, dv = L + p_2 v_2 - p_1 v_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} = L + \int_{p_1 v_1}^{p_2 v_2} d(pv) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} \quad (3')$$

или

$$\int_{v_1}^{v_2} p \, dv = L + \int_{v_1}^{v_2} p \, dv + \int_{p_1}^{p_2} v \, dp + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g}. \quad (3'')$$

После сокращения одинаковых интегралов получим

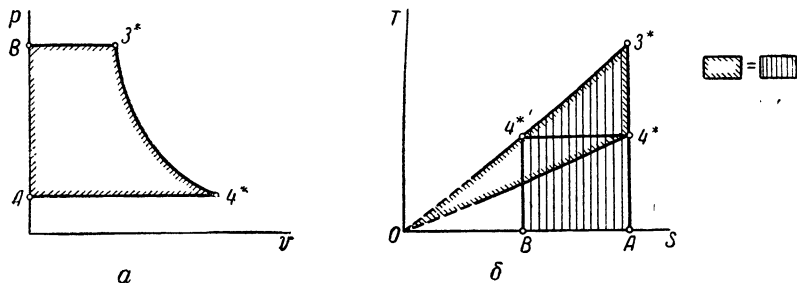
$$L = \int_{p_2}^{p_1} v \, dp + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} \quad (10)$$

или в параметрах заторможенного газа

$$L = \int_{p_2}^{p_1} v \, dp. \quad (10')$$

Таким образом, если кривая 3^*4^* в диаграмме $p v$ изображает адиабату расширения или сжатия газа (фиг. 16, а), то площадь криволинейной трапеции $AB3^*4^*$ согласно уравнению (10') будет пропорциональна работе расширения или сжатия газа.

Обратимся теперь к диаграмме TS , на которой также проведем адиабату расширения или сжатия газа 3^*4^* (фиг. 16,б). Через точки 3^* и 4^* проведем изобары до начала координат, где они сходятся. Как известно, площадь, ограниченная кривой процесса, осью абсцисс и двумя крайними ординатами в TS -диаграмме, пропорциональна количеству подведенного тепла. В случае изобарическо-



Фиг. 16. Работа адиабатического расширения или сжатия в диаграммах $p\nu$ и TS .

го процесса подведенное тепло равно разности теплосодержаний в конце и в начале процесса. В самом деле, количество подведенного тепла равно

$$dQ = cdT, \quad (11)$$

где c — теплоемкость газа.

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

$$dQ = c_p dT^* = di^*. \quad (12)$$

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

$$\text{пл. } 03^*A = i_3^* - i_0^* = i_3^*. \quad (13)$$

Аналогично этому

$$\text{пл. } 04^*A = i_4^* - i_0^* = i_4^*. \quad (14)$$

Вычитая (14) из (13), получим

$$\text{пл. } 03^*4^* = i_3^* - i_4^*, \quad (15)$$

т. е. площадь криволинейного треугольника 03^*4^* выражает собой в некотором масштабе работу расширения или сжатия 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 мас-

штабе 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.

Формулы (7) или (7'), а также (9) или (9') можно представить в другом виде, более удобном для практических расчетов. Разность теплосодержаний равна

$$i_1 - i_2 = c_p(T_1 - T_2) = c_p T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right). \quad (16)$$

Имея в виду, что

$$c_p = AR \frac{k}{k-1}, \quad (17)$$

где k — показатель адиабаты, а также используя связь между давлением и температурой в адиабатическом процессе

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad (18)$$

получим

$$i_1 - i_2 = AR \frac{k}{k-1} T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \quad (19)$$

В этом виде уравнение (19) применяется для расчета процессов расширения.

Для процесса сжатия конечное теплосодержание газа больше, чем начальное, поэтому удобнее рассматривать разность

$$\begin{aligned} i_2 - i_1 &= c_p(T_2 - T_1) = c_p T_1 \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) = \\ &= AR \frac{k}{k-1} T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right]. \end{aligned} \quad (19')$$

Приведем теперь расчетные формулы для определения адиабатических работ сжатия воздуха во входном устройстве и компрессоре, а также расширения газа в турбине и реактивном сопле.

Работа сжатия во входном устройстве

Для определения этой работы воспользуемся уравнениями (9) и (19'), применив их для входного (индекс «0») и выходного (ин-

декс «1») сечений входного устройства (условно считая торможение воздуха при входе в компрессор полным). Уравнение (9) дает

$$i_0 + A \frac{\omega_0^2}{2g} = i_1^*, \quad (20)$$

где ω_0 — скорость полета.

Работа сжатия, получаемая за счет торможения набегающей струи, будет равна

$$\begin{aligned} AL_{\text{вх. ад}} &= A \frac{\omega_0^2}{2g} = i_1^* - i_0 = c_p (T_1^* - T_0) = \\ &= AR \frac{k}{k-1} T_0 \left[\left(\frac{p_1^*}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right], \end{aligned} \quad (21)$$

где T_0 и p_0 — температура и давление окружающей среды;
 T_1^* и p_1^* — температура и давление заторможенного воздуха в конце входного устройства.

Температуру T_1^* можно определить, исходя из уравнения (20)

$$\begin{aligned} T_1^* &= T_0 + \frac{A\omega_0^2}{2gc_p} = T_0 \left(1 + \frac{A\omega_0^2}{2gc_p T_0} \right) = \\ &= T_0 \left(1 + \frac{k-1}{2} \frac{\omega_0^2}{kgRT_0} \right) = T_0 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right), \end{aligned} \quad (20')$$

где M_0 — число М полета, т. е. отношение скорости полета к скорости звука в условиях окружающей среды.

Давление p_1^* равно

$$p_1^* = p_0 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (20'')$$

Таким образом, из соотношений (20') и (20'') можно определить температуру и давление в конце входного устройства, а по уравнению (21) — работу сжатия набегающей струи. При работе двигателя на месте будем иметь $T_1^* = T_0$, $p_1^* = p_0$ и $AL_{\text{вх. ад}} = 0$.

Работа сжатия в компрессоре

В этом случае воспользуемся уравнениями (7') и (19), отнеся индекс «1» к входному сечению компрессора и индекс «2» — к выходному сечению. Тогда получим

$$AL_{\text{к. ад}} = i_2^* - i_1^* = c_p (T_2^* - T_1^*) = AR \frac{k}{k-1} T_1^* \left[\left(\frac{p_2^*}{p_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (22)$$

Работа расширения в турбине

Применив уравнения (7') и (19) и отнеся индекс «3» к входному сечению турбины, а индекс «4» — к выходному сечению, будем иметь

$$AL_{\text{т.ад}} = i_3^* - i_4^* = c_p (T_3^* - T_4^*) = AR \frac{k}{k-1} T_3^* \left[1 - \left(\frac{p_4^*}{p_3^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (23)$$

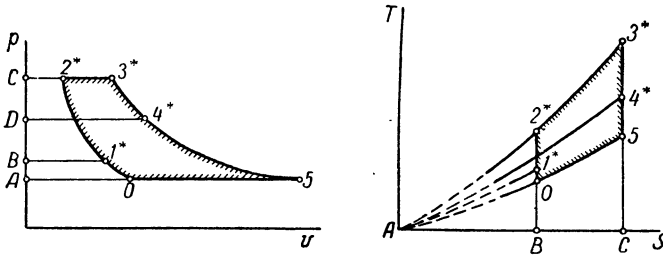
или ввиду равенства p_3^* и p_2^*

$$AL_{\text{т.ад}} = AR \frac{k}{k-1} T_3^* \left[1 - \left(\frac{p_4^*}{p_2^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (23')$$

Работа расширения в реактивном сопле

Применив уравнения (9) и (19) и отнеся индекс «4» к входному сечению сопла, а индекс «5» — к выходному сечению, получим

$$\begin{aligned} AL_{\text{р.с.ад}} &= A \frac{w_5^2}{2g} = i_4^* - i_5 = c_p (T_4^* - T_5) = \\ &= AR \frac{k}{k-1} T_4^* \left[1 - \left(\frac{p_5}{p_4^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \end{aligned} \quad (24)$$



Фиг. 17. Работа цикла в диаграммах $p\nu$ и TS .

Поскольку $p_5 = p_0$ (с теми оговорками, которые были приведены на стр. 23), то

$$AL_{\text{р.с.ад}} = AR \frac{k}{k-1} T_4^* \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_4^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (24')$$

На фиг. 17 перечисленные работы представлены в виде соответствующих площадей в диаграммах $p\nu$ и TS . Обозначения этих площадей приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Наименование работы	Диаграмма <i>p</i> <i>v</i>	Диаграмма <i>T</i> <i>S</i>
Работа сжатия во входном устройстве	<i>01*BA</i>	<i>01*A</i>
Работа сжатия в компрессоре	<i>1*2*CB</i>	<i>1*2*A</i>
Работа расширения в турбине	<i>3*4*DC</i>	<i>3*4*A</i>
Работа расширения в реактивном сопле	<i>4*5AD</i>	<i>4*5A</i>

Очевидно, что в турбореактивном двигателе работы сжатия в компрессоре и расширения в турбине (а следовательно, и соответствующие площади в диаграммах *p**v* и *T**S*) равны между собой.

§ 3. РАБОТА И К. П. Д. ИДЕАЛЬНОГО ЦИКЛА

Теперь мы имеем все данные для определения полезной работы цикла и его к. п. д.

Суммарная работа расширения в цикле $AL_{p,ад}$ получится путем сложения уравнений (23) и (24)

$$\begin{aligned}
 AL_{p,ад} &= AL_{т,ад} + AL_{p,с.ад} = i_3^* - i_5 = c_p (T_3^* - T_5) = \\
 &= AR \frac{k}{k-1} T_3^* \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_3^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (25)
 \end{aligned}$$

или

$$AL_{p,ад} = AR \frac{k}{k-1} T_3^* \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_2^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (25')$$

В диаграмме *p**v* эта работа изображается площадью *3*5AC*, в диаграмме *T**S* — площадью *3*5A* (см. фиг. 17).

Сложив уравнения (21) и (22), получим суммарную работу сжатия

$$\begin{aligned}
 AL_{с.ад} &= AL_{вх.ад} + AL_{к.ад} = i_2^* - i_0 = c_p (T_2^* - T_0) = \\
 &= AR \frac{k}{k-1} T_0 \left[\left(\frac{p_2^*}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (26)
 \end{aligned}$$

В диаграмме *p**v* эта работа изображается площадью *02*CA*; в диаграмме *T**S* — площадью *02*A*.

Очевидно, полезная работа цикла, полученная в результате подвода тепла, равна

$$AL_{ад} = AL_{р.ад} - AL_{с.ад} =$$

$$= AR \frac{k}{k-1} \left\{ T_3^* \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_2^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - T_0 \left[\left(\frac{p_2^*}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \right\}. \quad (27)$$

Степень повышения температуры $\frac{T_3^*}{T_0}$ обозначим через q , а степень повышения давления $\frac{p_2^*}{p_0}$ через δ .

Кроме того, введем обозначение $\delta^{\frac{k-1}{k}} = x$. Тогда получим

$$AL_{ад} = AR \frac{k}{k-1} T_0 \left[q \left(1 - \frac{1}{x} \right) - (x-1) \right]. \quad (27')$$

В диаграммах pv и TS величина $AL_{ад}$ изображена на фиг. 17 площадями 02^*3^*5 , заштрихованными по контуру.

Перейдем к определению к. п. д. идеального цикла с постоянным давлением сгорания. Термический к. п. д. любого цикла, как известно, равен

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}, \quad (28)$$

где Q_1 — подведенное тепло;
 Q_2 — отведенное тепло.

Подведенное тепло $Q_1 = i_3^* - i_2^*$ изображается в TS -диаграмме площадью 2^*3^*CB (см. фиг. 17), а тепло, отведенное с выхлопными газами $Q_2 = i_5 - i_0$, изображается площадью $50BC$. Тогда

$$\eta_t = \frac{i_3^* - i_2^* - (i_5 - i_0)}{i_3^* - i_2^*} = 1 - \frac{i_5 - i_0}{i_3^* - i_2^*} = 1 - \frac{i_5 - i_0}{i_5 \delta^{\frac{k-1}{k}} - i_0 \delta^{\frac{k-1}{k}}} \quad (28')$$

или окончательно

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\delta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{x}. \quad (28'')$$

Формулы (27') и (28'') являются основными зависимостями, подлежащими рассмотрению при оценке идеального цикла $p = \text{const}$, поскольку они определяют полезную работу и термический к. п. д. этого цикла. В частности, пользуясь этими формулами, можно определить, как зависят работа и к. п. д. цикла от его

основных термодинамических параметров — степени повышения температуры $q = \frac{T_3^*}{T_0}$ и степени повышения давления $\delta = \frac{P_2^*}{P_0}$ (или величины $x = \delta^{\frac{k-1}{k}}$).

§ 4. ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ ПОВЫШЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И СТЕПЕНИ ПОВЫШЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА РАБОТУ И К. П. Д. ЦИКЛА

Влияние степени повышения температуры q

Как легко видеть из уравнений (27') и (28''), работа цикла при заданном x увеличивается прямо пропорционально возраставанию величины q , а к. п. д. цикла не зависит от степени повышения температуры.

На фиг. 18 представлен цикл 02^*3^*5 , соответствующий температуре газа перед турбиной T_3^* , и цикл $02^*3'^*5'$, соответствующий температуре $T_3'^* > T_3^*$. Очевидно, что работа во втором случае получается большей. Что касается к. п. д., то в первом случае он равен

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } 02^*3^*5}{\text{пл. } A2^*3^*B'}$$

а во втором случае

$$\eta_t' = \frac{\text{пл. } 02^*3'^*5'}{\text{пл. } A2^*3'^*B'}$$

Ввиду подобия соответствующих фигур

$$\eta_t = \eta_t'$$

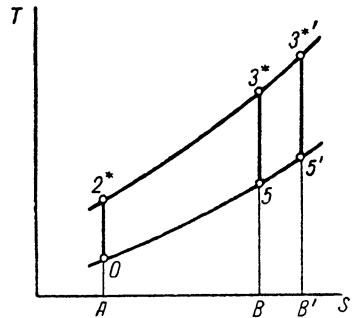
т. е. термический к. п. д. цикла действительно не зависит от температуры перед турбиной.

Влияние степени повышения давления δ

Как видно из формулы (28''), чем выше степень повышения давления, тем больше термический к. п. д. цикла. При бесконечно большой степени повышения давления термический к. п. д. цикла равен единице. Это легко понять, рассмотрев фиг. 19, на которой приведены циклы 02^*3^*5 и $02^*3'^*5'$ соответственно для степеней повышения давления δ и $\delta' > \delta$.

В первом случае к. п. д. равен

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } 02^*3^*5}{\text{пл. } A2^*3^*B'}$$

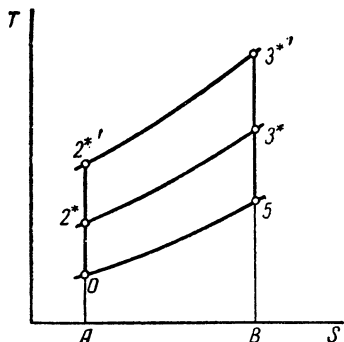


Фиг. 18. К определению влияния температуры газа перед турбиной на работу и к. п. д. цикла.

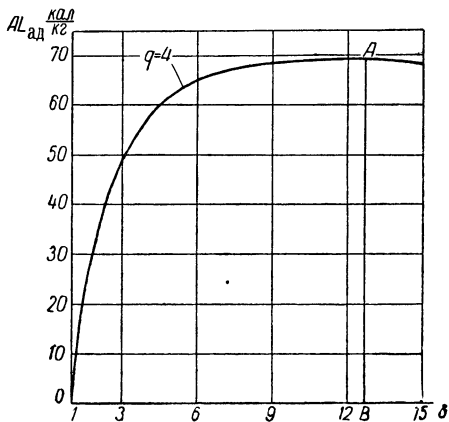
а во втором случае

$$\eta'_t = \frac{\text{пл. } O2^*13^*15}{\text{пл. } A2^*13^*1B}.$$

Очевидно, что $\eta'_t > \eta_t$, причем по мере увеличения δ влияние разницы между числителем и знаменателем дроби, определяющей величину η_t , уменьшается и, наконец, при $\delta \rightarrow \infty$ исчезает вовсе, ввиду чего к. п. д. оказывается равным единице.



Фиг. 19. К определению влияния степени повышения давления на к. п. д. цикла.



Фиг. 20. Зависимость полезной работы цикла от степени повышения давления.

Рассмотрим теперь влияние степени повышения давления на работу цикла. Как видно из формулы (27'), при $x=1$ и $x=q$ работа цикла равна нулю. Первый случай очевиден сам по себе, ибо при этом двигатель не работает. Во втором случае

$$x = \delta^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_2^*}{T_0} = \frac{T_3^*}{T_0}, \quad (29)$$

т. е. степень повышения давления настолько велика [вообще формула (29) определяет предельное значение δ при заданном q], что температура воздуха после компрессора оказалась равной заданной температуре газа перед турбиной. В этом случае подвода тепла не происходит и площадь цикла вырождается в отрезок адиабаты (изображающий процессы сжатия и расширения одновременно), а полезная работа, естественно, обращается в нуль.

Как известно, при наличии двух нулевых значений функции всегда имеется такое значение аргумента, при котором функция приобретает экстремальное значение. Для нахождения этого значения аргумента достаточно взять производную функцию по интере-

сующей нас переменной, приравнять ее нулю и полученное уравнение решить относительно аргумента. Пропедев это, получим

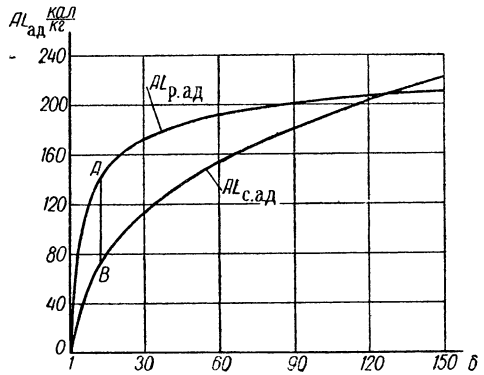
$$\frac{\partial AL_{ад}}{\partial x} = AR \frac{k}{k-1} T_0 \left(\frac{q}{x^2} - 1 \right) = 0 \quad (30)$$

или

$$x = \sqrt{q}. \quad (31)$$

Итак, при заданном значении q оптимальное (в отношении получения максимальной работы) значение x оказывается равным \sqrt{q} .

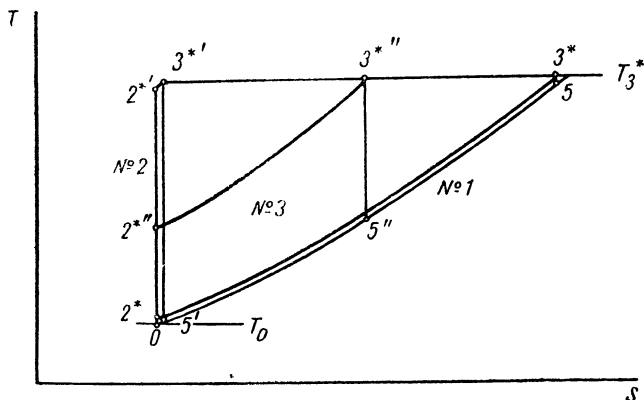
На фиг. 20 показано протекание кривой $AL_{ад} = f(\delta)$ при заданном значении q . Для лучшего уяснения физической сущности этой зависимости рассмотрим протекание кривых $AL_{р.ад} = f(\delta)$ и $AL_{с.ад} = f(\delta)$, представленных на фиг. 21. Как видно из этой фигуры, полезная работа цикла, равная разности ординат рассматриваемых кривых, при возрастании δ сначала увеличивается, достигая максимума при $x = \sqrt{q}$, затем уменьшается, и наконец, превращается в нуль при $x=q$. Очевидно, отрезок AB на фиг. 21 соответствует ординате AB на фиг. 20.



Фиг. 21. Зависимость работ расширения и сжатия от степени повышения давления

В TS -диаграмме все сказанное характеризуется графиком, представленным на фиг. 22. На этом графике в заданном диапазоне температур $T_0 \div T_3^*$ построены три цикла. Цикл 02^*3^*5 (№ 1) соответствует случаю, когда двигатель не работает, т. е. $x=1$, а работа равна нулю (на фигуре изобара 2^*3^* условно показана несколько сдвинутой относительно изобары 05 ; в действительности они совпадают). Цикл $02^*3^*5'$ (№ 2) соответствует случаю, когда применена предельно возможная степень повышения давления, т. е. $x=q$, а работа также равна нулю (в этом случае также условно адиабата $3^*5'$ показана сдвинутой относительно адиабаты 02^* ; в действительности они совпадают и, следовательно, $T_2^{*'} = T_3^{*'}$). При этом можно ожидать получения максимального к. п. д., поскольку применена наибольшая в заданном диапазоне температур $T_0 \div T_3^*$ степень повышения давления. С другой стороны, элементарные отрезки изобар $2^*3^{*'}$ и $5'0$ могут рассматриваться как отрезки соответствующих изотерм, т. е. получаем цикл

Карно, состоящий из двух адиабат и двух изотерм и обладающий, как известно, максимальным к. п. д. в заданном диапазоне максимальной и минимальной температур цикла. Отметим, что нет ничего парадоксального в том, что при нулевой работе получается конечная (и вдобавок, максимальная) величина к. п. д. цикла, ибо в этом случае подведенное тепло также равно нулю.



Фиг. 22. Циклы газотурбинного двигателя при предельных значениях $x=1$ и $x=q$, а также при оптимальном значении $x=\sqrt{q}$.

И, наконец, цикл 02^*3^*5 (№ 3) соответствует случаю получения максимальной работы при $x=\sqrt{q}$. Интересно отметить, что если степень повышения давления $\delta = \frac{p_2}{p_0}$ обеспечивает получение максимальной работы, то точка 3^* , принадлежащая этому циклу, делит отрезок 3^*3^* пополам. Действительно, ввиду того, что точки 0 и 3^* лежат на одной адиабате, имеем

$$q = \left(\frac{p_2^*}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (32)$$

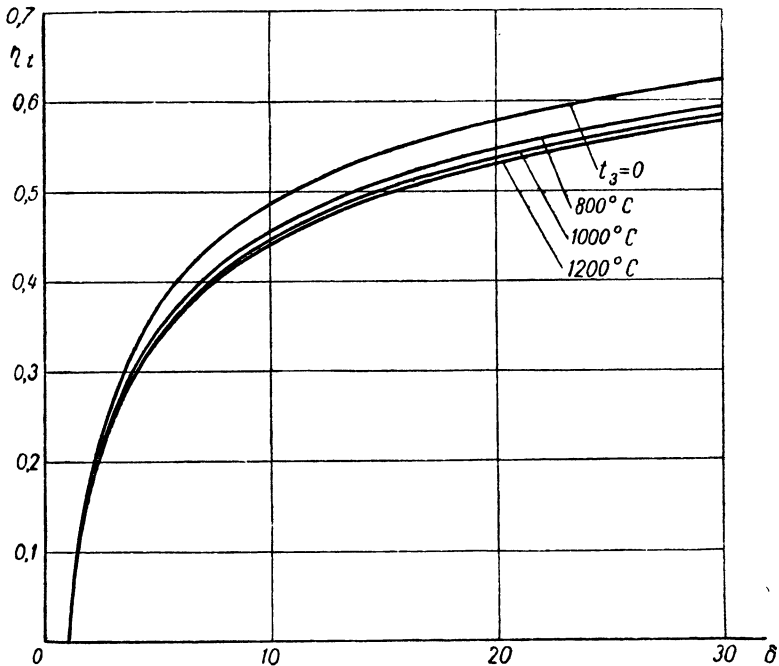
С другой стороны, используя то обстоятельство, что расстояние между изобарами p и p' в TS -диаграмме равно $AR \ln \frac{p}{p'}$, будем иметь

$$3^*3^* = AR \ln \delta \quad \text{и} \quad 3^*3^* = AR \ln \frac{p_2^*}{p_0}. \quad (33)$$

Деля соотношение (33) одно на другое и имея в виду (32) и (31), получим

$$\frac{3^{*}3^{*}}{3^{*}3^{*}} = \frac{\ln \delta}{\ln \frac{p_2^*}{p_0}} = \frac{\frac{k}{k-1} \frac{1}{2} \ln q}{\frac{k}{k-1} \ln q} = \frac{1}{2}, \quad (34)$$

что и требовалось доказать.



Фиг. 23. Зависимость термического к. п. д. цикла от степени повышения давления при различных температурах газа перед турбиной.

Предоставляем читателю доказать, что этот цикл обладает еще и тем свойством, что у него температуры в конце процессов расширения и сжатия одинаковы.

Применение давлений больших или меньших, чем p_2^{*} приведет к уменьшению работы цикла, пока в пределе и в том и в другом случае не получится нуль соответственно при $x=q$ и $x=1$.

До сих пор все изложение велось в предположении постоянства теплоемкости газа независимо от его температуры. В действительности теплоемкость газа возрастает при увеличении температуры. Если на величине полезной работы цикла теплоемкость сказывается сравнительно слабо, то на величину термического к. п. д. цикла

она оказывает существенное влияние, причем чем выше теплоемкость газа, тем меньше к. п. д. цикла. Это понятно само по себе и непосредственно видно из следующего равенства

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\delta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{\delta^{\frac{AR}{c_p}}}$$

Приближенно выражение для η_t с учетом зависимости теплоемкости газа от температуры можно представить в следующем виде:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\delta^{0,286 - 0,000028t_3}}, \quad (35)$$

где t_3 — температура газа перед турбиной в °С.

На фиг. 23 представлены кривые $\eta_t = f(\delta)$ для нескольких значений t_3 . Как видим, чем выше температура газа, тем ниже к. п. д. цикла. С этой точки зрения независимость к. п. д. цикла от температуры, о чем речь шла выше, носит приближенный характер, поскольку не учитывается косвенное воздействие температуры через теплоемкость.



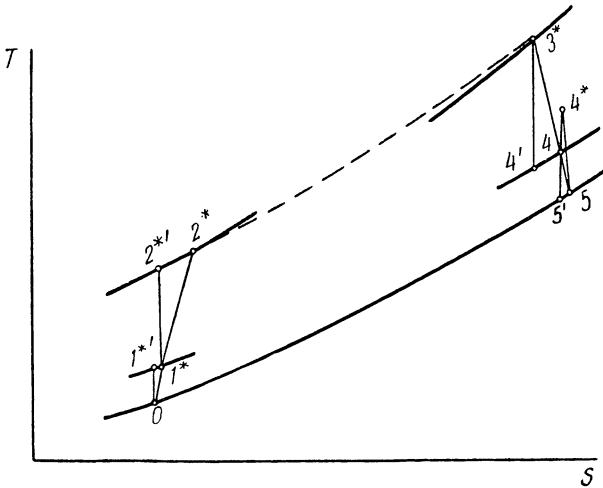
Глава III
**РЕАЛЬНЫЙ ТЕПЛОВОЙ ЦИКЛ ГАЗОТУРБИННОГО
 ДВИГАТЕЛЯ**

§ 1. ПОТЕРИ В РЕАЛЬНОМ ЦИКЛЕ

Гидравлические потери

Реальный тепловой цикл, осуществляемый в газотурбинном двигателе, в отличие от идеального цикла сопровождается потерями.

Следует различать потери гидравлические, тепловые, химические и механические. Гидравлические потери связаны с вязкостью



Фиг. 24. Реальный цикл газотурбинного двигателя.

газа и вызываются, главным образом, трением в пограничном слое и вихреобразованиями. В результате их воздействия процессы, происходящие в газотурбинном двигателе, протекают следующим образом.

Процесс сжатия во входном устройстве будет происходить не по адиабате $01^{*'}$, а по кривой 01^{*} (фиг. 24), причем точки $1^{*'}$ и 1^{*} лежат на одной изотерме, поскольку разность теплосодержаний для обоих случаев остается величиной постоянной и равной $\frac{Aw_0^2}{2g}$. Кри-

вую 01^* , как и все остальные процессы сжатия и расширения в реальном цикле, условно можно рассматривать как некоторую политропу.

Отношение полного напора в конце входного устройства к полному напору в начале его обычно называют коэффициентом давления во входном устройстве и обозначают

$$\nu_{вх} = \frac{p_1^*}{p_1^{*'}}. \quad (36)$$

Гидравлические потери в компрессоре приводят к тому, что процесс сжатия осуществляется по политропе 1^*2^* , что приводит к увеличению температуры воздуха при заданном конечном давлении по сравнению со случаем адиабатического сжатия. В результате этого для получения заданной степени повышения давления приходится затрачивать большую мощность на вращение компрессора, чем в случае адиабатического сжатия. Совершенство процесса сжатия в компрессоре обычно оценивают адиабатическим к. п. д. компрессора, равным

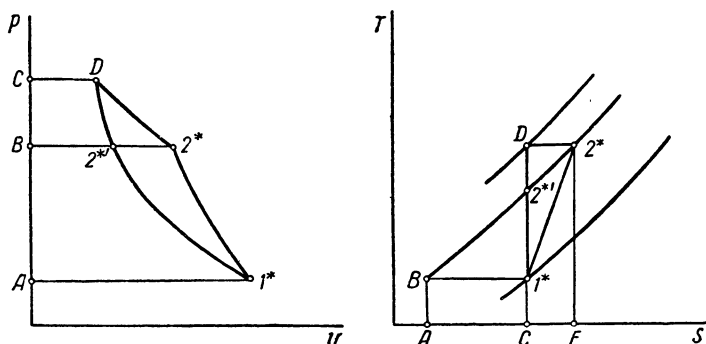
$$\eta_{к} = \frac{AL_{к. ад}}{AL_{к}} = \frac{i_2^* - i_1^*}{i_2^{*' } - i_1^*} = \frac{T_2^{*' } - T_1^*}{T_2^* - T_1^*}, \quad (37)$$

откуда

$$AL_{к} = \frac{AL_{к. ад}}{\eta_{к}} = AR \frac{k}{k-1} T_1^* \left[\left(\frac{p_2^*}{p_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \frac{1}{\eta_{к}}, \quad (37')$$

где $AL_{к. ад}$ — адиабатическая работа компрессора;
 $AL_{к}$ — действительная работа компрессора.

Процесс сжатия воздуха в компрессоре подробно рассматривается в курсах компрессоров. Здесь мы вкратце напомним лишь некоторые основные положения, для чего воспользуемся фиг. 25,



Фиг. 25. К определению работы и к. п. д. процесса сжатия с потерями.

на которой приведен процесс сжатия воздуха в диаграммах TS и p_v . Рассмотрим TS -диаграмму. Как было указано ранее, адиабатическая работа сжатия воздуха выражается площадью $AB2^*C$ и равна

$$AL_{к. ад} = AR \frac{k}{k-1} T_1^* \left[\left(\frac{p_2^*}{p_1^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

При политропическом процессе работа сжатия увеличивается и выражается площадью $AB2^*1^*C$. Подсчитывается она по формуле

$$AL_{к. пол} = AR \frac{n}{n-1} T_1^* \left[\left(\frac{p_2^*}{p_1^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right], \quad (38)$$

где n — показатель условной политропы.

Однако при политропическом сжатии следует еще преодолеть работу трения, которая выражается площадью $C1^*2^*E$. Поэтому полная работа компрессора определяется площадью $AB2^*E$. Она равна, как было указано выше, разности теплосодержаний воздуха в конце и начале процесса $i_2^* - i_1^*$ и выражается следующей формулой:

$$AL_{к} = AR \frac{k}{k-1} T_1^* \left[\left(\frac{p_2^*}{p_1^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (39)$$

При практических расчетах удобнее пользоваться для определения работы компрессора формулой (37'), хотя обе формулы (37') и (39) определяют, конечно, однозначно величину $AL_{к}$.

В p_v -диаграмме (в которой точка D получена в результате пересечения продолженной адиабаты 1^*2^* с изотермой, проходящей через точку 2^*) перечисленные работы выражаются следующими площадями:

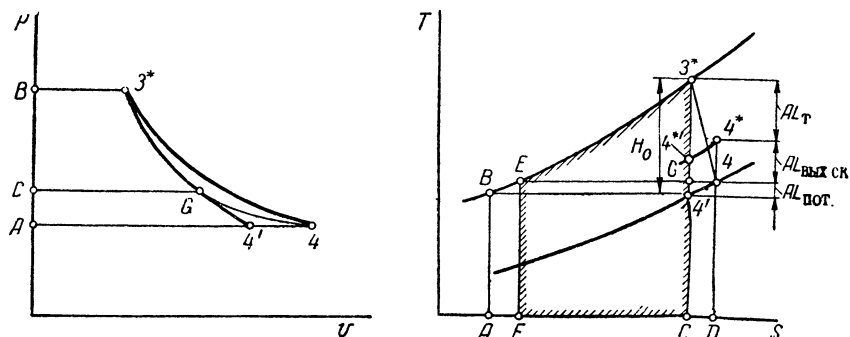
адиабатическая работа сжатия — пл. $AB2^*1^*$,
 политропическая работа сжатия — пл. $AB2^*1^*$,
 полная работа компрессора — пл. $ACD2^*1^*$.

(Это положение очевидно, если заметить, что точка D в диаграмме p_v соответствует точке D в диаграмме TS).

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. Отношение этих величин назовем коэффициентом давления в камере сгорания

$$\nu_{к. с} = \frac{p_3^*}{p_2^*}. \quad (40)$$

Потери, свойственные процессу расширения в турбине, носят двойкий характер: с одной стороны, это гидравлические потери, вызывающие увеличение теплосодержания в процессе политропического расширения, по сравнению с адиабатическим (на фиг. 24 соответственно имеем $T_4 > T_4'$); с другой стороны, это потеря, обусловливаемая скоростью, которую газ имеет при выходе из турбины, свойственная как политропическому, так и адиабатическому процессам расширения. Эта скорость в дальнейшем используется в реактивном сопле и для общего энергетического баланса двигателя не является потерянной. Но, если ограничиться рассмотрением преобразования располагаемого теплоперепада в мощность турбины, то кинетическая энергия, соответствующая выходной скорости газа, потеряна, ибо она не преобразуется в мощность, снимаемую с вала турбины.



Фиг. 26. К определению работы и к. п. д. процесса расширения с потерями.

Процесс расширения в турбине показан отдельно на фиг. 26. Очевидно, что располагаемый теплоперепад в турбине распределяется следующим образом:

$$H_0 = i_3^* - i_4' = (i_3^* - i_4^*) + (i_4^* - i_4) + (i_4 - i_4') \quad (41)$$

или

$$H_0 = AL_T + AL_{\text{вых. ск}} + AL_{\text{пот}} = AL_{\text{пол}} + AL_{\text{пот}}, \quad (41')$$

где H_0 — располагаемый адиабатический теплоперепад, подсчитанный исходя из параметров заторможенного потока до турбины и параметров движущегося потока за турбиной;

AL_T — работа турбины;

$AL_{\text{вых. ск}}$ — кинетическая энергия, соответствующая скорости газа при выходе из турбины;

$AL_{\text{пот}}$ — прирост теплосодержания газа из-за гидравлических потерь;

$AL_{\text{пол}} = AL_T + AL_{\text{вых. ск}}$ — полная кинетическая энергия газа, частично преобразованная в работу турбины AL_T и частично оставшаяся в газе.

По двум видам потерь соответственно различают два к. п. д. турбины: адиабатический к. п. д. $\eta_{т.ад}$, учитывающий лишь гидравлические потери в турбине (иногда его называют лопаточным к. п. д., поскольку он характеризует совершенство проточной части, т. е. лопаточных решеток), и мощностной к. п. д. $\eta_{т}$, характеризующий преобразование располагаемого теплоперепада в мощность турбины, т. е. учитывающий как гидравлические потери, так и потери с выходной скоростью (часто его называют также внутренним относительным к. п. д. — термин, широко применяемый в литературе по паровым турбинам). В соответствии с изложенным эти к. п. д. равны

$$\eta_{т.ад} = \frac{i_3^* - i_4}{i_3^* - i_4'} = \frac{T_3^* - T_4}{T_3^* - T_4'} = \frac{AL_{т} + AL_{вых.ск}}{H_0} = \frac{AL_{пол}}{H_0} \quad (42)$$

(считая теплоемкость газа постоянной в процессе его расширения в турбине) и

$$\eta_{т} = \frac{i_3^* - i_4^*}{i_3^* - i_4'} = \frac{T_3^* - T_4^*}{T_3^* - T_4'} = \frac{AL_{т}}{H_0}, \quad (43)$$

откуда

$$AL_{т} = H_0 \eta_{т} = AR \frac{k}{k-1} T_3^* \left[1 - \left(\frac{P_4}{P_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \eta_{т}. \quad (43')$$

Очевидно, что $\eta_{т.ад} > \eta_{т}$, причем разность $\eta_{т.ад} - \eta_{т}$ тем больше, чем выше скорость газа на выходе из турбины. Поскольку в авиационных турбинах эта скорость может быть достаточно большой, порядка 200–400 м/сек (из-за стремления снизить габариты и вес двигателя), то выбор того или иного к. п. д. для оценки качества турбины имеет особенно большое значение для авиационных двигателей. В основном, оценку совершенства турбины следует производить исходя из коэффициента $\eta_{т.ад}$, ибо он характеризует турбину в отношении качества преобразования энергии в целом, и отклонение его от единицы обуславливается только потерями, в то время как к. п. д. $\eta_{т}$ характеризует турбину более узко в отношении преобразования располагаемой энергии лишь в механическую работу, и отклонение его от единицы обуславливается потерями и той кинетической энергией, которая впоследствии может быть полезно использована. Поэтому к. п. д. $\eta_{т}$ скорее характеризует качество турбины в случае, когда она является изолированным двигателем, а не включена в систему газотурбинного двигателя. Однако в целом

ряде случаев удобно пользоваться понятием мощностного к. п. д. турбины η_T .

Кроме этих к. п. д., применяют еще так называемый к. п. д. турбины по параметрам заторможенного потока η_T^* , который наиболее правильно характеризует качество турбины в отношении энергетического баланса турбореактивного двигателя, так как при прочих равных условиях тяга того двигателя больше, у которого выше к. п. д. η_T^* .

Этот к. п. д. равен

$$\eta_T^* = \frac{i_3^* - i_4^*}{i_3^* - i_4^{*'}} = \frac{T_3^* - T_4^*}{T_3^* - T_4^{*'}} = \frac{AL_T}{H_0 - \frac{T_4^{*'}}{T_4^*} AL_{\text{Вых. ск}}} = \frac{AL_T}{H_0 - \xi AL_{\text{Вых. ск}}}, \quad (44)$$

где $\xi = \frac{T_4^{*'}}{T_4^*}$, причем точка $4^{*'}$ получена в результате пересечения изобары p_4^* , проходящей через точку 4^* , с основной адиабатой.

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

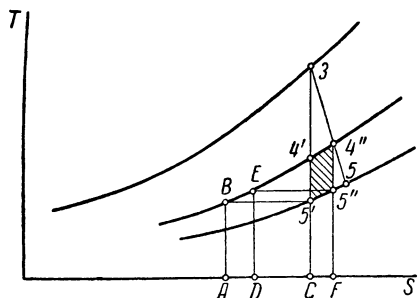
К. п. д. η_T^* по своему значению довольно близок к адиабатическому к. п. д. турбины, причем тем в большей степени, чем меньше скорость истечения газа из турбины.

Разделив числитель и знаменатель правой части выражения

(44) на H_0 и имея в виду (42) и (43), получим связь между всеми тремя к. п. д. турбины

$$\eta_T^* = \frac{\eta_T}{1 - \xi(\eta_{T, \text{ад}} - \eta_T)}. \quad (44')$$

Отметим, что наряду с величиной $AL_{\text{Вых. ск}}$, которая используется в реактивном сопле, небольшая часть теплоперепада $AL_{\text{пот}}$, потерянная вследствие гидравлического сопротивления, также используется в реактивном сопле. На фиг. 27 политропы $34''$ и $4''5$ соот-



Фиг. 27. К определению коэффициента возврата тепла.

ветственно обозначают процессы расширения в турбине и в реактивном сопле. Если бы процесс в турбине протекал адиабатически, то располагаемый теплоперепад в реактивном сопле определялся бы разностью теплосодержаний $i'_4 - i'_5$ или площадью $AB'4'C$. При политропическом процессе расширения в турбине располагаемый адиабатический теплоперепад в реактивном сопле будет определяться разностью теплосодержаний $i''_4 - i''_5$ или площадью $DE4''F$. Известно, что отрезки адиабат между двумя изобарами относятся между собой, как соответственно начальные (или конечные) температуры, т. е.

$$\frac{T''_4 - T''_5}{T_4 - T_5} = \frac{T'_4}{T'_4}$$

Отсюда видно, что адиабатический теплоперепад в сопле больше при политропическом расширении в турбине, чем при адиабатическом.

То же самое видно из сопоставления площадей, поскольку пл. $DE4''F$ больше площади $AB'4'C$. Разность этих площадей (заштрихованная на фиг. 27)

$$\text{пл. } DE4''F - \text{пл. } AB'4'C = \text{пл. } 5'4'4''5''$$

представляет собой ту часть потерянного в турбине теплоперепада (выражаемого площадью $C4'4''F$), которая возвращается в реактивном сопле.

Такой же возврат тепла происходит в многоступенчатых турбинах, что и является одной из причин получения большего к. п. д. в многоступенчатой турбине по сравнению с к. п. д. одноступенчатой турбины. Чем больше количество ступеней, тем полнее происходит этот возврат тепла. Если количество ступеней бесконечно велико, то возвращенное тепло характеризуется площадью всего криволинейного треугольника $5'35$. Если число ступеней равно единице, то вся эта площадь теряется. Обычно возвращенное тепло характеризуется отношением

$$\frac{\sum h}{H_0} = 1 + \beta, \quad (45)$$

где H_0 — общий располагаемый адиабатический теплоперепад;

$\sum h$ — сумма располагаемых адиабатических теплоперепадов во всех ступенях (в том числе и в реактивном сопле, поскольку его в этом случае можно рассматривать как последнюю ступень турбины);

β — коэффициент возврата тепла.

Определим, какой площадью выражается полная кинетическая энергия в случае политропического процесса расширения. Рассмотрим TS -диаграмму на фиг. 26. Площадь $AB3^*C$ выражает собой

полную кинетическую энергию газа H_0 при адиабатическом процессе расширения. В процессе политропического расширения газ дополнительно нагревается, в результате чего кинетическая энергия его увеличивается и выражается площадью $ABZ^*44'C$. Однако некоторая часть этой энергии должна быть затрачена на преодоление трения. Как известно, площадь, ограниченная кривой процесса, двумя крайними ординатами и осью абсцисс в TS -диаграмме, выражает собой подведенное тепло, т. е. в данном случае работу трения. Поэтому кинетическая энергия газа, могущая быть преобразованной в полезную работу расширения, будет выражаться разностью площадей $ABZ^*44'C - C3^*4D$ или разностью площадей $ABZ^*C - C4'4D$. Но площадь $C4'4D$ равна площади $ABEF$. Поэтому полезная кинетическая энергия газа определяется площадью $ABZ^*C - ABEF = FEZ^*C$, заштрихованной по контуру, т. е. разностью теплосодержаний $i_3^* - i_4$ в начале и конце процесса.

Имея в виду связь между температурой и давлением в политропическом процессе расширения

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}, \quad (18')$$

нетрудно видеть, что полная кинетическая энергия газа в случае политропического расширения равна

$$\begin{aligned} AL_{\text{пол}} = H_0 \eta_{\text{т. ад}} &= AR \frac{k}{k-1} T_3^* \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \eta_{\text{т. ад}} = \\ &= AR \frac{k}{k-1} T_3^* \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \end{aligned} \quad (42')$$

Отметим, что зависимость, которая имеется между величинами k , n и $\eta_{\text{т. ад}}$ можно приближенно выразить следующим образом. Допустим, что параметры газа p и T получили элементарное приращение в процессе адиабатического расширения. Тогда будем иметь

$$\frac{p+dp}{p} = \left(\frac{T+dT_{\text{ад}}}{T}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (46)$$

Разложив правую часть (46) в ряд и пренебрегая членами второго и более высокого порядка малости, получим

$$\frac{dp}{p} \approx \frac{k}{k-1} \frac{dT_{\text{ад}}}{T}. \quad (46')$$

Обозначим к. п. д. элементарного процесса через η . Тогда подставив $d\Gamma_{ад} = \frac{dT}{\eta}$ в (46'), будем иметь

$$\frac{dp}{p} \approx \frac{k}{k-1} \frac{dT}{T\eta} \quad (47)$$

или после интегрирования (при $k = \text{const}$ и $\eta = \text{const}$)

$$\frac{p_2}{p_1} \approx \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{(k-1)\eta}} \quad (47')$$

Для газовой турбины уравнение (47') с учетом (18') напишется следующим образом:

$$\frac{p_3^*}{p_4} \approx \left(\frac{T_3^*}{T_4} \right)^{\frac{k}{(k-1)\eta_{т. ад}}} \approx \left(\frac{T_3^*}{T_4} \right)^{\frac{n}{n-1}} \quad (47'')$$

Из (47'') следует, что искомая зависимость приближенно выражается в виде формулы

$$\eta_{т. ад} \approx \frac{k}{k-1} \frac{n-1}{n} \quad (48)$$

Формула (48) тем точнее, чем выше к. п. д. $\eta_{т. ад}$ и чем меньше перепад давлений, срабатываемый в турбине; очевидно, что эта формула действительна не только для процесса расширения в турбине, но и для любого процесса расширения (например, происходящего в реактивном сопле), только в этом случае под величиной $\eta_{т. ад}$ следует понимать адиабатический к. п. д. рассматриваемого процесса.

В $p\nu$ -диаграмме (см. фиг. 26), в которой точка G получена в результате пересечения адиабаты $3^*4'$ с изотермой, проходящей через точку 4 , перечисленные энергии выражаются следующими площадями:

кинетическая энергия при адиабатическом расширении — пл. $AB3^*4'$;

кинетическая энергия при политропическом процессе расширения — пл. $AB3^*4$;

полезная кинетическая энергия при политропическом процессе расширения — пл. $CB3^*G$ (что непосредственно следует из соответствия точки G в диаграмме $p\nu$ точке G в диаграмме TS).

Возвратимся к фиг. 24 и рассмотрим процесс расширения в реактивном сопле. При наличии потерь вместо адиабаты $4^*5'$ (которая складывается из двух частей: 4^*4 — соответствующей кинетической энергии, которую газ имеет при выходе из турбины, и $45'$ — соответствующей перепаду давлений, срабатываемому в

реактивном сопле) будем иметь политропу 4^*5 , т. е. в результате гидравлических потерь теплосодержание газа в процессе расширения увеличится по сравнению с адиабатическим процессом, а скорость газа уменьшится. Отношение действительной скорости истечения к скорости истечения, которая соответствует адиабатическому процессу, обычно называют *коэффициентом скорости*. Применительно к процессу в реактивном сопле будем иметь

$$\varphi_{p.c} = \frac{w_5}{w_{5ад}}. \quad (49)$$

Адиабатическая скорость истечения согласно уравнению (24) равна

$$w_{5ад} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_4^* \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_4^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (24'')$$

Тогда

$$w_5 = \varphi_{p.c} \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_4^* \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_4^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (49')$$

Связь между к. п. д. реактивного сопла $\eta_{p.c}$ и коэффициентом скорости $\varphi_{p.c}$ легко найти, если иметь в виду, что $\eta_{p.c}$ есть отношение полученной кинетической энергии газа к максимальной величине этой энергии, обусловливаемой адиабатическим истечением, т. е.

$$\eta_{p.c} = \left(\frac{w_5}{w_{5ад}} \right)^2, \quad (50)$$

откуда

$$\eta_{p.c} = \varphi_{p.c}^2.$$

Тепловые потери

Вследствие больших масс газа, проходящих через авиационные газотурбинные двигатели, а также малых поверхностей, обтекаемых газом, тепловые потери в этих двигателях из-за радиации тепла стенками относительно ничтожны и практически не учитываются.

Химические потери

В результате несовершенства химической реакции в камере выделяется меньшее количество тепла по сравнению с тем, которое соответствует теплотворной способности введенного в камеру топлива. Кроме того, может происходить несвоевременное выделение

этого тепла, т. е. догорание топлива на лопатках турбины в реактивном сопле. Для компенсации этих потерь подаваемое в камеру количество топлива G_T должно быть больше того количества топлива G_{T0} , которое потребовалось бы при полном и своевременном его сгорании. Эти потери от неполноты и несвоевременности сгорания обычно оцениваются коэффициентом полноты сгорания

$$\eta_{cr} = \frac{G_{T0}}{G_T}. \quad (51)$$

Механические потери

К механическим потерям в ГТВРД относят обычно следующие затраты мощности:

а) на преодоление трения в подшипниках двигателя и в шестернях редуктора (если он имеется, как например, в ТВД);

б) на привод агрегатов питания, в частности, топливного и масляного насосов, и регулирования;

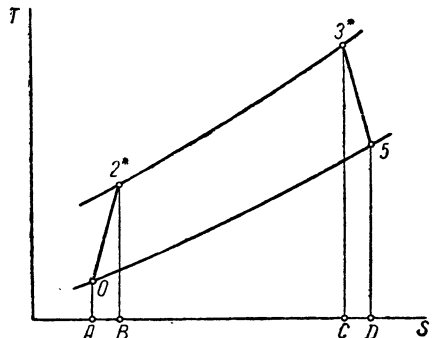
в) на охлаждение нагретых частей двигателя, например газовой турбины и реактивного сопла (если оно имеется).

Механические потери характеризуются коэффициентом $\eta_m < 1$, который обычно учитывается тем, что на него делится работа AL_k , необходимая для вращения компрессора, т. е. как бы несколько ухудшается к. п. д. компрессора η_k .

§ 2. РАБОТА И К. П. Д. РЕАЛЬНОГО ЦИКЛА

Для выявления влияния основных термодинамических параметров цикла — степени повышения температуры q и степени повышения давления δ , а также к. п. д. процессов сжатия и расширения

на работу и к. п. д. реального цикла — введем понятия адиабатических к. п. д. всего процесса сжатия η_c и всего процесса расширения η_p . Если потерю давления в камере и механические потери также учесть коэффициентом η_s , то реальный цикл представится в виде диаграммы, приведенной на фиг. 28. Площадь этой диаграммы определяет полную работу цикла; для того чтобы перейти к полезной работе, нужно из площади $O2^*3^*5$ вычесть площади $A02^*B$ и $C3^*5D$, выражающие работы трения соответственно в



Фиг. 28. TS -диаграмма реального цикла.

процессах сжатия и расширения. Аналитически эффективная работа 1 кг газа представится следующим образом:

$$AL_e = AR \frac{k}{k-1} T_0 \left[q \left(1 - \frac{1}{x} \right) \eta_p - (x-1) \frac{1}{\eta_c} \right]. \quad (52)$$

Формула (52) имеет приближенный характер. Несмотря на это, ею широко пользуются, поскольку она удобна для ориентировочных расчетов. Неточность этой формулы обуславливается тем, что теплоемкости воздуха и газа приняты одинаковыми, кроме того, в ней не учтена разница в количествах газа и воздуха, проходящих через двигатель, равная весу топлива, вводимого в камеру сгорания. С учетом последней поправки формула (52) напишется следующим образом:

$$AL_e = AR \frac{k}{k-1} T_0 \left[q \left(1 - \frac{1}{x} \right) \eta_p - \frac{\alpha l_0}{\alpha l_0 + 1} (x-1) \frac{1}{\eta_c} \right], \quad (52')$$

где l_0 — теоретически необходимое количество воздуха для сгорания 1 кг топлива, равное 14,7 кг/кг топлива;

α — коэффициент избытка воздуха, равный отношению количества воздуха, проходящего через камеру, к теоретически необходимому количеству воздуха.

Поскольку в современных двигателях $\alpha \approx 4$, эта поправка изменит работу компрессора менее чем на 2%. Очень часто некоторое количество воздуха отводят из компрессора для охлаждения нагретых деталей двигателя. Поэтому вполне допустимо ориентировочный подсчет работы двигателя проводить, пользуясь формулой (52).

Эффективный к. п. д. двигателя равен

$$\eta_e = \frac{AL_e}{c_{p,r} (T_3^* - T_2^*)} \eta_{cr}, \quad (53)$$

где $c_{p,r}$ — средняя теплоемкость газа в интервале температур $T_2^* - T_3^*$.

Отметим, что при подсчете количества подведенного тепла нельзя подставлять вместо теплоемкости газа теплоемкость воздуха, как это было сделано при подсчете работы, так как это приведет к существенной ошибке. Однако при сравнительных подсчетах теплоемкость газа можно принять равной теплоемкости воздуха, после чего получим

$$\eta_e = \frac{q \left(1 - \frac{1}{x} \right) \eta_p - (x-1) \frac{1}{\eta_c}}{q - \frac{T_2^*}{T_0}} \eta_{cr}, \quad (53')$$

Имея в виду, что

$$\frac{T_0 x - T_0}{T_2^* - T_0} = \eta_{cr}, \quad (54)$$

откуда

$$\frac{T_2^*}{T_0} = 1 + \frac{x-1}{\eta_c}, \quad (54')$$

получим

$$\eta_e = \frac{q \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p - (x-1) \frac{1}{\eta_c}}{q - 1 - \frac{x-1}{\eta_c}} \eta_{cr} \quad (53'')$$

Как видно из формул (52) и (53''), работа двигателя не зависит от полноты сгорания, а к. п. д. его пропорционален коэффициенту полноты сгорания. Таким образом, влияние величины η_{cr} очевидно и не требует специального анализа.

Поскольку величина η_{cr} близка к единице (в современных двигателях $\eta_{cr} \approx 0,97$), то при ориентировочных сравнительных подсчетах ею можно пренебречь; тогда получим

$$\eta_e = \frac{q \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p - (x-1) \frac{1}{\eta_c}}{q - 1 - \frac{x-1}{\eta_c}}. \quad (53''')$$

Формулы (52) и (53''') будут использованы в дальнейшем для определения влияния параметров цикла на работу и экономичность двигателя.

При $\eta_p = \eta_c = 1$ получим ранее приведенное выражение (28'') для термического к. п. д. идеального цикла.

§ 3. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЦИКЛА НА ЕГО РАБОТУ И К. П. Д.

Влияние степени повышения температуры q

Так же, как и в идеальном цикле, работа двигателя прямо пропорциональна величине q . Что касается воздействия q на экономичность двигателя, то, в отличие от термического к. п. д. (т. е. к. п. д. идеального цикла), эффективный к. п. д. (т. е. к. п. д. реального цикла) зависит от степени повышения температуры, как это видно из формулы (53'''). Попытаемся найти то значение q , при котором получается максимальное значение η_e . Для этого

возьмем производную $\frac{\partial \eta_e}{\partial q}$ (квадрат знаменателя можно не выписывать). Тогда получим

$$\text{числ. } \frac{\partial \eta_e}{\partial q} = \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p \left(q - 1 - \frac{x-1}{\eta_c}\right) - q \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p + \frac{x-1}{\eta_c} \quad (55)$$

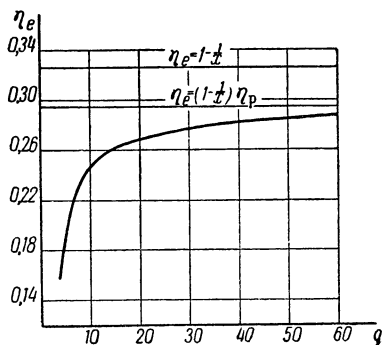
или

$$\text{числ. } \frac{\partial \eta_e}{\partial q} = (x-1) \eta_p \left[\frac{1}{x} \left(\frac{1}{\eta_c} - 1 \right) + \frac{1}{\eta_c} \left(\frac{1}{\eta_p} - 1 \right) \right]. \quad (55')$$

В выражении (55') отсутствует величина q . Это говорит о том, что функция $\eta_e = f(q)$ не имеет экстремума, т. е. меняется монотонно. Кроме того, производная $\frac{\partial \eta_e}{\partial q}$ положительна, что свидетельствует о возрастании η_e при увеличении q . Определим, к какому пределу стремится величина η_e при бесконечно большом увеличении q . Для этого в уравнении (53''') положим $q \rightarrow \infty$. Тогда получим

$$\lim_{q \rightarrow \infty} \eta_e = \left(1 - \frac{1}{x} \right) \eta_p. \quad (56)$$

На фиг. 29 показана кривая $\eta_e = f(q)$ и прямая $\eta_e = \left(1 - \frac{1}{x} \right) \eta_p$, к которой она стремится для значений степени повышения давления $\delta = 4$, к. п. д. $\eta_p = 0,9$ и $\eta_c = 0,75$. Для сравнения на этой же фигуре сверху приведена горизонтальная прямая $\eta_e = 1 - \frac{1}{x}$, со-



Фиг. 29. Зависимость к. п. д. цикла от степени повышения температуры.

ответствующая идеальному циклу. Таким образом, эффективный к. п. д. газотурбинного двигателя возрастает при увеличении температуры газа перед турбиной, однако не следует забывать, что увеличение T_3^* в турбореактивном двигателе приводит к возрастанию скорости истечения газа из реактивного сопла. Поэтому, если в ТВД выгодно, для уменьшения удельного расхода топлива, увеличивать температуры T_3^* , то в ТРД всегда имеется такое значение T_3^* , при котором получается минимальный удельный расход топлива (подробнее об этом см. в курсах по теории ВРД).

Влияние степени повышения давления δ

Зависимость работы реального цикла от степени повышения давления принципиально та же самая, которая была установлена нами при анализе идеального цикла. Взяв производную $\frac{\partial AL_e}{\partial x}$ и

приравняв ее нулю, определим то значение $x_{L \text{ опт}}$, при котором получается максимальная работа реального цикла

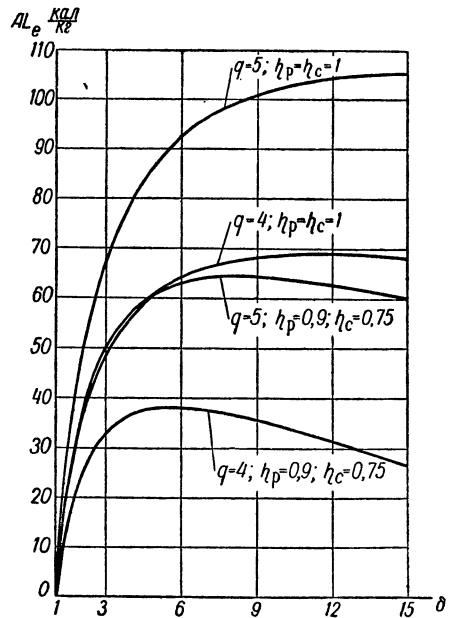
$$x_{L \text{ опт}} = \sqrt{q \eta_p \eta_c}. \quad (57)$$

Таким образом, в реальном цикле $x_{L \text{ опт}}$ меньше, чем в идеальном цикле. Чем больше величины q , η_p и η_c , тем выше оптимальное значение степени повышения давления. На фиг. 30 приведены кривые для $q=4$ и $q=5$ (при постоянных значениях T_3^* , применяемых в современных двигателях, это соответствует высотам полета $H=0$ и $H=9 \text{ км}$), причем каждая из них для идеального и реального ($\eta_p=0,9$ и $\eta_c=0,75$) циклов. Из рассмотрения этих кривых отчетливо видно, что работа реального цикла меньше, чем идеального, причем максимальное значение этой работы получается при меньших значениях x . Увеличение q приводит к возрастанию работы цикла и соответствующих величин $x_{L \text{ опт}}$, т. е. применение высоких температур T_3^* наиболее целесообразно при больших степенях повышения давления в цикле.

Поскольку увеличение q может произойти как при возрастании T_3^* , так и при уменьшении T_0 , т. е. при переходе к высотным условиям, то очевидно, что полет на высоте связан с увеличением полезной работы цикла и возрастанием оптимальных величин x .

Интересно отметить, что возрастание x с подъемом на высоту действительно имеет место, ибо при постоянной (независимо от высоты полета) работе, затрачиваемой на вращение компрессора (что приблизительно и бывает в ГТВД, в особенности снабженных центробежным компрессором) полет на высоте всегда связан с увеличением степени повышения давления в компрессоре, вследствие уменьшения температуры окружающей среды.

Воспользовавшись формулой (57), посмотрим, какая степень повышения давления является оптимальной для тех параметров



Фиг. 30. Зависимость работы цикла от степени повышения давления.

цикла, при которых работают современные двигатели. При работе на месте будем иметь

$$x_{L \text{ опт}} = \delta_{L \text{ опт}}^{\frac{k-1}{k}} = \sqrt[4]{4 \cdot 0,9 \cdot 0,75} = 1,62,$$

откуда

$$\delta_{L \text{ опт}} = 5,7.$$

Полученная величина степени повышения давления близка к тем δ , которые применяются в современных двигателях.

Заметим, что исследование максимальной работоспособности циклов с постоянным давлением сгорания было осуществлено П. К. Казанджаном, который еще в 1938 г. впервые вывел формулы (57) и (59) (см. ниже).

Перейдем к определению зависимости эффективного к. п. д. цикла от степени повышения давления. Соответствующие кривые для различных параметров цикла приведены на фиг. 31.

Из рассмотрения этих кривых следует, что для реального цикла имеется такая степень повышения давления, которая является оптимальной в отношении получения максимального к. п. д. Для подсчета ее возьмем производную от η_e , выраженного уравнением (53'''), по x , приравняем ее нулю и решим полученное уравнение относительно x .

Тогда степень повышения давления $x_{\eta_{\text{опт}}}$, при которой получается максимальный к. п. д., окажется равной

$$x_{\eta_{\text{опт}}} = \frac{q\eta_p - \sqrt{q^2\eta_p^2 - q\eta_p(q\eta_p - q + 1)(q\eta_c + 1 - \eta_c)}}{q\eta_p - q + 1}. \quad (58)$$

Последняя формула была выведена В. В. Уваровым и С. И. Шеляковым в 1939 г.

Для идеального цикла ($\eta_p = \eta_c = 1$) будем иметь то же значение $x_{\eta_{\text{опт}}} = q$, которое было получено нами ранее.

При параметрах, свойственных некоторым двигателям: $q = 4$; $\eta_p = 0,9$ и $\eta_c = 0,75$, получим

$$x_{\eta_{\text{опт}}} = \delta_{\eta_{\text{опт}}}^{\frac{k-1}{k}} = \frac{3,6 - \sqrt{3,6^2 - 3,6(3,6 - 4 + 1)(3 + 1 - 0,75)}}{3,6 - 4 + 1} = 1,93,$$

откуда

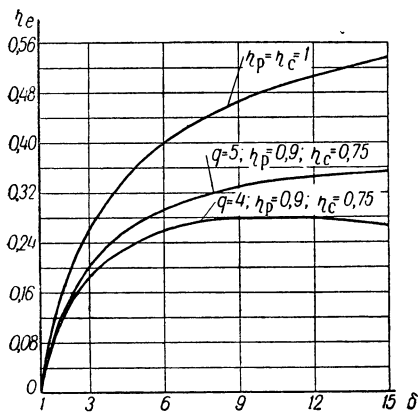
$$\delta_{\eta_{\text{опт}}} = 10.$$

Таким образом, для достижения максимального к. п. д. требуется применять большие степени повышения давления, чем для получения максимальной работы, т. е. $\delta_{\eta_{\text{опт}}} > \delta_{L \text{ опт}}$.

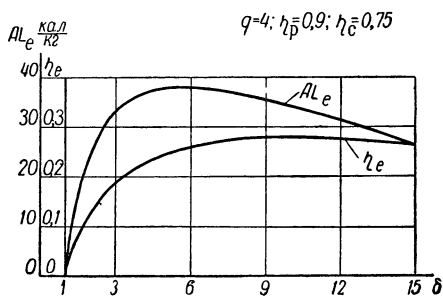
Чем выше величины q , η_p и η_c , тем больше $\delta_{\eta_{\text{опт}}}$ (см. фиг. 31).

Разница в протекании кривых $AL_e=f(\delta)$ и $\eta_e=f(\delta)$ хорошо видна на фиг. 32. Очевидно, что возможный диапазон значений δ , которые целесообразно применять в ГТВД, лежит примерно в пределах $\delta_{\eta, \text{опт}} > \delta > \delta_{L, \text{опт}}$. Меньшие значения δ в этом диапазоне обеспечивают получение максимальной мощности (тяги) двигателя, а также меньшего веса и габаритов двигателя; при больших значениях δ получится меньший удельный расход горючего. Поэтому можно предполагать, что в двигателях, предназначенных для авиации с малым радиусом действия, будут применяться малые степени повышения давления, а в двигателях, предназначенных для авиации с большим радиусом действия, для которой вопросы экономичности имеют первостепенное значение, — большие степени повышения давления.

Пологое протекание кривой $AL_e=f(\delta)$ и, в особенности, кривой $\eta_e=f(\delta)$ в области максимумов дает возможность без существенного проигрыша в величинах работы или к. п. д. сдвинуть диапазон



Фиг. 31. Зависимость к. п. д. цикла от степени повышения давления.



Фиг. 32. Сравнительное протекание кривых $AL_e=f(\delta)$ и $\eta_e=f(\delta)$.

применяемых значений δ влево (т. е. в область меньших δ) от интервала $\delta_{L, \text{опт}} \div \delta_{\eta, \text{опт}}$ с целью получения, по возможности, легкого, малогабаритного, дешевого и простого двигателя.

Влияние к. п. д. процессов расширения и сжатия

Гидравлические потери в цикле уменьшают работу и к. п. д. двигателя. Это непосредственно видно из рассмотрения кривых, представленных на фиг. 30 и 31; при этом все кривые $AL_e=f(\delta)$ и $\eta_e=f(\delta)$ передвигаются в область меньших значений δ по сравнению с идеальным циклом; сдвигаются также и оптимальные

значения степени повышения давления. Наличие гидравлических потерь приводит к тому, что так называемый холостой ход двигателя получается не при $q=x$ (т. е. при $T_3^*=T_2^*$), как в идеальном цикле, а при $q>x$. Найдем это значение q , для чего приравняем нулю выражение для AL_e , определяемое уравнением (52), и решим его относительно q ; тогда получим

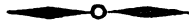
$$q = \frac{x}{\eta_p \eta_c}. \quad (59)$$

Очевидно, количество топлива, соответствующее разности значений q , равной $\frac{x}{\eta_p \eta_c} - x$, затрачивается на покрытие потерь в двигателе и лишь при $q > \frac{x}{\eta_p \eta_c}$ будет создаваться эффективная мощность.

Если решить уравнение (59) относительно x , то получим

$$x = q \eta_p \eta_c = x_{L_{\text{опт}}}^2, \quad (59')$$

т. е. предельная степень повышения давления $\delta_{L=0}$, при которой уже не создается эффективная мощность, равна квадрату оптимальной степени повышения давления $\delta_{L_{\text{опт}}}$. Эти значения $\delta_{L=0}$ соответствуют правым точкам пересечения кривых $AL_e=f(\delta)$ с осью абсцисс (не показанным на фиг. 30).



Глава IV

РЕГЕНЕРАЦИЯ ТЕПЛА И СТУПЕНЧАТОЕ СГОРАНИЕ В ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

Газотурбинные двигатели имеют несколько более низкую экономичность по сравнению с поршневыми двигателями. Если современный поршневой авиационный мотор имеет на крейсерских режимах расход топлива 220—230 г/л. с. час., то в газотурбинном двигателе даже в турбовинтовом варианте расход топлива равен 250—270 г/л. с. час. Этот повышенный расход топлива в ГТВРД объясняется в первую очередь малой степенью повышения давления в них, что приводит к большой потере тепла с выхлопными газами. Таким образом, снижение удельного расхода топлива в ГТВРД является в настоящее время одной из актуальных задач. Кроме того, желательно дальнейшее увеличение мощности газотурбинного двигателя.

В связи с этим рассмотрим некоторые специальные циклы, которые можно применить в ГТВРД.

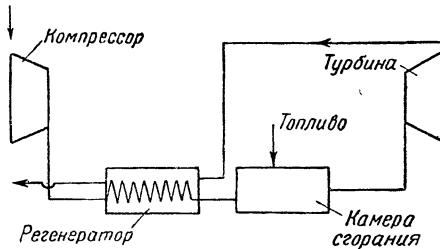
§ 1. РЕГЕНЕРАЦИЯ ТЕПЛА В ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

Схема газотурбинного двигателя с регенератором представлена на фиг. 33. Воздух после сжатия в компрессоре поступает в регенератор, где нагревается, отнимая тепло от выхлопных газов турбины. Далее, как обычно, воздух поступает в камеру сгорания; но так как он предварительно нагрет, то для достижения заданной температуры T_3^* требуется меньший подвод топлива в камеру, чем в обычном цикле; этим обуславливается выгода регенеративного цикла. Газы после турбины поступают в регенератор, где охлаждаются, отдавая тепло воздуху, и затем через реактивное сопло отводятся в атмосферу. Регенератор обычно бывает трубчатого типа, причем воздух проходит внутри трубок, а газ — между трубками. Направления движения газа и воздуха чаще всего выбираются противоположными для того, чтобы увеличить коэффициент теплоотдачи от газа к воздуху и уменьшить поверхность нагрева регенератора, а следовательно, его вес и габариты.

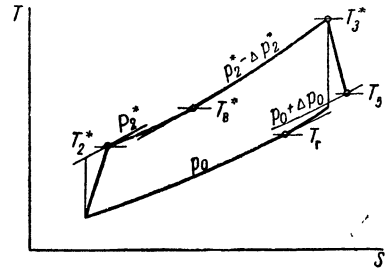
Условная диаграмма реального цикла ГТВРД, изображенная на фиг. 28, при наличии регенератора изменится так, как это пока-

зано на фиг. 34. Воздух в регенераторе нагревается от температуры T_2^* до температуры на выходе T_5^* .

Вследствие гидравлического сопротивления в трубках регенератора давление воздуха в них падает на величину Δp_2^* . Газ после турбины, проходя через регенератор, охлаждается от температуры T_5 до температуры T_r ; ввиду гидравлического сопротивления в газовой части регенератора давление газа на выходе из регенератора будет меньше, чем на входе на величину Δp_0 . Очевидно, что температура воздуха при выходе из регенератора T_5^* не может



Фиг. 33. Схема газотурбинного двигателя с регенератором тепла.



Фиг. 34. TS -диаграмма регенеративного цикла.

быть выше температуры газа при входе в регенератор T_5 и, соответственно, всегда $T_5^* \geq T_5$.

Способность регенератора передать тепло от газа воздуху оценивается степенью регенерации σ , равной отношению количества тепла, переданного воздуху, к тому количеству тепла, которое могло бы быть передано в предельном случае

$$\sigma = \frac{c_{pB}(T_5^* - T_2^*)}{c_{pB}(T_5 - T_2^*)}, \quad (60)$$

причем $T_5' = T_5$.

Пренебрегая скоростью воздуха на выходе из «предельного» регенератора, условно будем считать степенью регенерации следующее выражение, которым в дальнейшем и будем пользоваться

$$\sigma = \frac{T_5^* - T_2^*}{T_5 - T_2^*}. \quad (60')$$

В зависимости от величины поверхности нагрева регенератора степень регенерации теоретически может колебаться в пределах от нуля (отсутствие регенератора, т. е. $T_5^* = T_2^*$) до единицы (полная регенерация при $T_5^* = T_5$).

Проф. В. В. Уваров предложил следующую приближенную, но очень удобную для инженерных расчетов формулу, связывающую поверхность регенератора F_p со степенью регенерации:

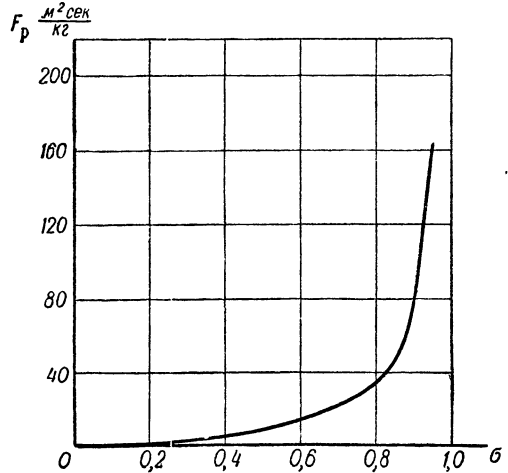
$$F_p = \frac{G_{в} c_{пв}}{K} \frac{\sigma}{1 - \sigma}, \quad (61)$$

где $G_{в}$ — расход воздуха;

$c_{пв}$ — теплоемкость воздуха;

K — коэффициент теплоотдачи от газа к воздуху*.

Если построить зависимость $F_p = f(\sigma)$, то получится кривая, приведенная на фиг. 35 (для 1 кг воздуха). Как видно из формулы (61) и фиг. 35, поверхность регенератора быстро увеличивается при возрастании σ и достигает бесконечности при $\sigma = 1$. Особенно быстрое увеличение F_p наступает при $\sigma > 0,6 - 0,7$, поэтому практически применимой следует считать степень регенерации в диапазоне $\sigma = 0,5 - 0,7$. При малых значениях σ регенерация мало эффективна, а при $\sigma > 0,7$ большая поверхность регенератора вызывает недопустимое увеличение его веса, габаритов и гидравлического сопротивления.



Фиг. 35. Зависимость поверхности регенератора от степени регенерации.

Постановка регенератора более целесообразна в ТВД, чем в ТРД, ибо в последнем случае большая скорость газа в реактивном сопле будет в значительной степени снижена при прохождении его через регенератор, что недопустимо для турбореактивного двигателя. Кроме того, регенератор может быть поставлен лишь в такой двигатель, который предназначается для авиации дальнего действия, чтобы вес сэкономленного при постановке регенератора топлива превышал вес самого регенератора. Весовые требования заставляют применять в регенераторе тонкостенные трубки, однако при этом нужно иметь в виду, что регенератор должен быть механически достаточно прочным агрегатом. Таким образом, к регенератору, в основном, предъявляются следующие требования:

* Вывод формулы (61) проф. Уваровым был дан впервые в 1935 г. Спустя 10 лет эта же формула без доказательства и без ссылки на автора появилась в книге американца Т. Сойера «Современные газовые турбины».

1) Малая удельная (т. е. приходящаяся на 1 кг воздуха) поверхность регенератора при заданной степени регенерации (а следовательно, малые вес и габариты).

2) Малое гидравлическое сопротивление в газовой и воздушной частях регенератора.

3) Достаточная надежность в работе.

Разработка конструкции, одновременно удовлетворяющей этим требованиям, представляет собой сложную задачу. Этим, повидимому, и объясняется то обстоятельство, что до сих пор регенератор практически не применяется еще в авиационных газотурбинных двигателях. Известна попытка применения регенератора на турбовинтовом двигателе «Тезей» английской фирмы Бристоль, но и та, повидимому, оказалась неудачной, ибо фирма впоследствии отказалась от постановки регенератора на этих двигателях.

Перейдем к рассмотрению влияния регенерации тепла выхлопных газов на работу и к. п. д. газотурбинного двигателя. Сначала будем пренебрегать потерями давления в газовой и в воздушной частях регенератора. В этом случае работа регенеративного цикла не будет отличаться от работы обычного цикла и выразится тем же уравнением (52). Выражение для к. п. д. цикла напишется следующим образом:

$$\eta_{e\sigma} = \frac{q \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p - (x-1) \frac{1}{\eta_c}}{q - \frac{T_B^*}{T_0}}. \quad (62)$$

Отношение $\frac{T_B^*}{T_0}$ определим исходя из уравнения (60')

$$\frac{T_B^*}{T_0} = \frac{T_2^*}{T_0} + \sigma \left(\frac{T_5}{T_0} - \frac{T_2^*}{T_0} \right). \quad (60'')$$

Имея в виду уравнение (54'), а также соотношение

$$\frac{T_5}{T_0} = q \left[1 - \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p \right], \quad (63)$$

найдем

$$\frac{T_B^*}{T_0} = 1 + \frac{x-1}{\eta_c} + \sigma \left\{ q \left[1 - \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p \right] - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c}\right) \right\}. \quad (64)$$

Подставив (64) в (62), получим окончательную формулу для эффективного к. п. д. регенеративного цикла

$$\eta_{e\sigma} = \frac{q \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p - (x-1) \frac{1}{\eta_c}}{q - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c}\right) - \sigma \left\{ q \left[1 - \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p \right] - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c}\right) \right\}}. \quad (62')$$

Сравнивая полученное уравнение (62') с ранее приведенным уравнением (53'''), убеждаемся, что $\eta_{e\sigma} > \eta_e$ (как и должно быть по физическому смыслу), поскольку выражение в фигурных скобках, входящее в знаменатель правой части уравнения (62'), положительно. Очевидно, что чем больше степень регенерации σ , тем существеннее будет отличаться $\eta_{e\sigma}$ от η_e ; при $\sigma=0$ будем иметь $\eta_{e\sigma} = \eta_e$. При одной и той же степени регенерации ее воздействие на изменение к. п. д., т. е. отношение $\frac{\eta_e}{\eta_{e\sigma}}$, зависит от абсолютных значений q и x . Для определения этой зависимости разделим (53''') на (62')

$$\frac{\eta_e}{\eta_{e\sigma}} = \frac{q - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c}\right) - \sigma \left\{ q \left[1 - \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p \right] - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c}\right) \right\}}{q - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c}\right)}. \quad (65)$$

После несложных преобразований получим

$$\frac{\eta_e}{\eta_{e\sigma}} = 1 - \sigma + \frac{\sigma \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p}{1 + \frac{x-1}{\eta_c}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\eta_c}{q}}. \quad (65')$$

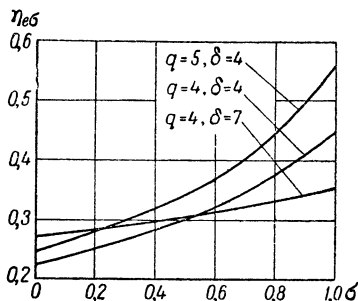
Из уравнения (65') следует, что чем меньше x и больше q , тем меньше отношение $\frac{\eta_e}{\eta_{e\sigma}}$, т. е. тем больше влияние регенерации.

Следовательно, регенеративный цикл особенно выгоден для высокотемпературного газотурбинного двигателя (а также при работе двигателя в высотных условиях), имеющего малую степень повышения давления. Это физически объясняется тем, что при большом q и малом x возрастает разница между температурой выхлопных газов и температурой воздуха после компрессора; следовательно, использование этого большого перепада температур существенно снижает расход топлива.

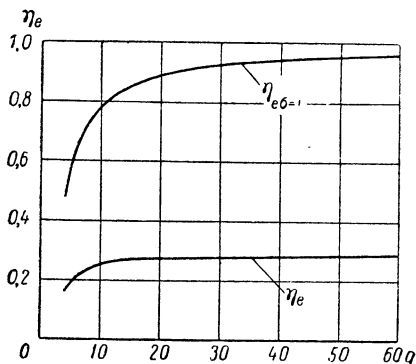
Влияние регенерации на эффективный к. п. д. двигателя при различных термодинамических параметрах цикла показано на фиг. 36. Расчет произведен по формуле (62') для к. п. д. $\eta_p=0,9$ и $\eta_c=0,75$. При $q=4$ и $\delta=4$ изменение степени регенерации от нуля до единицы вызывает увеличение к. п. д. $\eta_{e\sigma}$ в два раза; при $q=5$ и $\delta=4$ в том же диапазоне σ к. п. д. меняется от 0,25 до 0,56, т. е. в $\sim 2,3$ раза, что подтверждает большую эффективность регенерации при высоких значениях T_3^* (а также при увеличении высоты полета). И, наконец, при $q=4$ и $\delta=7$ при введении полной регенерации к. п. д. двигателя увеличивается лишь в $\sim 1,3$ раза по сравнению с к. п. д. двигателя, не имеющего регенератора, что также

подтверждает то положение, что эффективность регенерации уменьшается при возрастании степени повышения давления.

Проанализируем теперь, как протекают зависимости $\eta_{e\sigma} = f(q)$ и $\eta_e = f(x)$. На фиг. 37 приведена кривая $\eta_{e\sigma} = f(q)$ для случая полной регенерации и кривая $\eta_e = f(q)$ для случая без регенерации, показанная на фиг. 29 и повторенная для облегчения сравнения на фиг. 37. На фиг. 37 видно, что эффективность регенерации возрастает при увеличении q , а значит отношение



Фиг. 36. Влияние степени регенерации на эффективный к. п. д. двигателя при различных термодинамических параметрах цикла.



Фиг. 37. Зависимость $\eta_e = f(q)$ для случаев полной регенерации и отсутствия регенерации.

$\frac{\eta_e}{\eta_{e\sigma}}$ достигает минимального значения при $q \rightarrow \infty$. Как легко видеть из уравнения (65'), отношение $\frac{\eta_e}{\eta_{e\sigma}}$ при $q \rightarrow \infty$ и $\sigma = 1$ равно

$$\frac{\eta_e}{\eta_{e\sigma}} = \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p. \quad (66)$$

Поскольку раньше было показано (см. фиг. 29), что при $q \rightarrow \infty$ к. п. д. $\eta_e = \left(1 - \frac{1}{x}\right) \eta_p$, то из (66) следует, что при $q \rightarrow \infty$ и $\sigma = 1$ будем иметь $\eta_{e\sigma} = 1$. Отметим, что к. п. д. двигателя, как известно, равен единице лишь в том случае когда используется весь перепад между температурами выхлопных газов и окружающей среды. В данном случае используется перепад $T_5 - T_2^*$, а не $T_5 - T_0$, но ввиду бесконечно большого значения величины T_3^* (а значит и T_5) разница этих температурных перепадов бесконечно мала, почему $\eta_{e\sigma}$ и получился равным единице, хотя газы и не охлаждаются в регенераторе до температуры окружающей среды.

Перейдем к определению изменения кривых $\eta_e = f(x)$ при наличии регенерации.

Подобно предыдущему возьмем производную от $\eta_{e\sigma}$, определяемого уравнением (62'), по x , приравняем полученное выражение $\frac{\partial \eta_{e\sigma}}{\partial x}$ нулю и решим его относительно x .

Не приводя всех промежуточных вычислений, дадим окончательное выражение для x , при котором получается максимальная эффективность регенеративного цикла

$$x_{\eta_{e\sigma}} = \frac{-q\tau_p(2\sigma - 1) - \sqrt{q^2\tau_p^2(2\sigma - 1)^2 - q\tau_p\tau_c(b - a\sigma)[a(1 - \sigma) - b]}}{a(1 - \sigma) - b}, \quad (67)$$

где $a = q\eta_p + \frac{1}{\eta_c}$;

$$b = (1 + \sigma)\left(q - 1 + \frac{1}{\eta_c}\right) + \sigma q\eta_p.$$

Для некоторых значений σ сложное выражение (67) значительно упрощается. Например, при $\sigma = 0,5$ оптимальная величина $x_{\eta_{e\sigma}} = \sqrt{q\eta_p\eta_c}$ (т. е. совпадает с величиной $x_{L \text{ опт}}$, обеспечивающей получение максимальной работы); при полной регенерации $x_{\eta_{e\sigma}} = 1$ (случай, не имеющий практического смысла, так как при этом значении x двигатель не работает). Для трех значений $\sigma = 0; 0,5$ и 1 можно составить следующую таблицу (см. табл. на стр. 64).

В этой таблице приняты следующие обозначения:

$\eta_{e\sigma}$ — эффективный к. п. д. регенеративного цикла;

$\eta_{t\sigma}$ — термический к. п. д. регенеративного цикла ($\eta_p = \eta_c = 1$);

$x_{\eta_{e\sigma}}$ — значение x , при котором получается максимальный эффективный к. п. д. регенеративного цикла;

$x_{\eta_{t\sigma}}$ — значение x , при котором получается максимальный термический к. п. д. регенеративного цикла;

$\eta_{e\sigma}^{x=x_{\eta_{e\sigma}}}$ — эффективный к. п. д. регенеративного цикла при оптимальном значении x ;

$\eta_{t\sigma}^{x=x_{\eta_{t\sigma}}}$ — термический к. п. д. регенеративного цикла при оптимальном значении x .

Для наглядности данные табл. 2 сведены в кривые, представленные на фиг. 38. Верхние кривые на этой фигуре представляют собой зависимость оптимальной степени повышения давления δ от степени регенерации для идеального и реального циклов. Как видим, с увеличением степени регенерации величина оптимальной δ уменьшается, причем более интенсивно для идеального цикла. При полной регенерации величина оптимальной δ для идеального и реального циклов одинакова и равна единице.

Таблица 2

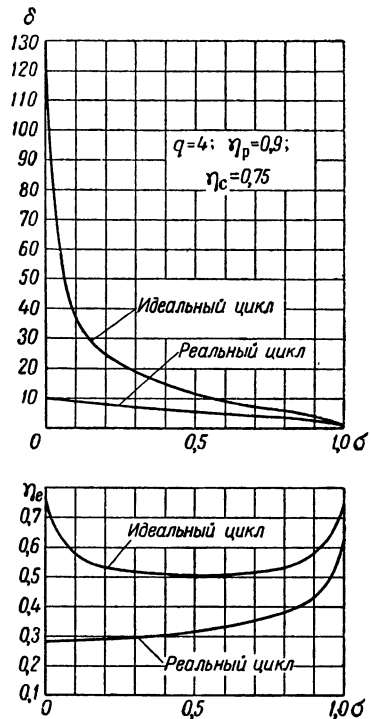
σ	$\eta_{\text{гс}}$	$\eta_{\text{гс}}$	$x_{\text{гс}}$	$x_{\text{гс}}$	$x_{\text{гс}}$	$\eta_{\text{гс}}^{x=x_{\text{гс}}}$	$\eta_{\text{гс}}^{x=x_{\text{гс}}}$
0	$\frac{q\eta_{\text{пр}} \left(1 - \frac{1}{x}\right) - \frac{x-1}{\eta_{\text{с}}}}{a - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_{\text{с}}}\right)}$	$\frac{1}{1-x}$	Определяется формулой (57)	q	Определяется подстановкой (57) в (53'')	$1 - \frac{1}{q}$	$1 - \frac{1}{q}$
0.5	$1 + \frac{\frac{2}{q-1} \left(1 - \frac{1}{x}\right) - \frac{x-1}{\eta_{\text{с}}}}{q\eta_{\text{пр}} \left(1 - \frac{1}{x}\right) - \frac{x-1}{\eta_{\text{с}}}}$	$\frac{2}{1 + \frac{(q-1)x}{(x-1)(q-x)}}$	$\sqrt{q\eta_{\text{пр}}\eta_{\text{с}}}$	\sqrt{q}	$1 + \frac{\frac{2}{q-1} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{q\eta_{\text{пр}}\eta_{\text{с}}}}\right) - \frac{1}{\eta_{\text{с}}}}{q\eta_{\text{пр}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{q\eta_{\text{пр}}\eta_{\text{с}}}}\right) - \frac{1}{\eta_{\text{с}}}}$	$1 - \frac{1}{\sqrt{q}}$	$1 - \frac{1}{\sqrt{q}}$
1	$1 - \frac{x}{q\eta_{\text{пр}}\eta_{\text{с}}}$	$1 - \frac{x}{q}$	1	1	$1 - \frac{1}{q\eta_{\text{пр}}\eta_{\text{с}}}$	$1 - \frac{1}{q}$	$1 - \frac{1}{q}$

Нижние кривые представляют собой зависимости к. п. д. от степени регенерации для идеального и реального циклов. Бросается в глаза то парадоксальное на первый взгляд обстоятельство, что при увеличении степени регенерации от 0 до 0,5 к. п. д. идеального цикла уменьшается. Это объясняется тем, что в этом диапазоне изменения σ оптимальная величина x меняется от q до \sqrt{q} , т. е. получаются циклы в пределах от цикла № 2 до цикла № 3 на фиг. 22, а при этом $T_5 < T_2^*$; если же температура выхлопных газов ниже температуры воздуха после компрессора, то введение регенерации может только ухудшить к. п. д. цикла, так как происходит охлаждение воздуха в регенераторе. При $x = \sqrt{q}$ имеем $T_5 = T_2^*$ (цикл № 3 на фиг. 22), следовательно, в этом случае введение регенерации никакого воздействия на к. п. д. цикла не оказывает. Поэтому эта точка отделяет область, где введение регенерации невыгодно, от области, где регенерация полезна.

К. п. д. в крайних точках при $\sigma = 0$ и $\sigma = 1$ (т. е. при $x = q$ и $x = 1$, см. циклы № 2 и № 1 на фиг. 22) одинаковы и имеют максимальное значение, равное к. п. д. цикла Карно (следует, однако, помнить, что при этих значениях x работа цикла равна нулю).

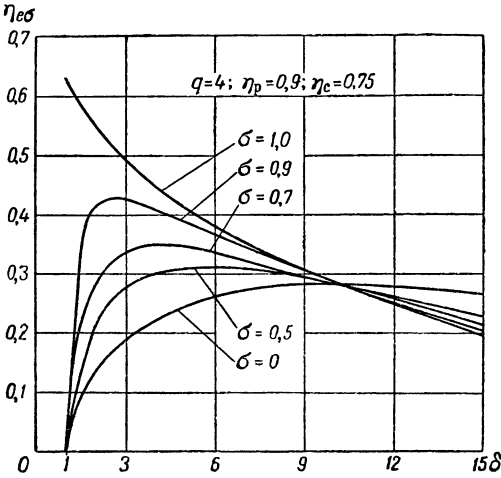
Все сказанное о влиянии регенерации на протекание функций $\eta_{e\sigma} = f(\delta)$ отражается на кривых, представленных на фиг. 39. Как видно из рассмотрения этих кривых, при увеличении степени регенерации к. п. д. цикла возрастает, причем оптимальные величины степеней повышения давления передвигаются в область меньших δ . При полной регенерации получаем максимальное значение $\eta_{e\sigma}$, причем при $\sigma = 1$. Все кривые пересекаются в одной точке, соответствующей тому значению σ , при котором регенерация невозможна, так как $T_5 = T_2^*$.

До сих пор мы вели все рассуждения для «идеального» регенератора, в котором нет гидравлических потерь. При таком регенераторе работа цикла не зависит от степени регенерации, а к. п. д.



Фиг. 38. Зависимость оптимальной степени повышения давления и к. п. д. цикла от степени регенерации для идеального и реального циклов.

возрастает при увеличении σ и достигает максимума при полной регенерации (за исключением нереальных случаев, когда $T_5 < T_2^*$).



Фиг. 39. Зависимость эффективного к. п. д. двигателя от степени повышения давления при различных степенях регенерации.

В реальном регенераторе имеются потери давления как в воздушной, так и в газовой его частях, что влечет за собой уменьшение степени расширения в цикле, а следовательно, уменьшение его работы и к. п. д.

Наличие потерь приводит также к снижению оптимальной степени регенерации до величины $\sigma_{\text{опт}} < 1$.

Если потерю давления в воздушной части обозначить через Δp_2^* , а в газовой части — через Δp_0 , то работа цикла напишется следующим образом:

$$AL_{e\epsilon} = AR \frac{k}{k-1} T_0 \left\{ q \left[1 - \left(\frac{p_0 + \Delta p_0}{p_2^* - \Delta p_2^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \eta_{\text{пр}} \left[\frac{x-1}{\eta_c} \right] \right\}. \quad (68)$$

Следуя проф. В. В. Уварову, произведем следующее преобразование, воспользовавшись разложением в ряд и ограничившись первыми двумя членами этого разложения, а также пренебрегая членами второго порядка малости:

$$\begin{aligned} \left(\frac{p_0 + \Delta p_0}{p_2^* - \Delta p_2^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} &= \left(\frac{1 + \frac{\Delta p_0}{p_0}}{1 - \frac{\Delta p_2^*}{p_2^*}} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_0}{p_2^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \\ &= \frac{1 + \frac{k-1}{k} \frac{\Delta p_0}{p_0} + \dots}{1 - \frac{k-1}{k} \frac{\Delta p_2^*}{p_2^*} + \dots} \frac{1}{x} = \left[1 + \frac{k-1}{k} \left(\frac{\Delta p_0}{p_0} + \frac{\Delta p_2^*}{p_2^*} \right) \right] \frac{1}{x}. \quad (69) \end{aligned}$$

Полагая, что относительная потеря напора в регенераторе пропорциональна поверхности его нагрева [см. формулу (61)], будем иметь

$$\frac{k-1}{k} \left(\frac{\Delta p_0}{p_0} + \frac{\Delta p_2^*}{p_2^*} \right) = \varepsilon \frac{\sigma}{1-\sigma}, \quad (70)$$

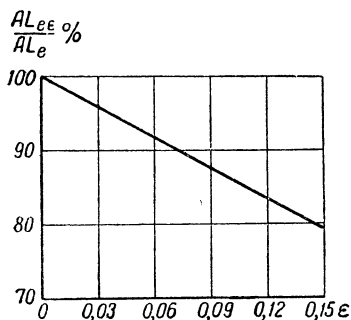
где ε — коэффициент пропорциональности.

Подставив (70) в (69), получим

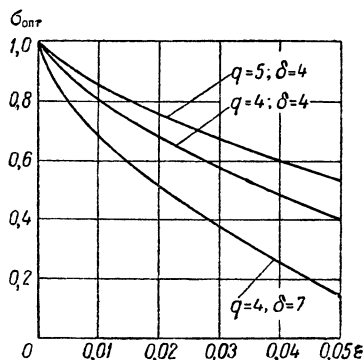
$$\left(\frac{p_0 + \Delta p_0}{p_2^* - \Delta p_2^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(1 + \varepsilon \frac{\sigma}{1-\sigma} \right) \frac{1}{x}. \quad (69')$$

Тогда уравнение (68) напишется следующим образом:

$$AL_{e\varepsilon} = AR \frac{k}{k-1} T_0 \left[q \left(1 - \frac{1 + \varepsilon \frac{\sigma}{1-\sigma}}{x} \right) \eta_p - \frac{x-1}{\eta_c} \right]. \quad (68')$$



Фиг. 40. Зависимость относительной работы цикла с потерями давления в регенераторе от коэффициента ε .



Фиг. 41. Зависимость оптимальной степени регенерации от коэффициента ε .

На фиг. 40 приведена кривая, характеризующая падение работы цикла $AL_{e\varepsilon}$ при возрастании потери давления в регенераторе, которая определяется коэффициентом ε (при постоянной степени регенерации σ); работа цикла с «идеальным» регенератором принята за 100%.

Выражение для к. п. д. регенеративного цикла при наличии потерь в регенераторе напишется следующим образом:

$$\eta_{e\sigma} = \frac{q \left(1 - \frac{1 + \varepsilon \frac{\sigma}{1 - \sigma}}{x} \right) \eta_p - \frac{x - 1}{\eta_c}}{q - \left(1 + \frac{x - 1}{\eta_c} \right) - \sigma \left\{ q \left[1 - \left(1 - \frac{1 + \varepsilon \frac{\sigma}{1 - \sigma}}{x} \right) \eta_p \right] - \left(1 + \frac{x - 1}{\eta_c} \right) \right\}} \quad (71)$$

Взяв производную $\frac{\partial \eta_{e\sigma}}{\partial \sigma}$ и приравняв ее нулю, можно найти

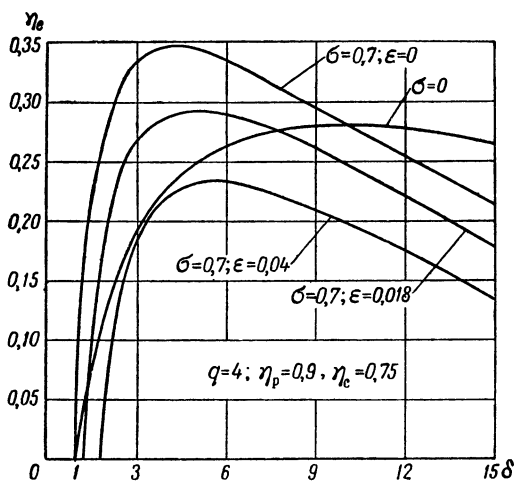
значение σ , при котором получается максимальное значение к. п. д., если задан коэффициент ε . Проведем это для различных

значений ε , получим кривую $\sigma_{\text{опт}} = f(\varepsilon)$, приведенную на фиг. 41. Как видим, оптимальная степень регенерации быстро падает при увеличении сопротивления в регенераторе. Начало координат соответствует «идеальному» регенератору и поэтому в этой точке $\sigma_{\text{опт}} = 1$.

На фиг. 42 приведены кривые, характеризующие сравнительное протекание функций $\eta_e = f(\delta)$, для цикла без регенерации, для регенеративного ($\sigma = 0,7$) цикла с «идеальным» регенератором и для регенеративного ($\sigma = 0,7$) цикла с потерями в регенераторе. Как и следовало ожидать, наличие потерь в регенераторе снижает

эффективный к. п. д. двигателя, причем с увеличением ε оптимальное значение степени повышения давления передвигается в область больших δ .

Из сказанного видно, как важно осуществление такого регенератора, у которого были бы минимальные потери по газоз-воздушному тракту. В особенности важны потери в газовой части, так как при одинаковой абсолютной величине потерь в газовой и воздуш-

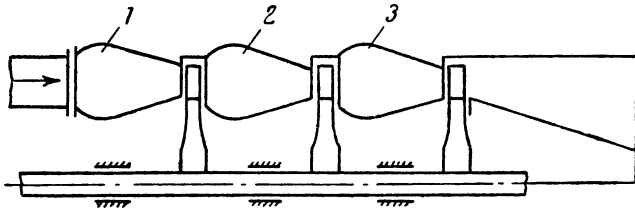


Фиг. 42. Протекание кривых $\eta_e = f(\delta)$ для циклов: обычного, регенеративного без потерь в регенераторе и регенеративного с потерями в регенераторе.

ной частях относительная потеря в газовой части будет в δ раз больше, чем в воздушной части и, следовательно, более существенно повлияет на снижение степени расширения цикла.

§ 2. СТУПЕНЧАТОЕ СГОРАНИЕ

Ступенчатое сгорание в газовых турбинах впервые было предложено Г. И. Зотиковым в 1933 г. Схема газовой турбины со ступенчатым сгоранием показана на фиг. 43. Газ после частичного расширения в первой ступени поступает в камеру 2, куда дополни-



Фиг. 43. Схема турбины со ступенчатым сгоранием.

тельно подается некоторое количество топлива, для сгорания которого либо используется избыточный воздух, имеющийся в газе, либо подводится свежий воздух. После дальнейшего расширения во второй ступени турбины газ попадает в камеру 3 и т. д. Таким образом, ступенчатое сгорание предусматривает применение турбины со ступенями давления, между которыми располагаются камеры, где производится дополнительное сжигание топлива при постоянном давлении.

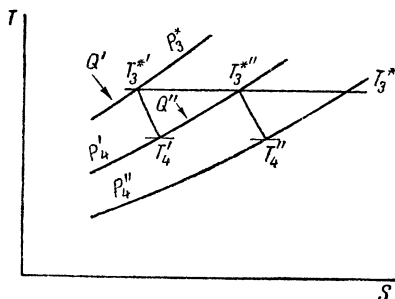
В такой компоновке турбина будет обладать большими долевыми размерами по сравнению с обычной многоступенчатой, а тем более одноступенчатой турбиной. Кроме того, увеличатся объемные расходы газа на последних ступенях турбины по сравнению с объемными расходами в обычной многоступенчатой турбине (вследствие повышенной температуры газа), что вызовет увеличение длины лопаток или диаметра колеса. Помимо этого, применение турбины со ступенями сгорания связано, конечно, со значительным усложнением конструкции двигателя (длинный турбинный вал, окруженный горячими стенками камер, сложная топливоподающая аппаратура, разветвленные воздухопроводы в случае дополнительных подводов воздуха и пр.).

Однако для увеличения мощности двигателя применение турбин со ступенями сгорания представляет определенный интерес.

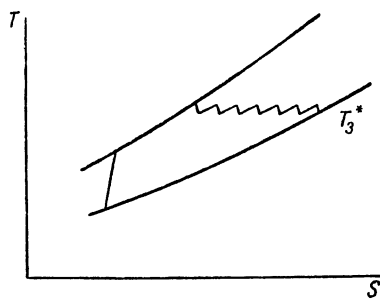
Ознакомимся прежде всего с диаграммой работы турбины, снабженной двумя ступенями сгорания (фиг. 44). После расширения в первой ступени турбины газ с температурой T'_4 поступает в промежуточную камеру второй ступени, где за счет подвода тепла

Q'' при давлении p_4' температура газа повышается до величины $T_3^{*''}$. Окончательное расширение газа происходит во второй ступени по политропе 3''—4''. Количество ступеней и условия их работы могут быть самыми разнообразными. Проведем исследование для случая равенства температур T_3^* , величин срабатываемых теплоперепадов и адиабатических к. п. д. (а следовательно, температур T_4) во всех ступенях турбины.

При сравнении турбины со ступенями сгорания с турбиной обычной схемы будем предполагать начальную температуру газа T_3^* одинаковой в обоих случаях. Следует иметь в виду, что при



Фиг. 44. TS -диаграмма турбины со ступенчатым сгоранием.



Фиг. 45. TS -диаграмма цикла газотурбинного двигателя при бесконечно большом числе ступеней сгорания.

этом лопатки турбины со ступенями сгорания из-за повышенных температур газа в этом случае ставятся в более неблагоприятные условия, чем лопатки обычной многоступенчатой, а тем более одноступенчатой турбины.

Вследствие дополнительного подвода тепла турбина со ступенями сгорания будет развивать большую мощность, чем турбина обычной схемы. Что касается эффективного к. п. д. двигателя, то в случае отсутствия регенерации (или малой степени регенерации) применение турбины со ступенями сгорания будет снижать к. п. д. двигателя из-за повышенной температуры выхлопных газов, причем тем значительно, чем больше количество ступеней сгорания. Но если тепло выхлопных газов использовать, применяя большие степени регенерации, то при одинаковой σ эффективный к. п. д. двигателя, снабженного турбиной со ступенями сгорания, будет выше, чем к. п. д. двигателя обычной схемы.

Рассмотрим предельный случай, когда число ступеней сгорания $n \rightarrow \infty$. Тогда подвод тепла будет осуществляться по изотерме, как это условно показано на фиг. 45, где мелкие зубцы вдоль изотермы T_3^* обозначают процессы в бесконечном количестве ступеней турбины. Между тем известно, что изотермический подвод тепла более выгоден (при использовании тепла выхлопных газов), чем

какой-либо другой, так как при этом цикл приближается к циклу Карно, имеющему максимальный к. п. д. Чем меньше количество ступеней, тем процесс подвода тепла будет больше отклоняться от изотермического.

Рассмотрим вкратце термодинамические соотношения в турбинах со ступенями сгорания и проанализируем зависимость их работы и к. п. д. от числа ступеней и степени регенерации.

Эффективная работа двигателя выразится следующим образом:

$$AL_{en} = AR \frac{k}{k-1} T_0 \left[qn \left(1 - \frac{1}{x^n} \right) \eta_{т. ад} - \frac{x-1}{\eta_c} \right], \quad (72)$$

где n — количество ступеней турбины;

$\eta_{т. ад}$ — адиабатический к. п. д. турбинной ступени.

При таком написании формулы (72) мы условно либо пренебрегаем энергией реактивной струи (в случае ТВД), либо считаем сопло n -ой ступенью турбины (в случае ТРД).

Разделив (72) на (52), получим относительное увеличение работы двигателя со ступенчатым сгоранием

$$\frac{AL_{en}}{AL_e} = \frac{qn \left(1 - \frac{1}{x^n} \right) \eta_{т. ад} - \frac{x-1}{\eta_c}}{q \left(1 - \frac{1}{x} \right) \eta_{т. ад} - \frac{x-1}{\eta_c}}. \quad (72')$$

Из выражения (72') следует, что чем выше q , тем ниже отношение $\frac{AL_{en}}{AL_e}$, т. е. преимущество ступенчатого сгорания уменьшается при увеличении температуры газа T_3^* или высоты полета.

При бесконечно большом числе ступеней n , следовательно, изотермическом процессе расширения будем иметь

$$AL_{en \rightarrow \infty} = ART_0 \left(q \ln \delta \eta_{т. ад} - \frac{k}{k-1} \frac{x-1}{\eta_c} \right). \quad (73)$$

На фиг. 46 приведена кривая $AL_{en}=f(n)$ (здесь работа обычного цикла при $n=1$ принята за 100%) и асимптота $AL_{en \rightarrow \infty}$, к которой она стремится в пределе. При выбранных нами параметрах $q=\delta=4$, $\eta_{т. ад}=0,9$ и $\eta_c=0,75$ турбина с бесконечно большим числом ступеней развивает на 46,5% большую мощность, чем при $n=1$. При двух ступенях сгорания отношение соответствующих мощностей равно 1,215. Приращение мощности при $n \rightarrow \infty$ получается за счет криволинейного треугольника $43'3$ (фиг. 47), площадь которого представляет собой разницу между работой изотермического расширения $B3'3C$ и работой адиабатического расширения $A23'B$ в

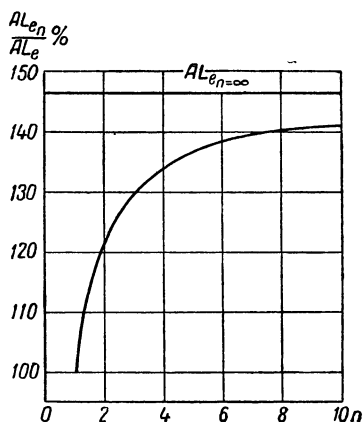
идеальном цикле. При двухступенчатом сгорании приращение работы получается меньшим и эквивалентным лишь площади заштрихованного криволинейного четырехугольника 44'3''4''.

Взяв производную $\frac{\partial AL_{en}}{\partial x}$ и приравняв ее нулю, определим ту величину $x_{\text{Лопт } n}$, при которой получается максимальная работа цикла

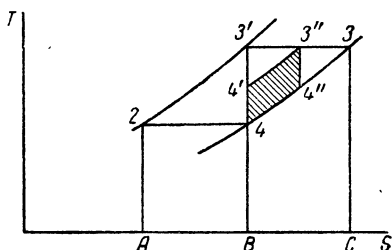
$$x_{\text{Лопт } n} = (q\eta_{\text{г. ад}}\eta_{\text{с}})^{\frac{n}{n+1}}. \quad (74)$$

При $n \rightarrow \infty$, очевидно, будем иметь $x_{\text{Лопт } n \rightarrow \infty} = q\eta_{\text{г. ад}}\eta_{\text{с}}$, т. е. получается как раз та величина x , при которой в турбине обычной схемы полезная работа двигателя равна нулю.

Таким образом, оптимальная степень повышения давления, соответствующая максимальной работе в турбине со ступенчатым сгоранием, выше, чем в турбине обычной схемы, и тем более, чем больше



Фиг. 46. Зависимость работы двигателя от числа ступеней сгорания в турбине.



Фиг. 47. К определению увеличения работы турбины при ступенчатом сгорании.

число ступеней. Этим объясняется большее преимущество цикла со ступенчатым сгоранием при больших значениях степени повышения давления.

Перейдем к определению эффективного к.п.д. двигателя со ступенчатым сгоранием и регенерацией.

Подведенное тепло $Q_{n\sigma}$ выразится следующим образом:

$$Q_{n\sigma} = c_p [(T_3^* - T_4^*)(n-1) + (T_3^* - T_B^*)], \quad (75)$$

где первый и второй члены в квадратной скобке соответствуют количества тепла, подведенным в промежуточных и в первой камере.

Имея в виду, что согласно предыдущему

$$T_3^* - T_4^* = T_3^* \left(1 - \frac{1}{x^n}\right) \eta_{\text{г}},$$

а также учитывая зависимость [которая получается из формулы (60') при $T_5=T_4$]

$$T_b^* = T_2^*(1 - \sigma) + \sigma T_4,$$

причем температура воздуха после компрессора

$$T_2^* = T_0 \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c} \right),$$

а температура газа после турбины

$$T_4 = T_3^* \left[1 - \left(1 - \frac{1}{x^n} \right) \eta_{т. ад} \right],$$

получим следующее выражение для эффективного к. п. д. цикла со ступенчатым сгоранием и регенерацией:

$$\eta_{e n \sigma} = \frac{AL_{en}}{Q_{n \sigma}} = \frac{q \eta_{т. ад} n \left(1 - \frac{1}{x^n} \right) - \frac{x-1}{\eta_c}}{q \eta_{т. ад} \left(1 - \frac{1}{x^n} \right) (n-1) + q - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c} \right) (1-\sigma) - \sigma q \left[1 - \left(1 - \frac{1}{x^n} \right) \eta_{т. ад} \right]}. \quad (76)$$

При бесконечно большом числе ступеней

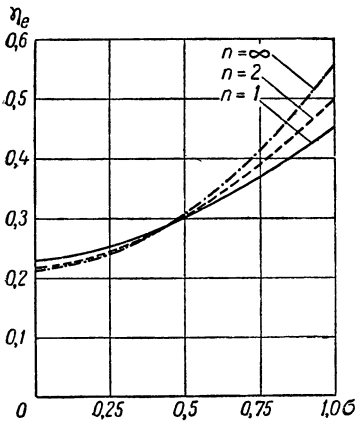
$$\eta_{en \rightarrow \infty \sigma} = \frac{\frac{k-1}{k} q \ln \delta \eta_{т. ад} - \frac{x-1}{\eta_c}}{\frac{k-1}{k} q \ln \delta \eta_{т. ад} + \left[q - \left(1 + \frac{x-1}{\eta_c} \right) \right] (1-\sigma)}. \quad (77)$$

На фиг. 48 представлена зависимость к. п. д. цикла от степени регенерации при различном числе ступеней сгорания и при параметрах $q=\delta=4$; $\eta_b=0,9$ и $\eta_c=0,75$. Кривая для $n=1$ заимствована из фиг. 36.

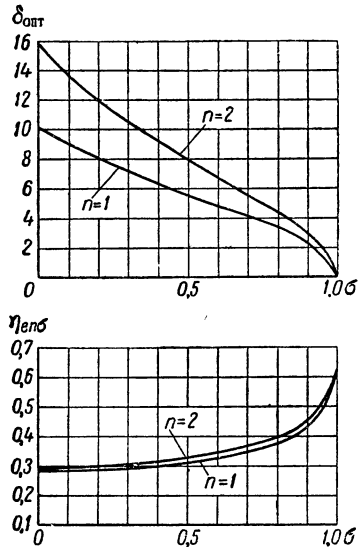
Как видно из этих кривых, в диапазоне значений σ от нуля до $\sim 0,5$ к. п. д. цикла со ступенчатым сгоранием ниже, чем к. п. д. обычного цикла, причем тем более, чем ниже степень регенерации и больше число ступеней сгорания. Так, например, при отсутствии регенерации разница между к. п. д. циклов при $n=1$ и $n \rightarrow \infty$ составляет величину $0,225 - 0,21 = 0,015$. При $\sigma \approx 0,5$ к. п. д. циклов независимо от числа ступеней примерно одинаковы. В диапазоне изменения σ от $\sim 0,5$ до 1 к. п. д. цикла со ступенчатым сгоранием больше, чем обычного, причем тем более, чем выше степень регенерации и число ступеней турбины. В пределе, при $\sigma=1$, разница

между к. п. д. циклов с $n \rightarrow \infty$ и $n=1$ составляет величину $0,555 - 0,45 = 0,105$. При практически применяемой степени регенерации $\sigma = 0,7$ и двухступенчатом сгорании разница между к. п. д. циклов равна всего $\eta_{en=2} - \eta_{en=1} = 0,015$.

Таким образом, практически двигатель с многоступенчатым сгоранием даже при применении регенерации, повидимому, или не



Фиг. 48. Зависимость к.п.д. цикла со ступенчатым сгоранием от степени регенерации при различном количестве ступеней сгорания в турбине.



Фиг. 49. Зависимость оптимальной величины δ и соответствующего к.п.д. $\eta_{en\sigma}$ от степени регенерации при одно- и двухступенчатом сгорании.

будет иметь преимущества по экономичности сравнительно с обычным двигателем или оно будет минимальным.

Посмотрим теперь, как изменится зависимость $\eta_{en\sigma} = f(\sigma)$, если при каждой степени регенерации будет применяться оптимальная степень повышения давления. Для этого нужно прежде всего найти эту оптимальную величину δ . Если придерживаться той методики, которая не раз уже применялась нами, то следовало бы взять производную от величины $\eta_{en\sigma}$, определяемую уравнением (76) по x , приравнять ее нулю и решить полученное уравнение относительно x . Однако это уравнение получается слишком сложным и трудно решаемым. Поэтому в данном случае проще найти максимальную величину к.п.д. $\eta_{en\sigma}$ и соответствующее ей значение x , графически, вычерчивая кривую, соответствующую уравнению (76).

При полной регенерации уравнение (76) существенно упрощается и легко находится оптимальное значение x . В самом

деле, при $\sigma=1$ к. п. д. $\eta_{ен\sigma}$ напишется следующим образом (пренебрегая разницей в величинах η_T и $\eta_{T, ад}$):

$$\eta_{ен\sigma=1} = 1 - \frac{(x-1)x^{\frac{1}{n}}}{q\eta_{T, ад}\eta_{сn}\left(x^{\frac{1}{n}} - 1\right)}. \quad (78)$$

Произведя деление во втором члене правой части уравнения (78), получим

$$\eta_{ен\sigma=1} = 1 - \frac{x + x^{\frac{n-1}{n}} + x^{\frac{n-2}{n}} + \dots + x^{\frac{1}{n}}}{q\eta_{T, ад}\eta_{сn}}, \quad (78')$$

причем число членов в числителе дроби, очевидно, равно n .

Из уравнения (78') видно, что оптимальная величина x , соответствующая максимальной экономичности цикла с полной регенерацией, равна единице, независимо от числа ступеней сгорания.

Результаты графического решения уравнения (76) для турбины с двумя ступенями сгорания при различных степенях регенерации, а также решения уравнения (78') при $n=2$ и $x=1$ представлены на фиг. 49. Как видно из рассмотрения приведенных кривых, оптимальная степень повышения давления при $n=2$ выше, чем при $n=1$, причем разница между ними уменьшается при возрастании σ и совсем исчезает при полной регенерации. К. п. д. при $n=2$ получается несколько большим, чем при $n=1$ и сравнивается с ним при $\sigma=1$.



Глава V

ТЕОРИЯ ИСТЕЧЕНИЯ И РАСЧЕТ СОПЛОВОГО АППАРАТА

§ 1. АДИАБАТИЧЕСКОЕ ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА ИЗ СОПЛА

Сопловой аппарат турбины служит, как уже было сказано, для преобразования потенциальной энергии газа в кинетическую. В результате этого преобразования скорость газа, текущего по каналам соплового аппарата, должна увеличиваться. Для того чтобы газ в сопловом аппарате мог расширяться до заданного давления, межлопаточные каналы его должны быть спроектированы по определенному закону.

Законы течения газа по трубе с переменным сечением изучаются теорией истечения газов в курсах термо- и газодинамики. Приведем некоторые основные положения из этой теории.

При установившемся течении расход газа G , проходное сечение f , скорость w и плотность γ в любом сечении трубы связаны уравнением неразрывности

$$G = f w \gamma = \text{const.} \quad (79)$$

По мере расширения газа скорость его будет увеличиваться, а плотность уменьшаться, поэтому из уравнения (79) трудно непосредственно определить, как должно меняться f , чтобы газ непрерывно ускорялся. Для того чтобы ответить на этот вопрос, прологарифмируем уравнение (79) и представим его в дифференциальной форме; тогда получим

$$\frac{df}{f} + \frac{dw}{w} + \frac{d\gamma}{\gamma} = 0 \quad (79')$$

или

$$\frac{df}{f} = \frac{dw}{w} \left(-\frac{d\gamma}{\gamma} \frac{w}{dw} - 1 \right). \quad (79'')$$

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

$$\frac{dp}{\gamma} + \frac{w dw}{g} = 0, \quad (80)$$

будем иметь

$$\frac{df}{f} = \frac{dw}{w} \left(\frac{w^2}{\frac{dp}{d\gamma} g} - 1 \right). \quad (79''')$$

Из физики известно, что скорость звука a равна

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\gamma} g}. \quad (81)$$

Кроме того, обозначим, как принято в газодинамике, отношение скорости потока к скорости звука в этом потоке через M , т. е.

$$M = \frac{w}{a}; \quad (82)$$

тогда будем иметь

$$\frac{df}{f} = \frac{dw}{w} (M^2 - 1). \quad (79''''')$$

Из уравнения (79''''') видно, что:

в дозвуковой области ($M < 1$) ускорение потока возможно лишь при уменьшении сечения трубы;

в сверхзвуковой области ($M > 1$) ускорение потока может иметь место лишь при увеличении сечения трубы;

при скорости потока, равной скорости звука ($M = 1$), сечение трубы будет иметь экстремальное (в данном случае минимальное)

значение (поскольку производная $\frac{df}{f} = 0$).

Таким образом, если мы хотим иметь поток, непрерывно ускоряющийся от некоторой начальной дозвуковой до сверхзвуковой скорости, то сечение трубы сначала должно быть сужающимся, где поток будет течь с дозвуковыми скоростями, а затем расширяющимся, где поток будет иметь сверхзвуковые скорости. На границе этих двух участков, т. е. в самом узком сечении трубы, скорость потока будет равна скорости звука.

Для получения сверхзвуковых потоков шведский инженер Лаваль предложил сопло с перехватом, носящее его имя (фиг. 50). Этот перехват часто называется критическим сечением сопла, а параметры газа в этом сечении — критическими параметрами (в дальнейшем они будут нами снабжаться индексами «кр»). Например, критическая скорость есть скорость потока в критическом сечении (равная местной скорости звука).

На фиг. 50 показано изменение давления p , плотности γ и скорости w потока, а также скорости звука a и числа M вдоль сопла. Протекание кривых γ и w объясняет закон изменения проходного сечения сопла: на первом участке (до перехвата) быстрее нарастает скорость, чем падает плотность газа, поэтому сопло полу-

чается сужающимся; на втором участке (после перехвата) быстрее падает плотность газа, чем нарастает скорость, поэтому сопло получается расширяющимся.

Проследим теперь, какие значения имеют параметры газа в критическом сечении и в конечном сечении сопла при истечении в пустоту, в зависимости от начальных температуры и давления газа. Для этого воспользуемся следующими уравнениями.

При адиабатическом расширении газа, имеющего начальную температуру заторможенного потока T_0^* и конечную температуру T_1 , скорость истечения равна

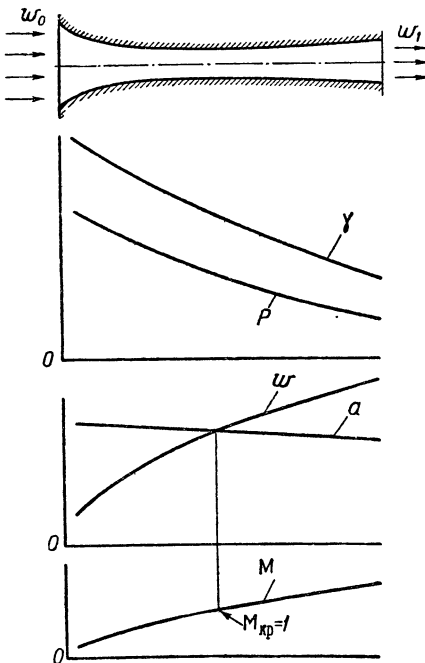
$$\omega_1 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} R(T_0^* - T_1)} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} R T_0^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}. \quad (83)$$

Это выражение непосредственно следует из уравнения (8) и неоднократно использовалось нами ранее. Так называемая максимальная скорость газа, получающаяся при истечении в пустоту, т. е. при $p_1 = 0$, равна

$$\omega_{\max} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} R T_0^*}. \quad (83')$$

Скорость звука в общем случае выражается уравнением (81). Имея в виду, что сжатие и расширение газа в звуковой волне происходит по адиабате, получим следующее выражение для скорости звука [связав (81) с уравнением адиабаты]:

$$\begin{aligned} a &= \sqrt{\frac{dp}{d\gamma}} g = \sqrt{\frac{p}{\gamma} k g} = \\ &= \sqrt{kg RT}, \quad (81') \end{aligned}$$



Фиг. 50. Изменение параметров газа в сопле Лавая.

где p , T и γ — текущие параметры незаторможенного 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.

$$w_{кр} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} R (T_0^* - T_{кр})} = \sqrt{kg RT_{кр}}, \quad (84)$$

откуда

$$\frac{T_{кр}}{T_0^*} = \frac{2}{k+1} \quad (85)$$

или

$$T_{кр} = \frac{2}{k+1} T_0^*$$

Давление в критическом сечении легко найти, связав (85) с уравнением адиабаты

$$\frac{T_{кр}}{T_0^*} = \left(\frac{p_{кр}}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{2}{k+1}, \quad (85')$$

откуда

$$\frac{p_{кр}}{p_0^*} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad \text{или} \quad p_{кр} = p_0^* \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (86)$$

Таким образом, критическое отношение давлений зависит только от показателя адиабаты.

Скорость в критическом сечении найдется путем подстановки (85) в (84), после чего получим

$$w_{кр} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} RT_0^*}. \quad (87)$$

Определим еще скорость звука и число M в начальном, критическом и выходном (при расширении в пустоту) сечениях сопла. В начале сопла скорость звука равна $a_0 = \sqrt{kg RT_0}$, в конце сопла $a_1 = 0$ (ввиду равенства нулю температуры T_1), а в критическом сечении $a_{кр} = w_{кр}$ ¹). В соответствии с этим число M в начале сопла равно $M_0 = \frac{w_0}{a_0}$, в конце сопла $M_1 = \infty$ (так как $a_1 = 0$), а в критическом сечении $M = 1$ (так как $w_{кр} = a_{кр}$).

¹ Учитывая это равенство, а также (87), уравнения (83) и (83') могут быть написаны следующим образом:

$$w_1 = a_{кр} \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}; \quad (83'')$$

$$w_{\max} = a_{кр} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}. \quad (83''')$$

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

$$\lambda = \frac{w_1}{a_{кр}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(1 - \frac{T_1}{T_0^*}\right)}. \quad (88)$$

Это понятие было введено академиком С. А. Христиановичем.

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

Попутно отметим, что формула (88) дает 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 (88) известные газодинамические соотношения

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \quad \text{и} \quad \pi(\lambda) = \frac{p}{p^*} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (88')$$

а также связь между величинами M и λ

$$M = \sqrt{\frac{\frac{2}{k+1} \lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}}. \quad (88'')$$

Характерные значения параметров газа в различных сечениях сопла приведены в табл. 3.

Вернемся теперь к уравнению неразрывности (79) и напомним его для произвольного сечения сопла, снабдив параметры газа в этом сечении индексом «1». Тогда получим

$$f_1 = \frac{G}{w_1 \gamma_1} = \frac{GRT_1}{p_1 \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}}. \quad (89)$$

Воспользовавшись уравнением адиабаты $T_1 = \frac{T_0^*}{\left(\frac{p_0^*}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$, полу-

чим

$$f_1 = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{p_1 \left(\frac{p_0^*}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}}. \quad (89')$$

Таблица 3

Сечение сопла Параметр	Входное	Критическое	Выходное (при истечении в пустоту)
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	$w_{кр} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} RT_0^*}$	$w_{max} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_0^*}$
Скорость звука a	$a_0 = \sqrt{kgRT_0}$	$a_{кр} = w_{кр}$	0
Число М	$\frac{w_0}{a_0}$	1	∞
Приведенная скорость λ	$\frac{w_0}{a_{кр}}$	1	$\sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$

или после простейших преобразований

$$f_1 = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{p_0^* \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}}. \quad (89'')$$

Введя обозначение

$$\sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} = y, \quad (90)$$

получим

$$f_1 = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{y p_0^*}. \quad (91)$$

В критическом сечении отношение $\frac{p_1}{p_0^*}$ определяется формулой (86). Подставив это выражение в уравнение (90) и несколько преобразовав его, получим значение y для критического сечения

$$y_{кр} = \sqrt{g^k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}, \quad (90')$$

зависящее лишь от показателя адиабаты k . Для данного рабочего тела, пренебрегая зависимостью теплоемкости от температуры, это значение $y_{кр}$ можно считать постоянным. Поэтому величина критического сечения

$$f_{кр} = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{y_{кр} p_0^*} \quad (91')$$

зависит только от расхода газа и начальных параметров его.

Итак, для произвольного отношения $\frac{p_1}{p_0^*}$ проходное сечение сопла подсчитывается по формуле (91), причем соответствующее значение y определяется формулой (90). Для критического отношения $\frac{p_{кр}}{p_0^*}$ проходное сечение сопла (критическое сечение) подсчитывается по формуле (91'), а соответствующее значение $y_{кр}$ по формуле (90'). Для удобства пользования формулой (91) величину y можно заранее подсчитать и построить кривую $y = f\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)$.

представленную на фиг. 51. Начало сопла соответствует значению $\frac{p_1}{p_0^*} = 1$, конец сопла — началу координат. В начале процесса

расширения при уменьшении $\frac{p_1}{p_0^*}$ величина y возрастает (это

вызывает уменьшение сечения в сужающейся части сопла) согласно формуле (90), пока не достигнет при $\frac{p_{1кp}}{p_0^*} = 0,54$ до своего мак-

симального значения $y_{кp} = 2,11$ в критическом сечении [кривая

$y = f\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)$ на фиг. 51 подсчитана

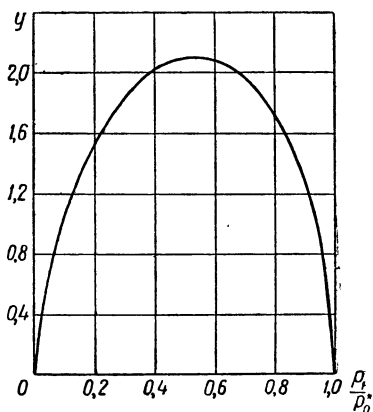
для значения $k = 1,33$]. При дальнейшем уменьшении $\frac{p_1}{p_0^*}$ (если тре-

буется сработать сверхкритический перепад) величина y уменьшается (это вызывает увеличение сечения в расширяющейся части сопла), пока не достигнет нулевого значения при расширении в пустоту, что соответствует значению $f = \infty$.

До сих пор мы рассматривали изменение параметров газа по мере его течения в сопле и установили, что коэффициент y вдоль сопла меняется так, как это показано на фиг. 51, а проходное сечение сопла — по обратному закону [формула (91)]. При этом расход газа в любом сечении принимается, конечно, одинаковым.

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^* , т. е. никакого расхода через сопло нет. По мере снижения давления на срезе сопла от p_0^* до $p_{кp}$ коэффициент y в срезе сопла будет увеличиваться так, как это показано на фиг. 51, и пропорционально ему будет возрастать расход газа G в соответствии с формулой (91). Формулу (91) следует теперь рассматривать при постоянной величине f_1 .

Если после достижения $p_{кp}$ продолжать снижение давления за соплом, то на течения в сопле это почти не отразится: давление на срезе сопла, как показывает опыт, останется равным $p_{кp}$, а расход — $G_{кp}$, т. е. ни перепад давлений, срабатываемый в сопле, ни расход газа увеличить не удастся.



Фиг. 51. Зависимость коэффициента y от перепада давлений.

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 остается неизменным, поскольку он лимитируется минимальным сечением сопла.

Поэтому в том случае, если сопло Лавала с минимальным сечением, равным $f_{кр}$, работает при различных режимах, то при

$\frac{p_1}{p_0} > \frac{p_{кр}}{p_0^*}$ расход газа через сопло следует подсчитывать по формуле

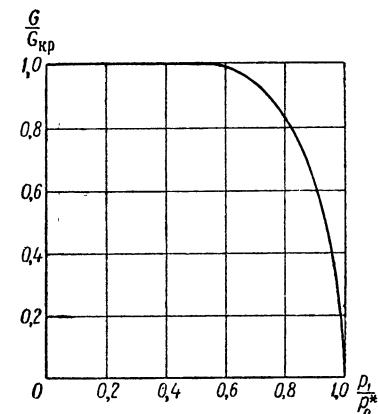
$$G = \frac{y f_{кр} p_0^*}{\sqrt{RT_0^*}}, \quad (92)$$

где y определяется по формуле (90) или по кривой, приведенной на фиг. 51.

Если же в сопле срабатывается критический или сверхкритический перепад, то расход следует подсчитывать по формуле

$$G_{кр} = \frac{y_{кр} f_{кр} p_0^*}{\sqrt{RT_0^*}}, \quad (93)$$

где $y_{кр}$ определяется по формуле (90') или по кривой на фиг. 51.



Фиг. 52. Зависимость расхода газа от перепада давлений, срабатываемого в сопле.

На фиг. 52 представлена зависимость $\frac{G}{G_{кр}} = f\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)$. При докритических перепадах эта кривая протекает идентично соответствующей ветви кривой $y = f\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)$ (см. фиг. 51). При сверхкритических перепадах кривая $\frac{G}{G_{кр}} = f\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)$ превращается в прямую, параллельную оси абсцисс.

Следует подчеркнуть, что физический смысл отношений $\frac{p_1}{p_0^*}$, отложенных по оси абсцисс на фиг. 51 и 52, различен: если на фиг. 51 эти отношения характеризуют изменение перепада давлений вдоль сопла, то на фиг. 52 они характеризуют изменение давления на срезе сопла в процессе работы его при переменном режиме.

Используя понятие так называемого приведенного расхода $q = \frac{\rho \omega}{\rho_{кр} \omega_{кр}}$, формулу (92) можно написать несколько иначе. В самом деле, разделив (92) на (93), получим

$$\frac{G}{G_{кр}} = \frac{y}{y_{кр}},$$

а написав уравнение неразрывности (79) для критического сечения в случае докритического и критического перепадов давлений и разделив одно на другое, будем иметь

$$\frac{G}{G_{кр}} = \frac{\rho \omega}{\rho_{кр} \omega_{кр}} = q.$$

Сравнивая последние два соотношения, получим

$$y = y_{кр} q.$$

Тогда уравнение (92) можно написать в виде

$$G = \frac{y_{кр} f_{кр} \rho_0^*}{\sqrt{RT_0^*}} q, \quad (92')$$

где приведенный расход q может меняться от 0 до 1 и характеризует отличие данного расхода газа от критического.

Величина приведенного расхода q является функцией приведенной скорости λ .

$$q = \frac{\omega}{\omega_{кр}} \frac{\rho}{\rho_{кр}} = \lambda \left(\frac{p}{p_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}} = \lambda \left(\frac{p}{p^*} \right)^{\frac{1}{k}} \left(\frac{p^*}{p_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}} = \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

и обычно дается в таблицах газодинамических величин.

Таковы основные элементарные понятия, относящиеся к адиабатическому течению газа в соплах.

§ 2. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА ИЗ СОПЛОВОГО АППАРАТА ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТЕРЬ

При течении с потерями (в частности, при истечении газа из соплового аппарата газовой турбины) теплосодержание газа увеличивается по сравнению с тем, которое он имеет при адиабатическом процессе; соответственно этому скорости потока уменьшаются сравнительно со скоростями адиабатического истечения и подсчитываются по формуле [см. уравнение (42')]

$$\omega_1 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}, \quad (94)$$

где n — показатель политропы расширения.

Поэтому и в минимальном сечении сопла в этом случае скорость уже не будет равна местной скорости звука, а будет несколько ниже ее. Равенство скорости потока и местной скорости звука наступит где-то за узким сечением сопла, как это видно на фиг. 53.

Определим параметры потока в минимальном сечении.

С учетом уравнения (94) и соотношения (18'), связывающего температуры и давления в политропическом процессе, уравнение (89''), определяющее проходное сечение сопла, напишется следующим образом:

$$f_1 = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{p_0^* \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]}} \quad (95)$$

или

$$f_1 = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{y p_0^*}, \quad (95')$$

где

$$y = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]}. \quad (96)$$

Для минимального сечения знаменатель правой части уравнения (95) должен иметь максимальное значение. Отношение $\frac{p_1}{p_0^*}$, при котором оно получается, легко найти, взяв производную от выражения, стоящего в квадратных скобках, по $\frac{p_1}{p_0^*}$ и приравняв ее нулю. Тогда для критического перепада давлений получим следующее выражение:

$$\frac{p_{кр}}{p_0^*} = \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (97)$$

Подставив это отношение давлений в уравнения (94) и (96), получим соответственно значение критической скорости

$$w_{кр} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{n-1}{n+1} RT_0^*} \quad (98)$$

и выражение для $u_{кр}$

$$u_{кр} = \sqrt{gk \frac{n-1}{k-1} \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}}}. \quad (96')$$

Чтобы получить величину минимального проходного сечения сопла в случае политропического расширения, нужно полученное выражение (96') подставить в (91').

При $n=k$ уравнения, приведенные в настоящем параграфе, переходят в соответствующие (более простые) уравнения, действительные для адиабатического течения.

При проведении экспериментальных работ, связанных с исследованием проточной части газовой турбины, обычно определяется не показатель политропы n , а так называемый коэффициент скорости в сопловом аппарате φ , представляющий собой отношение измеренной скорости газа после выхода его из соплового аппарата c_1 к той скорости c_{1t} , которую можно было бы получить в случае расширения без потерь, т. е.¹

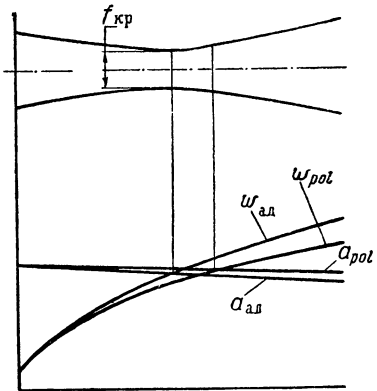
$$\varphi = \frac{c_1}{c_{1t}}. \quad (99)$$

Поэтому желательно основную формулу (91), применяемую при расчете соплового аппарата и выведенную нами для случая адиабатического процесса расширения, изменить для возможности ее применения в случае политропического процесса, не вводя показатель n , а используя коэффициент φ .

Для этой цели введем в уравнение (89) действительную скорость истечения. Тогда получим

$$\varphi_1 = \frac{GRT_1}{\varphi p_1 \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}}. \quad (100)$$

Ранее (см. стр. 80) мы выражали T_1 через начальные параметры, пользуясь уравнением адиабаты. Поступим так же и теперь. Очевидно, при этом мы допускаем некоторую погрешность, так как температура в конце политропического процесса расширения несколько выше, чем при расширении без потерь. Однако при критических или близких к ним перепадах давлений (которые применяются в сопловых аппаратах авиационных турбин) и при значениях $\varphi=0,96-0,97$, имеющих место в настоящее время, погреш-



Фиг. 53. Кривые изменения скорости потока ω и скорости звука a при адиабатическом и политропическом истечении из сопла.

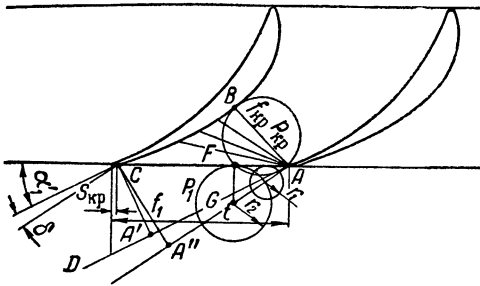
¹ Скорости потока в сопловом аппарате газовой турбины обозначаются обычно через c .

ность в величине f при нашем допущении не превышает 1% (в сторону уменьшения сечения). Учитывая, что точные значения коэффициента φ нам обычно не известны, эта погрешность в 1% не снизит сколько-нибудь существенно точность расчета в целом.

В результате мы приходим к той же формуле (91), но с поправкой на коэффициент φ

$$f_1 = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{\varphi \rho_0^*}, \quad (101)$$

где u попережнему определяется формулой (90).



Фиг. 54. К отклонению потока в косом срезе.

Величина минимального сечения будет подсчитываться по аналогичной формуле

$$f_{кр} = \frac{G \sqrt{RT_0^*}}{\varphi_{кр} \rho_0^*}, \quad (101')$$

где $u_{кр}$ попережнему определяется формулой (90').

Для современных газовых турбин следует считать $\varphi = 0,96-0,97$ и $u_{кр} = 2,11$. Зная эти величины, а также расход и начальные параметры газа, можно подсчитать

$$f_{кр} = \frac{\pi D_{ср} h_c \sin \alpha_1'}{\tau}, \quad (102)$$

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

h_c — высота сопловой лопатки;

α_1' — средний угол потока в минимальном сечении соплового аппарата;

τ — коэффициент загромождения, равный отношению шага решетки t к ширине канала при выходе $t - s_{кр}$, причем $s_{кр}$ — толщина выходной кромки (фиг. 54).

Обозначив отношение $\frac{h_c}{D_{ср}}$ через \bar{h}_c , получим

$$f_{кр} = \frac{\pi D_{ср}^2 \bar{h}_c \sin \alpha_1'}{\tau}. \quad (102')$$

Задавшись величиной \bar{h}_c (равной примерно $\frac{1}{5} \div \frac{1}{6}$), углом потока α'_1 (в диапазоне 20—25°) и коэффициентом загромождения τ , равным 1,05—1,1, можно, пользуясь формулой (102'), ориентировочно определить средний диаметр турбины, т. е. ее важнейший конструктивный параметр.

Отметим, что формула (101') чрезвычайно полезна не только при определении габаритов вновь проектируемой турбины, но и при подсчете параметров газа для определенной турбины, работающей при нерасчетном режиме. В этом случае, задавшись по тем или другим соображениям двумя из трех величин (T_0^* , ρ_0^* и G), можно определить третий параметр.

§ 3. ОТКЛОНЕНИЕ ПОТОКА В КОСОМ СРЕЗЕ И ОСЕВОМ ЗАЗОРЕ

Лопатки в сопловом аппарате газовой турбины расположены так, как показано на фиг. 54, т. е. между осью межлопаточного канала и плоскостью вращения турбины образуется некоторый угол. В результате этого после минимального сечения соплового канала AB получается треугольник ABC , называемый косым срезом сопла. Если давление за сопловым аппаратом p_1 ниже давления $p_{кр}$, которое установится в минимальном сечении, то дальнейшее расширение газа от $p_{кр}$ до p_1 происходит в косом срезе, который играет, таким образом, роль расширяющейся части сопла. Процесс расширения газа в косом срезе заключается в следующем. Поскольку давление постепенно падает от $p_{кр}$ в сечении AB до p_1 в сечении AC , то изобары, соответствующие промежуточным давлениям, расположатся приблизительно в виде лучей, исходящих из точки A . Таким образом, на участке BC давление будет уменьшаться постепенно, в то время как в точке A давление упадет мгновенно от $p_{кр}$ до p_1 , а следовательно, и вдоль линии AD , являющейся границей струи, давление будет равно p_1 . Под влиянием этой разницы давлений на границах струи появится результирующая сила, направленная перпендикулярно оси канала, которая повернет поток на некоторый угол δ . В результате этого поворота ширина струи увеличится и станет равной $A''C$ вместо ширины $A'C$, которую струя имела бы при отсутствии поворота в косом срезе, т. е. получается как бы расширяющееся сопло, обладающее возможностью сработать сверхкритический перепад давлений.

Перейдем к определению угла поворота струи δ , причем сначала предположим, что выходные кромки лопаток бесконечно тонкие (влияние толщины выходных кромок мы рассмотрим отдельно). Известно, что при отсутствии расширения в косом срезе и в случае, когда скорости истечения близки к звуковой, угол выхода струи можно принимать равным углу α'_1 , который при прямо-

линейной выходной кромке равен геометрическому углу лопатки, определяемому из соотношения

$$\sin \alpha'_1 = \frac{AB}{AC}, \quad (103)$$

где AB — диаметр максимального шарика, прокатываемого по каналу.

После расширения в косом срезе будем иметь

$$\sin(\alpha'_1 + \delta) = \frac{A^*C}{AC}, \quad (104)$$

откуда

$$\frac{\sin \alpha'_1}{\sin(\alpha'_1 + \delta)} = \frac{AB}{A^*C} = \frac{f_{кр}}{f_1}, \quad (105)$$

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

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

Рассмотрим случай, когда давление газа в минимальном сечении сопла равно критическому давлению (иначе никакого отклонения в косом срезе не получится). Кроме того, приближенно будем считать, что коэффициент скорости φ одинаков как в сужающейся части канала, так и в косом срезе. Тогда, имея в виду уравнения (101) и (101'), получим

$$\frac{f_{кр}}{f_1} = \frac{y}{y_{кр}}. \quad (101'')$$

Из уравнений (105) и (101'') следует равенство

$$\frac{\sin \alpha'_1}{\sin(\alpha'_1 + \delta)} = \frac{y}{y_{кр}}, \quad (106)$$

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

$$\delta = \arcsin \left(\frac{y_{кр}}{y} \sin \alpha'_1 \right) - \alpha'_1. \quad (106')$$

Возможность дополнительного расширения газа в косом срезе широко используется в авиационных газовых турбинах, где сопло с расширяющейся частью обычно не применяют. Объясняется это тем, что при нерасчетном режиме к. п. д. расширяющегося сопла существенно снижается, в то время как потери в косом срезе мало зависят от режима работы. Это обстоятельство очень важно для авиационной турбины, которая часто работает на нерасчетных оборотах, в частности при крейсерских режимах полета, когда пере-

пад давлений, срабатываемый в сопловом аппарате, уменьшается, в связи с чем может отпасть потребность в использовании расширяющейся части сопла. Однако в этом случае происходит «перерасширение», т. е. на некотором участке расширяющейся части сопла давление падает ниже противодавления p_1 , господствующего 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, сопровождается скачком уплотнения, который всегда связан с большими потерями, выражающимися в снижении кинетической энергии газа и соответствующем приращении его температуры. Этим в основном и обуславливается уменьшение коэффициента скорости φ в расширяющихся соплах при работе их на нерасчетном режиме. В косом срезе подобных явлений не наблюдается, что делает его более пригодным для срабатывания сверхкритических перепадов давлений в авиационных турбинах.

Определим величину минимального перепада давлений $\frac{p_{1 \min}}{p_0^*}$,

который можно получить в сопловом аппарате с учетом предельно возможного расширения газа в косом срезе (в случае цилиндрической формы проточной части).

Для этого рассмотрим более подробно те явления, которые возникают у выходной кромки сопловой лопатки. Точка A (см. фиг. 54), в которой давление изменяется скачком от $p_{кр}$ до p_1 , является источником возникновения возмущений, распространяющихся со скоростью звука a . Одновременно эти звуковые волны увлекаются сверхзвуковым потоком, вытекающим из косого среза. В результате центр волны сносится по направлению потока, а радиус зоны, захватываемой волной возмущения, тем временем возрастает, приобретая значения r_1 , r_2 и т. д. Очевидно, минимальное давление, которое можно получить в пределах косого среза (при котором будет максимальная скорость истечения, обозначаемая в дальнейшем через $c_{1 \max}$), соответствует тому случаю, когда касательная к окружностям радиуса r_1 , r_2 и т. д. совпадает с линией AC , ограничивающей косой срез. Тогда, по истечении t сек. от начала распространения возмущений, из прямоугольного треугольника AFG будем иметь

$$\sin(\alpha'_1 + \delta_{\max}) = \frac{at}{c_{1 \max} t} = \frac{a}{c_{1 \max}} = \sqrt{\frac{k-1}{2} \frac{1}{\left(\frac{p_0^*}{p_{1 \min}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}. \quad (104')$$

Таким образом, минимальная величина давления, которая может быть достигнута в косом срезе, соответствует тому случаю,

когда осевая составляющая скорости истечения равна местной скорости звука.

С другой стороны, согласно предыдущему

$$\begin{aligned} \sin(\alpha'_1 + \delta_{\max}) &= \sin \alpha'_1 \frac{y_{\text{кр}}}{y_{\min}} = \\ &= \sin \alpha'_1 \sqrt{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{k-1}{2 \left[\left(\frac{p_{1\min}}{p_0^*}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_{1\min}}{p_0^*}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}}. \end{aligned} \quad (106'')$$

Приравнивая правые части уравнений (104') и (106''), получим после соответствующих преобразований

$$\frac{p_{1\min}}{p_0^*} = \frac{p_{1\text{кр}}}{p_0^*} (\sin \alpha'_1)^{\frac{2k}{k+1}}. \quad (106''')$$

Первый множитель правой части уравнения (106''') 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 (106'''), величина $\frac{p_{1\min}}{p_0^*}$ для заданного рабочего тела зависит лишь от угла α'_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.

Подставив найденную величину $\frac{p_{1\min}}{p_0^*}$ в уравнение (104') и имея в виду (86), получим после несложных преобразований значение максимального угла отклонения потока в косом срезе

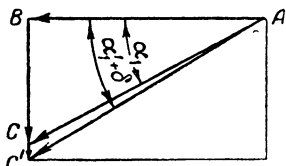
$$\delta_{\max} = \arcsin \sqrt{\frac{k-1}{\frac{k+1}{2(k-1)} - 2} (\sin \alpha'_1)^{k+1}} - \alpha'_1. \quad (106''')$$

В табл. 4 приведены значения δ_{\max} при различных величинах угла α'_1 (при $k=1,33$).

Таблица 4

α'_1	10°	15°	20°	25°	30°
δ_{\max}	15°10'	13°52'	12°17'	10°37'	8°57'

И, наконец, учтем при определении угла потока в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом конечную толщину выходных кромок сопловых лопаток. Если считать, что вихревая пелена в закрюченных следах, образующаяся в результате отрыва вихрей с обеих сторон выходных кромок лопаток, быстро размывается и струя заполняет все сечение (о чем свидетельствует фотография потока, выходящего из соплового аппарата), то отклонение потока в осевом зазоре определится из следующих соображений. Поскольку на поток в осевом зазоре никакие силы не действуют, кроме незначительных сил трения, которыми можно пренебречь, то окружная составляющая скорости в осевом зазоре (вектор AB на фиг. 55) останется величиной постоянной, а осевая составляющая уменьшится в $1 - \frac{s_{кр}}{t}$,



Фиг. 55. К определению изменения скорости потока в осевом зазоре турбины.

раз, где $s_{кр}$ — толщина выходной кромки, t — шаг сопловой решетки (в случае полного расширения газа в косом срезе до заданного противодавления). Из треугольников скоростей ABC' и ABC , представленных на фиг. 55 и относящихся соответственно к косому срезу и осевому зазору, следует

$$BC' = AB \operatorname{tg}(\alpha'_1 + \delta) \text{ и } BC = AB \operatorname{tg} \alpha_1. \quad (107)$$

Деля второе из уравнений (107) на первое, получим

$$1 - \frac{s_{кр}}{t} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg}(\alpha'_1 + \delta)} \quad (108)$$

или

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \left(1 - \frac{s_{кр}}{t}\right) \operatorname{tg}(\alpha'_1 + \delta). \quad (108')$$

Таким образом, если при отсутствии расширения в косом срезе угол потока был бы равен α'_1 , то после увеличения этого угла в косом срезе, в случае срабатывания сверхкритических перепадов, на угол δ и уменьшения угла в осевом зазоре в соответствии с относительной толщиной выходной кромки $\frac{s_{кр}}{t}$ окончательная величина угла потока в осевом зазоре окажется равной

$$\alpha_1 = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left[\left(1 - \frac{s_{кр}}{t}\right) \operatorname{tg}(\alpha'_1 + \delta) \right]. \quad (108'')$$

В практике расчетов турбин часто встречаются случаи, когда противоположно направленные отклонения потока в косом срезе и осевом зазоре компенсируют друг друга. Тогда угол потока в осевом зазоре, очевидно, будет равен углу α'_1 .

При срабатывании докритических перепадов, когда $\delta=0$, формулу (108') можно представить в виде

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha'_1} = 1 - \frac{s_{\text{кр}}}{t}. \quad (108''')$$

Приближенно заменяя отношение тангенсов углов отношением их синусов, получим

$$\sin \alpha_1 = \sin \alpha'_1 \left(1 - \frac{s_{\text{кр}}}{t} \right) = \frac{AB}{AC} \frac{AC}{t} = \frac{AB}{t}. \quad (109)$$

Экспериментально доказано, что величина измеренного выходного угла потока удовлетворительно совпадает со значением α_1 , подсчитанным по формуле (109). Поэтому формула (109) часто применяется для определения угла выхода потока из решетки при дозвуковых скоростях истечения.



Глава VI

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ В СТУПЕНИ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

§ 1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

Ценный вклад в теорию турбин представляет работа проф. В. В. Уварова «Профилирование длинных лопаток газовых и паровых турбин». В этой работе проф. В. В. Уваров показал, что все турбины в той или другой степени реактивны, т. е. что в сопловом аппарате срабатывается лишь часть теплоперепада, а окончательное расширение газа до заданного противодавления происходит в колесе турбины. Таким образом, понятие об активной турбине, т. е. такой турбине, у которой весь теплоперепад срабатывается в сопловом аппарате, следует считать устаревшим. В связи с этим меняется методика профилирования турбинных лопаток, поскольку оказывается целесообразным выполнять их винтовыми. Используя понятие степени реактивности

$$\rho = \frac{H_{р.л}}{H_0}, \quad (110)$$

где $H_{р.л}$ — адиабатический теплоперепад, срабатываемый в колесе (на рабочих лопатках);

H_0 — общий адиабатический теплоперепад, срабатываемый в турбинной ступени,

проф. Уваров показал, что величина ρ переменна по высоте лопатки, причем возрастает в направлении от корня (где степень реактивности обычно близка к нулю) к периферии лопатки. Таким образом, отклонение течения газа в действительной турбине от течения в воображаемой активной турбине будет тем существеннее,

чем больше относительная длина лопаток $\frac{h}{D_{ср}}$ (где h — высота лопатки; $D_{ср}$ — средний диаметр турбины).

Газовый поток в проточной части турбины является не плоским, а пространственным; в связи с этим возникает вопрос о том, как изменяются параметры газа вдоль радиуса r турбины (фиг. 56).

Из гидродинамики известно, что составляющие вихря для невязкой жидкости в цилиндрических координатах определяются следующими уравнениями:

$$\lambda_u = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial c_r}{\partial a} - \frac{\partial c_a}{\partial r} \right) \text{ и } \lambda_a = \frac{1}{2r} \left[\frac{\partial (rc_u)}{\partial r} - \frac{\partial c_r}{\partial \varphi} \right], \quad (111)$$

где λ_u и λ_a — окружная и осевая составляющие вихря;
 c_u , c_a и c_r — окружная, осевая и радиальная составляющие абсолютной скорости.

Очевидно, что для получения максимальной эффективности процесса преобразования энергии в решетках следует добиться отсутствия вихрей в потоке ($\lambda_u = \lambda_a = 0$), а также радиальных составляющих скоростей c_r (т. е. желательно, чтобы течение осуществлялось по сосновым цилиндрическим поверхностям). Тогда приведенные уравнения переписываются следующим образом:

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial c_a}{\partial r} = 0 \text{ и } \frac{1}{2r} \frac{\partial (rc_u)}{\partial r} = 0, \quad (111')$$

откуда следует, что

$$\left. \begin{aligned} c_a &= \text{const} \\ \text{и} \\ rc_u &= \text{const} \end{aligned} \right\} \quad (111'')$$

или

$$\Gamma = 2\pi rc_u = \text{const},$$

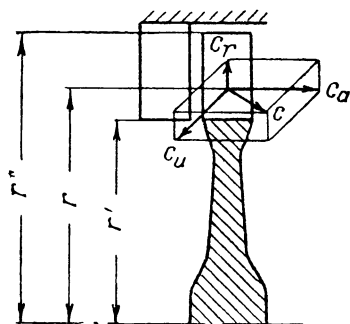
т. е. осевая составляющая скорости c_a и циркуляция скорости $\Gamma = 2\pi rc_u$ (или величина rc_u , пропорциональная ей) должны быть постоянны вдоль радиуса как перед рабочим колесом, так и за ним. Второе уравнение из системы (111'') представляет собой уравнение так называемого «свободного вихря» (или «потенциального вихря») и характеризует закон вращения жидкого тела, у которого окружная скорость частицы меняется обратно пропорционально радиусу (что можно наблюдать при свободном истечении жидкости из отверстия в сосуде).

Как будет показано ниже, при постоянстве циркуляции по высоте лопатки угол α_1 выхода потока из соплового аппарата изменяется вдоль лопатки. Однако для упрощения технологии изготовления сопловые аппараты часто делают с постоянным по высоте углом α_1 .

Рассмотрим, как в этом случае будут меняться осевая и окружная составляющие абсолютной скорости в зависимости от радиуса.

Напишем для этого условие равновесия бесконечно тонкого кольца жидкости, находящегося в поле центробежных сил

$$dp_{\text{ц}} = dp_{\text{д}}, \quad (112)$$



Фиг. 56. К определению параметров газа в пространственном потоке.

где $dp_{ц}$ — центробежная сила, действующая на единицу площади кольца;
 $dp_{д}$ — разность давлений с внешней и внутренней сторон кольца.

Имея в виду, что при плотности единицы массы, равной ρ ,

$$dp_{ц} = \rho \frac{c_u^2}{r} dr, \quad (113)$$

а также учитывая уравнение энергии

$$dp_{д} = -\rho c dc,$$

будем иметь

$$\frac{c_u^2}{r} dr + c dc = 0 \quad (112')$$

или

$$\frac{c_u^2}{r} dr + c_u dc_u + c_a dc_a = 0. \quad (112'')$$

Если $c_a = \text{const}$, то $rc_u = \text{const}$, т. е. получаем уравнения (111'') потенциального потока.

Уравнение (112') можно представить в виде

$$\frac{dr}{r} \cos^2 \alpha_1 + \frac{dc}{c} = 0. \quad (112''')$$

Задавшись условием $\alpha_1 = \text{const}$ и последовательно подставляя в (112''') значения $c = \frac{c_u}{\cos \alpha_1}$ и $c = \frac{c_a}{\sin \alpha_1}$, соответственно получим

$$\frac{dr}{r} \cos^2 \alpha_1 + \frac{dc_u}{c_u} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{dr}{r} \cos^2 \alpha_1 + \frac{dc_a}{c_a} = 0 \quad (114)$$

или после интегрирования

$$c_u r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const} \quad \text{и} \quad c_a r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const}. \quad (114')$$

Уравнения (114') описывают закон изменения окружной и осевой составляющих скорости при постоянном угле выхода из соплового аппарата. В этом случае поток, очевидно, уже не будет потенциальным.

Однако такое профилирование часто применяется, так как в этом случае степень реактивности менее резко изменяется по высоте лопатки, чем при профилировании по закону $c_u r = \text{const}$. Между тем пологое изменение степени реактивности по высоте лопатки благоприятно, так как при заданной степени реактивности на среднем диаметре это уменьшает возможность появления отрицательной реактивности у корня лопатки и чрезмерно большой реактив-

ности на периферии, вызывающих увеличение потерь: у корня — из-за увеличения профильных потерь, а на периферии — из-за увеличения потерь от перетеканий через радиальный зазор (см. далее).

Вообще, если не ограничивать себя условием получения невихревого потока, то закон изменения скоростей может быть разнообразным, в частности, изменение окружной скорости, подчиняющееся в общем случае уравнению

$$c_u r^m = \text{const}, \quad (115)$$

будет различным в зависимости от показателя степени m , который может меняться в диапазоне от $+1$ (в случае свободного вихря) до -1 (закон вращения твердого тела) и в том числе быть равным $\cos^2 \alpha_1$ (в случае применения соплового аппарата с постоянным углом выхода).

Есть основание полагать, что могут быть эффективны турбины, проточная часть которых спроектирована исходя из закона

$$\rho c_a = \text{const}, \quad (116)$$

при котором сохраняется постоянство весового расхода газа через единицу площади проходного сечения.

Большинство современных авиационных газовых турбин проектируется по закону свободного вихря, который положен нами в основу дальнейшего изложения.

§ 2. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗА ПО РАДИУСУ ДО И ПОСЛЕ КОЛЕСА

Методика определения параметров газа и профилирования лопаток (с точки зрения определения входных и выходных углов лопаток) базируется на уравнениях (111"). Эта система уравнений списывает потенциальный поток и обуславливает отсутствие радиальных скоростей лишь для потока без потерь, т. е. для невязкой жидкости. Однако мы эту же систему уравнений примем для потока реальной жидкости. Учитывая высокий к. п. д. современных турбин и сделав предположение о малой изменчивости потерь в проточной части по высоте лопаток (что в значительной степени соответствует действительности в средней части лопаток), можно считать такое допущение приемлемым, тем более что согласно современным воззрениям гидромеханики течение вязкой жидкости отличается от течения идеальной жидкости лишь в пределах тонкого пограничного слоя.

На основании уравнений (111") определим прежде всего, как меняются параметры газа по радиусу в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом и после колеса. Поля скоростей, давлений и температур перед сопловым аппаратом следует считать равномерными по радиусу и окружности (если отвлечься от несовершенства процессов, происходящих в камере и вызывающих

обычно неравномерность аэродинамических и температурных полей перед сопловым аппаратом).

Параметры газа до входа в колесо будем снабжать, как было указано выше, индексом «1», а после колеса — индексом «2». Параметры газа у корня лопатки на радиусе r' (см. фиг. 56) будем снабжать значком $'$, а на периферии на радиусе r'' — значком $''$. Текущие параметры газа на промежуточных радиусах значка не имеют.

Определение параметров газа в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом

Изменение составляющих абсолютной скорости c_1 по радиусу определяется системой (111'')

$$c_{1a} = \text{const} \text{ и } c_{1u} = c'_{1u} \frac{r'}{r}, \quad (111'')$$

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

$$c_1 = \sqrt{c_{1a}^2 + c_{1u}^2}. \quad (117)$$

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

$$\frac{k}{k-1} RT_3^* \left[1 - \left(\frac{p_1'}{p_3^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{c_{1u}'^2 + c_{1a}^2}{2g}, \quad (118)$$

а для текущего радиуса

$$\frac{k}{k-1} RT_3^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_3^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{c_{1u}^2 + c_{1a}^2}{2g}, \quad (118')$$

где n — показатель политропы расширения в сопловом аппарате, который при $k=1,33$ и $\varphi=0,965$ можно принимать равным 1,3.

После вычитания (118') из (118) получим

$$\frac{k}{k-1} RT_3^* \left[\left(\frac{p_1}{p_3^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} - \left(\frac{p_1'}{p_3^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{c_{1u}'^2 - c_{1u}^2}{2g} \quad (119)$$

или

$$\frac{k}{k-1} RT_3^* \left(\frac{p_1'}{p_3^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \left[\left(\frac{p_1}{p_1'} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{c_{1u}'^2 - c_{1u}^2}{2g}. \quad (119')$$

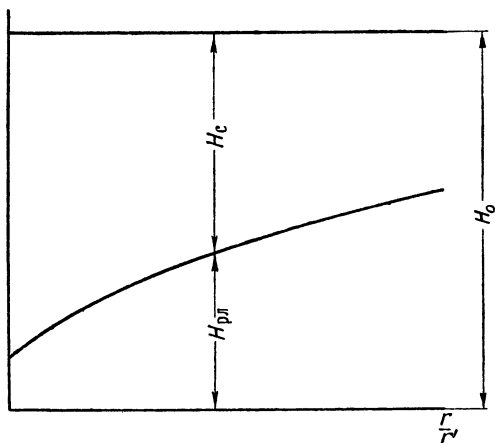
Имея в виду соотношение

$$\left(\frac{p'_1}{p'_3}\right)^{\frac{n-1}{n}} = \frac{T'_1}{T'_3},$$

окончательно получим после элементарных преобразований

$$\frac{p_1}{p'_1} = \left\{ 1 + \frac{c'_{1u}{}^2 \left[1 - \left(\frac{r'}{r} \right)^2 \right]}{2g \frac{k}{k-1} RT'_1} \right\}^{\frac{n}{n-1}} =$$

$$= \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c'_{1u}}{a'_1} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{r'}{r} \right)^2 \right] (k-1) \right\}^{\frac{n}{n-1}}, \quad (119'')$$



где a'_1 — скорость звука, равная $\sqrt{kgRT'_1}$. Таким образом, при увеличении радиуса r давление газа p возрастает.

Если скорость газа к периферии уменьшается (а давление соответственно возрастает), то из этого следует, что при этом уменьшается теплоперепад, срабатываемый в сопловом аппарате, т. е. увеличивается реактивность. Действительно, по определению степень реактивности равна

$$\rho = \frac{c_{ад}^2 - \left(\frac{c_1}{\varphi} \right)^2}{c_{ад}^2}, \quad (120)$$

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

$$\rho = 1 - \frac{c_{1a}^2 + c_{1u}^2 \left(\frac{r'}{r} \right)^2}{\varphi^2 c_{ад}^2}, \quad (120')$$

т. е. при увеличении r реактивность ρ возрастает. Соответственное изменение теплоперепадов, срабатываемых в рабочем колесе $H_{p,л}$ и сопловом аппарате H_c , в зависимости от радиуса показано на фиг. 57.

Подсчитывая степень реактивности по уравнению (120'), 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 перемененно 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 переменности плотности γ по радиусу формула расхода примет интегральную форму

$$G = 2\pi c_{1a} \int_{r'}^{r''} \gamma_1 r dr. \quad (121)$$

Имея в виду соотношение между плотностью и давлением в политропическом процессе

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_1'} = \left(\frac{p_1}{p_1'} \right)^{\frac{1}{n}},$$

получим из уравнения (119'')

$$\gamma_1 = \gamma_1' \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_{1u}'}{a_1'} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{r'}{r} \right)^2 \right] (k-1) \right\}^{\frac{1}{n-1}}. \quad (122)$$

Подставив это значение γ в уравнение (121), будем иметь

$$G = 2\pi c_{1a} \gamma_1' \int_{r'}^{r''} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_{1u}'}{a_1'} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{r'}{r} \right)^2 \right] (k-1) \right\}^{\frac{1}{n-1}} r dr. \quad (123)$$

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

$$G = 2\pi c_{1a} \gamma_1' \int_{r'}^{r''} \left\{ 1 + \frac{k-1}{2(n-1)} \left(\frac{c_{1u}'}{a_1'} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{r'}{r} \right)^2 \right] \right\} r dr \quad (123')$$

или после интегрирования

$$G = \pi c_{1a} \gamma_1' r'^2 \left[\left(\frac{r''}{r'} \right)^2 - 1 \right] \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c'_{1u}}{a_1} \right)^2 \left[1 - \frac{2 \ln \frac{r''}{r'}}{\left(\frac{r''}{r'} \right)^2 - 1} \right] \frac{k-1}{n-1} \right\}. \quad (123'')$$

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

$$\ln x = 2 \left[\frac{x-1}{x+1} + \frac{1}{3} \left(\frac{x-1}{x+1} \right)^3 + \frac{1}{5} \left(\frac{x-1}{x+1} \right)^5 + \dots \right] \quad (124)$$

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

$$\frac{2 \ln \frac{r''}{r'}}{\left(\frac{r''}{r'} \right)^2 - 1} = \frac{4 \frac{\frac{r''}{r'} - 1}{\frac{r''}{r'} + 1}}{\left(\frac{r''}{r'} \right)^2 - 1} = \frac{4}{\left(\frac{r''}{r'} + 1 \right)^2} = \frac{4r'^2}{(2r^{cp})^2} = \left(\frac{r'}{r^{cp}} \right)^2, \quad (124')$$

где r^{cp} — средний радиус турбины, равный $\frac{r' + r''}{2}$.

Тогда уравнение (123'') напишется в следующем виде:

$$G = \pi c_{1a} r'^2 \left[\left(\frac{r''}{r'} \right)^2 - 1 \right] \gamma_1' \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c'_{1u}}{a_1} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{r'}{r^{cp}} \right)^2 \right] \frac{k-1}{n-1} \right\} = \\ = \pi c_{1a} r'^2 \left[\left(\frac{r''}{r'} \right)^2 - 1 \right] \gamma_1' \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c'_{1u}}{a_1} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{r'}{r^{cp}} \right)^2 \right] (k-1) \right\}^{\frac{1}{n-1}}. \quad (123''')$$

Учитывая соотношение (122), окончательно получим следующую формулу, определяющую расход газа через ступень:

$$G = \pi c_{1a} r_1'^2 \left[\left(\frac{r''}{r'} \right)^2 - 1 \right] \gamma_1^{cp}, \quad (123''''')$$

где γ_1^{cp} — плотность газа на среднем диаметре.

На фиг. 58 показано, как изменяются относительные величины $\frac{c_{1u}}{c'_{1u}}$, $\frac{P_1}{P_1'}$, $\frac{\gamma_1}{\gamma_1'}$ и $\frac{G}{G'}$, а также абсолютная величина степени реактивности ρ в зависимости от радиуса для одной из турбин. Начало координат на этой фигуре соответствует корневому сечению лопатки. Очевидно, что последняя ордината кривой $\frac{G}{G'}$

характеризует собой полный расход газа через ступень, когда $G = G''$.

Определение параметров газа после колеса

Изменение скоростей и давлений газа после колеса будет определяться теми же формулами (111''') и (119''), но с заменой индекса «1» индексом «2». Для увеличения мощностного к. п. д. 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 (119''), давление газа при выходе из турбины будет постоянно по радиусу; обычно $c_{2u} > 0$, но настолько мала, что изменением давления при выходе можно пренебречь.

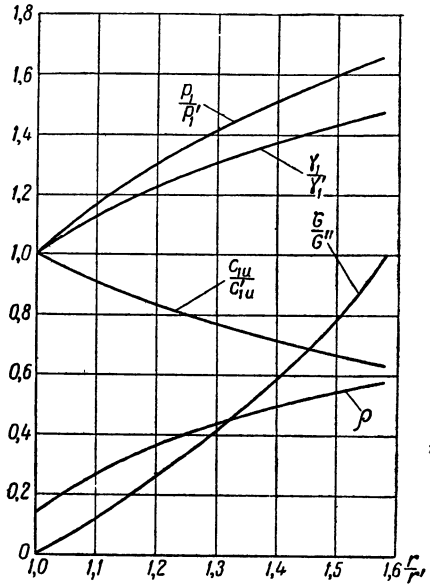
Для иллюстрации этого рассмотрим, какая величина теплопадения не используется из-за возрастания давления p_2 по направлению к периферии. Эту величину h_a , отнесенную к 1 кг газа, можно подсчитать по следующей формуле (пренебрегая изменением γ_2 по высоте лопатки):

$$\begin{aligned} h_a &= \frac{1}{2gG} \int_{r'}^{r''} (c_{2u}'^2 - c_{2u}''^2) dG = \frac{2\pi c_{2a}' \gamma_2' c_{2u}'^2}{2gG} \int_{r'}^{r''} \left[1 - \left(\frac{r'}{r''} \right)^2 \right] r dr = \\ &= \frac{c_{2u}'^2}{2g} \left[1 - \frac{2 \ln \frac{r''}{r'}}{\left(\frac{r''}{r'} \right)^2 - 1} \right]. \end{aligned} \quad (125)$$

Часто отклонение выходной скорости от осевого направления характеризуют коэффициентом ξ , равным

$$\xi = \frac{c_{2u}'}{u'}, \quad (126)$$

где u' — окружная скорость вращения лопатки в корневом сечении.



Фиг. 58. Изменение параметров газа по радиусу.

Тогда

$$h_a = \frac{\xi^2 u'^2}{2g} \left[1 - \frac{2 \ln \frac{r''}{r'}}{\left(\frac{r''}{r'}\right)^2 - 1} \right]. \quad (125')$$

На фиг. 59 представлены кривые $h_a = f\left(\frac{r''}{r'}\right)$ для различных значений ξ . При средних данных $\frac{r''}{r'} = 1,6$ и $\xi = 0,4$ величина

$h_a = 0,5$ кал/кг. Имея в виду большие теплопадения, которые срабатываются в современных авиационных газовых турбинах, величиной h_a можно пренебречь, что мы и будем делать при дальнейшем изложении.

Расход газа, определяемый по выходным параметрам, подсчитывается по более простой формуле, чем (121), ввиду постоянства γ_2 по радиусу. В этом случае расход газа можно выразить следующей формулой:

$$G = \pi c_{2a} \gamma_2 r'^2 \left[\left(\frac{r''}{r'}\right)^2 - 1 \right]. \quad (127)$$

Сравнив формулы (127) и (123'''), найдем, что

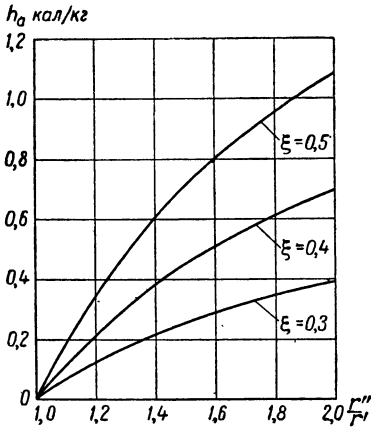
$$\frac{c_{2a}}{c_{1a}} = \frac{\gamma_1^{cp}}{\gamma_2}, \quad (128)$$

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

Если высота выходной кромки лопатки h_2 отлична от высоты входной кромки h_1 , то уравнение (128) напишется в виде

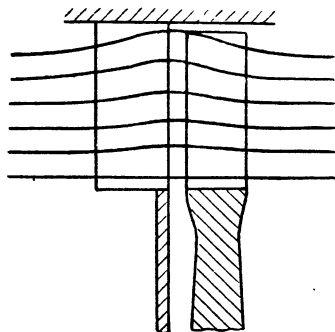
$$\frac{c_{2a}}{c_{1a}} = \frac{\gamma_1^{cp}}{\gamma_2} \frac{h_1}{h_2}. \quad (128')$$

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 межлопаточных каналах колеса и соплового аппарата должны искривляться, как показано на фиг. 60.



Фиг. 59. Зависимость неиспользованного теплоперепада от радиуса при различных закрутках потока на выходе.

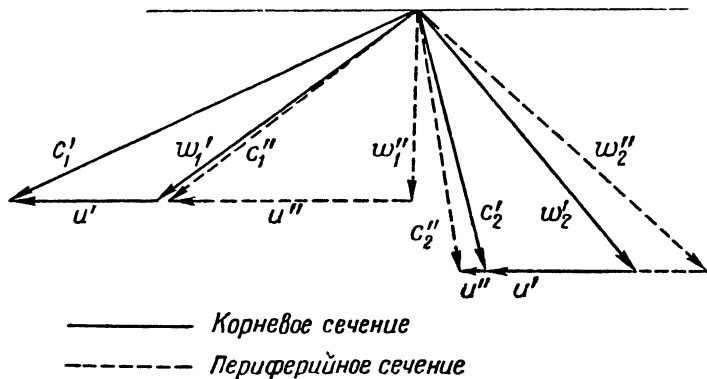
Это искривление линий тока отразится на течении газа до и после ступени и свидетельствует о наличии радиальных составляющих скоростей потока при проектировании проточной части турбин по закону $rc_{1u} = \text{const}$. Поэтому, строго говоря, течение по цилиндрическим поверхностям будет осуществляться лишь в бесконечном удалении до и после решеток. В связи с этим и возникает вопрос о возможной целесообразности проектирования турбин по закону $rc_a = \text{const}$, при котором не должно быть радиальных составляющих скоростей потока в турбине.



Фиг. 60. Искривление линий тока в проточной части турбины.

§ 3. ИЗМЕНЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПОТОКА ПО РАДИУСУ

Рассмотрим, как изменяются направление потока и треугольники скоростей по радиусу, вид которых для корневого и периферийного сечений лопаток представлен на фиг. 61. Осевая составляющая скорости c_{1a} не зависит от радиуса, а окружная составляющая c_{1u} уменьшается к периферии; поэтому абсолютная скорость c_1 уменьшится, а угол α_{1a}



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

увеличится в периферийном сечении по сравнению со значениями этих величин в корневом сечении. Ввиду того, что окружная скорость вращения меняется прямо пропорционально радиусу, то $u'' > u'$.

Уменьшение абсолютной и увеличение окружной скоростей вызывает резкое уменьшение относительной скорости ω_1 и увеличение угла входа потока в рабочее колесо β_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 и увеличением углов α_1 и, в особенности, β_1 .

Изменение направления потока перед колесом в зависимости от текущего радиуса устанавливается следующими простыми соотношениями, вытекающими из рассмотрения входных треугольников:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{c_{1a}}{c_{1u}} = \frac{c'_{1a}}{c'_{1u}} \frac{r}{r'} = \operatorname{tg} \alpha'_1 \frac{r}{r'}; \quad (129)$$

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_{1a}}{c_{1u} - u} = \frac{c'_{1a}}{c'_{1u} \frac{r'}{r} - u' \frac{r}{r'}} = \frac{c'_{1a}}{c'_{1u} - u' \left(\frac{r}{r'}\right)^2} \frac{r}{r'}. \quad (130)$$

Как видно из этих уравнений, при увеличении радиуса угол β_1 возрастает значительно резче, чем α_1 . Очевидно, при $r=r''$ из (129) и (130) соответственно получим значения углов α_1'' и β_1'' .

Перейдем к рассмотрению выходных треугольников. 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 ω_2 в периферийном сечении больше, чем в корневом. Это обусловливается увеличением реактивности (т. е. доли теплоперепада, срабатываемой в колесе) при возрастании радиуса. Соответственно увеличению ω_2 угол β_2 уменьшается так, что треугольник скоростей корневого сечения располагается внутри периферийного треугольника и $\alpha_2'' > \alpha_2'$. При $\alpha_2' = 90^\circ$ будем иметь также $\alpha_2'' = 90^\circ$, т. е. получим осевой выход газа по всей высоте лопатки.

Для увеличения мощностного к. п. д. турбины желательно иметь именно осевой выход газа из турбины (т. е. чтобы закрутка $\xi = \frac{c_{2u}}{u} = 0$), так как при этом получается минимальная величина выходной скорости c_2 , не говоря уже о том, что отсутствие циркуляции на выходе позволяет полностью сработать располагаемый теплоперепад в ступени. Однако необходимость срабатывания больших теплоперепадов в одной ступени турбины, к сожалению, не позволяет полностью удовлетворить этому требованию и на выходе из турбины в большинстве случаев имеется некоторая закрутка. Для увеличения тяги двигателя эту закрутку обычно стремятся

устранить (ибо в закрученном потоке окружная составляющая скорости не может быть использована для создания тяги) при помощи спрямляющей решетки, помещаемой в реактивном сопле двигателя и состоящей из нескольких лопаток обтекаемой формы. Это спрямление потока, очевидно, сопровождается некоторыми потерями, а следовательно, и в этом отношении закрутка потока нежелательна.

Зависимость угла β_2 от радиуса выражается следующей формулой:

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{c_{2a}}{c_{2u} + u} = \frac{c_{2a}}{c'_{2u} \frac{r'}{r} + u' \frac{r}{r'}} = \frac{c_{2a}}{c'_{2u} + u' \left(\frac{r}{r'}\right)^2} \frac{r}{r'}. \quad (131)$$

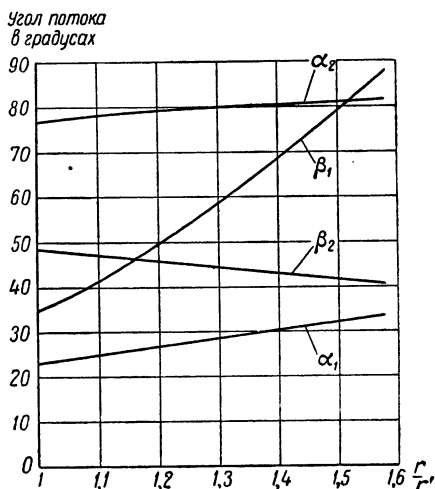
Так как величина c'_{2u} обычно намного меньше, чем u' , то угол β_2 убывает при возрастании радиуса. Однако это уменьшение угла β_2 происходит довольно вяло, что и оправдывает применение в некоторых турбинах лопаток с постоянным углом при выходе.

При больших теплоперепадах, срабатываемых в одной ступени, величина c'_{2u} может оказаться настолько существенной, что монотонное протекание величины β_2 по радиусу нарушится и минимальное значение β_2 получится где-то между корневым и периферийным сечениями лопатки.

На фиг. 62 показано изменение углов потока α_1 , β_1 , α_2 и β_2 в зависимости от отношения $\frac{r}{r'}$. Как видим, углы α_1 ,

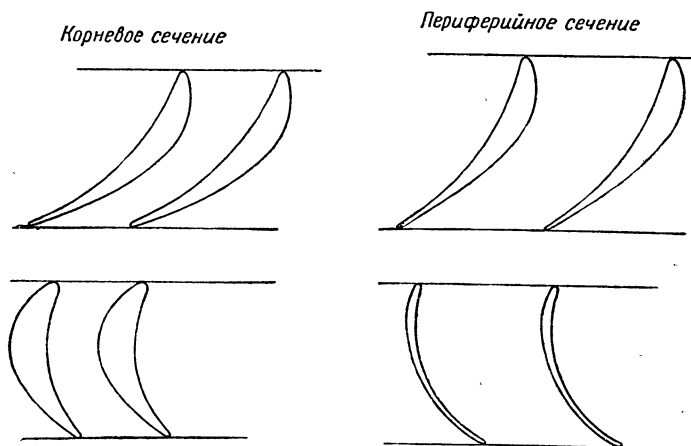
β_1 и α_2 возрастают при увеличении радиуса, а угол β_2 — уменьшается. Наиболее существенно изменяется угол β_1 , что вызывает необходимость резкой закрутки входной кромки лопатки, как это показано на фиг. 63, на которой представлены профили сопловых и рабочих лопаток одной из авиационных турбин в корневом и периферийном сечениях.

У корня эта лопатка «активного» типа с толстым профилем, причем ширина межлопаточного канала почти постоянна; на периферии лопатка реактивного типа с тонким профилем, а межлопаточный канал сужающейся формы. Площадь поперечного сечения лопатки у корня примерно в 3,5—5 раз превышает площадь пери-



Фиг. 62. Изменение углов потока по радиусу.

ферийного 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



Фиг. 63. Профили сопловых и рабочих лопаток у корня и на периферии.

большим напряжениям на разрыв (не говоря уже о напряжениях на изгиб, возникающих в результате действия газодинамических сил).

§ 4. РАБОТА И К. П. Д. НА ОКРУЖНОСТИ КОЛЕСА

Работа турбины обуславливается изменением количества движения при течении газа через колесо. Согласно второму закону Ньютона, разность количеств движения равняется импульсу движущей силы. Проектируя векторы скоростей потока c_1 и c_2 и силу воздействия газа на лопатки P на направление вращения, будем иметь

$$\frac{G'}{g} (c_{1u} - c_{2u}) = P_u t, \quad (132)$$

где G' — расход газа за время t .

Обозначив секундный расход газа через $G = \frac{G'}{t}$, получим

$$P_u = \frac{G}{g} (c_{1u} - c_{2u}). \quad (132')$$

Секундная работа, равная произведению силы на скорость, выразится следующим образом:

$$L'_u = P_u u = \frac{Gu}{g} (c_{1u} - c_{2u}). \quad (133)$$

Обозначив работу, получаемую от 1 кг газа, через $L_u = \frac{L_u}{G}$, по лучим формулу Эйлера

$$L_u = \frac{u}{g} (c_{1u} - c_{2u}), \quad (133')$$

т. е. работа 1 кг газа на окружности колеса равна произведению окружной скорости вращения на алгебраическую разность окружных составляющих абсолютных скоростей, деленному на земное ускорение¹.

Работа на валу турбины будет меньше L_u из-за перетекания газа через радиальный зазор между колесом и корпусом турбины, трения газа о колесо и механических потерь в подшипниках турбины. Таким образом, величина L_u представляет собой работу на венте турбины, не имеющей радиального зазора.

Имея в виду, что

$$u = r\omega, \quad (134)$$

где ω — угловая скорость вращения, формулу (133') можно представить следующим образом:

$$L_u = \frac{\omega}{g} (c_{1u}r - c_{2u}r) = \frac{\omega}{2\pi g} (\Gamma_1 - \Gamma_2), \quad (133'')$$

где Γ_1 и Γ_2 — циркуляции абсолютных скоростей до и после колеса.

Так как α_1 есть угол между направлением c_1 и положительным направлением u , а α_2 — между направлением c_2 и отрицательным направлением u , то алгебраическая разность величин, входящая в формулы (132) и (133), фактически является арифметической суммой соответствующих членов.

Для рассматриваемого случая постоянства циркуляции скорости вдоль данного радиуса из уравнения (133''), 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 будут, конечно, иметь место).

Перейдем теперь к рассмотрению к. п. д. на окружности колеса турбины, под которым обычно понимают отношение работы, полученной на окружности колеса, к располагаемому адиабатическому теплоперепаду.

Необходимо отметить, что исследованием к. п. д. реактивной турбины в нашей стране впервые занимался проф. В. В. Уваров. Им в 1929 г. были получены выражения адиабатического к. п. д.

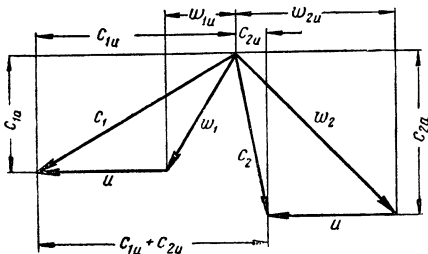
¹ Если высоты входной и выходной кромок лопатки не равны, то уравнение (133') напишется в виде

$$L_u = \frac{1}{g} (u_1 c_{1u} - u_2 c_{2u}). \quad (133'')$$

для сопловых аппаратов и рабочих колес, названные лопаточными к. п. д.

Формула для мощностного к. п. д. турбины в зависимости от параметров $\frac{u}{c_{ад}}$ и ρ была получена И. И. Кулагиным в 1949 г.

В 1950 г. П. К. Казанджаном был дан вывод адиабатического и мощностного к. п. д. ступени реактивной турбины в зависимости от параметров $\frac{u}{c_1}$ и ρ .



Фиг. 64. К выводу к. п. д. на окружности колеса.

К. п. д. на окружности колеса

$$\eta_a = \frac{AL_u}{H_0} = \frac{\frac{u}{g} (c_{1u} + c_{2u})}{\frac{c_{ад}^2}{2g}} = \frac{2u}{c_{ад}^2} (c_{1u} + c_{2u}), \quad (135)$$

где $c_{ад}$ — адиабатическая скорость истечения, соответствующая теплоперепаду H_0 .

Скорость газа перед колесом равна

$$c_1 = \varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho}, \quad (136)$$

где φ — коэффициент скорости в каналах соплового аппарата;
 ρ — степень реактивности.

Проекция скорости за колесом равна (как это видно из рассмотрения выходного треугольника на фиг. 64)

$$c_{2u} = w_{2u} - u = \sqrt{w_2^2 - c_{2a}^2} - u. \quad (137)$$

Для определения w_2 напомним уравнение сохранения энергии для сечений перед колесом и за ним

$$i_1 + \frac{Ac_1^2}{2g} = i_2 + \frac{Ac_2^2}{2g} + AL_u. \quad (a)$$

Согласно предыдущему

$$L_u = \frac{u}{g} (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2), \quad (б)$$

где величины $c_1 \cos \alpha_1$ и $c_2 \cos \alpha_2$ могут быть определены из рассмотрения косоугольных входного и выходного треугольников скоростей

$$c_1 \cos \alpha_1 = \frac{u^2 + c_1^2 - w_1^2}{2u} \quad \text{и} \quad c_2 \cos \alpha_2 = \frac{-u^2 - c_2^2 + w_2^2}{2u}.$$

Подставив эти соотношения в уравнение (б), а последнее в (а), получим уравнение сохранения энергии для сечений перед колесом и за ним в относительном движении

$$i_1 + A \frac{w_1^2}{2g} = i_2 + A \frac{w_2^2}{2g}.$$

Имея в виду, что $i_1 - i_2 = A \frac{\rho c_{ад}^2}{2}$, будем иметь

$$w_2 = \sqrt{w_1^2 + \rho c_{ад}^2}, \quad (138)$$

т. е. относительная скорость после колеса обуславливается скоростью до колеса w_1 и теплоперепадом $\rho \frac{Ac_{ад}^2}{2g}$, неиспользованным в сопловом аппарате. С учетом потерь будем иметь

$$w_2 = \psi \sqrt{w_1^2 + \rho c_{ад}^2}, \quad (138')$$

где ψ — коэффициент скорости в каналах колеса, учитывающий гидравлические потери от трения, вихреобразований и пр.¹

Относительная скорость перед колесом равна

$$\begin{aligned} w_1 &= \sqrt{c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1} = \\ &= \sqrt{\varphi^2 c_{ад}^2 (1 - \rho) - u(2\varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - u)}. \end{aligned} \quad (139)$$

Подставив (139) в (138'), получим

$$w_2 = \psi \sqrt{\varphi^2 c_{ад}^2 (1 - \rho) - u(2\varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - u) + \rho c_{ад}^2}. \quad (138'')$$

Теперь рассмотрим величину c_{2a} , входящую в уравнение (137). Согласно предыдущему

$$c_{2a} = c_{1a} \frac{\gamma_1^{cp}}{\gamma_2} = \varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho} \sin \alpha_1 \left(\frac{p_1^{cp}}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (140)$$

где n — показатель политропы расширения газа в рабочем колесе.

Отношение давлений $\frac{p_1^{cp}}{p_2}$ можно найти следующим образом.

¹ Если высоты входной и выходной кромок лопатки не равны, то с учетом (133') получим следующее выражение для относительной скорости после колеса:

$$w_2 = \psi \sqrt{w_1^2 + u_2^2 - u_1^2 + \rho c_{ад}^2}. \quad (138^*)$$

Степень реактивности на среднем диаметре можно представить в виде

$$\rho^{\text{CP}} = \frac{\left(\frac{P_1^{\text{CP}}}{P_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}} - \left(\frac{P_2}{P_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \left(\frac{P_2}{P_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}} = \frac{\left(\frac{P_1^{\text{CP}}}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\left(\frac{P_0^*}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}, \quad (141)$$

откуда

$$\frac{P_1^{\text{CP}}}{P_2} = \left\{ 1 + \rho^{\text{CP}} \left[\left(\frac{P_0^*}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \right\}^{\frac{k}{k-1}}. \quad (141')$$

После подстановки (141') в (140) получим

$$c_{2a} = \varphi c_{ад} \sqrt{1-\rho} \sin \alpha_1 \left\{ 1 + \rho^{\text{CP}} \left[\left(\frac{P_0^*}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \right\}^{\frac{k}{k-1} \frac{1}{n}}. \quad (140')$$

Приближенно считая при написании этой формулы, что $n = k$ и введя обозначение $\frac{P_0^*}{P_2} = \delta_{\tau}$, получим

$$c_{2a} = \varphi c_{ад} \sqrt{1-\rho} \sin \alpha_1 \left[1 + \rho^{\text{CP}} \left(\delta_{\tau}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}}. \quad (140'')$$

Тогда уравнение (137) можно представить в следующем виде:

$$c_{2u} = \sqrt{\frac{\psi^2 [\varphi^2 c_{ад}^2 (1-\rho) - u (2\varphi c_{ад} \sqrt{1-\rho} \cos \alpha_1 - u) + \rho c_{ад}^2] - \varphi^2 c_{ад}^2 (1-\rho) \sin^2 \alpha_1 \left[1 + \rho^{\text{CP}} \left(\delta_{\tau}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{2}{k-1}} - u}{\psi^2 \left[\varphi^2 (1-\rho) - \frac{u}{c_{ад}} \left(2\varphi \sqrt{1-\rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right) + \rho \right] - \varphi^2 (1-\rho) \sin^2 \alpha_1 \left[1 + \rho^{\text{CP}} \left(\delta_{\tau}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{2}{k-1}}}}}. \quad (137')$$

И, наконец, коэффициент полезного действия на окружности колеса после подстановки (136) и (137') в (135) окажется равным

$$\eta_u = 2 \frac{u}{c_{ад}} \left\{ \varphi \sqrt{1-\rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} + \sqrt{\frac{\psi^2 \left[\varphi^2 (1-\rho) - \frac{u}{c_{ад}} \left(2\varphi \sqrt{1-\rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right) + \rho \right] - \varphi^2 (1-\rho) \sin^2 \alpha_1 \left[1 + \rho^{\text{CP}} \left(\delta_{\tau}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{2}{k-1}}}}}{\psi^2 \left[\varphi^2 (1-\rho) - \frac{u}{c_{ад}} \left(2\varphi \sqrt{1-\rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right) + \rho \right] - \varphi^2 (1-\rho) \sin^2 \alpha_1 \left[1 + \rho^{\text{CP}} \left(\delta_{\tau}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{2}{k-1}}} \right\}. \quad (142)$$

Таким образом, к. п. д. η_u , а следовательно, и пропорциональная ему величина L_u , зависит от следующих параметров, которые могут быть выбраны независимо друг от друга:

отношения $\frac{u}{c_{ад}}$;

коэффициентов скорости φ и ψ ;

степени реактивности ρ и $\rho^{ср}$;

угла α_1 между направлением потока после соплового аппарата и плоскостью вращения;

степени понижения давления δ_r .

Этими величинами обычно задаются при проектировании турбины, исходя из определенных соображений (см. главу IX).

Чем выше коэффициенты скорости φ и ψ и чем ниже величины α_1 и δ_r (при заданных значениях φ и ψ), тем больше к. п. д. η_u , поскольку при этом соответственно уменьшаются гидравлические потери в проточной части турбины и потери с выходной скоростью. Это понятно само по себе и непосредственно вытекает из формулы (142). Отметим, что именно эти потери (гидравлические потери и потери с выходной скоростью) и обуславливают отклонение величины η_u от единицы.

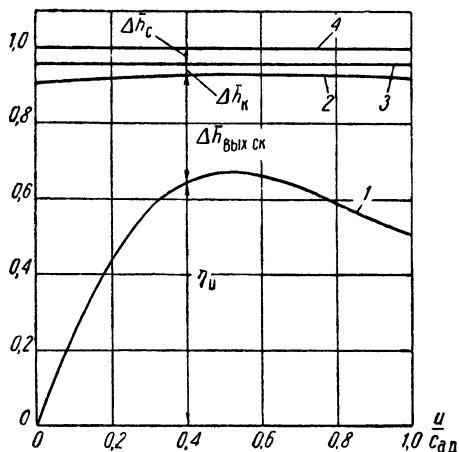
Величины $\frac{u}{c_{ад}}$, ρ и $\rho^{ср}$ также воздействуют на потери в турбине, однако влияние их более сложно и нуждается в специальном анализе. Пока что отметим, что отношение $\frac{u}{c_{ад}}$ является основным фактором, определяющим к. п. д. турбины и поэтому функция $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$ имеет важнейшее значение в теории турбин.

Если исходить из условия постоянства работы турбины и адиабатического теплоперепада независимо от радиуса (с теми оговорками, которые были сделаны выше), то, очевидно, η_u также окажется постоянным по радиусу. Таким образом, формула (142) определяет к. п. д. данной турбины независимо от того, какое сече-

ние мы будем рассматривать, лишь бы величины $\frac{u}{c_{ад}}$, ρ и α_1 брались соответственными друг другу (степень понижения давления δ_r остается постоянной по радиусу, а коэффициенты φ и ψ также приходится считать постоянными ввиду отсутствия пока достоверных данных об их изменении в зависимости от радиуса). Подсчеты, проведенные по формуле (142), показывают, что действительно к. п. д. η_u данной турбины почти не меняется по высоте лопатки.

Таким образом, если отношение $\frac{u}{c_{ад}}$ менять путем перехода от одного радиуса к другому (при соответственном изменении ρ и α_1), то почти никакого воздействия на величину η_u это не окажет.

Теперь будем менять $\frac{u}{c_{ад}}$ путем изменения числа оборотов, рассматривая одно и то же сечение данной турбины (например, взятое по среднему диаметру); при этом все остальные величины, входящие в правую часть формулы (142), в первом приближении будем считать постоянными (в действительности они несколько изменятся, в особенности степень реактивности). Тогда мы получим резкое изменение η_u в зависимости от



Фиг. 65. Изменение полезной работы и потерь в турбине в зависимости от отношения $u/c_{ад}$.

$\frac{u}{c_{ад}}$, как это видно из рассмотрения кривой 1, представленной на фиг. 65.

Эта кривая подсчитана при следующих данных, примерно равных параметрам газа на среднем диаметре одной из авиационных газовых турбин:

степень реактивности $\rho = \rho_{ср} = 0,4$;

степень понижения давления $\delta_t = 3$;

угол $\alpha_1 = 28^\circ$;

коэффициент скорости в сопловом аппарате $\varphi = 0,965$;

коэффициент скорости в рабочем колесе $\psi = 0,97$.

Нулевые значения η_u получаются при неподвижной турбине (когда $\frac{u}{c_{ад}} = 0$) и в случае, когда газ проходит через турбину без изменения количества движения, что соответствует равенству $c_{1u} = c_{2u}$, при котором работа турбины, как это видно из (133'), равна нулю. Естественно, что имеется такое отношение $\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{опт}$, при котором получается максимальная величина η_u и, следовательно, минимальные потери.

Рассмотрим, как распределяются потери между отдельными их видами.

Потеря в сопловом аппарате при постоянных φ и ρ не зависит от $\frac{u}{c_{ад}}$ и в долях от располагаемого теплопádения определяется выражением [см. уравнение (136)]

$$\Delta \bar{h}_c = \frac{c_{1t}^2 - c_1^2}{c_{ад}^2} = \frac{c_{ад}^2 (1 - \rho) - \varphi^2 c_{ад}^2 (1 - \rho)}{c_{ад}^2} = (1 - \varphi^2)(1 - \rho), \quad (143)$$

где c_{1t} — скорость в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом в случае адиабатического истечения газа из соплового аппарата.

Потеря в колесе зависит от $\frac{u}{c_{ад}}$ и в долях от располагаемого теплопадения определяется выражением [см. уравнение (138'')]

$$\Delta \bar{h}_k = \frac{\omega_{2t}^2 - \omega_2^2}{c_{ад}^2} = (1 - \psi^2) \left[\varphi^2 (1 - \rho) - \frac{u}{c_{ад}} \times \right. \\ \left. \times \left(2\varphi \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right) + \rho \right], \quad (144)$$

где ω_{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 (кривые 3 и 2) начиная от верхней горизонтальной линии 4, которая соответствует располагаемому адиабатическому теплопадению, принятому равным единице. Остаточный отрезок

$$\Delta \bar{h}_{\text{вых. ск}} = 1 - (\eta_u + \Delta \bar{h}_c + \Delta \bar{h}_k) = \left(\frac{c_2}{c_{ад}} \right)^2 \quad (145)$$

очевидно представляет собой относительную потерю, связанную с наличием выходной скорости. Эта потеря 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 η_u при этом отношении $\left(\frac{u}{c_{ад}} \right)_{\text{опт}}$], затем вновь возрастает, вызывая резкое уменьшение к. п. д. турбины η_u .

Такое изменение потери с выходной скоростью объясняется следующим обстоятельством. 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, а, значит, и потери с выходной скоростью. В области очень больших зна-

чений $\frac{u}{c_{ад}}$ (когда $\eta_u \approx 0$) выходной треугольник почти совпадает с входным.

Кривая 2, ордината которой равна $\eta_u + \Delta \bar{h}_{вых.ск}$, изображает изменение адиабатического (лопаточного) к. п. д. турбины в зависимости от отношения $\frac{u}{c_{ад}}$. Эта кривая также имеет максимум, который получается при том значении $\frac{u}{c_{ад}}$, когда скорость w_1 имеет осевое направление и поэтому минимальна (что будет иметь место при соблюдении равенства $\frac{u}{c_1} = \cos \alpha_1$). Это отношение $\frac{u}{c_{ад}}$ существенно больше того, при котором получается максимальное значение η_u ¹⁾.

Аналитическое выражение для адиабатического к. п. д. турбины, не имеющей радиального зазора, легко получить, если иметь в виду, что

$$\eta_{т. ад} = 1 - \Delta \bar{h}_c - \Delta \bar{h}_k. \quad (146)$$

Подставив значения $\Delta \bar{h}_c$ и $\Delta \bar{h}_k$ из (143) и (144), получим

$$\eta_{т. ад} = \psi^2 [\varphi^2 (1 - \rho) + \rho] + (1 - \psi^2) \frac{u}{c_{ад}} \left(2\varphi \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right). \quad (146')$$

Очевидно, что при $\varphi = \psi = 1$ адиабатический к. п. д. $\eta_{т. ад}$ равен единице.

Рассмотрим, как изменился бы баланс энергий в турбине, если бы не было потерь $\Delta \bar{h}_c$ и $\Delta \bar{h}_k$, т. е., как энергия, соответствующая этим потерям, распределится между работой «идеальной» турбины и кинетической энергией газов, которую они имеют после выхода из этой турбины.

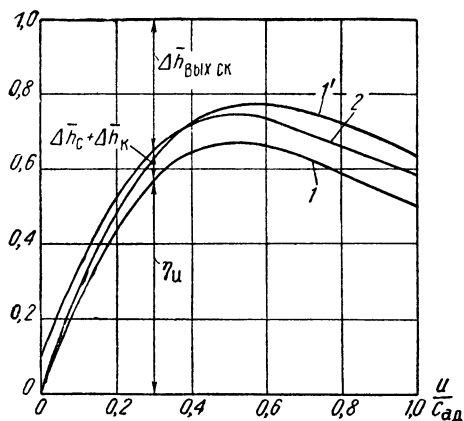
Для удобства исследования этого вопроса изменим порядок откладывания отрезков, который нами был принят при вычерчивании кривых на фиг. 65. На фиг. 66 кривая 1 вновь характеризует собой зависимость $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$. Вверх от этой кривой отложены отрезки ординат, равные $\Delta \bar{h}_c + \Delta \bar{h}_k$, в результате чего получена кривая 2. Остаточные отрезки ординат, равные $1 - \eta_u -$

1) Отметим, что параметр $\frac{u}{c_{ад}}$, при котором получается максимальное значение к. п. д. по параметрам заторможенного потока, занимает промежуточное положение между теми значениями $\frac{u}{c_{ад}}$, при которых получают максимальные величины к. п. д. η_u и $\eta_{т. ад}$.

— $(\Delta \bar{h}_c + \Delta \bar{h}_k)$, очевидно характеризуют потерю с выходной скоростью $\Delta \bar{h}_{\text{вых.ск}}$.

В случае отсутствия потерь в проточной части, когда $\varphi = \phi = 1$, выражение для к. п. д. на окружности колеса напишется следующим образом:

$$\eta_{\text{ид}} = 2 \frac{u}{c_{\text{ад}}} \left\{ \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{\text{ад}}} + \sqrt{1 - \frac{u}{c_{\text{ад}}} \left(2 \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{\text{ад}}} \right) - (1 - \rho) \sin^2 \alpha_1 \left[1 + \rho^{\text{cp}} \left(\frac{k-1}{\delta_{\text{т}}^k} - 1 \right) \right]^{\frac{2}{k-1}}} \right\}. \quad (142')$$



Фиг. 66. Изменение полезной работы и потерь в реальной и «идеальной» турбинах в зависимости от отношения $u/c_{\text{ад}}$.

Построив эту зависимость, получим кривую $1'$, приведенную на фиг. 66. Отрезки ординат между кривыми 1 и $1'$ (возрастающие при увеличении параметра $\frac{u}{c_{\text{ад}}}$) характеризуют увеличение работы «идеальной» турбины по сравнению с работой реальной турбины, а отрезки ординат между кривыми $1'$ и 2 — изменение кинетической энергии газа в этом случае. Это приращение положительно в области $\frac{u}{c_{\text{ад}}} < 0,4$, равно нулю при $\frac{u}{c_{\text{ад}}} \approx 0,4$ и отрицательно в области $\frac{u}{c_{\text{ад}}} > 0,4$.

Для „идеальной“ турбины легко найти то значение $\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\text{опт}}$, при котором получается максимальная работа. Поскольку при этом циркуляция скорости на выходе Γ_2 должна быть равна нулю (ибо требуется осевой выход), а также учитывая, что сумма двух последних слагаемых в фигурных скобках в уравнении (142') равна $\frac{c_{2u}}{c_{ад}}$, будем иметь

$$-\frac{u}{c_{ад}} + \sqrt{1 - \frac{u}{c_{ад}} \left(2 \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho} - \frac{u}{c_{ад}} \right) - (1 - \rho) \sin^2 \alpha_1} \times \sqrt{1 + \rho^{\text{ср}} \left(\delta_r^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)^{\frac{2}{k-1}}} = 0. \quad (147)$$

Имея в виду (140"), уравнение (147) можно переписать в виде

$$-\frac{u}{c_{ад}} + \sqrt{1 - \frac{u}{c_{ад}} \left(2 \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho} - \frac{u}{c_{ад}} \right) - \left(\frac{c_{2a}}{c_{ад}} \right)^2} = 0, \quad (147')$$

откуда*

$$\left(\frac{u}{c_{ад}} \right)_{\text{опт}} = \frac{1 - \left(\frac{c_{2a}}{c_{ад}} \right)^2}{2 \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho}}. \quad (147'')$$

Подставив это значение $\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\text{опт}}$ в уравнение (142'), получим величину максимального к. п. д. „идеальной“ турбины

$$\eta_{u \text{ max}}^{\text{ид}} = 2 \frac{1 - \left(\frac{c_{2a}}{c_{ад}} \right)^2}{2 \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho}} \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho} = 1 - \left(\frac{c_{2a}}{c_{ад}} \right)^2. \quad (148)$$

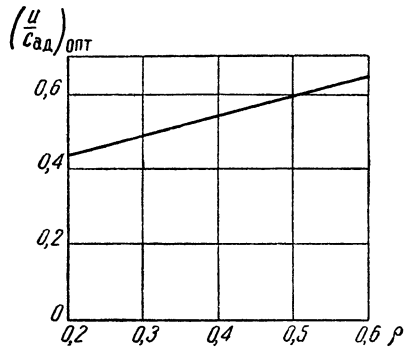
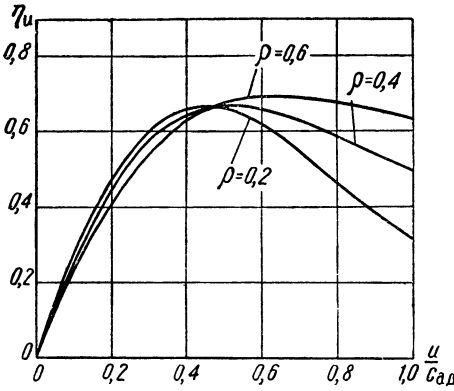
Таким образом, к. п. д. $\eta_u^{\text{ид}}$ станет равным единице лишь в том случае, если не только окружная, но и осевая составляющая скорости c_2 будут равны нулю.

Рассмотрим влияние параметров ρ , δ_r и α_1 на протекание функции $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$. Кривые на фиг. 67 показывают влияние степени реактивности на величину η_u (при постоянстве остальных параметров) при различных отношениях $\frac{u}{c_{ад}}$ и подсчитаны для тех же дан-

* Индекс a у величины c_2 в уравнении (147") может быть опущен, так как при $c_{2u} = 0$, очевидно, $c_{2a} = c_2$.

ных, которые приведены на стр. 114. Таким образом, средняя кривая на фиг. 67, так же как на последующих фиг. 69 и 70, есть повторение кривой 1, приведенной на фиг. 65 и 66.

Как видно из фиг. 67, изменение реактивности мало влияет на протекание кривых η_u в области $\frac{u}{c_{ад}} < 0,5$ и на величину максимальных значений η_u , однако эти максимумы при увеличении ρ



Фиг. 67. Влияние степени реактивности на протекание кривых $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$.

Фиг. 68. Зависимость оптимального отношения $\frac{u}{c_{ад}}$ от степени реактивности.

получаются при бóльших значениях $\frac{u}{c_{ад}}$. Это объясняется тем, что при увеличении степени реактивности, относительная скорость ω_2 возрастает и поэтому осевой выход газа из турбины получается при больших значениях u . Следует помнить, что эти результаты получены при $\psi = \text{const}$; в действительности величина ψ зависит от степени реактивности и поэтому протекание кривых, приведенных на фиг. 67, несколько изменится.

Если связать оптимальные значения $\frac{u}{c_{ад}}$ со степенью реактивности, то получится кривая, приведенная на фиг. 68, из которой отчетливо видно, что при возрастании ρ увеличивается $\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\text{опт}}$.

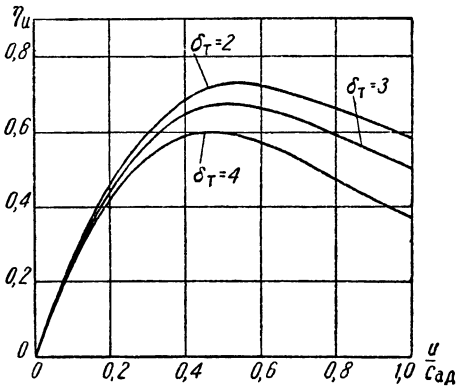
Поэтому в турбинах с пониженными окружными скоростями может оказаться целесообразным применение малых степеней реактивности.

На фиг. 69 показано влияние степени понижения давления δ_T на протекание кривых η_u . При увеличении δ_T коэффициент η_u уменьшается (ввиду возрастания потерь с выходной скоростью),

причем его максимальная величина получается при меньших значениях $\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$.

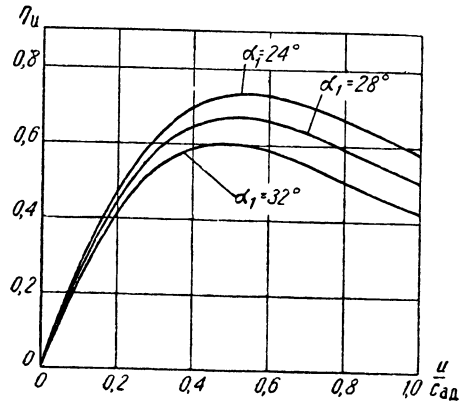
В авиационных турбинах, где выходная скорость используется в реактивном сопле, применяют значительные степени понижения давления в одной ступени для сокращения числа ступеней.

Влияние угла α_1 (при постоянстве остальных параметров) на протекание зависимостей $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$ характеризуется кривыми,



Фиг. 69. Влияние степени понижения давления δ_T на протекание кривых

$$\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right).$$



Фиг. 70. Влияние угла потока α_1 на протекание кривых $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)$.

приведенными на фиг. 70. Аналогично влиянию δ_T возрастание α_1 вызывает уменьшение к. п. д. η_u из-за увеличения потерь с выходной скоростью. Однако в авиационных турбинах, в особенности предназначенных для ТРД, применяют большие углы α_1 для увеличения пропускной способности. Кроме того, при малых углах α_1 могут увеличиться гидравлические потери в сопловом аппарате, а также возникает опасность обгара тонких и длинных выходных кромок, которые получают в случае малых α_1 .

§ 5. МОЩНОСТНОЙ К. П. Д. И МОЩНОСТЬ ТУРБИНЫ

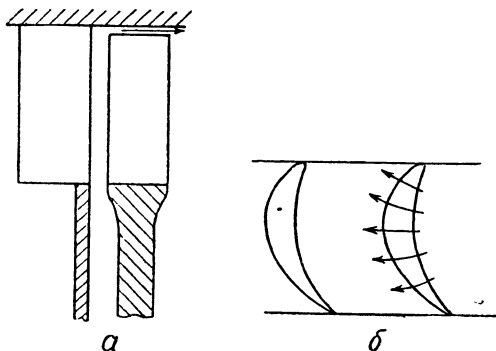
Потери в радиальном зазоре между лопатками и корпусом турбины

Как было отмечено выше, величина L_u есть работа, которая развивается на венце турбины, не имеющей радиального зазора между лопатками и корпусом. В действительности этот зазор, конечно, необходим во избежание задевания лопаток о корпус, которое может вызвать аварию турбины. Имея в виду особенно высокие требования в отношении надежности работы, которые предъяв-

ляются к любому авиационному двигателю, эти зазоры приходится делать достаточно большими (порядка 1,5÷2 мм на сторону).

В авиационном двигателе это тем более необходимо, поскольку в нем применяются газы, имеющие более высокую температуру, чем в стационарных турбинах (что вызывает увеличенное термическое расширение деталей и, в частности, лопаток турбины) при менее жесткой, сравнительно со стационарными турбинами, конструкцией, что обусловлено стремлением ее облегчить.

Потери в радиальном зазоре связаны с тем, что, во-первых, энергия части струи, текущей через этот зазор, не преобразуется или почти не преобразуется в работу на венце колеса (фиг. 71,а) и, во-вторых, с тем, что ввиду наличия градиента давления в межлопаточных каналах газ стремится перетекать из области высокого давления в область низкого давления (т. е. от вогнутой к выпуклой стороне лопатки) через радиальный зазор (фиг. 71,б), а это приводит к дополнительным потерям на трение, вихреобразование и пр. В результате этого теплосодержание газа после колеса возрастает, а к. п. д. турбины уменьшается. Очевидно, что чем больше величина относительного радиального зазора



Фиг. 71. К вопросу о потерях в радиальном зазоре турбины.

$$\bar{\delta}_p = \frac{\delta_p}{h}, \quad (149)$$

где δ_p — абсолютная величина радиального зазора;
 h — высота лопатки,

тем существеннее его влияние на к. п. д. турбины (подробнее об этом см. гл. VIII). Это влияние удобно оценивать коэффициентом η_a , равным

$$\eta_a = \frac{L'_u}{L_u}, \quad (150)$$

где L'_u и L_u — работы на венце турбины соответственно при наличии и отсутствии зазора.

Потери на трение колеса о газ

Очень незначительная часть мощности, развиваемой на венце турбины, затрачивается на преодоление трения колеса о газ, в

среде которого он вращается. Эту мощность трения в л. с. обычно определяют по формуле

$$N_r = \frac{\beta}{10^6} \gamma u'^3 D''^2, \quad (151)$$

где β — эмпирический коэффициент, который может быть взят равным $5 \div 7$;

γ — средняя плотность газа, в котором вращается диск, равная полусумме плотностей газа до и после колеса;

D'' — периферийный диаметр колеса (с учетом лопаток);

u'' — окружная скорость вращения на диаметре D'' .

Работа трения выразится формулой

$$L_r = \frac{75N_r}{G}, \quad (152)$$

где G — секундный расход газа.

С учетом этих потерь работа на валу турбины (без учета механических потерь в подшипниках) определится формулой

$$L_\tau = \eta_3 L_u - L_r. \quad (153)$$

Подсчеты показывают, что при больших расходах газа, которые имеют место в авиационных газовых турбинах, работа L_r настолько ничтожна, что ею можно пренебречь. Тогда будем иметь

$$L_\tau \approx \eta_3 L_u. \quad (153')$$

Отношение этой работы L_τ к располагаемому адиабатическому теплоперепаду H_0 принято называть мощностным (внутренним, относительным) к. п. д. турбины

$$\eta_\tau = \frac{AL_\tau}{H_0} = \eta_u \eta_3. \quad (154)$$

Мощность турбины равна

$$N_\tau = \frac{AL_\tau G}{632} = \frac{H_0 G}{632} \eta_\tau. \quad (155)$$

Механические потери в подшипниках турбины обычно учитываются при расчете двигателя в целом, путем соответствующего увеличения мощности компрессора. Если же эти потери учесть непосредственно при расчете турбины коэффициентом η_m , то получим окончательное выражение для эффективного к. п. д. турбины

$$\eta_{эф} = \eta_\tau \eta_m. \quad (156)$$

Имея в виду очень большие мощности, развиваемые авиационной газовой турбиной, и малые механические потери в ней, связанные с применением подшипников качения, величину η_m следует брать не менее 0,99.



Глава VII

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

Авиационный двигатель часто работает на нерасчетных режимах. Для оценки его эффективности на этих режимах необходимо знать, как изменяются параметры его агрегатов и, в частности газовой турбины, во всем диапазоне возможного изменения режимов его работы. Это достигается путем построения характеристик основных элементов двигателя; зная эти характеристики и закон регулирования двигателя, можно определить характеристики двигателя в целом, в зависимости от числа его оборотов и условий полета. Характеристики элементов следует строить в некоторых обобщенных координатах, позволяющих определять эффективность однотипных элементов, в частности, однотипных газовых турбин, на основании типовой сетки характеристик, а не строить заново эту сетку для каждой турбины.

Если рассматривать данную газовую турбину как автономный агрегат (т. е. вне двигателя), то при ее работе могут меняться независимо друг от друга давление и температура заторможенного газа перед турбиной, давление газа за турбиной и число оборотов. Поэтому при известных параметрах газа до и после данной турбины и числе ее оборотов однозначно определяются все ее параметры, в том числе расход газа через турбину, к. п. д. турбины (а следовательно, и ее мощность), угол выхода потока из турбины и пр.

Для аналитического построения характеристик турбины необходимо знать коэффициенты скорости φ и ψ для данных решеток и углы потока, обтекающего эти решетки, для различных параметров потока и чисел оборотов турбины. Теоретическое построение этих зависимостей пока затруднено, поэтому приходится пользоваться экспериментальными данными, которые тоже еще недостаточно полны (некоторые из них приведены в главе VIII данной книги).

При приближенном расчете характеристик в сравнительно небольшом диапазоне изменения числа оборотов можно пользоваться постоянными значениями коэффициентов φ и ψ . При наличии необходимых экспериментальных данных можно построить уточненные характеристики в широком диапазоне изменения числа оборо-

тов с учетом известных экспериментальных зависимостей. Расчет рекомендуется проводить исходя из параметров потока на среднем диаметре турбины, без учета их изменения по высоте лопатки, так как это, с одной стороны, значительно упрощает расчет, а с другой стороны, данные турбины, подсчитанные исходя из параметров на среднем диаметре, обычно достаточно точно характеризуют эффективность турбины.

§ 1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

Определение режима работы данной турбины при заданных условиях перед и за турбиной и числе ее оборотов сводится к определению давления газа в осевом зазоре между сопловым аппаратом и рабочим колесом, т. е. степени реактивности турбины, поскольку при этом полностью определяются треугольники скоростей. Это давление можно определить исходя из того, что расход газа через сопловой аппарат турбины равняется расходу через рабочее колесо. Для упрощения последующего изложения все выкладки будем проводить в газодинамических величинах. Воспользовавшись известными уже уравнениями, выведенными в гл. V, получим

$$\frac{f_{1\text{кр}} \varphi p_0^* y_{\text{кр}} q(\lambda_{c_{1t}})}{\sqrt{T_0^*}} = \frac{f_{2\text{кр}} \psi p_1^* y_2}{\sqrt{T_1^*}}, \quad (157)$$

где $f_{1\text{кр}}$ и $f_{2\text{кр}}$ — минимальное проходное сечение соответственно соплового аппарата и рабочего колеса;

$$y_{\text{кр}} = \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} = 2,11 \quad (\text{при } k = 1,33);$$

$$y_2 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1^*} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1^*} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]};$$

$q(\lambda_{c_{1t}})$ — приведенный расход газа через сопловой аппарат турбины;

p_0^* и T_0^* — давление и температура заторможенного газа перед сопловым аппаратом турбины;

p_1^* и T_1^* — давление и температура заторможенного (по относительной скорости) газа перед рабочим колесом;

φ и ψ — коэффициенты скорости в сопловом аппарате и рабочем колесе.

Воспользовавшись формулами (88'), параметры заторможенного газа перед рабочим колесом запишем следующим образом:

$$T_1^* = \frac{T_1}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{w_1}^2} \quad \text{и} \quad p_1^* = \frac{p_1}{\left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{w_1}^2\right)^{\frac{k}{k-1}}}. \quad (158)$$

После подстановки выражений (158) в (157) и соответствующих преобразований будем иметь

$$\frac{\sqrt{2g \frac{k}{k-1}} \frac{\psi f_{2 \text{ кр}}}{\varphi f_{1 \text{ кр}}} = \frac{p_0^*}{p_1} \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\tau(\lambda_{c_1})} q(\lambda_{c_{1f}})}{\sqrt{\frac{1}{\tau(\lambda_{w_1})} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}, \quad (159)$$

где газодинамические величины $\tau(\lambda_{w_1}) = \frac{T_1}{T_{1w_1}^*}$ и $\tau(\lambda_{c_1}) = \frac{T_1}{T_0^*}$.

Теперь осталось в уравнении (159) выразить $\tau(\lambda_{w_1})$ и $\frac{p_2}{p_1}$ через известные величины.

Газодинамическая функция $\tau(\lambda_{w_1})$ равна

$$\tau(\lambda_{w_1}) = \frac{T_1}{T_{1w_1}^*} = \frac{T_0^* \tau(\lambda_{c_1})}{T_0^* \left(1 - \frac{A c_1^2}{2g c_p T_0^*} + \frac{A w_1^2}{2g c_p T_0^*}\right)} = \frac{\tau(\lambda_{c_1})}{1 + \frac{A}{2g c_p T_0^*} (w_1^2 - c_1^2)}. \quad (160)$$

Из рассмотрения треугольника скоростей на входе следует, что $w_1^2 - c_1^2 = u^2 - 2 u c_1 \cos \alpha_1$.

Кроме того,

$$\frac{A}{2g c_p T_0^*} = \frac{k-1}{k+1} \frac{1}{a_{\text{кр}}^2}, \quad (161)$$

где критическая скорость

$$a_{\text{кр}} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} R T_0^*}.$$

Подставив эти соотношения в (160), получим после преобразований

$$\tau(\lambda_{w_1}) = \frac{\tau(\lambda_{c_1})}{1 + \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 - 2 \frac{k-1}{k+1} \lambda_u \lambda_{c_1} \cos \alpha_1}, \quad (160')$$

где

$$\lambda_u = \frac{u}{a_{\text{кр}}}.$$

Что касается перепада давлений $\frac{p_2}{p_1}$, то он равен

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_0^*}{\delta_T}, \quad (162)$$

где δ_T — степень понижения давления в ступени, равная $\frac{p_0^*}{p_2}$.

Теперь подставив (160') и (162) в (159), получим

$$\begin{aligned} & \frac{\sqrt{2g \frac{k}{k-1}}}{y_{кр}} \frac{\psi f_{2 кр}}{\varphi f_{1 кр}} = \\ & = \frac{\left(\frac{p_0^*}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{1}{\delta_T^{\frac{k}{k-1}}} \sqrt{\tau(\lambda_{c_1})} q(\lambda_{c_{1t}})}{\sqrt{1 + \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 - 2 \frac{k-1}{k+1} \lambda_u \lambda_{c_1} \cos \alpha_1 - \left(\frac{p_0^*}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{1}{\delta_T}\right)^{\frac{k-1}{k}}}} \tau(\lambda_{c_1}) \end{aligned} \quad (159')$$

Имея в виду, что

$$\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}} = [\pi(\lambda_{c_{1t}})]^{\frac{k-1}{k}} = \tau(\lambda_{c_{1t}}),$$

будем иметь после простейших преобразований

$$\begin{aligned} & \frac{\sqrt{2g \frac{k}{k-1}}}{y_{кр}} \frac{\psi f_{2 кр}}{\varphi f_{1 кр}} = \\ & \frac{\tau(\lambda_{c_1}) \frac{1}{\delta_T^{\frac{k}{k-1}}} q(\lambda_{c_{1t}})}{\sqrt{1 + \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 - 2 \frac{k-1}{k+1} \lambda_u \lambda_{c_1} \cos \alpha_1 - \frac{\tau(\lambda_{c_1})}{\tau(\lambda_{c_{1t}})} \left(\frac{1}{\delta_T}\right)^{\frac{k-1}{k}}}} \tau(\lambda_{c_1}) \end{aligned} \quad (159'')$$

Для случая, когда в рабочем колесе срабатывается докритический перепад давлений, выражение (159'') является основной расчетной формулой, позволяющей определить перепад давлений $\frac{p_0^*}{p_1}$, срабатываемый в сопловом аппарате данной турбинной ступени,

при заданных степени понижения давления δ_r и окружной скорости вращения, или величине λ_u [понятно, что при критическом или сверхкритическом перепаде давлений в сопловом аппарате $q(\lambda_{c1t}) = 1$].

Уравнение (159") решается графически.

Для случая, когда расчет проводится при постоянных (расчетных) значениях φ и ψ , левая часть уравнения (159") представляет собой для данной ступени некоторую постоянную величину C . В действительности коэффициенты скорости зависят от режима работы ступени. Следует думать, что изменение режима в значительно большей степени влияет на потери в рабочем колесе, чем в сопловом аппарате, поскольку решетка соплового аппарата имеет высокую реактивность и мало реагирует на изменение угла атаки (не говоря уже о том, что в сопловом аппарате первой ступени угол атаки всегда равен нулю). Это дает основание считать, что практически $\varphi = \text{const}$ для данного соплового аппарата независимо от режима работы ступени. Тогда для любого нерасчетного режима уравнение (159") может быть написано в виде

$$\frac{\tau(\lambda_{c1})}{\tau(\lambda_{c1t})} \frac{1}{\delta_r} \frac{1}{q(\lambda_{c1t})} = C \frac{\psi}{\psi_0}, \quad (163)$$

$$\sqrt{1 + \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 - 2 \frac{k-1}{k+1} \lambda_u \lambda_{c1} \cos \alpha_1 - \frac{\tau(\lambda_{c1})}{\tau(\lambda_{c1t})} \left(\frac{1}{\delta_r} \right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

где

$$C = \frac{\sqrt{2g \frac{k}{k-1}}}{y_{кр}} \frac{\psi_0 f_{зкр}}{\varphi f_{1кр}};$$

ψ_0 — коэффициент скорости в рабочем колесе при расчетном режиме.

Порядок решения уравнения (163) заключается в следующем. При данных значениях δ_r и λ_u задаемся некоторой величиной λ_{c1t} , что позволяет определить левую и правую части уравнения. При этом в случае сверхкритического перепада в сопловом аппарате отклонение потока в косом срезе можно учесть по следующей приближенной формуле [отличающейся от ранее приведенной формулы (106) лишь формой]:

$$\sin \alpha_1 = \frac{\sin \alpha_{10}}{q(\lambda_{c1t})}, \quad (164)$$

где α_{10} — угол потока при докритических режимах;

α_1 — угол потока при сверхкритических режимах.

Следует отметить, что после наступления критического режима в сопловом аппарате возрастание перепада давлений, срабатываемого в нем, происходит очень медленно и совсем прекращается после наступления критического перепада в рабочем колесе. Поэтому величины α_1 мало отличаются от α_{10} .

Правая часть уравнения (163) может быть найдена в том случае, если известна зависимость отношения $\frac{\psi}{\psi_0}$ от угла атаки и степени понижения давления; если эта зависимость неизвестна, то приходится считать величину указанного отношения постоянной.

Просчитав уравнение для нескольких значений $\lambda_{c_{1t}}$, можно найти точку пересечения двух кривых, соответствующих левой и правой частям уравнения (163), определяющего ту истинную величину $\lambda_{c_{1t}}$, которая будет иметь место в ступени при данных значениях δ_r и λ_u . Проведя то же самое для ряда других значений δ_r и λ_u , можно определить $\lambda_{c_{1t}}$ для всего поля характеристик.

При определенной (повышенной) степени понижения давления критический или сверхкритический перепад давлений может наступить не только в сопловом аппарате, но и в рабочем колесе, т. е. может оказаться, что

$$\frac{p_1^*}{p_2} \geq \left(\frac{p_1^*}{p_2} \right)_{кр} \quad (165)$$

В этом случае расчетная формула, определяющая распределение перепада давлений между сопловым аппаратом и рабочим колесом, несколько изменится.

Для того чтобы установить, имеет ли место соотношение (165), нужно подсчитать перепад давлений в рабочем колесе.

Очевидно, что

$$\frac{p_1^*}{p_2} = \delta_r \frac{p_1}{p_0} \frac{p_1^*}{p_1} = \delta_r \pi(\lambda_{c_{1t}}) \left[\frac{1}{\tau(\lambda_{w_1})} \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (166)$$

или, имея в виду (160'),

$$\frac{p_1^*}{p_2} = \delta_r \frac{\pi(\lambda_{c_{1t}})}{\pi(\lambda_{c_1})} \left(1 + \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 - 2 \frac{k-1}{k+1} \lambda_u \lambda_{c_1} \cos \alpha_1 \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (166')$$

Если в результате решения уравнения (163) относительно величины $\lambda_{c_{1t}}$ и подстановки соответствующих величин в (166') окажется, что в рабочем колесе имеет место критический или сверхкритический перепад давлений, то следует применить другую формулу, которую можно получить исходя из следующих соображений. Очевидно, что если в сопловом аппарате и в рабочем коле-

се срабатывается критический или сверхкритический перепад давлений, то из (157) будем иметь

$$\frac{f_{2 \text{ кр}} \psi}{f_{1 \text{ кр}} \varphi} = \frac{P_0^*}{P_1^*} \sqrt{\frac{T_1^*}{T_0^*}}. \quad (167)$$

Имея в виду (158) и (160'), получим

$$\frac{f_{2 \text{ кр}} \psi}{f_{1 \text{ кр}} \varphi} = \frac{\sqrt{\tau(\lambda_{c_1})}}{\pi(\lambda_{c_{1f}})} \left[\frac{\tau(\lambda_{c_1})}{1 + \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 - 2 \frac{k-1}{k+1} \lambda_u \lambda_{c_1} \cos \alpha_1} \right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$$

или

$$\frac{\pi(\lambda_{c_1})}{\pi(\lambda_{c_{1f}})} \left(\frac{1}{1 + \frac{k-1}{k+1} \lambda_u^2 - 2 \frac{k-1}{k+1} \lambda_u \lambda_{c_1} \cos \alpha_1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} = C_1 \frac{\psi}{\psi_0}, \quad (168)$$

$$C_1 = \frac{\psi_0 f_{2 \text{ кр}}}{\varphi f_{1 \text{ кр}}}.$$

Выражение (168) является основной расчетной формулой для случая, когда в обоих лопаточных венцах ступени имеет место сверхкритический перепад давлений. Характерно, что в этом выражении, в отличие от (163), нет величины перепада давлений в ступени δ_r . Это говорит о том, что перепад давлений, срабатываемый в сопловом аппарате, в случае, когда в колесе срабатывается сверхкритический перепад давлений, не зависит от степени понижения давления в ступени.

Таким образом, начиная с того момента, когда в рабочем колесе срабатывается сверхкритический перепад давлений, дальнейшее увеличение степени понижения давления в ступени может быть достигнуто лишь путем возрастания перепада давлений в рабочем колесе; это увеличение степени понижения давления возможно до тех пор, пока не наступит предел расширительной способности турбины.

Определив значение величины $\lambda_{c_{1f}}$, далее последовательно подсчитываем все интересующие нас величины.

Приведенный расход газа через турбину сразу определяется по таблицам газодинамических величин.

Степень реактивности

$$\rho = \frac{\left[\delta_r \pi(\lambda_{c_{1f}}) \right]^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\frac{k-1}{\delta_r^{\frac{k}{k}} - 1}}. \quad (169)$$

К. п. д. на окружности колеса можно определить по формуле (142), считая, что $\rho = \rho^{c^p}$, поскольку характеристики считаем для среднего сечения турбины, имея в виду зависимость, связывающую величины $u/c_{ад}$ и λ_u

$$\frac{u}{c_{ад}} = \lambda_u \sqrt{\frac{k-1}{k+1} \frac{1}{1 - \frac{1}{\delta_T^{\frac{k-1}{k}}}}} \quad (170)$$

Введя известную поправку, учитывающую влияние радиального зазора, получим величину мощностного к. п. д. турбины.

Далее подсчитываем величину $\frac{L_T}{T_0^*}$, пропорциональную работе турбины

$$\frac{L_T}{T_0^*} = \frac{k}{k-1} R \left[1 - \left(\frac{1}{\delta_T} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \eta_{п.} \quad (171)$$

Представление работы турбины в обобщенных характеристиках в таком виде удобно тем, что при этом она не связывается с температурой газа, которая для данной турбины может меняться в зависимости от способа регулирования двигателя.

И, наконец, могут быть подсчитаны все углы потока; в частности, при расчете характеристик двигателя необходимо знание угла выхода потока из турбины, который определится по формуле

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha_2 &= \frac{c_{2a}}{c_{2u}} = \\ &= \frac{\varphi \sin \alpha_1 \sqrt{1-\rho} \left[1 + \rho \left(\delta_T^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}}}{\sqrt{\varphi^2 \left[\varphi^2 (1-\rho) - \frac{u}{c_{ад}} \left(2\varphi \cos \alpha_1 \sqrt{1-\rho} - \frac{u}{c_{ад}} \right) + \rho \right]} -} \\ &\quad \sqrt{-\varphi^2 (1-\rho) \sin^2 \alpha_1 \left[1 + \rho \left(\delta_T^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{2}{k-1}} - \frac{u}{c_{ад}}} \end{aligned} \quad (172)$$

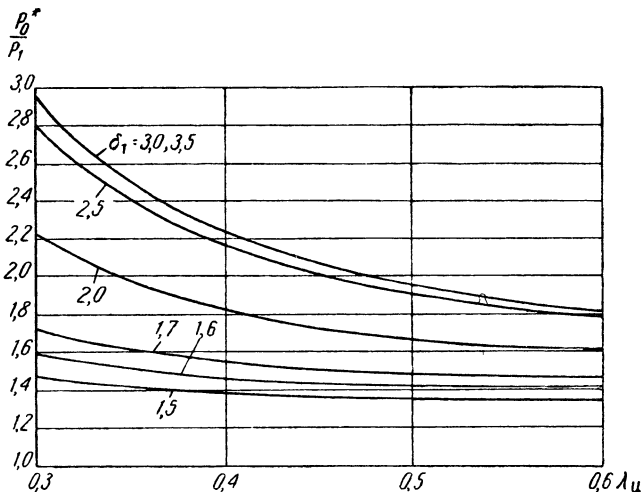
Числитель и знаменатель правой части формулы (172) определяются при подсчете к. п. д. турбины, поэтому почти никакой дополнительной вычислительной работы для подсчета величины α_2 не требуется.

§ 2. ПРИМЕР ПОСТРОЕНИЯ ПРИБЛИЖЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

Приведенная методика была применена для расчета приближенных характеристик одной из авиационных газовых турбин. Основные данные этой турбины на расчетном режиме были приняты следующие (они были уже использованы в главе VI при расчете кривых, представленных на фиг. 65—70):

степень понижения давления $\delta_T=3$;

степень реактивности $\rho=0,4$;



Фиг. 72. Изменение перепада давлений в сопловом аппарате в зависимости от λ_u при различных степенях понижения давления в турбине.

отношение окружной скорости к критической $\lambda_u=0,54$;

угол выхода струи из соплового аппарата $\alpha_1=28^\circ$;

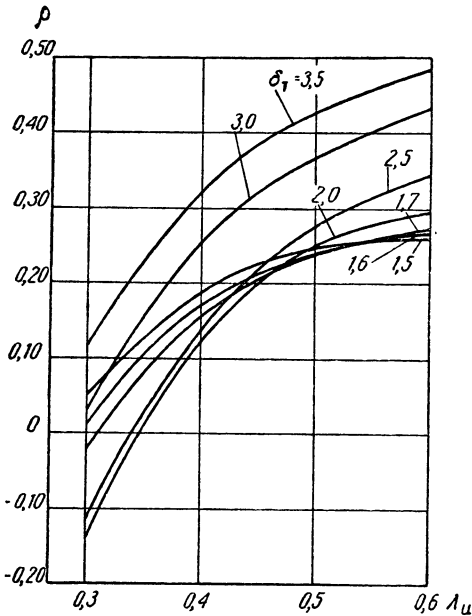
коэффициенты скорости в сопловом аппарате и рабочем колесе $\varphi=0,965$ и $\psi=0,97$.

При расчете характеристик степень понижения давления менялась в пределах $\delta_T=3,5-1,5$, а величина λ_u варьировалась в диапазоне $\lambda_u=0,3-0,6$. При этом предполагалось, что величины α_1 , φ и ψ сохраняют свои расчетные значения. Полученные кривые в зависимости от параметра λ_u представлены на фиг. 72—78.

На фиг. 72 показано изменение перепада давлений, срабатываемого в сопловом аппарате, в зависимости от λ_u при различных степенях понижения давления.

При уменьшении λ_u перепад давлений $\frac{p_0^*}{p_1}$ возрастает. Это объясняется тем, что при уменьшении окружной скорости уве-

личивается относительная скорость ω_1 . При прежней величине p_1 увеличение ω_1 привело бы к такому возрастанию давления заторможенного потока перед рабочим колесом $p_{1\omega_1}^*$, которое излишне велико для пропуска нужного расхода газа через рабочее колесо. Для восстановления прежней величины $p_{1\omega_1}^*$ статическое давление газа в осевом зазоре падает, т. е. перепад давлений, срабатываемый в сопловом аппарате, возрастает.



Фиг. 73. Изменение степени реактивности в зависимости от λ_u при различных степенях понижения давления в турбине.

При увеличении δ_T величина $\frac{p_0^*}{p_1}$ возрастает, однако тем медленнее, чем больше δ_T . При $\delta_T \approx 3$, при которой в рабочем колесе наступает критический режим, это возрастание $\frac{p_0^*}{p_1}$ вообще прекращается, и кривые $\frac{p_0^*}{p_1} = f(\lambda_u)$ накладываются друг на друга.

На фиг. 73 показано изменение степени реактивности в зависимости от λ_u при различных значениях δ_T .

При увеличении λ_u и δ_T степень реактивности возрастает. Такое влияние λ_u объясняется тем, что, как было указано выше, при уве-

Следует отметить, что в реальной турбине такого

изменения $\frac{p_0^*}{p_1}$ в зависимости

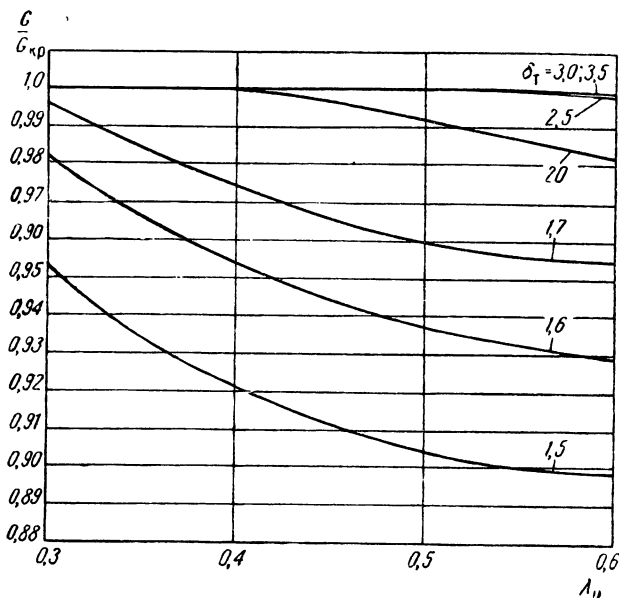
от λ_u не наблюдается. Это объясняется тем, что на нерасчетных режимах коэффициент скорости ψ падает, что приводит к уменьшению скорости ω_2 и, как следствие к увеличению давления $p_{1\omega_1}^*$ для обеспечения нужного расхода газа через рабочее колесо. Эти два фактора (уменьшение p_1 из-за возрастания ω_1 и увеличение p_1 из-за падения ψ) обычно компенсируют друг друга и поэтому в действительности величина перепада

да давлений $\frac{p_0^*}{p_1}$, срабатыва-

емого в сопловом аппарате, почти не зависит от λ_u .

личении окружной скорости относительная скорость ω_1 уменьшается. Однако увеличение окружной скорости приводит к уменьшению ω_1 лишь до тех пор, пока угол β_1 меньше 90° . Поэтому кривые $\rho=f(\lambda_u)$ имеют максимум, соответствующий режиму $\beta_1=90^\circ$.

При дальнейшем увеличении λ_u угол β_1 становится больше 90° и степень реактивности уменьшается. На фиг. 73 такой максимум заметен лишь на кривой $\rho=f(\lambda_u)$, соответствующей $\delta_r=1,5$; макси-



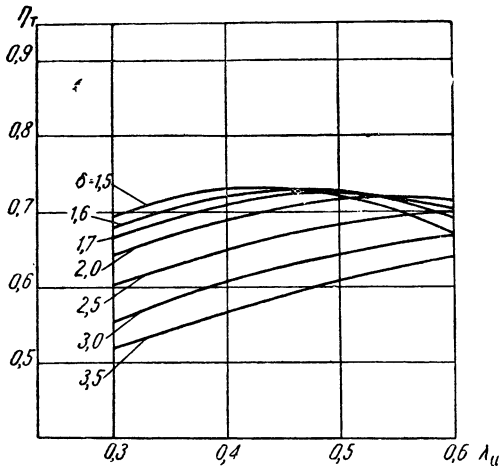
Фиг. 74. Изменение расхода газа в зависимости от λ_u при различных степенях понижения давления в турбине.

мумы остальных кривых лежат вне пределов фигуры, поскольку соответствующие им значения λ_u больше 0,6.

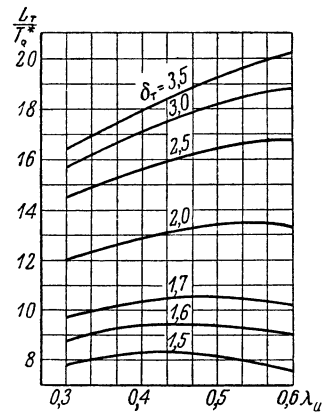
Увеличение степени реактивности при возрастании δ_r объясняется следующим обстоятельством. При увеличении перепада давлений, срабатываемого в турбине, отношение объемного расхода газа, проходящего через рабочее колесо, к объемному расходу, проходящему через сопловой аппарат, существенно возрастает. Необходимость пропустить увеличенный объем газа через рабочее колесо приводит к возрастанию нужного для этого перепада давлений в рабочем колесе, т. е. степени реактивности.

На фиг. 74 показано изменение приведенного расхода газа через турбину. Как видно из рассмотрения этой фигуры, расход газа уменьшается при снижении степени понижения давления и увеличении окружной скорости, так как в обоих случаях снижается перепад давлений, срабатываемый в сопловом аппарате.

Уменьшение расхода газа при снижении степени понижения давления происходит очень медленно; так, при уменьшении δ_r от 3,5 до 2 расход газа в диапазоне изменения $\lambda_u=0,3-0,6$ остается почти равным критическому расходу и только при $\delta_r=1,5$ и $\lambda_u=0,5-0,6$ величина $q(\lambda_{c,t})=0,9$. Это объясняется пологим протеканием кривой $\frac{G}{G_{кр}} = f\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)$ в средней части этой кривой (см. фиг. 52).



Фиг. 75. Изменение мощностного к.п.д. турбины в зависимости от λ_u при различных степенях понижения давления в турбине.



Фиг. 76. Изменение величины $\frac{L_\tau}{T_0^*}$ в зависимости от λ_u при различных степенях понижения давления в турбине.

Кривые, характеризующие изменение к.п.д. турбины и ее работы в зависимости от окружной скорости при различных степенях понижения давления, представлены на фиг. 75 и 76. Мощностной к.п.д. возрастает при снижении δ_r (кроме небольшого участка диаграммы в области малых перепадов и больших λ_u , поскольку правые ветви кривых, соответствующих $\delta_r=1,5-1,7$, пересекают другие кривые), что объясняется снижением относительной доли энергии, соответствующей выходной скорости, при малых перепадах. Кривые $\eta_\tau=f(\lambda_u)$ имеют максимумы приблизительно при тех значениях λ_u , при которых имеет место осевой выход газа из турбины (максимумы кривых, соответствующих $\delta_r=3,5; 3,0$ и $2,5$, лежат вне пределов фигуры). При уменьшении перепада давлений максимумы кривых сдвигаются в область меньших значений λ_u , поскольку при этом раньше наступает режим, при котором $\alpha_2=90^\circ$.

Несмотря на снижение к. п. д., работа турбины, естественно, возрастает при увеличении степени понижения давления. Максимумы кривых $\frac{L_T}{T_0^*} = f(\lambda_u)$ соответствуют максимальным значениям кривых к. п. д.

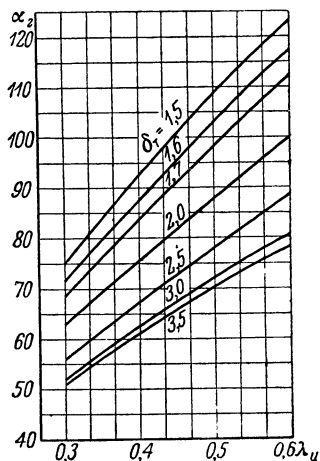
На фиг. 77 показано изменение выходных углов потока. Кривые $\alpha_2 = f(\lambda_u)$ представляют собой почти прямые линии. В области больших перепадов давлений и малых окружных скоростей поток резко перекручен ($\alpha_2 \ll 90^\circ$), в области же малых δ_T и больших λ_u поток недокручен ($\alpha_2 > 90^\circ$). Из рассмотрения этой фигуры ясно видно, что режимы, при которых $\alpha_2 = 90^\circ$, раньше наступают при малых перепадах давлений, чем и объясняется закономерность сдвига максимумов кривых $\eta_T = f(\lambda_u)$ на фиг. 75.

Кривые, приведенные на фиг. 72—77, позволяют построить характеристики турбины, т. е. закономерности изменения ее основных данных в некоторых обобщенных координатах. В качестве таких координат нами приняты безразмерная скорость $\lambda_u = \frac{u}{a_{кр}}$ и степень понижения да-

вления δ_T , поскольку это основные параметры, характеризующие режим работы турбины. Такая сетка характеристик представлена на фиг. 78, где показано изменение расхода газа, величин η_T и $\frac{L_T}{T_0^*}$,

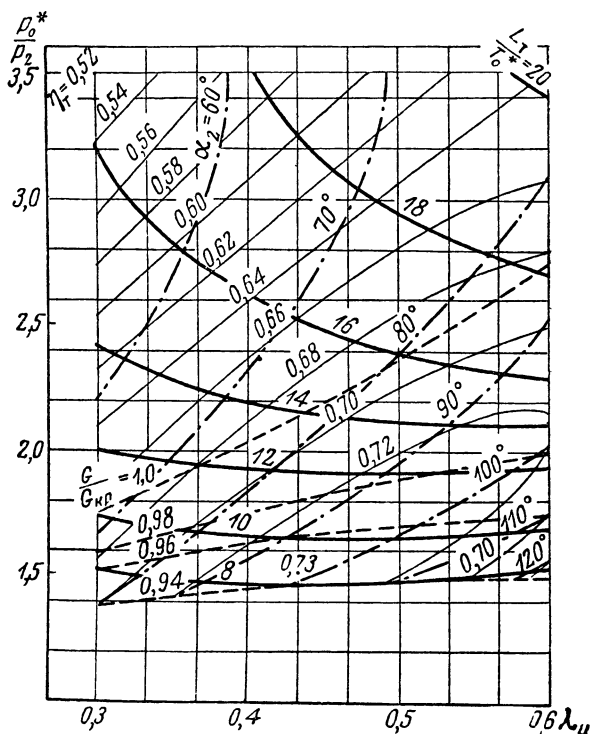
а также угла α_2 в зависимости от λ_u и перепада давлений. Эта сетка строится путем пересечения кривых, представленных на фиг. 74—77, горизонтальными прямыми и переносом точек пересечения в соответствующие места на фиг. 78.

Кривые расходов представляют собой прямые с постепенно изменяющимся наклоном. В области диаграммы, лежащей выше прямой $q(\lambda_{c,u}) = 1$, везде имеет место критический расход. Кривые к. п. д. представляют собой части некоторых замкнутых кривых, располагающихся вокруг точки, где к. п. д. достигает своего максимального значения $\eta_r = 0,73$ при $\lambda_u = 0,43$ и $\delta_T = 1,5$. По мере снижения к. п. д. соответствующая кривая располагается все дальше от центральной точки, что приводит к увеличению ее периметра. Поэтому кривые, вдоль которых к. п. д. имеет сравнительно малое значение, представлены в пределах фиг. 78 лишь небольшими участками.



Фиг. 77. Изменение выходного угла потока в зависимости от λ_u при различных степенях понижения давления в турбине.

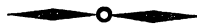
Значение работы в основном увеличивается при возрастании степени понижения давления и скорости вращения, поэтому кривые, вдоль которых работа имеет большее значение, располагаются в верхней правой части фиг. 78. Значения α_2 максимальны



Фиг. 78. Характеристики газовой турбины в обобщенных координатах.

при малых перепадах и больших λ_u , поэтому кривые, характеризующие изменение α_2 , располагаются в направлении от верхней левой к нижней правой части диаграммы по мере увеличения α_2 .

В заключение еще раз отметим, что приведенные характеристики рассчитаны при $\varphi = \text{const}$ и $\psi = \text{const}$ и поэтому являются приближенными



Глава VIII

ПОТЕРИ В ГАЗОТУРБИННЫХ РЕШЕТКАХ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

§ 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

В результате теплового расчета газовой турбины определяются расход газа через ступень и треугольники скоростей, т. е. требуемое изменение скоростей потока, проходящего через лопаточные решетки. Поэтому после того как выбраны параметры и произведен тепловой расчет турбины, конструктор газовых турбин должен решить вторую задачу, заключающуюся в выборе тех решеток, которые обеспечат пропуск заданного количества газа и нужный поворот потока при высоком к. п. д.

Эту задачу можно решать, пользуясь теоретическими методами, экспериментальными данными по исследованию газотурбинных решеток или, наконец, тем и другим методом.

До недавнего прошлого проточную часть турбины рассматривали как систему каналов и поэтому изучали течение газа по межлопаточному каналу. При этом предполагалось, что направление движения всех частиц газа при входе в колесо и выходе из него совпадает с направлением входных и выходных кромок лопаток. Однако это не соответствует действительности, так как лишь те частицы газа, которые движутся непосредственно около поверхности лопаток, получают отклонение, соответствующее направлению кромок лопаток (при потенциальном течении). Остальные частицы отклоняются на меньшие углы, причем угол отставания их увеличивается по направлению к ядру потока. В бесконечном удалении за решеткой поток становится однородным, однако направление его все же не будет совпадать с направлением выходных кромок лопаток.

В настоящее время применяется теория гидродинамических решеток, впервые разработанная основоположниками авиационной науки Н. Е. Жуковским и С. А. Чаплыгиным в 1911—1912 гг. Эта

теория, которая изучает обтекание профилей в решетке с учетом их взаимовлияния, лучше описывает действительную структуру потока, обтекающего решетку, и дает результаты, более близкие к экспериментальным данным, чем старая (канальная) теория, по которой, в частности, направление потока за решеткой не отличается от направления выходных кромок лопаток. Поэтому теория решеток сейчас широко применяется при исследованиях лопаточных машин и, в частности, газовых турбин.

Применение теории решеток позволяет воспользоваться некоторыми соотношениями и понятиями, известными из теории крыла. Однако в теории решеток решение всех задач значительно осложняется по сравнению с решением задач в теории крыла, ибо в этом случае нужно рассматривать обтекание не одиночного профиля, а совокупности профилей, что принципиально отлично; так например, обтекание одиночного профиля происходит без изменения скорости и направления потока в бесконечности до и после крыла, а обтекание решетки происходит с изменением скорости и направления потока.

Теория решеток должна дать рекомендации для оптимального выбора следующих параметров, определяющих геометрию решетки:

1. Профиля лопатки.
2. Угла установки лопатки в решетке.
3. Шага решетки.

При использовании теоретических методов обычно рассматривают обтекание решетки идеальной, несжимаемой жидкостью. В случае большого числа Re и малой величины M пренебрежение соответственно вязкостью и сжимаемостью потока не окажет существенного влияния на результаты расчета. Если же такое пренебрежение недопустимо, то влияние вязкости учитывается при помощи соответствующего деформирования профиля лопатки исследуемой решетки на величину так называемой «толщины вытеснения» (представляющей собой некоторую часть пограничного слоя), как это рекомендует теория пограничного слоя. Оказывается, что обтекание идеальной жидкостью полутела, полученного в результате утолщения профиля на величину толщины вытеснения, эквивалентно обтеканию исходного профиля вязкой жидкостью (см. стр. 142). Что касается учета сжимаемости, то в области $M < 1$ он может быть произведен также путем определенного деформирования профиля, как это предложено акад. С. А. Христиановичем.

Возвращаясь к рассмотрению теоретических методов определения обтекания турбинной решетки идеальной, несжимаемой жидкостью (т. е. нахождения давления, а следовательно, и скорости в любой точке потока), можно в основном назвать два метода. Первый из них состоит в замене профилей системой вихревых слоев

определенной плотности и сводится к численному решению некоторого интегрального уравнения, т. е. системы линейных алгебраических уравнений. Этот метод был разработан П. В. Мелентьевым в 1939 г. Он несколько громоздок, в особенности, если с целью получения большей точности контур профиля лопатки разбивается на большое число участков.

Более удобен метод конформного отображения, основоположником которого является великий русский ученый Н. Е. Жуковский. Идея этого метода заключается в том, что, используя теорию функций комплексного переменного, отображают внешность решетки, заданной в плоскости z , на внешность или внутренность совокупности некоторых контуров в плоскости ζ , обтекание которых известно. Тогда с помощью известного обтекания контуров в плоскости ζ можно определить обтекание заданной решетки в плоскости z . Так решается прямая задача.

Можно решать и другую, в некотором смысле обратную задачу. Именно, исходя из некоторой системы контуров в плоскости ζ , обтекание которых известно, строят такую отображающую функцию $z=f(\zeta)$, которая давала бы решетки теоретических профилей в плоскости z с приемлемыми очертаниями, обеспечивающими требуемый поворот потока в решетке. Основоположниками этого метода являются великие русские ученые Н. Е. Жуковский и С. А. Чаплыгин.

Метод конформного отображения использован Г. С. Самойловичем, который разработал оригинальный способ расчета потенциального обтекания решеток любой густоты и с любой изогнутостью профилей.

Метод состоит в том, что функция, отображающая изолированный единичный круг на изолированный профиль решетки, ищется в виде ряда Лорана; далее из коэффициентов этого ряда составляются коэффициенты периодической аналитической функции, отображающей внешность решетки кругов на внешность заданной решетки. Точность метода зависит от числа учтенных членов исходного ряда Лорана.

Кроме перечисленных методов, известен еще способ построения решетки, при котором исходят из заданного распределения скоростей по контуру профиля, предложенный Л. А. Симоновым.

Также Л. А. Симоновым предложено применение метода электрогидродинамической аналогии (ЭГДА) для исследования решеток. При этом используется аналогия между гидродинамическими и электродинамическими полями, поскольку и те и другие описываются уравнением Лапласа.

Это позволяет по величине электрических потенциалов, измеренных на поверхности лопаток, судить о гидродинамическом обтекании решеток.

Однако теоретические методы исследования гидродинамических решеток пока еще находятся в стадии своей разработки. Сложность расчетов, неуверенность в точности получаемых результатов и затруднительность в некоторых случаях учета вязкости и сжимаемости потока не позволяют еще пользоваться этими методами при проектировании проточной части газовых турбин.

Поэтому в настоящее время при проектировании газовых турбин в основном приходится опираться на экспериментальные данные по исследованию лопаточных решеток.

§ 2. ПОТЕРИ В РЕШЕТКАХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

Если отвлечься от концевых потерь, т. е. рассматривать плоские решетки с бесконечно длинными лопатками, то потери в таких решетках принято называть профильными потерями. Они подразделяются на потери:

1. От вихреобразования 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 при достижении сверхзвуковых скоростей.

Если учесть концевые потери, т. е. рассматривать решетки с лопатками конечной длины (так называемые пространственные решетки), то дополнительно к перечисленным профильным потерям появятся потери:

4. От трения и вихреобразования в пограничном слое у боковых стенок (на поверхностях корпуса турбины и обода колеса).

5. От парного вихря.

6. От перетекания в радиальном зазоре.

Все перечисленные шесть видов потерь не будут одинаковы в неподвижных и вращающихся решетках. Кроме того, во вращающихся решетках возникают еще потери (которые мы также будем относить к вторичным потерям):

7. От радиальных течений.

8. От нестационарности потока.

Вкратце остановимся на природе этих потерь.

1. Вязкая жидкость, обтекая тело, тормозится на его поверхности из-за трения, образуя тонкий пограничный слой с толщиной δ , в пределах которого скорость меняется от нуля на поверхности тела до величины u на условной границе между пограничным слоем и ядром потока, где течение можно считать потенциальным. Таким образом, приближенно можно считать, что вязкости сказывается лишь в области пограничного слоя; вне его поток ведет себя так же, как поток идеальной жидкости. Параметром, ха-

характеризующим состояние потока вязкой жидкости, является безразмерное число Рейнольдса, равное

$$\text{Re} = \frac{\omega l}{\nu}, \quad (173)$$

где ω — скорость потока в м/сек;

l — характерная длина (например, хорда лопатки) в м;

ν — коэффициент кинематической вязкости в м²/сек.

Коэффициент кинематической вязкости определяется соотношением

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad (174)$$

где μ — коэффициент вязкости в кгсек/м²;

ρ — массовая плотность в кгсек²/м⁴.

Чем больше коэффициент кинематической вязкости и меньше скорость потока и характерная длина, тем ниже число Re и следовательно будет сказываться его влияние на потери в турбине. Что касается влияния параметров газа на величину μ , то следует отметить, что вязкость газов почти не зависит от давления при $p < 10$ ат и существенно возрастает при увеличении температуры газа (фиг. 79). Кривая, приведенная на фиг. 79, характеризует изменение коэффициента вязкости воздуха при давлении, равном 1 кг/см² в зависимости от температуры. Однако, имея в виду большие коэффициенты избытка воздуха α , применяемые в газовых турбинах, этой кривой можно пользоваться при определении числа Re в газотурбинных решетках. Высокие температуры газа, омывающего турбинные решетки, определяют уменьшение числа Re и большее его влияние на потери в турбинах, чем, например, в компрессорах.

При полете в высотных условиях резко уменьшается величина ρ , что вызывает снижение числа Re и ухудшение к. п. д. турбины. Это же явление будет иметь место при запуске двигателя, что отрицательно повлияет на его приемистость.

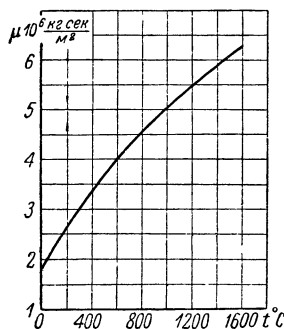
Толщина пограничного слоя δ приближенно определяется отношением

$$\delta \approx \frac{l}{\sqrt{\text{Re}}}, \quad (175)$$

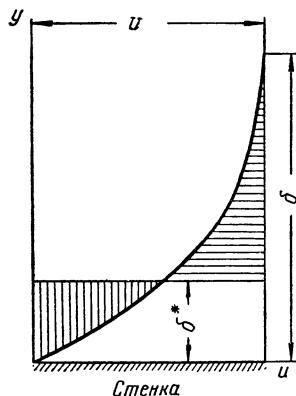
откуда видно, что при уменьшении Re величина δ увеличивается, а следовательно, потери возрастают. Появление пограничного слоя около лопаток решетки, очевидно, уменьшает «живое» проходное сечение для газа. Однако не вся величина δ является потерянной для прохождения газа. Примерное изменение эпюры скоростей по пограничному слою (вдоль оси y) показано на фиг. 80.

В гидромеханике вязкой жидкости широко пользуются понятием так называемой толщины вытеснения δ^* , которая, будучи от-

ложена вдоль оси y (фиг. 80) определяет собой равновеликость заштрихованных площадок. Очевидно, что если утолстить лопатку по контуру на величину δ^* , то обтекание действительной лопатки вязкой жидкостью можно считать идентичным обтеканию фиктив-



Фиг. 79. Зависимость коэффициента вязкости газа от температуры.



Фиг. 80. К определению толщины вытеснения.

ной лопатки идеальным потоком. Как видно на фиг. 80, величина толщины вытеснения определяется выражением

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy, \quad (176)$$

где u — скорость потока в пограничном слое;

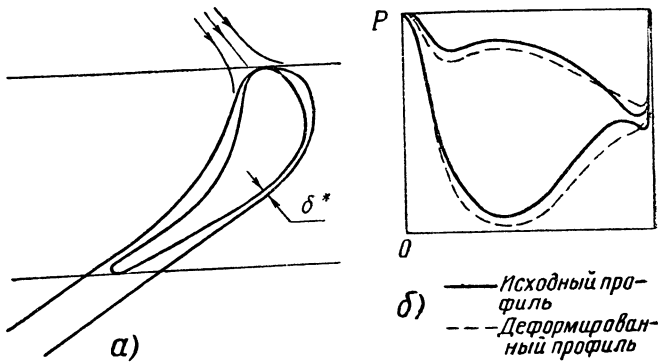
U — скорость потока в ядре.

На фиг. 81 показана деформация профиля лопатки на толщину вытеснения и соответствующее изменение эпюры давления.

Обтекание лопатки вязкой жидкостью и структура пограничного слоя показаны на фиг. 82. Начиная от точки разветвления, на лопатке развивается ламинарный пограничный слой, который быстро переходит в турбулентный пограничный слой при наличии тонкого ламинарного подслоя. В начале вогнутой поверхности и, в особенности в конце выпуклой поверхности (y задней кромки), где имеется положительный градиент давления (фиг. 81, б), а следовательно, замедление потока, создаются благоприятные условия для наращивания пограничного слоя¹. На этих диффузорных

¹ Наличие положительного градиента давления в конце выпуклой поверхности (и отрицательного градиента давления в конце вогнутой поверхности) объясняется тем, что по мере выхода из межлопаточного канала давление в потоке должно выравниваться, приближаясь по своему значению к тому давлению, которое существует за решеткой.

участках кинетической энергии потока в пограничном слое может нехватить для преодоления возрастающего давления, что приведет к возникновению обратных течений, т. е. к срыву пограничного

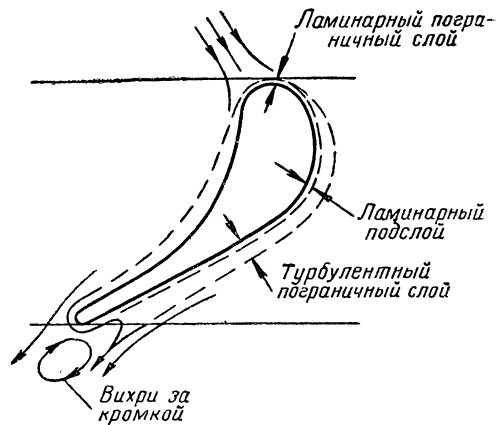


Фиг. 81. Деформация профиля лопатки на толщину вытеснения и соответствующее изменение эпюры давления.

слоя и падению 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 в настоящее время профили лопаток стремятся получить путем плавного сопряжения кривых (в частности, дуг окружностей), чтобы обеспечить плавное протекание эпюры давления по вогнутой и выпуклой частям профиля.

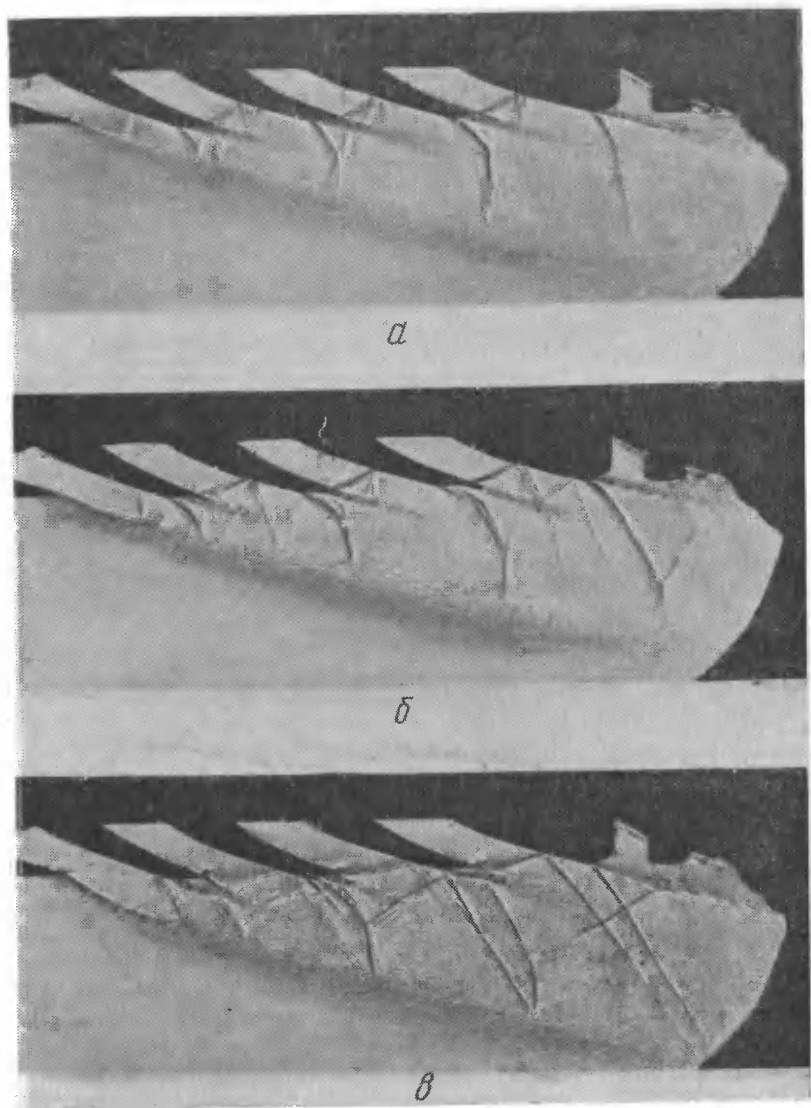
Явление наращивания пограничного слоя и срыва его в диффузорных участках объясняет также тот факт, что к. п. д. компрессорных (диффузорных) решеток хуже, чем турбинных (конфузорных), а также лучшую эффективность реактивных решеток по сравнению с активными.

Трение и вихреобразования в пограничном слое, а также срыв его и проникновение вихревых элементов в основной поток вызывают увеличение теплосодержания газа, т. е. ухудшение к. п. д. решетки.



Фиг. 82. Обтекание лопатки вязкой жидкостью и структура пограничного слоя.

2. Вихри, сбегаящие с задней кромки лопатки, попадают в область за кромкой и образуют так называемый закрученный



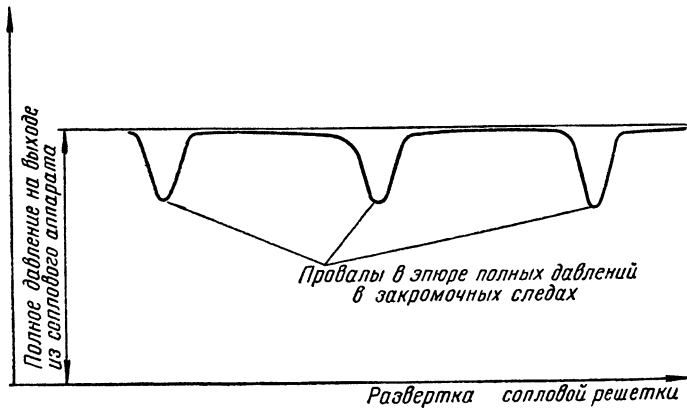
Фиг. 83. Снимок потока за сопловой решеткой при различных числах M .
а) $M=1,132$; б) $M=1,266$; в) $M=1,494$.

вихревой след, который хорошо виден на фиг. 83. На ней представлен снимок потока за сопловой решеткой, полученный М. Е. Дей-

чем с помощью оптического метода. Скорость и давление потока в этих застойных зонах резко снижается, что вызывает появление «провалов» в поле полного давления в закрочных следах, которые видны при рассмотрении фиг. 84. Этот неравномерный турбулентный поток за решеткой стремится выравниваться, что, как известно, всегда вызывает дополнительные потери.

Выравнивание потока будет сопровождаться уменьшением угла выхода потока (см. стр. 93), который будет стремиться занять закрочные зоны, где давление ниже, чем в основном потоке.

Можно предполагать, что этот поворот струи будет в большей степени наблюдаться при дозвуковом потоке и в меньшей степе-



Фиг. 84. Эпюра полных давлений за сопловой решеткой.

ни — при сверхзвуковом потоке, который является более устойчивым.

Очевидно, что чем толще выходная кромка лопатки, тем потери, обуславливаемые конечной толщиной этой кромки, будут больше (что подтверждается экспериментально). Однако в газовых турбинах, к сожалению, нельзя применять слишком тонкие кромки лопаток из-за их недостаточной механической прочности (в частности, усталостной прочности при вибрациях лопаток), а также из-за опасности обгорания тонких кромок.

3. Известно, что сверхзвуковой поток, будучи заторможен при обтекании твердого тела, переходит в дозвуковой поток не плавно, а скачком. На фронте ударной волны, отделяющей область течения с сверхзвуковыми скоростями от области течения с дозвуковыми скоростями, происходит резкое уменьшение скоростей и скачкообразное увеличение давления («скачки уплотнения»), что сопровождается большими потерями полного напора, т. е. появлением так называемого волнового сопротивления. При снижении скорости газа, обтекающего решетку, волновое сопротивление будет умень-

шаться. Этим частично объясняется большая эффективность реактивных решеток по сравнению с активными решетками, поскольку при одинаковой величине теплоперепада, срабатываемого в реактивной и активной турбинных ступенях, скорости входа в рабочую решетку в первом случае будут меньше, чем во втором.

Появление скачков уплотнения может наблюдаться не только при сверхзвуковой скорости потока в целом, но и при наличии местных сверхзвуковых скоростей (в частности, при срыве потока), когда скачки уплотнения носят ограниченный местный характер. Число M потока, при котором они появляются, называется критическим числом M . В турбинных решетках пока наблюдаются лишь местные скачки уплотнения, так как они обычно обтекаются потоком с числом M , находящимся в диапазоне $1 > M > M_{кр}$.

Однако при дальнейшем развитии газотурбинных двигателей появится потребность в разработке достаточно эффективных сверхзвуковых решеток.

4. В пространных решетках дополнительно к профильным потерям появляются вторичные потери, в частности, потери, связанные с трением и вихреобразованиями в пограничном слое у боковых стенок (верхней и нижней). Природа этих потерь также обуславливается силами вязкости, как и тех, которые были рассмотрены в п. 1, поэтому мы на них детально останавливаться не будем. Очевидно, что чем короче лопатки, тем существеннее будет отрицательное влияние боковых стенок.

Наличие пограничного слоя у боковых стенок вызывает появление в канале двух кольцевых вихрей, совокупность которых называется парным вихрем. Перейдем к их рассмотрению.

5. Как известно, в межлопаточном канале из-за влияния центробежных сил появляется положительный градиент давления в направлении от выпуклой к вогнутой стороне лопатки, уравновешивающий эти центробежные силы. В корневом и периферийном сечениях канала, благодаря тормозящему действию пограничных слоев у боковых стенок, центробежные силы уравновешиваются меньшим градиентом давления. Поэтому в областях A (фиг. 85) давление будет меньше, чем в области B , а в областях C больше, чем в D . В результате перемещения частиц газа из областей высокого давления в области низкого давления, у боковых стенок появятся два кольцевых вихря противоположного вращения с теми направлениями вращения, которые показаны на фиг. 85. Очевидно, эти вихри будут источником дополнительных потерь при прохождении газа через решетку, которые хорошо видны при рассмотрении фиг. 86.

Пики потерь на этой фигуре соответствуют осям парного вихря; малые потери посредине соответствуют профильным потерям, а большие потери у концов лопатки — дополнительному влиянию пограничного слоя у боковых стенок и парного вихря. Очевидно, что влияние парного вихря будет тем больше, чем короче лопатка,

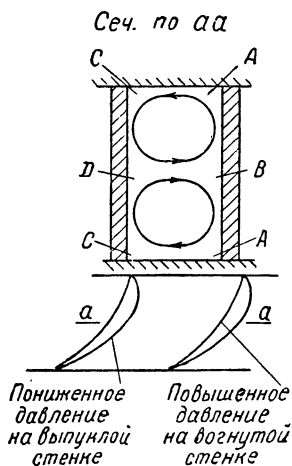
а интенсивность его возрастает при уменьшении числа Re потока (т. е. при утолщении пограничного слоя у боковых стенок), в частности, при уменьшении скорости потока.

Потери от парного вихря приближенно можно учесть при помощи коэффициента

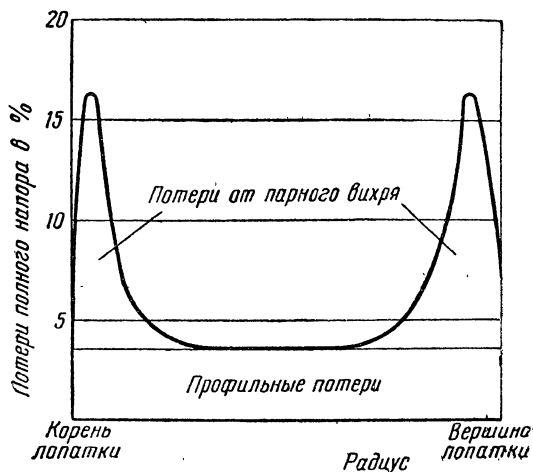
$$\eta_n = 1 - \frac{a}{h},$$

где h — высота лопатки в мм;

a — постоянная величина, которая может быть принята равной $1,0 \div 1,2$ мм.



Фиг. 85. Парный вихрь в межлопаточном канале.



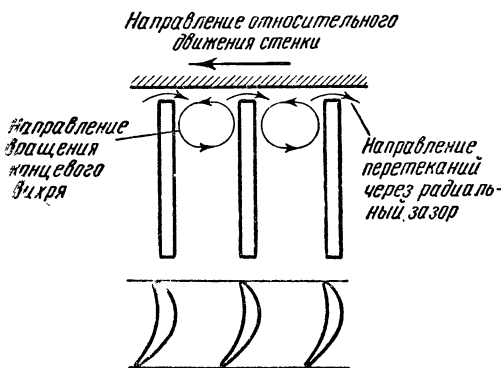
Фиг. 86. Потери от парного вихря.

Следует отметить, что турбулентное движение вязкой жидкости через решетку, сопровождающееся появлением пограничного слоя, парного вихря и других сопутствующих явлений, не является стационарным; при эксперименте фиксируются некоторые средние величины параметров потока как результат бесконечной смены вероятных вихревых состояний потока.

6. Природа потеря в радиальном зазоре была нами рассмотрена на стр. 121. Посмотрим, как влияет парный вихрь на перетекание газа через радиальный зазор. Парный вихрь у боковой стенки направлен, как было установлено в п. 5, от вогнутой стороны данной лопатки к выпуклой стороне соседней лопатки, а перетекание через радиальный зазор происходит в направлении от вогнутой стороны данной лопатки к выпуклой стороне той же самой лопатки, т. е. обратно направлению парного вихря (фиг. 87). Таким образом наличие парного вихря благоприятно влияет на уменьше-

ние потерь, связанных с перетеканиями газа через радиальный зазор

Направление движения стенки по отношению к условно остановленному колесу определяется стрелкой, показанной на фиг. 87, т. е. совпадает с направлением вторичных потоков, и, следовательно, усиливает их, так как стенка увлекает за собой прилегающие частицы газа. Поэтому с этой точки зрения вращение турбины также



Фиг. 87. К определению направлений вторичных потоков.

чтения ввиду невозможности пока правильно учесть все действующие факторы.

Эта радиальная неуравновешенность обусловливается главным образом закруткой потока.

8. Во вращающейся решетке появляется еще потеря от нестационарности потока, так как происходит непрерывное изменение взаимного расположения рабочей и сопловой решеток. Частота f , характеризующая эту нестационарность, равна

$$f = zn, \quad (177)$$

где z — число лопаток;

n — число оборотов турбины.

Отметим, что периодичность воздействия струй, выходящих из соплового аппарата, на рабочую лопатку (ввиду загромождения проходного сечения выходными кромками лопаток) вызывает вибрации лопаток, особенно ощутимые при равенстве или кратности чисел сопловых и рабочих лопаток.

Такова природа основных потерь в турбинных решетках. Примерное количественное соотношение между величинами профильных и вторичных потерь будет дано далее; пока же отметим, что вторичные потери обычно примерно равны профильным, причем

подавляющая часть этих потерь, очевидно, происходит из-за перетекания в радиальном зазоре.

Перейдем к рассмотрению современных методов экспериментального исследования турбинных решеток. В основном, применяются следующие способы исследования:

- а) исследование неподвижных прямых решеток;
- б) исследование неподвижных или качающихся круговых решеток;
- в) исследование модельных вращающихся турбин;
- г) исследование натуральных вращающихся турбин.

Каждый из этих способов имеет свои положительные и отрицательные стороны, поэтому их используют обычно в определенной совокупности.

Гидродинамическими исследованиями газовых турбин необходимо изыскать такие решетки, которые наилучшим образом удовлетворяли бы по своей эффективности заданным условиям работы. Кроме того, необходимо знать, в какой мере результаты исследования по методам а), б) или в) можно перенести на натурную газовую турбину. Поэтому для оценки приведенных четырех методов исследования решеток нужно прежде всего рассмотреть основные принципы моделирования газовых турбин, т. е. условия, позволяющие переносить результаты данного эксперимента на натурную турбину.

Как известно из теории подобия, такой перенос является законным только в том случае, если:

- а) между натурной и модельной установками соблюдается геометрическое подобие;
- б) если равны основные безразмерные критерии подобия в модельной и натурной установках, определяющие изучаемые процессы.

Условие б) не обязательно только в том случае, если характер изучаемого явления не зависит от данного критерия (т. е. если это явление изучается в так называемой автомодельной области).

В применении к газовым турбинам условие а) нужно понимать в том смысле, что геометрия изучаемой и натурной решеток должна быть подобна.

Что касается критериев подобия, то для газовых течений в лопаточных решетках наибольшую роль играют числа M и Re . Из остальных критериев подобия, повидимому, существеннее других влияет число Струхала Sh (которое нужно учитывать, конечно, в случае изучения модельных вращающихся турбин), равное

$$Sh = \frac{fl}{\omega}, \quad (178)$$

где f — характерная частота;
 l — характерная длина (например, длина хорды лопатки);
 ω — скорость на входе в решетку рабочего колеса.

Эти критерии соответственно характеризуют сжимаемость, вязкость и нестационарность потока. Требование равенства чисел M может быть удовлетворено лишь при равенстве перепадов давлений в модельной и натурной решетках (независимо от температур газа) и подобии треугольников скоростей в модельной и натурной турбинах, что достигается соответствующим выбором числа оборотов модельной турбины.

При малых числах $M < 0,4$ и больших числах $Re > 7 \cdot 10^4$ газовые течения могут считаться автомодельными.

Есть основание полагать, что в качестве рабочего тела при исследовании модельных решеток можно применять воздух (что значительно упрощает эксперимент, особенно в отношении применяемой измерительной аппаратуры).

Перейдем теперь к оценке приведенных выше способов экспериментального исследования газотурбинных решеток.

Исследование прямых неподвижных решеток, при котором продувается пакет из нескольких лопаток, просто, дешево (поскольку не требует больших затрат сжатого воздуха) и быстро позволяет определить качество исследуемой решетки. Недостаток этого метода заключается в том, что он дает возможность надежно определить лишь профильные потери и то в нерабочих условиях. Однако этим методом широко пользуются, продувая последовательно три пакета лопаток, профили которых соответствуют корневому, среднему и периферийному сечениям натурной лопатки и измеряя при этом параметры воздуха в среднем сечении до и после решетки.

Возможность переноса результатов такого изучения профильных потерь в отдельных цилиндрических сечениях решетки на натурную турбину тем закономернее, чем лучше соблюдается условие радиального равновесия в натурной турбине. Помимо определения характеристик решетки, на подобных установках путем дренирования изучаемой лопатки можно определить распределение давления по профилю, что дает возможность выявить места наибольших потерь и добиться их удаления путем соответствующих мероприятий.

Изучение круговых решеток происходит в условиях, более близких к рабочим, поэтому результаты его более достоверны. Кроме того, измерение крутящего момента, возникающего в решетке, путем определения угла скручивания рессоры, на которой она подвешена, позволяет контролировать правильность произведенных измерений параметров рабочего тела. Недостаток этого метода заключается в необходимости прокачки больших масс сжатого воздуха, а следовательно, в затрате больших мощностей. Правда, в случае просасывания атмосферного воздуха через решетку значительно снижаются потребные мощности, но при этом падают числа Re из-за уменьшения плотности воздуха. В настоящее время этот метод исследования применяется редко, поскольку

при этом не имитируются рабочие условия (нет вращения), а установки получаются сложные и дорогостоящие в эксплуатации. Кроме того, при обтекании круговых решеток получаются неравномерные аэродинамические поля при входе, что затрудняет их исследование. Широко применяемым способом изучения турбинных решеток является исследование модельных вращающихся турбин. Их эксплуатация тоже связана с большими затратами (также из-за больших расходов сжатого воздуха), но зато при этом можно достаточно точно имитировать условия, при которых работает натурная турбина, и поэтому получаемые результаты обладают большей достоверностью. Развиваемая турбиной мощность обычно поглощается либо гидротормозом, либо компрессором. Применение гидротормоза связано с необходимостью прокачивания больших масс воды (с последующим охлаждением ее, так как питательная система гидротормоза обычно выполняется замкнутой), а применение компрессора ограничивает диапазон снимаемых характеристик, так как при слишком глубоком дросселировании компрессора он попадает в область неустойчивых режимов. Поэтому способ торможения турбины обычно выбирается исходя из имеющихся возможностей и требований, предъявляемых к данной установке.

Исследование решеток на натурной вращающейся турбине дает, конечно, наиболее достоверные результаты, но требует больших расходов воздуха, которые можно получить лишь при наличии мощных компрессоров, и поэтому обходится очень дорого. С другой стороны, мощности современных авиационных газовых турбин, измеряемые десятками тысяч лошадиных сил, могут быть поглощены и измерены при применении тормозов большой мощности, что также представляет большую проблему.

Исходя из этого, турбинные решетки в настоящее время чаще всего изучают следующим образом: сначала при исследовании неподвижных прямых решеток определяют ту решетку, которая для заданных условий работы обладает минимальными профильными потерями. Окончательное апробирование выбранной решетки производится на вращающейся модельной турбине.

Немногочисленные пока исследования газотурбинных решеток и тот опыт, который накоплен в газотурбинной технике, позволяют установить некоторые закономерности, свойственные течению газа через турбинные решетки. Перейдем к их рассмотрению.

§ 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТУРБИНЫХ РЕШЕТОК

Прежде всего ознакомимся с терминологией, применяемой в теории турбинных решеток, которая частично была нами уже использована.

Угол между направлением потока перед решеткой и осью решетки называется углом входа потока β_1 (фиг. 88). Угол

между направлением потока за решеткой и осью решетки называется углом выхода потока β_2 .

Профиль лопатки определяется следующими основными параметрами. Средняя линия профиля, представляющая собой геометрическое место центров вписанных окружностей, называется средней (скелетной) линией профиля. Угол θ между прямыми, которые касаются скелетной линии во входной и выходной кромках лопатки, называется углом изгиба лопатки. Расстояние между входной и выходной кромками представляет собой хорду лопатки, длина которой обозначается

через l . Отношение $\frac{d}{l}$ называется

относительным прогибом лопатки. Величины θ и $\frac{d}{l}$ определяют собой

изогнутость лопатки. Величина $\frac{b}{l}$

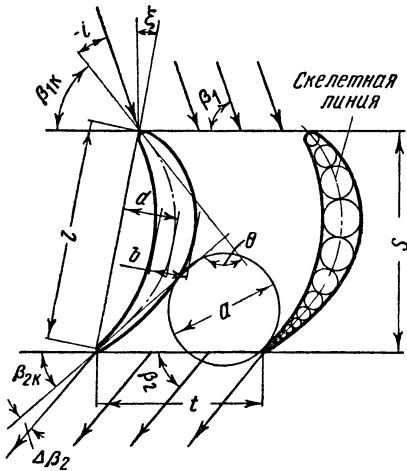
называется относительной толщиной и характеризует собой толщину тела, которым «одевается» скелетная линия профиля.

При заданном профиле решетки могут получаться различными в зависимости от шага лопаток и угла установки их в решетке. При данных лопатках решетка характеризуется шагом решетки t (т. е. расстоянием между двумя сходственными точками соседних лопаток) и углом, который определяет

Фиг. 88. К определению параметров решетки.

установку лопатки в решетке (в качестве такого угла установки может быть принят угол β между хордой профиля и перпендикуляром к оси решетки).

Понятно, что при выбранном угле установки данных лопаток получаются определенные величины ширины решетки s и конструктивных углов лопатки $\beta_{1к}$ и $\beta_{2к}$, под которыми в данном случае понимаются углы между касательными к скелетной линии и осью решетки. Очевидно, что эти углы и угол изгиба лопатки связаны соотношением $\theta = 180 - (\beta_{1к} + \beta_{2к})$. Обычно углы потока отличаются от конструктивных углов лопаток. Лучшего совпадения этих углов в выходном сечении и большей определенности при подсчете величины конструктивного угла (точное проведение касательных к конечным участкам скелетной линии профиля затруднительно) можно добиться, вводя другое, широко распространенное понятие о конструктивном угле, именуемом в дальнейшем углом решетки.



Согласно этому понятию выходной угол решетки β_2' определяется следующим образом (см. фиг. 88):

$$\beta_2' = \arcsin \frac{a}{t}, \quad (179)$$

где a — минимальная ширина канала на выходе (практически ее можно определить, как диаметр максимального шарика, который можно прокатить по каналу);

t — шаг решетки.

Эксперименты показывают, что угол потока обычно достаточно близко совпадает с этим конструктивным углом решетки, в особенности при больших числах M (приближающихся к единице) 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 густоту решетки является отношение $\frac{t}{l}$ или $\frac{t}{s}$, называемое относительным шагом решетки, которым мы в дальнейшем будем широко пользоваться (обратное отношение $\frac{l}{t}$ или $\frac{s}{t}$ обычно называется густотой решетки).

Углы обтекания решетки потоком характеризуются углом атаки $i = \beta_{1к} - \rho_1$ до решетки (углом между касательной к скелетной линии и направлением потока) и углом отставания потока $\Delta \beta_2$ после решетки, равным $\beta_2 - \beta_2'$.

Совершенство преобразования энергии в решетке зависит от геометрии решетки (в основном от относительного шага решетки $\frac{t}{l}$, угла изгиба лопатки θ , формы профиля, радиальных зазоров и некоторых других факторов), от расположения решетки относительно потока (т. е. угла атаки i) и от параметров самого потока (в основном чисел M и Re , подсчитанных по параметрам газа, которые он имеет после выхода из решетки).

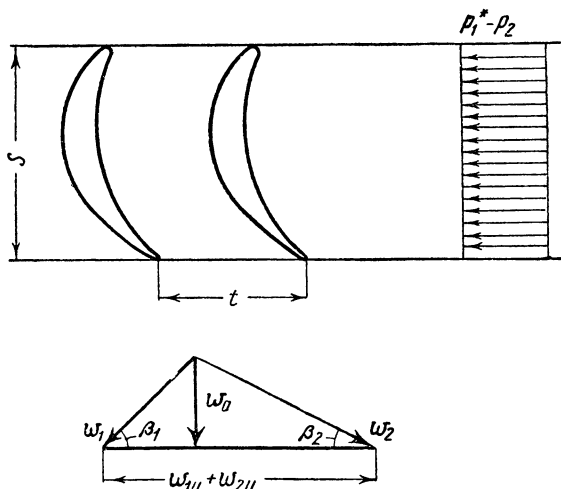
Рассмотрим некоторые известные экспериментальные данные.

Выбор густоты решетки

При увеличении шага решетки профильные потери уменьшаются (до наступления отрыва) из-за уменьшения поверхности трения, а вторичные потери возрастают ввиду увеличения разности между давлениями у вогнутой и выпуклой сторон лопатки; поэтому для данных профиля лопатки, угла установки ее в решетке и условий

работы имеется такая густота решетки, которая является оптимальной в отношении получения при этом минимума потерь.

Эту оптимальную густоту решетки ориентировочно можно определить исходя из следующих соображений. Рассмотрим обтекание турбинной решетки потоком идеальной, несжимаемой жидкости, причем будем предполагать, что эпюра давлений, действующих на лопатку, имеет форму прямоугольника, сторона которого равна разности давлений заторможенного потока перед решеткой и статического давления за ней (фиг. 89).



Фиг. 89. К определению оптимальной густоты решетки.

Тогда сила, действующая на единицу длины лопатки, будет равна

$$P_u = (p_1^* - p_2) s = \frac{\rho}{2} w_2^2 s. \quad (180)$$

Если отклонение действительной эпюры давлений от принятой учесть введением некоторого коэффициента нагрузки профиля C_n , то получим

$$P_u = C_n \frac{\rho}{2} w_2^2 s. \quad (180')$$

С другой стороны, по теореме импульсов

$$P_u = \rho w_a (w_{1u} + w_{2u}) t. \quad (181)$$

Приравняв выражения (180') и (181), будем иметь

$$\left(\frac{t}{s} \right)_{\text{опт}} = \frac{1}{2} C_n \frac{w_2^2}{w_a (w_{1u} + w_{2u})}. \quad (182)$$

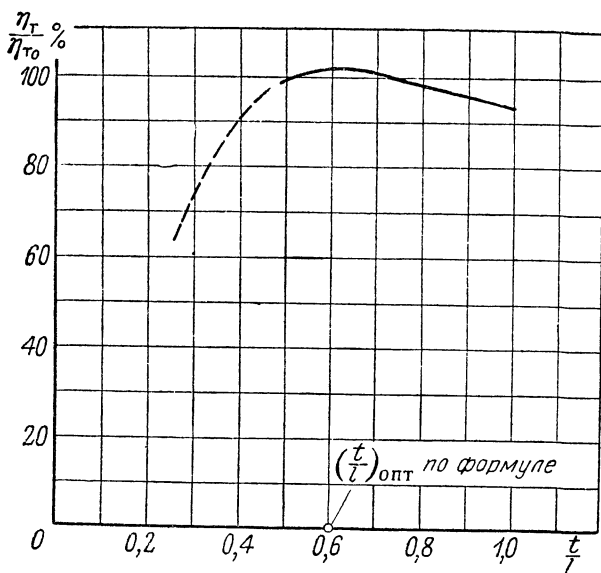
Из рассмотрения треугольника скоростей, приведенного на фиг. 89, следует, что

$$w_2 = \frac{w_a}{\sin \beta_2} \quad \text{и} \quad w_{1u} + w_{2u} = w_a (\operatorname{ctg} \beta_1 + \operatorname{ctg} \beta_2). \quad (183)$$

Подставив выражения (183) в (182), получим окончательно

$$\left(\frac{t}{s}\right)_{\text{опт}} = \frac{1}{2} C_n \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2 \sin (\beta_1 + \beta_2)},$$

где коэффициент нагрузки профиля C_n следует брать в пределах $0,9 \div 1,1$ в зависимости от степени реактивности, густоты решетки,



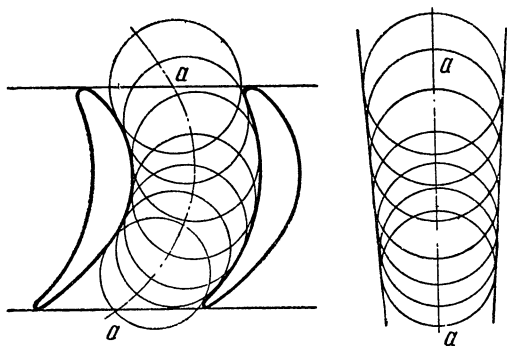
Фиг. 90. Влияние густоты решетки рабочего колеса на к. п. д. турбины.

числа M потока и некоторых других, менее влияющих факторов.

Величина $\left(\frac{t}{s}\right)_{\text{опт}}$ изменяется по высоте лопатки в зависимости от изменения углов потока β_1 и β_2 . Подсчеты показывают, что рабочая лопатка получается сужающейся к периферии (что благоприятно с точки зрения прочности лопатки), а сопловая лопатка — расширяющейся.

На фиг. 90 показаны некоторые результаты экспериментального исследования влияния густоты решетки рабочего колеса (на среднем диаметре) на к. п. д. турбины. Приведенная кривая получена при испытании многоступенчатой паровой турбины с различным

числом рабочих лопаток в каждой ступени (значение η_r при $\frac{t}{l}=0,725$ принято за 100%). Эту кривую можно считать характерной и для иллюстрации влияния густоты решетки рабочего колеса на эффективность авиационной газовой турбины. Кроме того, для турбины с обычно применяемыми значениями углов β_1 и β_2 была подсчитана величина $\left(\frac{t}{s}\right)_{\text{опт}}$, определяемая формулой (182), которая после пересчета (с учетом различия между величинами s и l) представлена в виде точки на оси абсцисс (см. фиг. 90).



Фиг. 91. Проверка плавности изменения канала.

Как видно из представленных данных, величину $\frac{t}{l}=0,6$ на среднем диаметре можно, повидимому, считать оптимальной для получения максимального к. п. д. турбины.

При выборе густоты решетки следует следить за тем, чтобы форма канала получалась по возможности плавно изменяющейся (причем сужающейся), так как при этом уменьшается опасность появления срывных явлений. Для проверки плавности изменения формы канала следует выпрямить ось aa (фиг. 91) канала и перерисовать на нее круги, вписанные в канал, соблюдая, конечно, те расстояния между их центрами, которые были приняты при вписывании кругов в канал. Если к этим кругам можно провести общую касательную, т. е. если форма канала окажется трапецевидной (или близкой к ней), то выбранную густоту решетки в отношении плавности изменения проходного сечения канала можно считать приемлемой.

Естественно, что густота решетки влияет на угол отставания потока. При средних значениях $\frac{t}{l}=0,55-0,75$ угол отставания равен всего $1-2^\circ$, т. е. угол потока можно считать по формуле (179) с незначительной поправкой.

Что касается конструктивного угла лопатки, то он менее точно определяет угол потока, в особенности при редких решетках и больших углах β_2 .

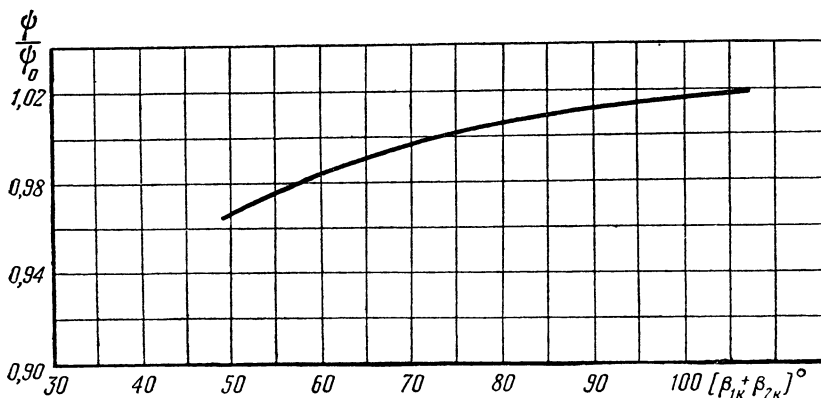
Следует отметить, что при выборе густоты решетки необходимо также считаться с конструктивными соображениями, ибо чем гуще решетка, тем больше напряжения в диске и тем труднее разме-

стить необходимое количество замков, крепящих лопатки к ободу. Эти обстоятельства часто лимитируют число применяемых лопаток z_n , которое обычно бывает меньше значения $z_{л. опт}$, определяющего оптимальную густоту. Так, если $\left(\frac{t}{l}\right)_{опт}$, повидимому, близко к значению 0,6, то в решетках рабочих колес современных авиационных газовых турбин применяются величины $\frac{t}{l} \approx 0,6 \div 0,7$.

В решетке соплового аппарата число лопаток, как правило, меньше, чем в решетке рабочего колеса той же ступени, но лопатки намного шире. В результате относительный шаг лопаток в сопловом аппарате обычно бывает меньше, чем в рабочем колесе.

Влияние угла изгиба лопатки θ

Чем больше угол θ , т. е. чем меньше сумма углов $\beta_{1к} + \beta_{2к}$, тем межлопаточный канал получается более криволинейным и тем хуже будет эффективность решетки. Это объясняется тем, что чем криволинейнее канал, тем большие возможности создаются для срыва потока.



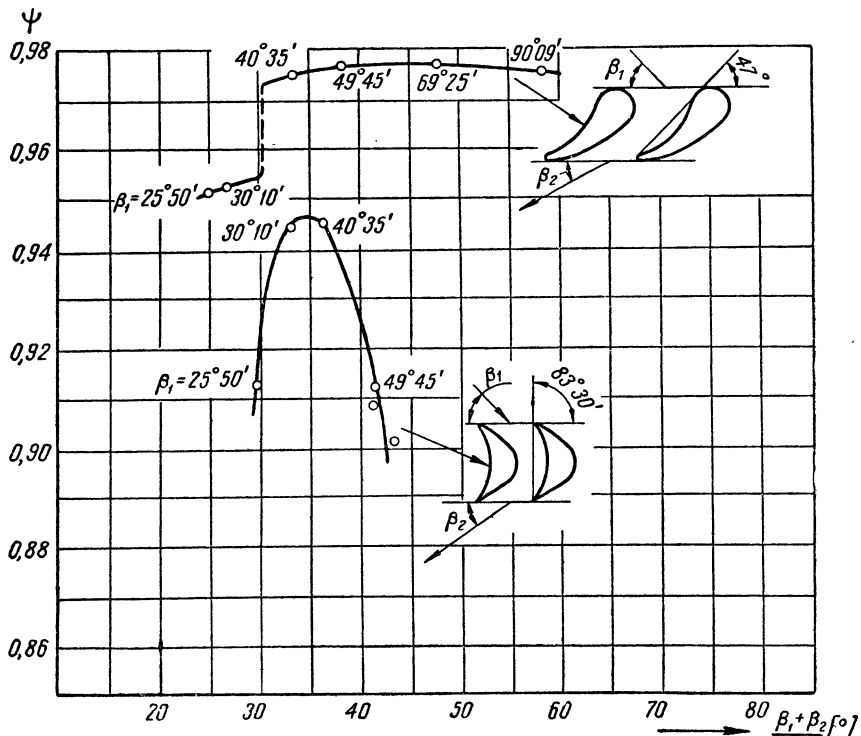
Фиг. 92. Зависимость коэффициента скорости от угла изгиба рабочих лопаток.

Увеличение реактивности, например, при переходе от корневых к периферийным сечениям лопатки уменьшает кривизну лопатки и частично поэтому вызывает снижение потерь.

Если при помощи коэффициента скорости ψ учитывать лишь профильные потери в решетке, то изменение его в зависимости от суммы углов $\beta_{1к} + \beta_{2к}$ можно ориентировочно иллюстрировать кривой, представленной на фиг. 92, где значение ψ при $\beta_{1к} + \beta_{2к} = 73^\circ$ принято за 100%. Применительно к решеткам авиационных газовых турбин величину ψ_0 можно считать равной $0,95 \div 0,97$. Для более точного определения эффективности данной решетки она должна быть подвергнута экспериментальному исследованию.

Влияние формы профиля

Для получения максимальной эффективности решетки при профилировании лопаток нужно стремиться к плавному сопряжению кривых линий (в частности, отрезков окружностей и парабол), не допуская прямолинейных участков. Для уменьшения закомочных потерь выходная кромка должна выполняться по возможности



Фиг. 93. Зависимость коэффициента ψ от угла поворота струи для двух решеток.

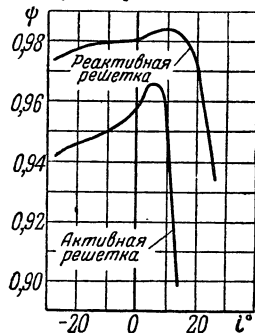
тонкой. Есть рекомендации, согласно которым толщина ее не должна превышать 3% от шага лопаток. Входную кромку следует делать толстой, что благоприятно сказывается на к. п. д. решетки и что особенно важно для авиационных турбин, так как это позволяет расширить диапазон режимов, при которых сохраняется расчетная эффективность решетки.

На фиг. 93 представлены результаты продувки двух решеток, состоящих из активных профилей с тонкой входной кромкой и реактивных профилей с толстой входной кромкой. По оси абсцисс отложена полусумма углов потока $\frac{\beta_1 + \beta_2}{2}$, обтекающего одни и те же

решетки, в отличие от суммы конструктивных узлов лопаток различных решеток, отложенных по оси абсцисс на фиг. 92. Как видно из рассмотрения этой фигуры, потери в реактивной решетке с толстыми входными кромками значительно меньше, чем в активной решетке с тонкими входными кромками, причем они почти не меняются в широком диапазоне изменения углов потока, в то время как кривая $\psi = f\left(\frac{\beta_1 + \beta_2}{2}\right)$ для решетки с тонкими кромками имеет резко выраженный максимум при $\frac{\beta_1 + \beta_2}{2} = 35^\circ$.

Вообще условия получения мало изогнутой лопатки, сужающей формы канала и пр. значительно легче осуществляются в реактивной решетке, чем в активной, ввиду чего потери в реактивных решетках существенно меньше, чем в активных.

На фиг. 94 показано протекание коэффициента ψ , обусловливаемого профильными потерями в реактивной и активной решетках в зависимости от угла атаки при $M=0,5$ и $Re_2=1,5 \cdot 10^5$. Из представленных кривых отчетливо видно, что между профильными потерями в активной и реактивной решетках имеется существенная разница, непрерывно возрастающая по мере удаления от расчетного режима. В области положительных углов атаки (т. е. при «ударе» струи в вогнутую часть лопатки) эта разница особенно велика.



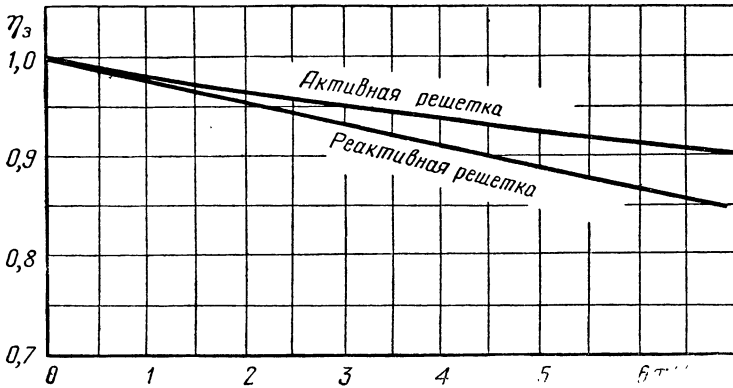
Влияние радиального зазора

Опыты, проведенные автором для активных лопаток и С. М. Дорофеевым для реактивных лопаток на экспериментальной турбине, выявили зависимость коэффициента η_s , учитывающего потери при наличии радиального зазора, от относительной величины этого зазора τ (фиг. 95). На фигуре видно, что потери в радиальном зазоре в реактивной турбине несколько больше, чем в активной турбине (что объясняется наличием значительного перепада давлений на периферии рабочего колеса реактивной турбины), причем каждый процент зазора вызывает уменьшение к. п. д. турбины на 2—2,5%. В авиационных газовых турбинах относительный радиальный зазор выполняется равным 1,5—2%, что ухудшает к. п. д. турбины на 3,5—5%.

Проведенное автором исследование влияния радиального зазора в сопловых лопатках на к. п. д. турбины показало, что наличие этого зазора чрезвычайно вредно сказывается на экономичности турбины: каждый процент зазора вызывает потерю 4—5% распо-

Фиг. 94. Зависимость коэффициента ψ от угла атаки для активной и реактивной решеток.

лагаемой энергии. Поэтому при конструировании газовых турбин следует обращать особое внимание на недопустимость появления радиального зазора в сопловом аппарате.



Фиг. 95. Зависимость коэффициента η_z от относительного радиального зазора.

Влияние совместного расположения соплового аппарата и рабочего колеса в турбинной ступени

Здесь следует рассмотреть два вопроса: влияние осевого зазора между сопловым аппаратом и рабочим колесом и влияние относительного расположения по высоте сопловых и рабочих лопаток.

Исследования различных авторов не смогли выявить сколько-нибудь заметного влияния величины аксиального зазора на к. п. д. ступени.

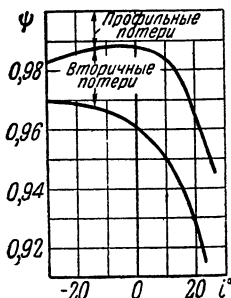
Следует думать, что при увеличении этого зазора возрастают трение газа о кольцевую поверхность корпуса турбины и потери, обусловливаемые смещением частиц, обладающих различной скоростью, но зато улучшаются условия работы колеса из-за выравнивания скоростного поля струи перед ним. Можно предполагать, что взаимное влияние этих двух противоположно действующих факторов приводит к тому, что к. п. д. турбины практически не зависит от аксиального зазора в некотором диапазоне изменения его величины.

Что касается взаимной ориентации по высоте сопловых и рабочих лопаток, то исследования некоторых авторов (в том числе и автора этой книги) сводятся к рекомендации выдерживать равными периферийный диаметр сопловых лопаток и внутренний диаметр корпуса турбины, в котором вращается колесо (см. фиг. 71,а). Повидимому, при этом достигается лучшая радиальная уравновешенность потока.

В заключение следует отметить, что согласно экспериментальным данным турбинные решетки должны быть густыми, с мало изогнутыми, закрученными лопатками, имеющими толстую входную и тонкую выходную кромки. Межлопаточный канал должен иметь плавно изменяющуюся (сужающуюся) форму. Таким образом, для получения высокого к. п. д. турбины необходимо применять реактивные решетки. Радиальный зазор желательно иметь по возможности малым (насколько это допустимо по условиям надежной работы турбины). Величина аксиального зазора существенного значения не имеет.

Влияние угла атаки

На фиг. 96 приведено примерное изменение коэффициента скорости ψ , обусловленное профильными и вторичными потерями в решетке, в зависимости от угла атаки i , который изменялся варьированием числа оборотов турбины. Из рассмотрения этих кривых можно сделать два важных вывода. Во-первых, вторичные потери по своей величине больше профильных потерь. Во-вторых, потери в решетке возрастают в области положительных углов атаки (т. е. при «ударе» в вогнутую часть лопатки) и уменьшаются в области отрицательных углов атаки (т. е. при «ударе» в спинку лопатки). Уменьшение потерь при «ударе» в спинку следует объяснить тем, что при этом уменьшается скорость потока до решетки, т. е. возрастает степень реактивности, что обычно благоприятно отражается на эффективности решеток.



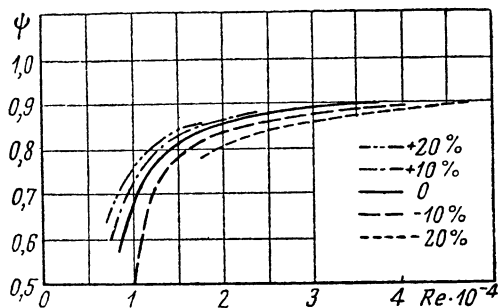
Фиг. 96. Изменение коэффициента ψ , обусловливаемого профильными и вторичными потерями, в зависимости от угла атаки.

Влияние чисел Re и M

От величины числа Re в значительной степени зависит большинство профильных потерь, а также потери с парным вихрем, другими словами, все те потери, которые обуславливаются трением, т. е. вязкостью потока. Число M влияет, в основном, на волновое сопротивление решетки.

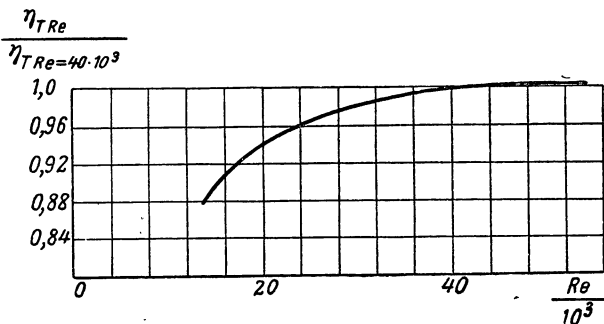
Из экспериментальных исследований по определению влияния числа Re на потери в решетке известны кривые, приведенные на фиг. 97. Как видно из рассмотрения этих кривых, увеличение числа Re вызывает заметное возрастание эффективности решетки. Эти кривые также указывают на благоприятное влияние на к. п. д. увеличения реактивности и на нежелательность применения решеток с отрицательной реактивностью, т. е. таких решеток, в которых поток замедляется.

Зависимость к. п. д. турбинной ступени от числа Re может быть представлена кривой, приведенной на фиг. 98, где за 100% принят к. п. д. турбины при числе $Re=40\ 000$. При подсчете кривых, представленных на фиг. 97 и 98, в качестве характерной длины в чис-



Фиг. 97. Изменение коэффициента скорости ψ в зависимости от числа Рейнольдса для турбин с различной реактивностью.

ле Re принимался гидравлический радиус канала. Следует отметить, что характер падения к. п. д. турбины при уменьшении числа Re зависит от совершенства данной турбины: чем выше ее эффективность, тем эта кривая выше.

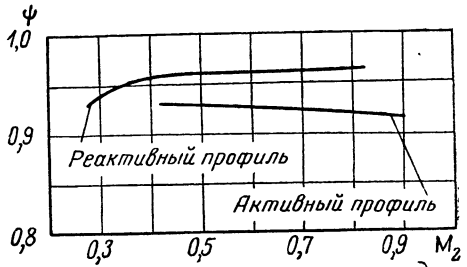


Фиг. 98. Зависимость относительной величины мощностного к. п. д. турбины от числа Рейнольдса.

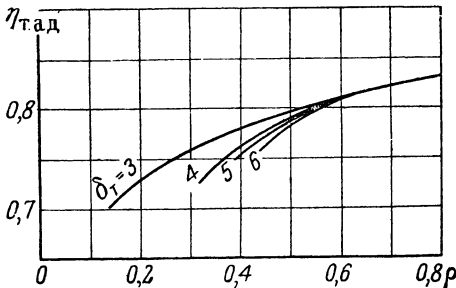
Влияние числа M потока после решетки на коэффициент ψ в плоской турбинной решетке иллюстрируется, по данным П. И. Матковского, кривыми, приведенными на фиг. 99, верхняя из которых соответствует реактивной решетке, а нижняя — активной решетке. Как видно из рассмотрения этих кривых, число M_2 сравнительно мало влияет на коэффициент скорости ψ , причем в реактивной

решетке при увеличении числа M_2 эффективность ее несколько возрастает.

Таким образом, увеличение числа Re благоприятно влияет на к. п. д. турбины; возрастание числа M_2 также несколько уменьшает профильные потери в реактивной решетке. Это дает основание предполагать, что в турбинной ступени можно срабатывать большие перепады давлений без заметного ущерба для ее эффективности. Исследования, проведенные А. Н. Борсуком и В. В. Фишгойтом, показали, что в турбинной ступени можно срабатывать перепады давлений, равные 5—6, при к. п. д. одинаковых либо мало отличающихся от тех, которые



Фиг. 99. Влияние числа M при выходе из решетки на коэффициент ψ для активной и реактивной решеток.



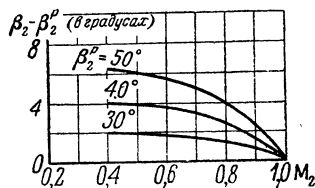
Фиг. 100. Зависимость адиабатического к. п. д. одноступенчатых турбин от степени реактивности при различных перепадах понижения давления δ_T .

свойственны ступеням, срабатывающим обычными перепадами давлений, равными 2,5—3. Для этого только нужно применять турбины с повышенной степенью реактивности. Результаты этих исследований приведены на фиг. 100, где по оси абсцисс отложена степень реактивности, а по оси ординат — адиабатический (лопаточный) к. п. д. турбины. Как видно из приведенных кривых, при $\rho > 0,55—0,6$ к. п. д. турбин не зависит от срабатываемых перепадов давлений.

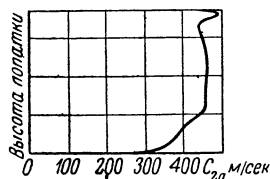
Таковы некоторые результаты экспериментальных исследований потерь в решетках. Данных по величине коэффициента скорости в сопловой решетке мы не приводим из-за их противоречивости. В современных турбинах профили сопловых и рабочих лопаток напоминают друг друга ввиду применения больших степеней реактивности. Поэтому в некоторой степени данные по профильным потерям в рабочих решетках могут быть использованы при расчете потерь в сопловых решетках. Есть основание думать, что коэффициент скорости φ в сопловых решетках может приниматься равным приблизительно 0,97.

При экспериментальном исследовании газовых турбин обычно интересуются не только потерями в них, но и выходным углом

потока, поскольку он определяет мощность турбины. Испытания турбин показали, что наблюдается «недокрутка» потока, т. е. поток выходит под большим углом по сравнению с углом решетки β_2^p , как об этом было сказано на стр. 153.



Фиг. 101. Зависимость угла отставания потока от числа M на выходе для решеток с различными конструктивными выходными углами.



Фиг. 102. Распределение осевой скорости по высоте лопатки.

На фиг. 101 приведены данные по углам отставания, полученные при продувках плоских решеток. Чем меньше угол решетки β_2^p и чем больше число M на выходе из решетки, тем меньше угол отставания струи. При $M_2=1$ практически никакого отставания не наблюдается, т. е. угол потока совпадает с углом решетки.

Экспериментально доказано, что изменение углов атаки в широком диапазоне почти не влияет на величину выходного угла потока.

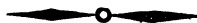
В заключение отметим, что неравномерность аэродинамических полей в потоке, обтекающем лопатки газовой турбины, чрезвычайно затрудняет экспериментальное исследование турбин, поскольку требуется тщательное измерение параметров потока как вдоль радиуса, так и по шагу.

На фиг. 102 и 103 приведено распределение осевой скорости и угла потока вдоль радиуса после выхода из турбины.

Фиг. 103. Изменение угла выхода потока из турбины по высоте лопатки.

Пики у кривых скорости и угла потока на периферии объясняются воздействием радиального зазора. Резкое уменьшение этих величин у корня лопатки обуславливается влиянием пограничного слоя на ободке.

Пики у кривых скорости и угла потока на периферии объясняются воздействием радиального зазора. Резкое уменьшение этих величин у корня лопатки обуславливается влиянием пограничного слоя на ободке.



Глава IX

КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

§ 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Камеры сгорания служат для повышения температуры рабочего тела (путем сжигания подведенного топлива) от T_2^* , которую он имеет на выходе из компрессора, до T_3^* , с которой газ поступает в газовую турбину. Понятно, что от устойчивости процесса сгорания зависит устойчивость работы двигателя в целом, а качество этого процесса непосредственно влияет на экономичность двигателя. Поэтому камера сгорания является одним из важнейших элементов двигателя и должна удовлетворять целому ряду серьезных требований.

В отличие от поршневых авиационных двигателей, у которых сжигается заранее подготовленная, карбюрированная смесь, в камерах ГТВРД топливо и воздух подаются отдельно и смешиваются в самой камере, причем смешение происходит при больших скоростях воздушного потока, проходящего через камеру.

Процесс сгорания, в котором горючее раздроблено на отдельные мелкие объемы, распределенные в потоке воздуха, называется микродиффузионным горением.

Другое отличие от поршневых двигателей заключается в том, что процесс сгорания в камерах ГТВРД происходит непрерывно и при высоких температурах, что способствует быстрому осуществлению химической реакции между топливом и воздухом (после их смешения). Поэтому, если в поршневых двигателях процессом, лимитирующим скорость сгорания, является сама химическая реакция, то в газотурбинных двигателях таким лимитирующим процессом является смесеобразование, поскольку время сгорания при микродиффузионном горении равно времени смешения. В соответствии с этим, при конструировании ВРД большое внимание уделяется качеству и скорости смесеобразования, которые достигаются улучшением распыла (в частности мелкокостью капель и однородностью топливной струи) и турбулизацией потока в зоне горения.

К камерам сгорания предъявляются следующие основные требования (некоторые из них противоречивы, поэтому часто приходится им удовлетворять компромиссными решениями).

1. Устойчивая работа в широком диапазоне изменения параметров окружающей среды и коэффициента избытка воздуха α .

2. Надежное воспламенение топлива при запуске двигателя независимо от параметров воздуха, входящего в камеру.

3. Окончание процесса горения в пределах камеры.

4. Малая потеря полного давления при прохождении газа через камеру.

5. Получение однородных полей температур, давлений и скоростей в конце камеры по окружности, а также нужной структуры этих полей по радиусу.

6. Высокая теплонапряженность топочного объема.

7. Надежная прочность.

8. Малые вес и габариты.

Остановимся подробнее на этих требованиях.

С подъемом на высоту уменьшаются температура и давление воздуха, поступающего в камеру. Кроме того, при крейсерских режимах полета происходит обеднение смеси. Эти обстоятельства резко снижают устойчивость процесса горения вплоть до срыва факела и затухания пламени, а повторное зажигание смеси при этих условиях обычно затруднено. Поэтому конструкция камеры должна быть такой, чтобы она безусловно удовлетворяла первым двум требованиям.

Полнота сгорания непосредственно влияет на количество топлива, которое нужно подать в камеру для достижения заданной температуры T_3^* . Кроме того, необходимо, чтобы процесс сгорания закончился в камере, ибо в противном случае появляется опасность перегрева турбинных лопаток и реактивного сопла, не говоря уже о том, что такое несвоевременное выделение тепла также будет снижать эффективность двигателя. Желание ограничить факел пределами камеры заставляет конструктора делать ее по возможности длинной, но при этом нельзя забывать о габаритных требованиях, предъявляемых к каждому элементу авиационного двигателя и, в частности, к камере сгорания.

Потери от неполноты сгорания будут увеличиваться при:

— обеднении смеси;

— уменьшении температуры и давления входящего воздуха;

— увеличении дальности струи;

— уменьшении длины камеры;

— ухудшении качества распыла;

— малой химической активности горючего.

Поэтому полет на высоте и на крейсерских режимах обычно вызывает ухудшение процесса сгорания.

Чем меньше турбулентность потока и скорость его течения, тем ниже потеря давления в камере сгорания. Однако желание получить хорошее сгорание заставляет турбулизировать поток в камере при помощи специальных устройств, чтобы улучшить и ускорить смесиобразование. Возможность осуществления течения с малыми

скоростями также ограничена целесообразными диаметральными габаритами двигателя. На этом примере ясно видно, как противоречивы отдельные требования, предъявляемые к камерам.

К вопросу о потерях давления в камере мы вернемся специально в § 3 настоящей главы.

Целесообразность достижения однородных полей параметров газа в конце камеры по окружности определяется как желанием получить максимальную эффективность турбины, так и, главным образом, необходимостью предохранить лопатки турбины от дополнительных вибрационных напряжений и местного перегрева. Выполнению этого требования способствуют хорошее и своевременное сгорание топлива, наличие однородных аэродинамических полей при выходе воздуха из компрессора, а также необходимая точность изготовления камер и форсунок. Нужная структура поля температур по радиусу достигается определенными конструктивными мероприятиями.

Высокая теплонапряженность камеры требуется для уменьшения топочного объема, а следовательно, габаритов и веса камеры. Очевидно, весовой расход газа через 1 м^3 топочного объема камеры в течение 1 сек. равен $\frac{1}{l} \omega \gamma$ (где l — длина камеры; ω — скорость газа; γ — плотность газа).

Тогда теплонапряженность камеры в $\text{кал/м}^3 \text{ час}$ можно выразить формулой

$$H = \frac{1}{l} \omega \gamma \frac{3600 H_u}{1 + \alpha l_0} \eta_{\text{сг}}, \quad (184)$$

где H_u — низшая теплотворная способность топлива;

α — коэффициент избытка воздуха;

l_0 — теоретически необходимое количество воздуха для сгорания 1 кг топлива;

$\eta_{\text{сг}}$ — коэффициент полноты сгорания.

При заданных параметрах газа величину H можно увеличить путем уменьшения длины камеры и увеличения скорости газа. Однако уменьшение длины камеры лимитируется необходимостью ограничить факел пределами камеры, а чрезмерное увеличение скорости газа недопустимо из-за опасности срыва пламени. Тем не менее теплонапряженность камер авиационных газотурбинных двигателей намного превосходит теплонапряженность аналогичных агрегатов в других областях теплотехники. Чем богаче смесь (что будет иметь место в высокотемпературных турбинах), тем большая величина H может быть достигнута. И, наконец, теплонапряженность камеры изменяется пропорционально давлению газа. Поэтому часто для возможности сравнения между собой теплонапряженностей камер различных двигателей величины H исчисляются в калориях на 1 м^3 в час и на 1 ат , т. е. получается размерность $\text{кал/м}^3 \text{ час ат}$.

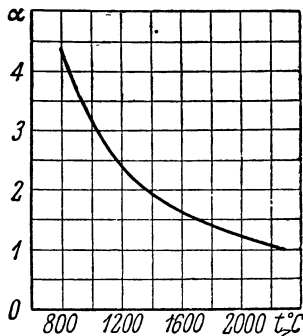
Прочность камеры имеет, конечно, очень большое значение, так как разрушение ее влечет за собой не только аварию двигателя, но может вызвать опасное заполнение самолета газом и пожар.

Требование малых веса и габаритов ясно само по себе и должно удовлетворяться с учетом тех специфических условий, в которых работают камеры и которые были рассмотрены нами выше.

§ 2. КАМЕРЫ СГОРАНИЯ СОВРЕМЕННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

При конструировании большинства современных камер используются следующие основные положения.

1. Создание первичной зоны горения с высокой температурой t_z , где происходит сгорание основной массы топлива. Для стабилизации пламени, препятствующей срыву факела, в этой зоне создается застойное вихревое движение. Эта турбулизация потока применяется для того, чтобы создать обратный ток газа с высокой температурой и обеспечить воспламенение свежей смеси. В первичную зону горения обычно подается 20—30% всего расхода воздуха при скоростях 15—25 м/сек; температура газа в этой зоне равна 2000—2300°С, что соответствует коэффициенту избытка воздуха $\alpha = 1,0—1,2$. Зависимость α от температуры t_z приведена на фиг. 104.



Фиг. 104. Изменение коэффициента избытка воздуха в зависимости от температуры газа.

2. Создание вторичной зоны, где газ, полученный в первичной зоне, смешивается с воздухом, не принимавшим участия в процессе горения. Эти два потока обычно направляются под углом друг к другу, что создает хорошие условия для смешения их и догорания тех частиц топлива, которые не успели сгореть своевременно. Температура газа здесь снижается до 800—900°С (приемлемой для лопаток газовой турбины), что соответствует величине $\alpha = 4,3 \div 3,7$.

3. Прямоточность, при которой газовый поток в камере в основном не меняет своего направления, что приводит к уменьшению потерь давления в камере.

В некоторых двигателях применяются противоточные камеры, в которых газовый и воздушный потоки имеют противоположные направления с последующим поворотом газовой струи на 180°. Из-за резкого возрастания потерь в таких камерах их в настоящее время применяют редко.

4. Впрыск в камеру распыленного жидкого топлива (керосина) через форсунки под давлением. В некоторых двигателях топливо подается в камеру в паровой фазе.

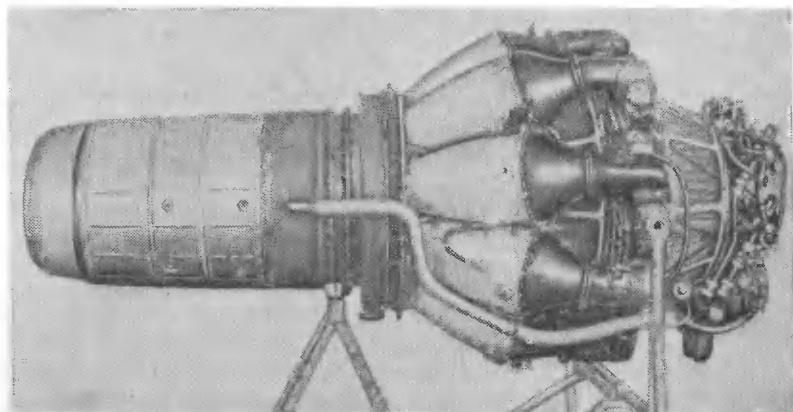
5. Применение жаровой трубы внутри камеры, где происходит сгорание топлива и смешение полученного газа с вторичным воздухом. Обтекание этой жаровой трубы снаружи вторичным воздухом позволяет охлаждать ее и препятствует радиации тепла в окружающую среду корпусом камеры.

Рассмотрим, как эти общие положения реализованы в конструкциях камер некоторых выполненных двигателей; при этом будем пользоваться следующей классификацией камер сгорания:

- а) индивидуальные камеры;
- б) кольцевые камеры;
- в) блочные камеры.

а) Индивидуальные камеры

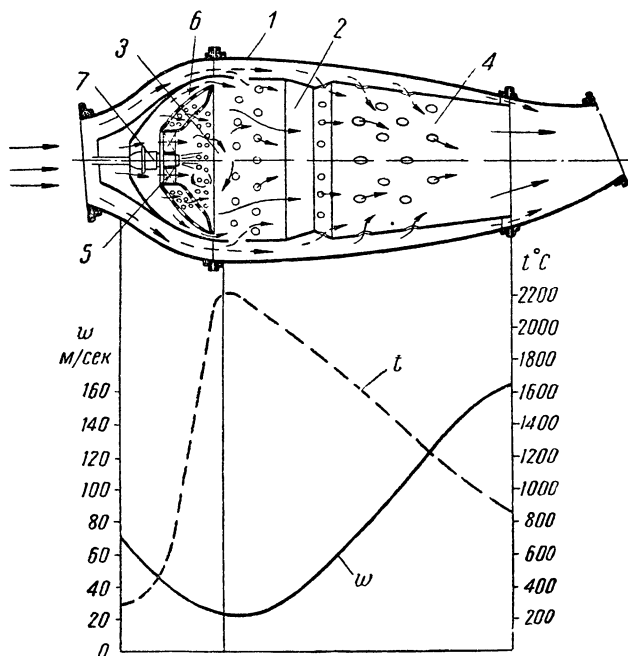
Общий вид двигателя с индивидуальными камерами приведен на фиг. 105. Как видно из фигуры, в этом случае применяются отдельные малые камеры, расположенные по окружности вокруг



Фиг. 105. Общий вид двигателя с индивидуальными камерами.

двигателя. Наличие большого количества камер усложняет двигатель, однако при этом каждая камера легко доступна для демонтажа и осмотра. Одним из недостатков двигателей с индивидуальными камерами следует считать также неполное использование пространства, предназначенного для камер, ибо промежутки между ними остаются неиспользованными. Тем не менее, эти камеры нашли широкое распространение, так как, обладая малым топочным объемом, они легко поддаются доводке для достижения нужного качества сгорания, получения однородного температурного поля при выходе из камеры и пр.

Продольный разрез индивидуальной прямоточной камеры сгорания с кривыми изменениями по газовому тракту температуры и скорости представлен на фиг. 106. Камера состоит из корпуса 1 и жаровой трубы 2, состоящей из предкамеры 3 и смесительной



Фиг. 106. Индивидуальная камера сгорания и кривые изменения параметров по газовому тракту.

камеры 4. В предкамере имеется завихритель 5 и стабилизатор 6, представляющий собой вогнутую пластину с большим количеством малых отверстий. Топливо впрыскивается через форсунку 7.

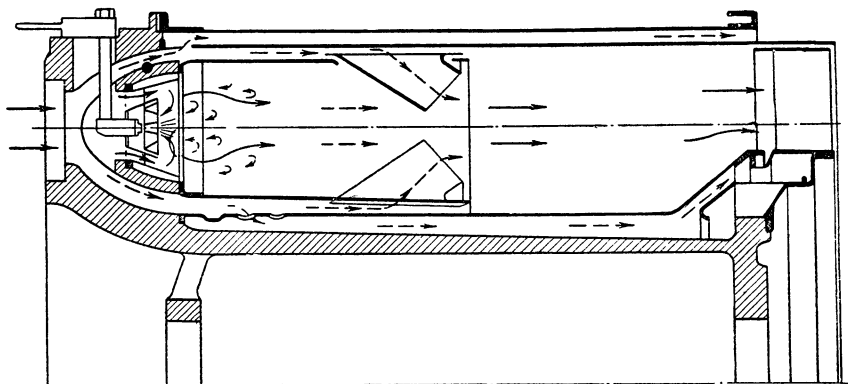
Часть воздуха через отверстия в стенках предкамеры и стабилизатора, а также через ее торец входит в предкамеру, где осуществляется сгорание топлива в первичной застойной вихревой зоне, созданию которой способствуют стабилизатор и завихритель. Вторичный воздух, обтекая жаровую трубу, через боковые отверстия в стенке смесительной камеры входит в нее, пронизывая газовую струю в направлении от периферии к центру и создавая вторичную зону смешения. Этот же воздух охлаждает стенку жаровой трубы и является теплоизолирующей прослойкой между жаровой трубой и корпусом.

Входя в камеру со скоростью 70 м/сек, воздух при дальнейшем своем движении тормозится и в зоне горения имеет скорость лишь

20 м/сек. Далее газ разгоняется и покидает камеру со скоростью 170 м/сек. Температура газа в зоне горения достигает 2300°C , а затем в камере смешения снижается до 875°C .

б) Кольцевые камеры

На двигатель устанавливается только одна кольцеобразная камера, что упрощает его конструкцию. Правда, такие камеры трудно доступны для осмотра, и разборка их требует демонтажа всего двигателя. Продольный разрез через половину одной из кольцевых камер представлен на фиг. 107.



Фиг. 107. Кольцевая камера сгорания.

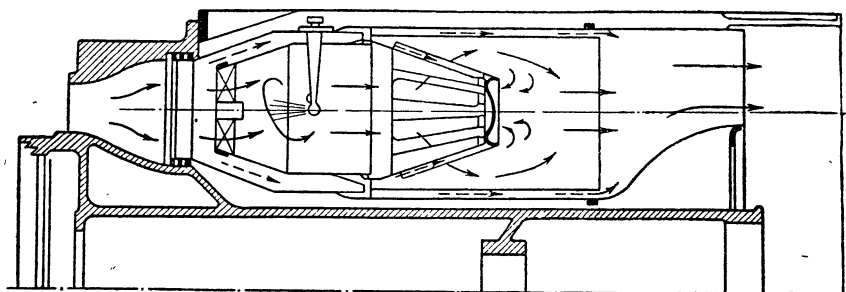
Камера построена на основании тех же общих положений, которые были рассмотрены выше. В отличие от камеры, приведенной на фиг. 106, здесь подача первичного воздуха производится лишь через торец жаровой трубы, а вторичный воздух подается через специальные патрубки. Топливо подается через 16 форсунок.

Испытания этой камеры показали, что она создает чрезвычайно неравномерное поле температур перед сопловым аппаратом газовой турбины, а экспериментальная доводка таких камер осложняется тем, что требует больших расходов сжатого воздуха.

в) Блочные камеры

В блочных конструкциях отдельные камеры заключаются в один кольцевой кожух. Продольный разрез через половину одной из таких камер представлен на фиг. 108. Отличительная особенность этой камеры заключается в том, что форсунки подают топливо навстречу воздуху; это совместно с закручиванием воздуха завихрителем, имеющимся в начале предкамеры, создает нужную турбулизацию потока и способствует образованию обратного тока газа, необходимого для нагрева и воспламенения свежего заряда.

Струйки газа, вытекающие из щелей в стенках предкамер, пронизывают воздушный поток и тем самым осуществляется перемешивание газа с вторичным воздухом. Стабилизатор в виде вогнутой пластины отнесен далеко от форсунки и помещен в выходном сечении предкамеры.



Фиг. 108. Блочная камера сгорания.

При эксплуатации этих камер также обнаружена большая неравномерность температурного поля при выходе из нее, доходящая до 200° С.

Некоторые данные по трем рассмотренным типам камер приведены в табл. 5.

Таблица 5

Тип камеры	Теплонапря- женность в		Коэффициент давления	Полнота сгора- ния	Скорость в пер- вичной зоне в м/сек	Расход воздуха в первичной зоне в %	Темпера- тура в первич- ной зоне в °С
	кал м³час 10⁶	кал м³час ат 10⁶					
Индивидуальная	70÷90	18	0,95	0,97	—	20	более 2000
Кольцевая	108	36	0,90	0,90	10	—	—
Блочная	110	37	—	—	25	40	1400÷1500

§ 3. ПОТЕРИ ПОЛНОГО ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ

Полное давление газа падает по мере его течения по камере. Отношение полного давления газа в конце камеры к полному давлению воздуха в начале камеры мы назвали коэффициентом дав-

ления $\gamma_{к.с} = \frac{P_3}{P_2}$ (см. стр. 41). Относительная потеря полного давления обуславливается гидравлическим и тепловым сопротивлением камеры.

Гидравлические потери в основном подразделяются на следующие две группы:

1. Турбулентные потери в первичной зоне, в частности вызываемые наличием завихрителя, стабилизатора и других элементов.

2. Турбулентные потери во вторичной зоне, возникающие при смешении двух потоков.

Эти потери трудно поддаются расчету и обычно определяются экспериментальным путем.

Тепловое сопротивление камеры вызывается нагревом газа и объясняется следующим. На разгон газа, т. е. приращение количества движения $\Delta(\rho\omega^2)$, следует затратить определенный перепад давлений Δp , в результате чего статическое давление в конце камеры будет меньше, чем в начале. Полное давление при этом тоже уменьшится, так как приращение кинетической энергии газа в результате разгона равно $\Delta \frac{\rho\omega^2}{2}$,

в то время как потеря статического давления $\Delta p = \Delta(\rho\omega^2)$. Протекание кривых изменения давления вдоль камеры показано на фиг. 109.

Для количественной оценки теплового сопротивления цилиндрической камеры можно воспользоваться следующими уравнениями.

Падение полного напора

$$p_2^* - p_3^* = p_2 - p_3 + \frac{\rho_2 \omega_2^2}{2} - \frac{\rho_3 \omega_3^2}{2}, \quad (185)$$

где ρ_2 и ρ_3 — массовые плотности в начале и конце камеры.

Изменение статического давления определяется изменением количества движения

$$p_2 - p_3 = \rho_2 \omega_2 (\omega_3 - \omega_2) = \rho_2 \omega_2 \omega_3 - \rho_2 \omega_2^2. \quad (186)$$

Воспользовавшись уравнением неразрывности (пренебрегая расходом топлива)

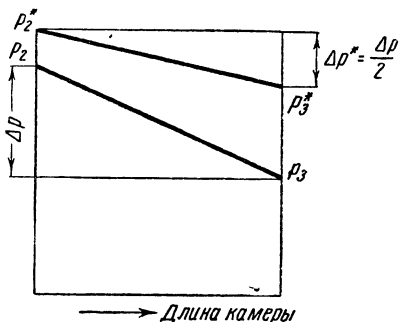
$$\rho_2 \omega_2 = \rho_3 \omega_3, \quad (187)$$

будем иметь

$$p_2 - p_3 = \rho_3 \omega_3^2 - \rho_2 \omega_2^2. \quad (186')$$

Подставив (186') в (185), получим после сокращений

$$p_2^* - p_3^* = \frac{\rho_3 \omega_3^2}{2} - \frac{\rho_2 \omega_2^2}{2} \quad (188)$$



Фиг. 109. Изменение давления газа вдоль камеры.

или с учетом (187) будем иметь

$$p_2^* - p_3^* = \frac{\rho_2 \omega_2^2}{2} \left(\frac{\rho_3 \omega_3^2}{\rho_2 \omega_2^2} - 1 \right) = \frac{\rho_2 \omega_2^2}{2} \left(\frac{\omega_3}{\omega_2} - 1 \right). \quad (188')$$

Разделив уравнение (188') на p_2^* и обозначив коэффициент давления, учитывающий тепловое сопротивление, через $\gamma_{к.с.}^{\text{теп}}$, получим

$$1 - \gamma_{к.с.}^{\text{теп}} = \frac{\rho_2 \omega_2^2}{2 p_2^*} \left(\frac{\omega_3}{\omega_2} - 1 \right). \quad (188'')$$

Пренебрегая разницей в величинах p_2^* и p_2 , получим следующее выражение для $\gamma_{к.с.}^{\text{теп}}$:

$$\gamma_{к.с.}^{\text{теп}} \approx 1 - \frac{k}{2} M_2^2 \left(\frac{\omega_3}{\omega_2} - 1 \right), \quad (189)$$

где $M_2 = \frac{\omega_2}{\sqrt{k g R T_2}}$ — число М в начале камеры сгорания.

Приняв для цилиндрической камеры, что

$$\frac{\omega_3}{\omega_2} \approx \frac{T_3}{T_2} \approx \frac{T_3^*}{T_2^*}, \quad (190)$$

уравнение (189) можно написать в виде

$$\gamma_{к.с.}^{\text{теп}} \approx 1 - \frac{k}{2} M_2^2 \left(\frac{T_3^*}{T_2^*} - 1 \right). \quad (189')$$

Таким образом, чем выше число М в начале камеры и отношение температур $\frac{T_3^*}{T_2^*}$, тем ниже коэффициент давления $\gamma_{к.с.}^{\text{теп}}$.

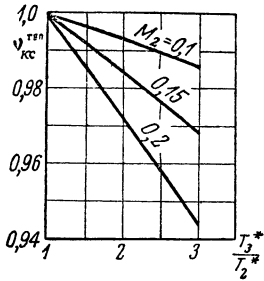
На фиг. 110 приведен пучок прямых $\gamma_{к.с.}^{\text{теп}} = f \left(\frac{T_3^*}{T_2^*} \right)$ для различных

значений M_2 . При величинах $\frac{T_3^*}{T_2^*} = 2,5$ и $M_2 = 0,15$, встречающихся

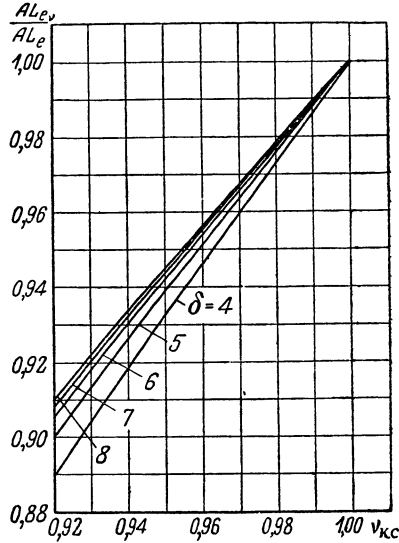
в современных двигателях, $\gamma_{к.с.}^{\text{теп}} = 0,976$. Если иметь в виду, что коэффициент давления $\gamma_{к.с.}$, учитывающий все потери полного давления в камере, в некоторых двигателях равен 0,95, то окажется, что в этих двигателях половина потерь приходится на долю гидравлического сопротивления и половина — на долю теплового сопротивления.

Тепловое сопротивление камер можно существенно снизить, применяя расширяющиеся камеры сгорания, однако это приведет к увеличению габаритов двигателя.

Падение полного давления в камере уменьшает полезную работу и к. п. д. цикла. Если это изменение работы цикла при наличии потерь учитывать не снижением к. п. д. процесса сжатия, как это мы условно делали до сих пор, а уменьшением перепада давлений



Фиг. 110. Изменение теплового сопротивления камеры в зависимости от отношения температур $\frac{T_3^*}{T_2^*}$ при различных числах M на входе в камеру.



Фиг. 111. Влияние коэффициента потери давления в камере на эффективную работу двигателя.

на линии расширения, которое имеет место в действительности, то работа, получаемая от 1 кг газа $AL_{e v}$, напишется в виде

$$AL_{e v} = AR \frac{k}{k-1} T_{\theta} \left[q \left(1 - \frac{1}{x v_{k.c} \frac{k}{k-1}} \right) \eta_p - \frac{x-1}{\eta_c} \right]. \quad (191)$$

Отношение работ при наличии и отсутствии потерь в камере представится выражением

$$\frac{AL_{e v}}{AL_e} = \frac{q \left(1 - \frac{1}{x v_{k.c} \frac{k}{k-1}} \right) \eta_p - \frac{x-1}{\eta_c}}{q \left(1 - \frac{1}{x} \right) \eta_p - \frac{x-1}{\eta_c}}. \quad (191')$$

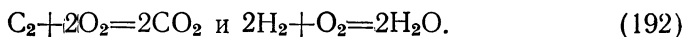
На фиг. 111 представлены кривые $\frac{AL_{e v}}{AL_e} = f(v_{k.c})$ для различных значений степени повышения давления $\delta = 4 \div 8$. При увеличении δ

влияние потери давления в камере на работу цикла уменьшается, что вполне понятно. Как видно из рассмотрения фиг. 111, при величинах $\gamma_{к.с.} = 0,95$ и $\delta = 4$, встречающихся в некоторых двигателях, отношение работ (а следовательно, и соответственных к. п. д.) $\frac{AL_{e\gamma}}{AL_e} = 0,933$. Таким образом, работа двигателя уменьшается быстрее, чем падает давление в камере сгорания.

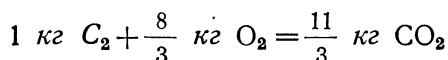
§ 4. ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ РАБОЧЕГО ТЕЛА И УРАВНЕНИЕ СГОРАНИЯ

В камере сгорания в результате сжигания горючего изменяются температура и химический состав рабочего тела, что влияет на изменение физических констант газа, в частности, теплоемкости c_p , показатели адиабаты k и газовой постоянной R . При выводе основных соотношений, определяющих процесс сгорания, будем исходить из следующего весового состава топлива: углерода 86% и водорода 14%.

Основные химические реакции, сопровождающие процесс сгорания, следующие:



Если написать эти реакции соответственно для 1 кг углерода и 1 кг водорода, то при полном сгорании получим



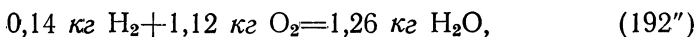
и



Тогда при сгорании 1 кг топлива заданного состава будем иметь



и



т. е. для сгорания 1 кг топлива необходимо $2,293 + 1,12 = 3,413 \text{ кг } O_2$.

Имея в виду, что воздух состоит по весу из 23,2% кислорода и 76,8% азота (если не учитывать второстепенных компонентов), нетрудно видеть, что количество азота в продуктах сгорания, выделяющихся при сжигании 1 кг топлива, будет равно

$$3,413 \frac{76,8}{23,2} = 11,298 \text{ кг } N_2.$$

Таким образом всего при сгорании 1 кг топлива выделится следующее количество газов:

$$1 + l_0 = 3,153 \text{ кг } CO_2 + 1,26 H_2O + 11,298 N_2 = 15,711 \text{ кг},$$

которые состоят из 1 кг топлива и теоретически необходимого количества воздуха $l_0=15,711-1=14,711$ кг. Весовые доли компонентов получатся равными

$$g_{\text{CO}_2} = \frac{3,153}{15,711} = 0,201; \quad g_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{1,26}{15,711} = 0,080; \quad g_{\text{N}_2} = \frac{11,298}{15,711} = 0,719.$$

При сгорании 1 кг топлива будет получаться $1+\alpha l_0$ кг продуктов сгорания (где α — коэффициент избытка воздуха, равный в современных двигателях примерно 4), т. е. это будут не «чистые» продукты сгорания, а смесь воздуха с продуктами сгорания.

Перейдем к определению теплоемкости газа. Очевидно, теплоемкость «чистых» продуктов сгорания равна

$$c_{p \text{ ч. п. с}} = g_{\text{CO}_2} c_{p \text{ CO}_2} + g_{\text{H}_2\text{O}} c_{p \text{ H}_2\text{O}} + g_{\text{N}_2} c_{p \text{ N}_2}, \quad (193)$$

а теплоемкость разбавленного газа

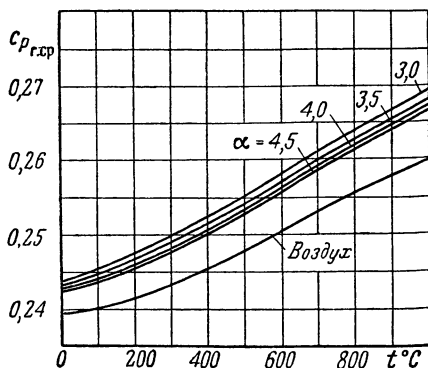
$$c_{p \text{ г}} = \frac{(1+l_0) c_{p \text{ ч. п. с}} + (\alpha - 1) l_0 c_{p \text{ в}}}{1+\alpha l_0}, \quad (194)$$

где $c_{p \text{ в}}$ — теплоемкость воздуха.

Для подсчета этих величин при различных температурах газа воспользуемся данными М. П. Вукаловича, В. А. Кириллина и В. Н. Тимофеева по молярным теплоемкостям при постоянном давлении азота, углекислоты, водяных паров и воздуха при различных температурах¹.

Пересчитав эти молярные теплоемкости на весовые (приходящиеся на 1 кг), а также воспользовавшись формулой (193) для подсчета теплоемкости «чистых» продуктов сгорания и формулой (194) для подсчета теплоемкости газа при различных α , получим данные по истинным и средним теплоемкостям, приведенные в табл. 6.

Изменение средних теплоемкостей газа при различных значениях α и воздуха в зависимости от температуры представлено на фиг. 112.



Фиг. 112. Изменение средних теплоемкостей газа и воздуха в зависимости от температуры.

¹ См. А. М. Литвин, Техническая термодинамика, Энергоиздат, 1947.

$c_p \frac{\text{кал}}{\text{кг} \text{ } ^\circ\text{C}}$	$c_p \text{ N}_2$		$c_p \text{ CO}_2$		$c_p \text{ H}_2\text{O}$		$c_p \text{ в}$	
	ист.	ср.	ист.	ср.	ист.	ср.	ист.	ср.
0	0,2472	0,2472	0,1937	0,1938	0,4445	0,4445	0,2393	0,2393
100	0,2483	0,2479	0,2187	0,2084	0,4519	0,4477	0,2413	0,2403
200	0,2506	0,2486	0,2377	0,2186	0,4639	0,4527	0,2447	0,2416
300	0,2547	0,2499	0,2532	0,2276	0,4782	0,4588	0,2496	0,2434
400	0,2600	0,2518	0,2660	0,2357	0,4935	0,4656	0,2552	0,2456
500	0,2656	0,2540	0,2768	0,2429	0,5098	0,4728	0,2608	0,2481
600	0,2713	0,2564	0,2857	0,2493	0,5267	0,4803	0,2663	0,2507
700	0,2766	0,2589	0,2933	0,2551	0,5434	0,4882	0,2713	0,2533
800	0,2814	0,2615	0,2996	0,2603	0,5609	0,4962	0,2757	0,2558
900	0,2856	0,2639	0,3050	0,2651	0,5775	0,5043	0,2795	0,2583
1000	0,2892	0,2662	0,3096	0,2693	0,5934	0,5124	0,2830	0,2605

Далее определим средний молекулярный вес газов. Средний молекулярный вес «чистых» продуктов сгорания $\mu_{\text{ч.п.с}}$ можно подсчитать по формуле

$$\mu_{\text{ч. п. с}} = \frac{1}{\frac{g_{\text{CO}_2}}{\mu_{\text{CO}_2}} + \frac{g_{\text{H}_2\text{O}}}{\mu_{\text{H}_2\text{O}}} + \frac{g_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}}. \quad (195)$$

Соответственно для разбавленного газа при данном α будем иметь

$$\mu_{\text{Г}} = \frac{1 + \alpha l_0}{\frac{1 + l_0}{\mu_{\text{ч. п. с}}} + \frac{(\alpha - 1) l_0}{\mu_{\text{в}}}}, \quad (196)$$

где $\mu_{\text{в}}$ — молекулярный вес воздуха, который можно принимать равным 28,9.

Зная величину μ , можно подсчитать газовую постоянную $R = \frac{848}{\mu}$ для «чистых» продуктов сгорания и для разбавленного газа. Результаты этих подсчетов приведены в табл. 7.

Таблица 6

c_p ч. п. с		c_p г							
ист.	ср.	$\alpha=3$		$\alpha=3,5$		$\alpha=4$		$\alpha=4,5$	
		ист.	ср.	ист.	ср.	ист.	ср.	ист.	ср.
0,2523	0,2523	0,2438	0,2438	0,2432	0,2432	0,2427	0,2427	0,2423	0,2423
0,2587	0,2560	0,2476	0,2458	0,2465	0,2450	0,2458	0,2444	0,2433	0,2440
0,2651	0,2590	0,2518	0,2476	0,2508	0,2460	0,2500	0,2461	0,2495	0,2456
0,2724	0,2622	0,2575	0,2500	0,2564	0,2490	0,2556	0,2483	0,2549	0,2478
0,2799	0,2657	0,2638	0,2526	0,2626	0,2516	0,2617	0,2509	0,2610	0,2503
0,2874	0,2693	0,2701	0,2555	0,2688	0,2545	0,2678	0,2537	0,2671	0,2531
0,2947	0,2729	0,2762	0,2584	0,2748	0,2574	0,2738	0,2565	0,2730	0,2559
0,3013	0,2765	0,2817	0,2614	0,2803	0,2603	0,2792	0,2559	0,2783	0,2588
0,3074	0,2800	0,2867	0,2643	0,2852	0,2631	0,2840	0,2622	0,2831	0,2615
0,3129	0,2834	0,2911	0,2670	0,2895	0,2658	0,2883	0,2649	0,2873	0,2641
0,3177	0,2866	0,2951	0,2696	0,2934	0,2683	0,2921	0,2674	0,2911	0,2666

Таблица 7

Константа \ Газ	Воздух	„Чистые“ продукты сгорания	Газ			
			$\alpha=3$	$\alpha=3,5$	$\alpha=4$	$\alpha=4,5$
μ	28,90	28,82	28,87	28,88	28,88	28,88
R в кгм/кг град . .	29,34	29,43	29,37	29,37	29,36	29,36

И, наконец, определяем показатель адиабаты k при различных температурах для воздуха, «чистых» продуктов сгорания и газа по формуле

$$k = \frac{c_p}{c_p - AR}, \quad (197)$$

где

$$A = \frac{1}{427} \text{ кал/кгм.}$$

Величины k приведены в табл. 8.

Изменение истинных величин k для газа при различных значениях α и для воздуха в зависимости от температуры представлено на фиг. 113.

Таблица 8

$t^{\circ} \text{C}$	κ	Газы											
		Воздух		"Чистые" продукты сгорания		$\alpha=3$		$\alpha=3,5$		$\alpha=4$		$\alpha=4,5$	
		ист.	ср.	ист.	ср.	ист.	ср.	ист.	ср.	ист.	ср.	ист.	ср.
0		1,4027	1,4027	1,3759	1,3758	1,3930	1,3930	1,3943	1,3943	1,3953	1,3953	1,3961	1,3961
100		1,3981	1,4004	1,3632	1,3684	1,3848	1,3887	1,3870	1,3903	1,3884	1,3915	1,3894	1,3924
200		1,3905	1,3974	1,3512	1,3626	1,3759	1,3846	1,3779	1,3864	1,3793	1,3877	1,3805	1,3887
300		1,3798	1,3933	1,3388	1,3566	1,3645	1,3797	1,3666	1,3816	1,3681	1,3829	1,3693	1,3840
400		1,3685	1,3884	1,3266	1,3502	1,3527	1,3742	1,3549	1,3761	1,3565	1,3776	1,3577	1,3787
500		1,3576	1,3829	1,3154	1,3439	1,3417	1,3684	1,3438	1,3704	1,3455	1,3718	1,3467	1,3730
600		1,3477	1,3775	1,3053	1,3378	1,3316	1,3627	1,3338	1,3647	1,3354	1,3662	1,3367	1,3674
700		1,3392	1,3722	1,2966	1,3319	1,3230	1,3571	1,3252	1,3592	1,3268	1,3607	1,3281	1,3619
800		1,3320	1,3672	1,2889	1,3264	1,3156	1,3519	1,3178	1,3540	1,3195	1,3555	1,3208	1,3567
900		1,3259	1,3625	1,2825	1,3213	1,3094	1,3470	1,3116	1,3491	1,3133	1,3507	1,3146	1,3519
1000		1,3207	1,3582	1,2770	1,3166	1,3040	1,3425	1,3062	1,3447	1,3079	1,3463	1,3093	1,3475

Для того чтобы воспользоваться данными табл. 8 при практических расчетах, следует знать коэффициент избытка воздуха α для рассчитываемого двигателя, значение которого определяется из уравнения сгорания. Выведем это уравнение сгорания исходя из баланса тепла.

Известно, что теплотворная способность топлива выражается тем количеством тепла, которое выделяется при охлаждении продуктов сгорания, полученных от сжигания 1 кг топлива в калориметрической бомбе до некоторой начальной температуры t_0 . Если продукты сгорания, полученные в камере двигателя, будут охлаждены до температуры t_0 , то, очевидно, выделится тепло, равное высшей теплотворной способности топлива, плюс то количество тепла, которое отличает теплосодержание воздуха, входящего в камеру сгорания от начального теплосодержания воздуха в калориметрической бомбе. Поэтому баланс тепла при сгорании 1 кг топлива в общем случае напишется в следующем виде:

$$(\alpha l_0 + 1) c_{p\Gamma}^{cp} (t_3^* - t_0) + H_0 - H_u = H_0 + \alpha l_0 c_{pB}^{cp} (t_2^* - t_0), \quad (198)$$

где $c_{p\Gamma}^{cp}$ — средняя теплоемкость газа в интервале температур $t_3^* \div t_0$;

c_{pB}^{cp} — средняя теплоемкость воздуха в интервале температур $t_2^* - t_0$;

H_0 — высшая теплотворная способность топлива.

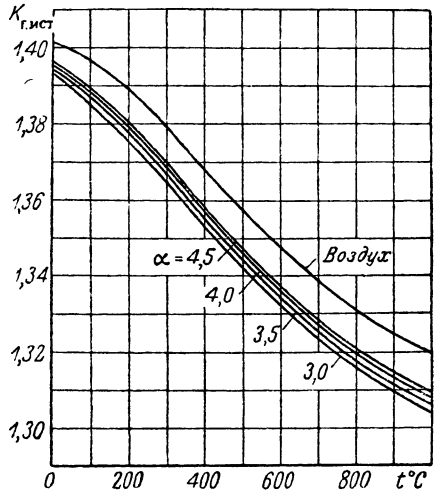
Если принять, что $t_0 = t_2^*$, то будем иметь

$$(\alpha l_0 + 1) c_{p\Gamma}^{cp} (t_3^* - t_2^*) = H_u. \quad (198')$$

Решая это уравнение относительно α , получим

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \left[\frac{H_u}{c_{p\Gamma}^{cp} (t_3^* - t_2^*)} - 1 \right]. \quad (198'')$$

Обычно неизвестными в формуле (198'') являются α и $c_{p\Gamma}^{cp}$, связанные между собой, поэтому величина α определяется



Фиг. 113. Изменение истинных величин k для газа и воздуха в зависимости от температуры.

последовательными приближениями, а именно: задавшись значением α (~ 4), находим по табл. 6 или фиг. 112 значение $c_{p\Gamma}^{cp}$ для заданной температуры t_3^* . Подставив это значение $c_{p\Gamma}^{cp}$ в формулу (198"), находим новое значение α . По этому значению α ищем соответствующую величину $c_{p\Gamma}^{cp}$, которую вновь подставляем в формулу (198") и т. д., пока исходное и полученное значения α не совпадут друг с другом.

Зная величину α , легко находим часовой расход топлива по формуле

$$G_T = \frac{3600G_B}{\alpha l_0 \eta_{cr}}, \quad (199)$$

где G_B — секундный расход воздуха;
 η_{cr} — коэффициент полноты сгорания.

Величины c_p , R и k , приведенные в табл. 5, 6 и 7, позволяют рассчитать не только процесс сгорания в камере, но и процессы сжатия воздуха и расширения газа. При расчете процессов сжатия во входном устройстве и компрессоре можно пользоваться величиной $k_b=1,4$, которая является средним значением показателя адиабаты в диапазоне температур 0—200° С (примерные температуры начала и конца процесса сжатия). Аналогично при расчете процессов расширения в турбине и реактивном сопле можно пользоваться некоторым средним значением k_r в диапазоне 850—550° С (примерные температуры начала и конца процесса расширения в современных двигателях). Очевидно, среднюю величину k_r можно определить как среднюю арифметическую истинных значений k_r при температурах 850° или 550° С. Используя линейную интерполяцию и данные табл. 8, получим

$$k_r = \frac{1,316 + 1,34}{2} \approx 1,33.$$

Понятно, что если температуры цикла отличаются от названных, то следует пересчитать средние значения k_b и k_r , используя данные табл. 8 и применяя линейную интерполяцию в диапазоне изменения температуры на 100°.



Глава X

МЕТОДИКА ТЕПЛОВОГО И ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

§ 1. ОРИЕНТИРОВОЧНЫЙ РАСЧЕТ ДВИГАТЕЛЯ

Тепловой и газодинамический расчет турбины может быть произведен лишь после того, когда хотя бы приближенно рассчитан двигатель в целом и выявлены необходимые для расчета турбины данные: расход воздуха, параметры газа перед турбиной и требуемая мощность турбины. Поэтому вкратце остановимся на методике расчета турбореактивного двигателя.

Величинами, заданными при расчете двигателя, обычно являются тяга R и удельный расход топлива C_R при определенных условиях полета (часто они задаются в земных и стендовых условиях), а также вес двигателя. Основные термодинамические параметры — степень повышения температуры $q = \frac{T_3^*}{T_0}$ и степень повышения

давления $\delta = \frac{P_2^*}{P_1^*}$ выбираются после некоторых вариантных

расчетов. При этом можно руководствоваться теми соображениями, которые были высказаны в гл. III. Обычно температура газа перед турбиной t_3^* выбирается в диапазоне 800—900°С. Более высокая температура в настоящее время недопустима по условиям жаропрочности лопаток, не имеющих интенсивного охлаждения. Степень повышения давления выбирается в пределах 4—6 и выше. Таким образом, приступая к детальным расчетам двигателя и, в частности, турбины, необходимо иметь величины T_3^* и δ . После этого расчет двигателя можно производить примерно в следующем порядке.

Работа, которая затрачивается на вращение компрессора, в кал/кг равна

$$AL_{\kappa} = \frac{k_B}{k_B - 1} ART_1^* \left[\left(\frac{P_2^*}{P_1^*} \right)^{\frac{k_B - 1}{k_B}} - 1 \right] \frac{1}{\eta_{\kappa}}, \quad (1)^*$$

* Нумерация формул этой главы соответствует последовательности расчета.

где $A = \frac{1}{427}$ кал/кгм;

$$k_B = 1,4;$$

$$R = 29,3 \text{ кгм/кг град.}$$

В условиях работы у земли на месте, которые мы будем рассматривать в расчете, $T_1^* = T_0^* = 288^\circ$ абс, а $p_1^* = p_0 = 1,033$ кг/см² (если не учитывать возможной потери полного напора во входном устройстве), так как параметры полностью заторможенного воздуха при входе в компрессор равны параметрам окружающей среды. К. п. д. компрессора η_k можно принимать равным 0,85 для многоступенчатого осевого компрессора и равным 0,76—0,78 для одноступенчатого центробежного компрессора.

Параметры заторможенного воздуха после компрессора

$$p_2^* = \delta p_0 \quad \text{и} \quad T_2^* = T_0 \left(1 - \frac{\frac{k_B - 1}{\delta} \frac{1}{k_B} - 1}{\eta_k} \right). \quad (2)$$

Давление заторможенного газа перед сопловым аппаратом турбины

$$p_3^* = \nu_{к.с} p_2^*, \quad (3)$$

где коэффициент давления в камере сгорания можно принимать равным $\nu_{к.с} = 0,95$.

Работа турбины, затрачиваемая на вращение компрессора и покрытие механических потерь в двигателе, в кал/кг

$$AL_T = \frac{AL_k}{\eta_m} = \frac{k_2}{k_2 - 1} ART_3^* \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3^*} \right)^{\frac{k_2 - 1}{k_2}} \right] \eta_T, \quad (4)$$

где показатель адиабаты расширения для газа можно принимать равным $k_T = 1,33$ (среднее значение k_T в интервале температур $t_3^* \div t_5^\circ \text{C}$), а механический к. п. д. $\eta_m = 0,99$.

Мощностной к. п. д. турбины η_T следует назначить исходя из предполагаемой величины адиабатического (лопаточного) к. п. д.

$\eta_{T,ад}$ и задаваясь отношением $\frac{c_4}{c_{ад}}$, где c_4 — выходная скорость из турбины, а $c_{ад}$ — скорость, соответствующая полному адиабатическому теплоперепаду, срабатываемому в турбине. Адиабатический к. п. д. можно принимать равным 0,88—0,92, а отношение $\frac{c_4}{c_{ад}} \approx 0,3—0,5$ (имея в виду большие скорости выхода c_4 , которые при-

меняются в современных турбинах). Тогда мощностной к. п. д. турбины можно определить, воспользовавшись формулой

$$\eta_{\Gamma} = \eta_{\Gamma. ад} - \left(\frac{c_4}{c_{ад}} \right)^2, \quad (5)$$

что позволяет из баланса работ турбины и компрессора, определяемого уравнением (4), подсчитать давление газа после турбины p_4 .

Отметим, что уравнение (4) написано в предположении равенства расходов воздуха и газа. В действительности расход газа будет больше расхода воздуха вследствие подачи топлива, но, с другой стороны, возможны утечки воздуха из двигателя через неплотности в стыковых поверхностях и лабиринтах, а также его отбор. Если предположить, что утечки воздуха и его отбор компенсируются добавлением топлива, то расход воздуха через компрессор можно считать равным расходу газа через турбину. Такая методика расчета тем более допустима, что при этом получается некоторый «запас», так как на самом деле утечки воздуха, очевидно, будут меньше расхода топлива.

Определяем остальные параметры газа после выхода из турбины. Температура газа после турбины

$$T_4 = T_3^* \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3^*} \right)^{\frac{k_{\Gamma}-1}{k_{\Gamma}}} \right] \eta_{\Gamma. ад} \right\}. \quad (6)$$

Скорость газа после турбины c_4 (индекс при c соответствует турбинным обозначениям)

$$c_4 = \sqrt{2g \frac{L_{\Gamma}}{\eta_{\Gamma}} (\eta_{\Gamma. ад} - \eta_{\Gamma})}, \quad (7)$$

где $g=9,81$ м/сек².

Скорость истечения из реактивного сопла (в предположении полного использования выходной скорости из турбины)

$$c_5 = \varphi_{p.c} \sqrt{2g \frac{k_{\Gamma}}{k_{\Gamma}-1} RT_4^* \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_4^*} \right)^{\frac{k_{\Gamma}-1}{k_{\Gamma}}} \right]}, \quad (8)$$

где коэффициент скорости в реактивном сопле $\varphi_{p.c}$ можно считать равным 0,97.

Температура газа на срезе реактивного сопла

$$T_5 = T_4^* \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_4^*} \right)^{\frac{k_{\Gamma}-1}{k_{\Gamma}}} \right] \varphi_{p.c}^2 \right\}. \quad (9)$$

Число M по теоретической скорости истечения из реактивного сопла

$$M_5 = \frac{c_5}{\varphi_{p.c} \sqrt{k_r g R T_5}}. \quad (10)$$

Секундный расход газа, обеспечивающий получение заданной тяги R и равный при сделанном нами предположении расходу воздуха

$$G_r = G_b = \frac{Rg}{c_5}. \quad (11)$$

Мощность турбины

$$N_r = \frac{AL_r G_r \cdot 3600}{632}. \quad (11')$$

Коэффициент избытка воздуха

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \left[\frac{H_u}{c_{p,r}^{cp} (t_3^* - t_2^*)} - 1 \right], \quad (12)$$

где теоретически необходимое количество воздуха $l_0 = 14,7$ кг/кг топлива; низшая теплотворная способность топлива H_u может быть принята равной 10 500 кал/кг; средняя теплоемкость газа в интервале $t_2 \div t_3^*$ °С при современных температурах газа равна $c_{p,r}^{cp} = 0,265$ кал/кг °С.

Часовой расход топлива в кг

$$G_r = \frac{3600 G_b}{\alpha l_0 \eta_{cr}}, \quad (13)$$

где η_{cr} — коэффициент полноты сгорания, который может быть принят равным $\sim 0,97$.

Удельный расход топлива в кг/кг тяги час

$$C_R = \frac{G_r}{R}. \quad (14)$$

В результате такого ориентировочного расчета двигателя определяются величины AL_r , G_r , T_3^* и p_3^* , необходимые для детального расчета и проектирования турбины.

Число оборотов двигателя n выявляется при расчете компрессора, который обычно производится до расчета турбины. Поэтому в последующем мы будем считать, что величина n известна.

§ 2. РАСЧЕТ ТУРБИНЫ

Прежде всего выбираем окружную скорость вращения на среднем диаметре. Обычно эта величина u^{cp} по условиям обеспечения необходимой механической прочности ротора порядка 350 м/сек

и может быть выбрана в диапазоне 300—350 м/сек. Тогда средний диаметр турбины в м

$$D_{\text{ср}} = \frac{60u^{\text{ср}}}{\pi n}. \quad (15)$$

Высота лопатки h определяется из уравнения

$$(1 + \tau) h = \frac{G_{\Gamma}}{\gamma_2 \pi (D_{\text{ср}} + \tau h) c_{2a}}. \quad (16)$$

Здесь удельный вес газа при выходе из турбины $\gamma_2 = \frac{p_2}{RT_2}$; величины p_2 и T_2 соответствуют p_4 и T_4 , рассмотренным в § 1. Разница в индексах объясняется тем, что сечение 4 в теории двигателя соответствует сечению 2 в теории турбин. Подобно этому параметры с индексом „0“ в настоящем параграфе и § 3 соответствуют параметрам с индексом „3“, рассмотренным в § 1.

τ — относительный радиальный зазор, которым можно задаваться в пределах 0,015—0,020;

c_{2a} — осевая скорость газа при выходе из турбины.

Имея в виду малую закрутку газа, применяемую в турбинах, для упрощения расчета можно ориентировочно принять, что

$c_{2a} = \frac{c_2}{1 + \tau}$. Тогда уравнение (16) переписется в виде

$$h = \frac{G_{\Gamma}}{\gamma_2 \pi (D_{\text{ср}} + \tau h) c_2}, \quad (16')$$

откуда определяется величина h .

Подсчитываем полученное отношение $\frac{D_{\text{ср}}}{h}$, которое в современных авиационных турбинах обычно бывает в пределах 4,5—7.

Радиусы турбины, на которых располагаются корневые, средние и периферийные сечения лопаток

$$r' = \frac{D_{\text{ср}} - h}{2}; \quad r^{\text{ср}} = \frac{D_{\text{ср}}}{2} \quad \text{и} \quad r'' = \frac{D_{\text{ср}} + h}{2}. \quad (17)$$

Проверяем отношение $\frac{u^{\text{ср}}}{c_{\text{ад}}}$, где $c_{\text{ад}} = \frac{c_2}{c_{\text{ад}}}$. Для достижения

максимального мощностного к. п. д. турбины это отношение желательно иметь равным примерно 0,5 (см. фиг. 65).

Перейдем к детальному газодинамическому расчету турбины, который обычно производится для трех сечений лопаток — корневого, среднего и периферийного. При расчете исходят из закона постоянства циркуляции и осевой скорости в зазоре между сопловыми и рабочими лопатками, а также постоянства осевой скорости

после турбины, т. е. принимают, что $rc_{1u} = \text{const}$; $c_{1a} = \text{const}$; $c_{2a} = \text{const}$ (постоянство циркуляции после турбины может не вполне соблюдаться на всех радиусах из-за наличия закрутки потока).

Расчет турбины рекомендуется начинать со среднего сечения, поскольку параметры газа в этом месте имеют приблизительно среднее значение между параметрами в корневом и периферийном сечениях. По полученной величине γ_1^{cp} сразу можно оценить правильность исходного значения η_r и внести соответствующие изменения при несовпадении исходной и полученной величин.

Выбрав величину степени реактивности на среднем диаметре $\rho^{cp} \approx 0,3-0,4$, определяем скорость истечения газа из соплового аппарата турбины в среднем сечении

$$c_1^{cp} = \varphi c_{ад} \sqrt{1 - \rho^{cp}}, \quad (18)$$

где коэффициент скорости в сопловом аппарате φ можно принимать равным 0,96—0,97.

Далее определяем то значение угла потока, выходящего из соплового аппарата, который обеспечивает заданный расход газа, т. е. принятую скорость c_{2a} после турбины. Для этого воспользуемся уравнением (128), приведенным в гл. VI

$$\frac{c_{2a}}{c_{1a}} = \frac{\gamma_1^{cp}}{\gamma_2}. \quad (19)$$

Поскольку осевая скорость

$$c_{1a} = c_1^{cp} \sin \alpha_1^{cp}, \quad (20)$$

то

$$\sin \alpha_1^{cp} = \frac{c_{2a} \gamma_2}{c_1^{cp} \gamma_1^{cp}}. \quad (19')$$

Определим величину γ_1^{cp} , входящую в уравнение (19').

Температура газа в осевом зазоре в среднем сечении

$$T_1^{cp} = T_0^* - \frac{k_r - 1}{k_r} \frac{(c_1^{cp})^2}{2gR}. \quad (21)$$

Давление и плотность газа там же

$$p_1^{cp} = p_0^* \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{k_r - 1}{k_r}} \right] (1 - \rho^{cp}) \right\}^{\frac{k_r}{k_r - 1}}; \quad (22)$$

$$\gamma_1^{cp} = \frac{p_1^{cp}}{RT_1^{cp}}. \quad (23)$$

Теперь имеются все данные для определения угла потока в среднем сечении α_1^{cp} по формуле (19').

Подставив найденное значение α_1^{cp} в уравнение (20), определяем осевую составляющую скорости в зазоре c_{1a} , а также окружную составляющую скорости в среднем сечении

$$c_{1u}^{cp} = c_1^{cp} \cos \alpha_1^{cp}. \quad (24)$$

Прежде чем продолжать определение параметров газа в среднем сечении лопаток, найдем, какая степень реактивности получается в корневом сечении при выбранном значении ρ^{cp} . Дело в том, что для получения высокого к. п. д. турбины даже в корневом сечении желательно иметь некоторую положительную реактивность порядка $\rho' \approx 0,1-0,2$; отрицательная реактивность не допускается. Иногда в корневом сечении лопатка бывает активной, т. е. $\rho' = 0$, однако это также нежелательно, ибо при крейсерских режимах в этом случае тоже появится отрицательная реактивность.

Окружная составляющая скорости в корневом сечении

$$c'_{1u} = c_{1u}^{cp} \frac{r^{cp}}{r'}. \quad (25)$$

Тогда степень реактивности в корневом сечении

$$\rho' = 1 - \frac{c_{1a}^2 + c_{1u}'^2}{\varphi^2 c_{ад}^2}. \quad (26)$$

Если полученная величина ρ' находится примерно в диапазоне $0,1 < \rho' < 0,2$, то расчет можно продолжить.

Угол относительной скорости в осевом зазоре определится из выражения

$$\operatorname{tg} \beta_1^{cp} = \frac{\sin \alpha_1^{cp}}{\cos \alpha_1^{cp} - \frac{u^{cp}}{c_1^{cp}}}. \quad (27)$$

Относительная скорость в осевом зазоре

$$w_1^{cp} = \frac{c_{1a}}{\sin \beta_1^{cp}}. \quad (28)$$

Таким образом, найдены все элементы входного треугольника скоростей, который можно построить.

Переходим к определению элементов выходного треугольника.

Относительная скорость после турбины

$$w_2^{cp} = \psi \sqrt{(w_1^{cp})^2 + \rho^{cp} c_{ад}^2}, \quad (29)$$

причем коэффициентом скорости ψ сначала задаемся (с последующей его проверкой и исправлением).

Угол между относительной скоростью потока после турбины и плоскостью вращения определится из соотношения

$$\sin \beta_2^{cp} = \frac{c_{2a}}{w_2^{cp}}. \quad (30)$$

Теперь можно подсчитать сумму углов $\beta_1^{cp} + \beta_2^{cp}$ и, пользуясь кривой, приведенной на фиг. 92, проверить правильность исходного значения ψ^* . При несовпадении полученного и исходного значений коэффициента скорости величины w_2^{cp} и β_2^{cp} следует пересчитать исходя из нового значения ψ .

Окружная составляющая абсолютной скорости после турбины

$$c_{2u}^{cp} = w_2^{cp} \cos \beta_2^{cp} - u^{cp}. \quad (31)$$

Абсолютная скорость газа после турбины

$$c_2^{cp} = \sqrt{c_{2a}^2 + (c_{2u}^{cp})^2}. \quad (32)$$

К. п. д. на окружности колеса

$$\eta_u^{cp} = \frac{2u^{cp}}{c_{1u}^2} (c_{1u}^{cp} + c_{2u}^{cp}). \quad (33)$$

Далее нужно оценить потери в радиальном зазоре. Исходя из принятой величины относительного радиального зазора, определяем по кривой, приведенной на фиг. 95 для реактивной решетки, коэффициент η_z , учитывающий эти потери. Тогда мощностной к. п. д. турбины

$$\eta_T^{cp} = \eta_u^{cp} \eta_z; \quad (34)$$

адиабатический к. п. д.

$$\eta_{T, ад}^{cp} = \eta_T^{cp} + \left(\frac{c_2^{cp}}{c_{ад}} \right)^2.$$

Если полученные величины η_T^{cp} , $\eta_{T, ад}^{cp}$ и c_2^{cp} отличаются от исходных, то весь расчет начиная с формулы (4) нужно повторить с учетом найденных значений этих величин. При повторном расчете, когда определяется величина c_{2a} , следует пользоваться не приближенной формулой (16'), а точной формулой (16).

На этот раз получится почти полное совпадение исходного и вновь подсчитанного режимов. После этого расчет можно продолжать.

* Отличием величины $\beta_{1к} + \beta_{2к}$, отложенной по оси абсцисс на фиг. 92, от суммы углов потока $\beta_1 + \beta_2$ можно в этом случае пренебречь.

Заканчивая определение элементов выходного треугольника, подсчитываем угол абсолютной скорости из соотношения

$$\operatorname{tg} \alpha_2^{\text{cp}} = \frac{c_{2a}}{c_{2u}^{\text{cp}}}. \quad (35)$$

Закрутка потока после турбины

$$\epsilon^{\text{cp}} = \frac{c_{2u}^{\text{cp}}}{u^{\text{cp}}}. \quad (36)$$

Теперь определены все элементы выходного треугольника скоростей, который можно построить.

Для оценки термических условий работы входной кромки лопатки необходимо определить температуру заторможенного газа при входе в рабочее колесо

$$T_1^{* \text{cp}} = T_1^{\text{cp}} + \frac{k_r - 1}{k_r} \frac{(\omega_1^{\text{cp}})^2}{2gR}. \quad (37)$$

Отметим, что та же величина $T_1^{* \text{cp}}$ определяет собой температуру заторможенного по относительной скорости газа после турбины.

Подсчитаем еще значения некоторых безразмерных критериев.

Число M в осевом зазоре по теоретической абсолютной скорости

$$M_{c_{it}}^{\text{cp}} = \frac{c_1^{\text{cp}}}{\psi \sqrt{k_r g R T_1^{\text{cp}}}}. \quad (38)$$

Если эта величина $M_{c_{it}}^{\text{cp}}$ больше 1, то, очевидно, в сопловом аппарате должен срабатываться сверхкритический перепад давлений (с использованием косога среза для получения сверхкритических скоростей).

Число M в осевом зазоре по относительной скорости (характеризующее условия входа потока в рабочее колесо)

$$M_{\omega_1}^{\text{cp}} = \frac{\omega_1^{\text{cp}}}{\sqrt{k_r g R T_1^{\text{cp}}}}. \quad (39)$$

В современных авиационных турбинах это число $M_{\omega_1}^{\text{cp}} < 1$ и равняется примерно 0,5—0,6 на среднем диаметре. При $M_{\omega_1}^{\text{cp}} > 1$ обтекание рабочей лопатки будет сопровождаться скачком уплотнения.

Число M после турбины по теоретической относительной скорости

$$M_{\omega_2}^{\text{cp}} = \frac{\omega_2^{\text{cp}}}{\psi \sqrt{k_r g R T_2^{\text{cp}}}}. \quad (40)$$

Это число M играет такую же роль при оценке режима работы колеса, как и $M_{c_{1t}}^{cp}$ при оценке режима работы соплового аппарата. Если $M_{w_{2t}}^{cp} > 1$, то в косом срезе рабочего колеса должны возникнуть сверхкритические скорости.

Число M после турбины по относительной скорости (характеризующее условия выхода потока из рабочего колеса)

$$M_{w_2}^{cp} = \frac{w_2^{cp}}{\sqrt{k_r g R T_2^{cp}}}. \quad (41)$$

Величина M_{w_2} в современных авиационных турбинах близка к 1.

Число M после турбины по абсолютной скорости (характеризующее условия входа потока в реактивное сопло)

$$M_{c_2}^{cp} = \frac{c_2^{cp}}{\sqrt{k_r g R T_2^{cp}}}. \quad (42)$$

Число Рейнольдса при выходе из турбины по относительной скорости

$$Re_{w_2} = \frac{w_2 l}{\mu} \frac{\gamma_2}{g}, \quad (43)$$

где длина хорды лопатки l определится после выбора решетки, обеспечивающей нужный угол поворота струи (см. § 3), а коэффициент вязкости μ можно брать по кривой, приведенной на фиг. 79.

На этом расчет параметров в среднем сечении можно закончить. Аналогично рассчитываются параметры потока в корневом и периферийном сечениях лопаток. Мощностной к. п. д. в этих сечениях обычно незначительно отличается в ту или другую сторону от значения η_r , полученного для среднего сечения. Никаких пересчетов, связанных с этим, производить не нужно.

Выявленное расчетом изменение основных параметров по высоте лопатки обычно иллюстрируется соответствующими кривыми.

§ 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ТУРБИНЫ

При проектировании турбинных решеток обычно используются неохлаждаемые реактивные профили известных современных авиационных газовых турбин с учетом тех соображений, которые были приведены в гл. VIII. Густоту решетки рабочего колеса можно выбрать, воспользовавшись формулой (182').

Оптимальная густота решетки рабочего колеса получается, по видимому, при относительном шаге $\frac{t}{l} \approx 0,6$. Однако из кон-

структивных соображений часто применяют большую величину относительного шага $\frac{t}{l} \approx 0,7$. Решетка соплового аппарата обычно делается несколько более густой.

Далее определяем конструктивные углы решеток соплового аппарата и рабочего колеса α'_1 , $\beta_{1к}$ и β'_2 , обеспечивающих получение заданных углов потока α_1 , β_1 и β_2 . При назначении величины угла при выходе из решетки рабочего колеса β'_2 можно воспользоваться кривыми, приведенными на фиг. 101, характеризующими углы отставания $\Delta\beta_2$. Определив для наших данных величину $\Delta\beta_2$, получим

$$\beta'_2 = \beta_2 - \Delta\beta_2. \quad (44)$$

Конструктивный угол при входе в решетку рабочего колеса $\beta_{1к}$ можно брать либо равным углу потока β_1 , либо несколько меньшим, чтобы получить отрицательный угол атаки, который, как известно, благоприятно влияет на уменьшение потерь в решетке.

Конструктивный выходной угол из решетки соплового аппарата подсчитывается исходя из углов отклонения потока в осевом зазоре и косом срезе. Угол потока в косом срезе $\alpha'_1 + \delta$ определится из соотношения

$$\operatorname{tg}(\alpha'_1 + \delta) = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{1 - \frac{s_{кр}}{t}}, \quad (45)$$

где $s_{кр}$ — толщина выходной кромки лопатки в плоскости вращения.

Тогда угол α'_1 в минимальном сечении подсчитывается по формуле

$$\sin \alpha'_1 = \frac{y}{y_{кр}} \sin(\alpha'_1 + \delta), \quad (46)$$

где y — известная функция перепада давлений $\frac{p_1}{p_0^*}$ (здесь p_1 — текущее давление в осевом зазоре, а p_0^* — давление заторможенного газа при входе в сопловой аппарат);
 $y_{кр} = 2,11$.

Функция $y = f\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)$ либо подсчитывается по известной формуле

$$y = \sqrt{2g \frac{k_r}{k_r - 1} \left[\left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)^{\frac{2}{k_r}} - \left(\frac{p_1}{p_0^*}\right)^{\frac{k_r + 1}{k_r}} \right]}, \quad (47)$$

либо определяется по кривой, приведенной на фиг. 51.

Если $\sin \alpha_1'$, подсчитанный по формуле (46), оказывается равным $\frac{a}{t-s_{кр}}$ (где a — ширина минимального сечения межлопаточного канала), то это означает, что решетка соплового аппарата выбрана правильно в отношении обеспечения нужного угла потока на выходе из нее.

Вычертив развертки профилей по всем трем сечениям, необходимо проверить плавность каналов и оценить в целом конфигурацию проточной части. Осевой зазор между решетками можно назначать в пределах 5—12 мм.



Глава XI

СОВРЕМЕННЫЕ АВИАЦИОННЫЕ ГАЗОВЫЕ ТУРБИНЫ

§ 1. ОПИСАНИЕ НЕКОТОРЫХ ТУРБИН И ИХ ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ

В начале развития авиационных газотурбинных двигателей, когда тяга ТРД не превышала 1000 кг в стендовых условиях, соответственно применялись газовые турбины сравнительно малой мощности $N_T=3000-4000$ л. с. Далее стали строить двигатели со значительно большей тягой, и мощность турбины соответственно возрасла до 12 000—15 000 л. с. В настоящее время имеются газовые турбины, мощность которых уже намного превосходит и эти цифры. Одновременно с этим увеличивался ресурс турбины, улучшалась ее экономичность и возрастала пропускная способность турбины.

Успеху создания мощных, надежных, экономичных и малогабаритных турбин способствовали определенные мероприятия, которые были применены при их конструировании. Главнейшие из них следующие.

1. Изготовление лопаток турбины из высоколегированных сталей или специальных сплавов с воздушным охлаждением элементов соплового аппарата и ротора турбины.

2. Применение большой степени реактивности в турбинной ступени и проектирование проточной части по закону постоянства циркуляции скорости по радиусу.

3. Применение больших осевых скоростей при выходе из турбины.

4. Применение длинных лопаток газовой турбины, т. е. малых отношений $\frac{D_{ср}}{h}$, где $D_{ср}$ — средний диаметр турбины, h — высота лопатки.

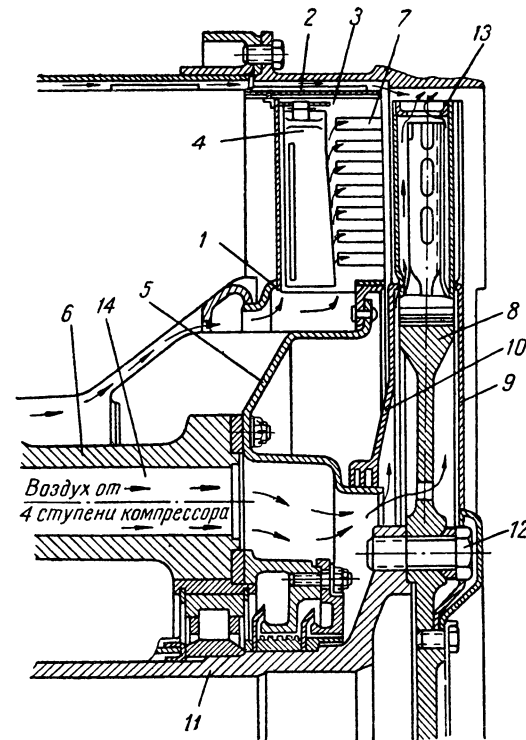
5. Применение высоких окружных скоростей вращения ротора турбины.

Первое из этих мероприятий направлено на улучшение надежности турбины, второе — на улучшение экономичности и последние три — на уменьшение габаритов и веса турбины. В целом реализация перечисленных положений позволила эффективно исполь-

зывать в турбинной ступени большие теплоперепады на высоком температурном уровне и пропускать через малогабаритную турбину большие расходы газа. При этом ресурс газовой турбины стал удовлетворять современным требованиям эксплуатации авиационных двигателей.

Рассмотрим конструкции и основные данные некоторых выполненных турбин.

На фиг. 114 изображен продольный разрез турбины с мощностью 3300 л. с., сопловые и рабочие лопатки которой охлаждаются изнутри воздухом. Сопловой аппарат турбины состоит из внутреннего точеного кольца 1, внешнего кольца 2, изготовленного из листовой стали, и 31 пустотелой лопатки 3, штампованных из 2,5-миллиметровой листовой жароупорной стали, в которые вставлены профилированные дефлекторы 4. Лопатки приварены к внутреннему кольцу и фиксируются по внешнему кольцу при помощи специальных угольников.



Фиг. 114. Продольный разрез турбины мощностью 3300 л. с.

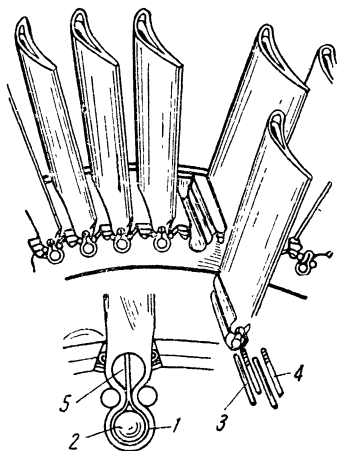
Сопловой аппарат в целом присоединяется к штампованной детали 5, которая крепится к корпусу 6.

Лопатки соплового аппарата охлаждаются воздухом, который отбирается после седьмой (последней) ступени осевого компрессора в количестве примерно 2% от общего расхода воздуха через двигатель. Поступая к корню лопаток, как показано стрелками на фиг. 114, воздух охлаждает внутреннее кольцо и далее течет по зазору между стенкой лопатки и дефлектором, роль которого заключается в увеличении скорости воздуха и улучшении, таким образом, охлаждения нагретых стенок лопаток. Из лопатки охлаждающий воздух выходит через каналы 7, расположенные вдоль выходной кромки. Внешнее кольцо соплового аппарата также охлаждается воздухом.

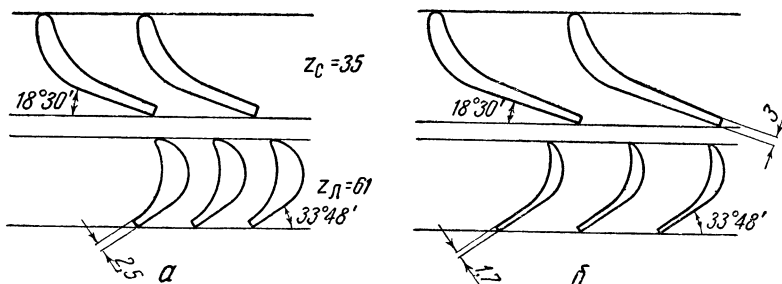
Колесо турбины состоит из диска 8, 66 пустотелых лопаток, штампованных из листовой жароупорной стали с переменной толщиной от 2,7 мм у корня лопатки до 0,6 мм на периферии и двух боковых крышек 9 и 10. Колесо турбины консольно посажено на пустотелый вал 11, к которому крепится винтами 12.

Конструкция лопатки и крепление ее в диске показаны на фиг. 115. Внутри лопатки имеется дефлектор, который приварен к ножке лопатки 1, через которую пропущен стальной стержень 2 для придания жесткости. Ножка лопатки заводится в паз, имеющийся в диске, и крепится с помощью двух запрессованных штифтов 3 и двух распорных клиновидных пластинок 4. В торец лопатки вварена пластинка 13 из листовой стали с отверстием для выхода охлаждающего воздуха (см. фиг. 114).

Воздух для охлаждения диска и лопаток турбин, отбираемый после 4-й ступени компрессора, подводится по пяти каналам 14 (см. фиг. 114) к полостям, образованным диском и боковыми крышками, и далее через отверстие 5 (см. фиг. 115), имеющееся в ножке лопатки, поступает в пространство между стенкой лопатки и дефлектором.



Фиг. 115. Рабочие лопатки турбины и крепление их в обode.



Фиг. 116. Проточная часть турбины мощностью 3300 л. с. в корневом и периферийном сечениях.

Через отверстие в доньшке воздух выходит из лопатки и смешивается с газом.

Радиальный зазор между рабочими лопатками и корпусом турбины равен 3,5 мм, а осевой зазор между сопловыми и рабочими лопатками — 4,8 мм. Профили сопловых и рабочих лопаток в кор-

невом и периферийном сечениях показаны на фиг. 116. Лопатки имеют постоянный профиль по высоте (не витые), а незначительная разница в конфигурациях профилей в двух крайних сечениях объясняется переменной толщиной листового материала, из которого они изготовлены. Лопатки имеют толстую входную кромку; к. п. д. решетки с такими лопатками мало меняется в широком диапазоне изменения угла атаки, что позволяет выполнять их с постоянным профилем по высоте.

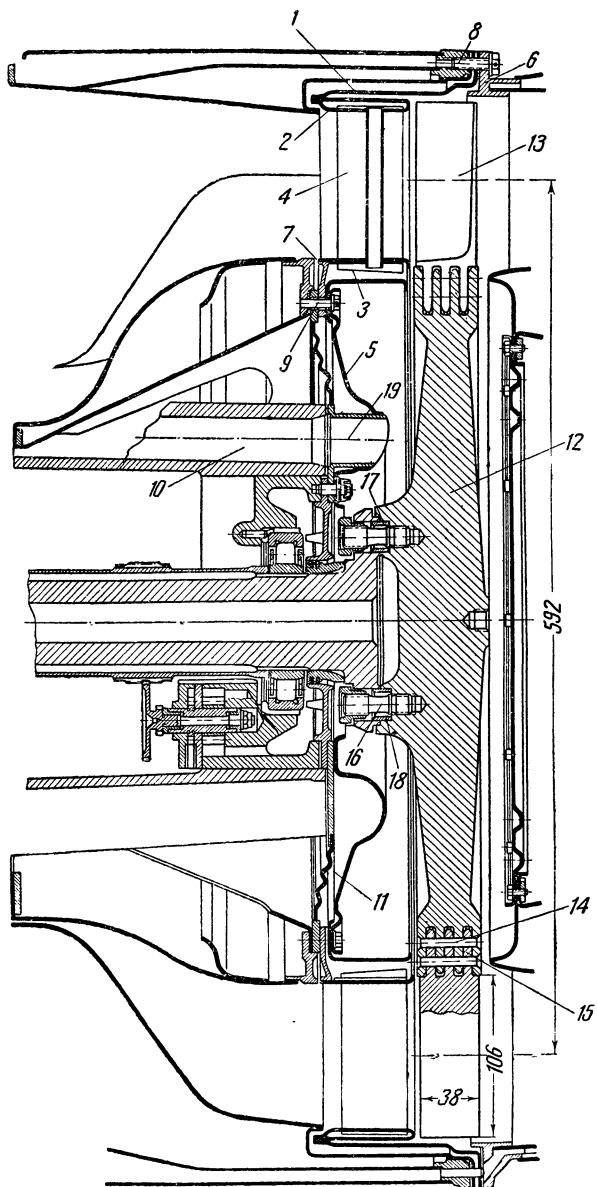
На фиг. 117 представлен продольный разрез авиационной газовой турбины мощностью 3900 л. с. с внутренним воздушным охлаждением сопловых лопаток.

Сопловой аппарат турбины представляет собой сварную конструкцию, изготовленную из листовой стали, и состоит из жесткого кольца 1, двух полых обечаек — наружной 2 и внутренней 3, 35 пустотелых лопаток 4 с дефлекторами и диафрагмы 5, отделяющей область охлаждения диска 6 от области охлаждения соплового аппарата.

Сопловые лопатки в корневом сечении приварены к внутренней обечайке, а верхним торцом свободно входят в прорези, имеющиеся во внутреннем кольце наружной обечайки. Такое крепление позволяет лопатке свободно расширяться при температурных деформациях. Наружная обечайка приварена к кольцу 1, имеющему отбортованный фланец 6, а внутренняя обечайка — к фланцу 7. Этими фланцами сопловой аппарат крепится к корпусу камер с помощью винтов 8 и 9.

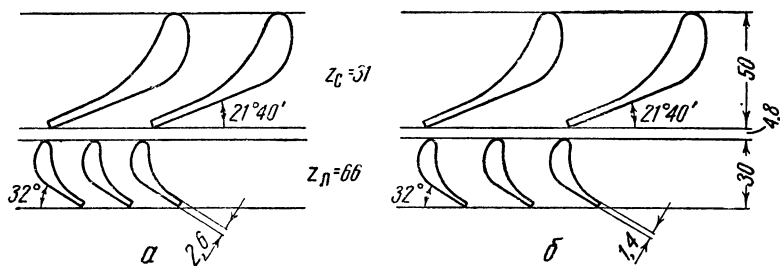
Воздух для охлаждения соплового аппарата и диска турбины отбирается после восьмой (последней) ступени компрессора и подводится по пяти каналам 10, из которых по трем подводится воздух, охлаждающий сопловой аппарат. Далее воздух проходит через полость 11 и полость, образованную внутренней обечайкой, и попадает в лопатки соплового аппарата; здесь он направляется по пространству между стенкой лопатки и дефлектором, охлаждая лопатку, и затем выходит из нее через щель в выходной кромке, смешиваясь с газом.

Колесо турбины состоит из диска 12, фрезерованных неохлаждаемых лопаток 13 в количестве 61 шт. и 122 штифтов. Лопатки имеют три хвостовика 15, которые входят в соответствующие пазы, имеющиеся в ободе диска; лопатки крепятся к диску с помощью штифтов 14. Колесо турбины консольно крепится к пустотелому валу, покоящемуся в двух подшипниках качения, при помощи призонных шпилек 16. Центровка диска и вала производится по поверхности 17, а также с помощью втулок 18, вставленных в отверстия во фланце вала и в диске и передающих крутящий момент. Охлаждение передней стороны диска турбины производится сжатым воздухом, который подводится через два канала 10 и трубочки 19, вставленные в эти каналы и приваренные к диафрагме 5.



Фиг. 117. Продольный разрез турбины мощностью 3900 л. с.

Профили сопловых и рабочих лопаток в корневом и периферийном сечениях показаны на фиг. 118. Сопловые лопатки имеют постоянный профиль по высоте, но различную ширину. Рабочие лопатки имеют переменный профиль по высоте при постоянном выходном угле $\beta_{2к}$.

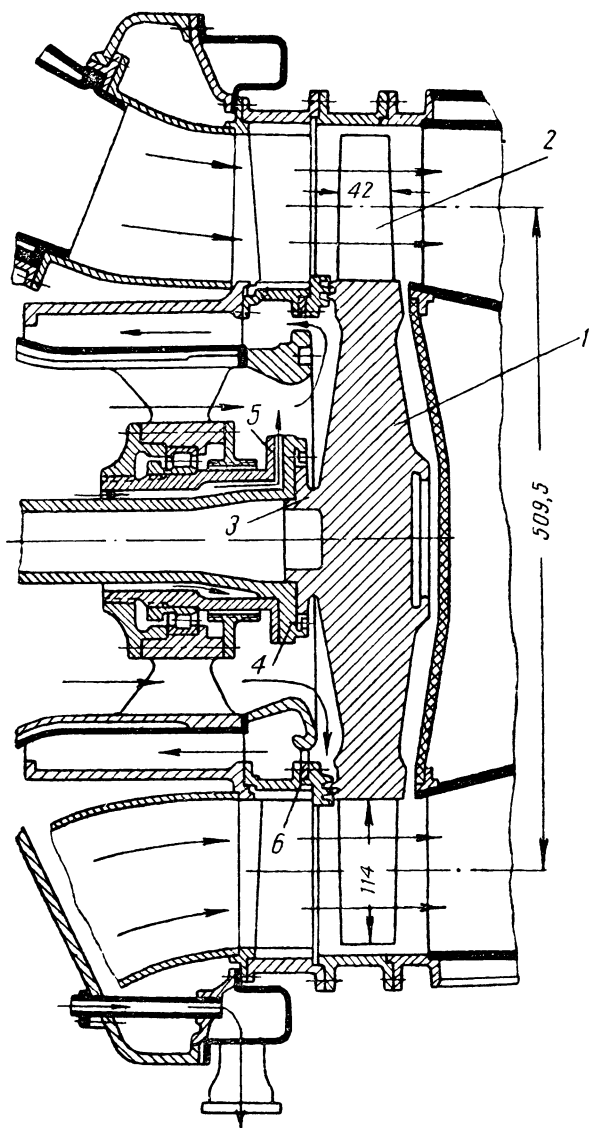


Фиг. 118. Проточная часть турбины мощностью 3900 л. с. в корневом и периферийном сечениях.

На фиг. 119 изображен продольный разрез турбины мощностью 11 100 л. с. Сопловой аппарат турбины (фиг. 120) состоит из внутреннего 2 и наружного 5 ободов, 48 неохлаждаемых лопаток 1, изготовленных из специального жароупорного сплава, лабиринтного кольца 6 и регулировочного кольца. Лопатки соплового аппарата, имеющие переменный профиль по высоте, снабжены опорными башмаками 3, которые при монтаже входят в скошенные пазы такой же конфигурации, имеющиеся в ободах 2 и 5. Передним фланцем наружный обод центрируется и крепится к крышке газосборника 4, а к заднему фланцу крепится корпус турбины. Внутренний обод передним фланцем также центрируется и крепится к барабану газосборника, а на заднем фланце несет лабиринтное кольцо с гребенчатым торцевым профилем. Зубцы этого кольца входят в лабиринтные канавки, выточенные на торце диска турбины, создавая уплотнение, предотвращающее утечку газа в систему охлаждения. Величина осевого зазора в лабиринтном уплотнении регулируется при помощи кольца 6 (см. фиг. 119).

Колесо турбины состоит из диска 1 (см. фиг. 119) и 54 лопаток 2 с переменным профилем по высоте, штампованных из специального жаростойкого сплава. Ножки лопаток имеют «елочный» профиль и входят в соответственно спрофилированные пазы, протянутые в диске (фиг. 121). В продольном направлении лопатки фиксируются с помощью выступа 1 в нижней части переднего торца ножки лопатки и отгибного язычка 2 на заднем торце. Соединение лопаток с диском предусматривает некоторое покачивание их в гнездах в нерабочем состоянии, что преследует следующие цели:

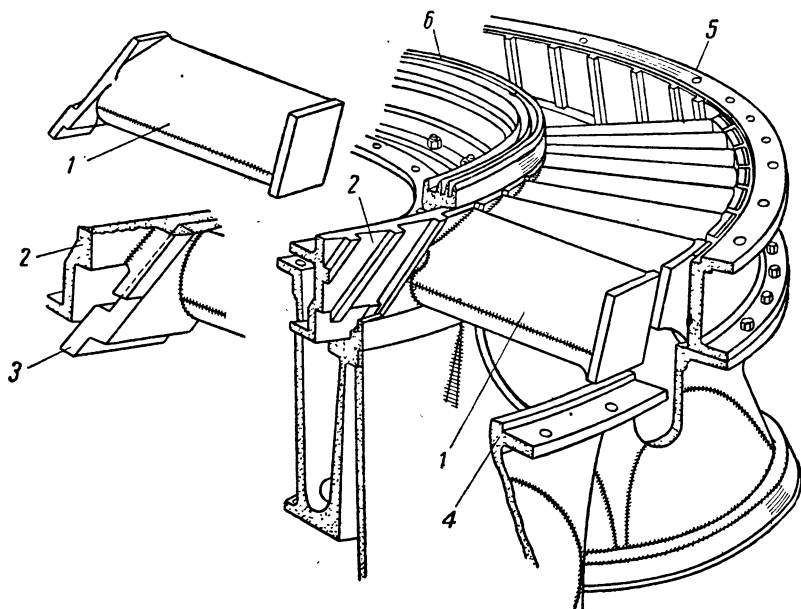
1. Демпфировать вибрационные колебания лопаток.



Фиг. 119. Продольный разрез турбины мощностью 11 100 л. с.

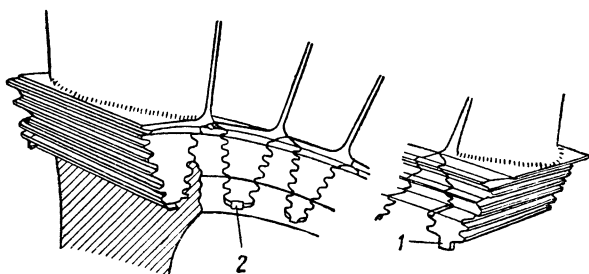
2. Способствовать самоустанавливанию лопаток под воздействием газодинамических сил и сил инерции.

3. Дать возможность свободного расширения для ножек лопаток, которые нагреваются в большей степени, чем обод.



Фиг. 120. Сопловой аппарат турбины.

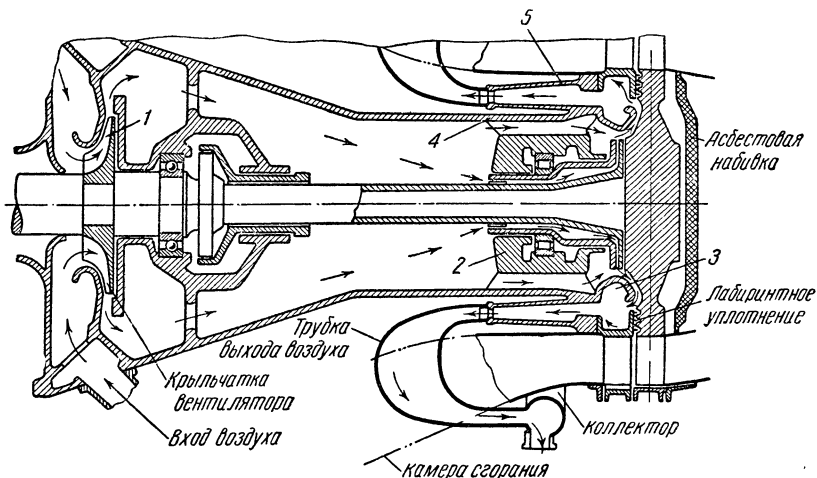
Диск турбины с передней стороны имеет фланец 3 (см. фиг. 119) с наружными шлицами и с центрирующим буртиком для сочлене-



Фиг. 121. Крепление лопаток в диске турбины.

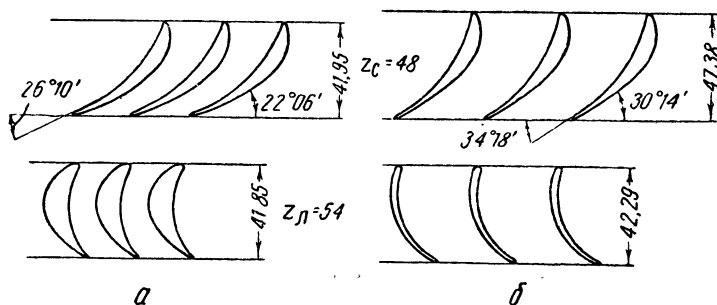
ния с валом турбины. При помощи восьми стяжных болтов фланец диска соединяется с фланцем 4 пустотелого вала и внутренней цапфой 5 заднего подшипника.

Система охлаждения заднего подшипника и диска турбины показана на фиг. 122. В специальном центробежном вентиляторе 1 воздух сжимается примерно до 1,3 ат и подводится к заднему под-



Фиг. 122. Схема охлаждения заднего подшипника и диска турбины.

шипнику 2. Здесь воздух делится на два потока, один из которых омывает корпус заднего подшипника снаружи, другой проходит по кольцевому пространству между валом и цапфой подшипника.



Фиг. 123. Проточная часть турбины мощностью 11 100 л. с. в корневом и периферийном сечениях.

Вход воздуха в это кольцевое пространство и выход из него осуществляется через специальные канавки.

Охладив таким образом задний подшипник, воздух далее поступает в пространство между дефлектором 3 и диском турбины, охлаждает его и, поворачиваясь на 180°, входит в кольцевое пространство между экраном 4 и барабаном газосборника 5. Затем

через девять трубок воздух поступает в коллектор и выходит наружу. Расход охлаждающего воздуха равен $\approx 0,3 \text{ кг/сек}$ при температуре его на выходе из двигателя $300\text{—}350^\circ \text{С}$. Температура материала диска при такой системе охлаждения получается равной примерно 150°С в центре диска и $500\text{—}550^\circ \text{С}$ в ободу.

Проточная часть турбины в корневом и периферийном сечениях показана на фиг. 123. Сопловые и рабочие лопатки отличаются тонким профилем, меняющимся по радиусу согласно требованиям теории «свободного вихря». Выходной угол сопловых лопаток велик, что в сочетании с большой их длиной обеспечивает пропуск больших масс газа через сравнительно малогабаритную турбину.

Основные данные рассмотренных турбин приведены в табл. 9.

Таблица 9

Мощность турбины N_T в л. с.	3300	3900	11 100
Число оборотов n в об/мин	9500	8700	12 300
Расход газа G_T в кг/сек	17,1	20,5	41,2
Средний диаметр турбины $D_{ср}$ в мм	531,8	592	509,5
Высота рабочей лопатки h в мм	92,7	106	114,2
Отношение $\frac{D_{ср}}{h}$	5,74	5,58	4,46
Число сопловых лопаток z_c	31	35	48
Отношение $\frac{t_c}{l_c}$ на среднем диаметре	0,765	0,75	0,585
Число рабочих лопаток z_n	66	61	54
Отношение $\frac{t_n}{l_n}$ на среднем диаметре	0,816	0,745	0,69
Радиальный зазор δ_r в мм	3,5	4,6	2,0
Окружная скорость вращения $u^{ср}$ в м/сек	264,5	270	328
Адиабатический теплоперепад $H_{ад}$ в кал/кг	48,2	48,7	76
Отношение $\frac{u^{ср}}{c_{ад}}$	0,416	0,423	0,41
Степень понижения давления $\delta_T = \frac{p_0^*}{p_2}$	2,04	2,11	3,1
Степень реактивности на среднем диаметре $\rho^{ср}$	0,19	0,19	0,4
Выходная скорость на среднем диаметре c_2 в м/сек	199	186	420
К. п. д. адиабатический $\eta_{т. ад}$	0,803	0,778	0,9
К. п. д. мощностной η_T	0,705	0,693	0,625

§ 2. ПРИМЕРНЫЙ РАСЧЕТ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ
МОЩНОСТЬЮ 11 000 л. с.

Приведем в качестве примера расчет газовой турбины для турбореактивного двигателя с тягой 2270 кг в стендовых условиях. Расчет произведен по методике, изложенной в гл. X, с использованием соответствующих формул и обозначений.

Предположим, что для данного двигателя выбраны степень повышения давления в компрессоре (центробежном) $\delta = \frac{p_2^*}{p_1^*} = 4,35$ и температура газа перед турбиной $T_3^* = 1120^\circ \text{ абс.}$ Тогда получим следующие данные по этому двигателю.

Работа, затрачиваемая на вращение компрессора

$$AL_{\kappa} = \frac{k_B}{k_B - 1} ART_1^* \left(\delta^{\frac{k_B - 1}{k_B}} - 1 \right) \frac{1}{\eta_{\kappa}} =$$

$$= 3,5 \frac{29,3 \cdot 288}{427} (4,35^{0,286} - 1) \frac{1}{0,76} = 47,74 \text{ кал/кг.}$$

Температура заторможенного воздуха после компрессора

$$T_2^* = T_1^* \left(1 + \frac{\delta^{\frac{k_B - 1}{k_B}} - 1}{\eta_{\kappa}} \right) = 288 \left(1 + \frac{4,35^{0,286} - 1}{0,76} \right) = 486,1^\circ \text{ абс.}$$

Давление заторможенного газа перед турбиной

$$p_3^* = \delta p_1^* \nu_{\kappa, c} = 4,35 \cdot 1,033 \cdot 0,95 = 4,27 \text{ кг/см}^2.$$

Задавшись адиабатическим к. п. д. турбины $\eta_{\text{т.ад}} = 0,9$ и отношением выходной скорости к адиабатической скорости $\frac{c_2}{c_{\text{ад}}} = 0,525$, получим значение мощностного к. п. д.

$$\eta_{\text{т}} = \eta_{\text{т.ад}} - \left(\frac{c_2}{c_{\text{ад}}} \right)^2 = 0,9 - 0,525^2 = 0,625.$$

Учтя разницу между расходами газа и воздуха и приняв их отношение равным $\frac{G_{\text{г}}}{G_{\text{в}}} = 1,016$, получим следующее выражение для работы турбины, из которого определяется давление газа после турбины:

$$AL_{\text{т}} = \frac{AL_{\kappa} G_{\text{в}}}{\eta_{\text{м}} G_{\text{г}}} = \frac{k_{\text{г}}}{k_{\text{г}} - 1} ART_3^* \left[1 - \left(\frac{p_4^*}{p_3^*} \right)^{\frac{k_{\text{г}} - 1}{k_{\text{г}}}} \right] \eta_{\text{т}}$$

или

$$AL_T = \frac{47,74}{0,99} 1,016 = 47,44 = 4,03 \frac{29,3 \cdot 1120}{427} \left[1 - \left(\frac{p_4}{4,27} \right)^{0,248} \right] 0,625,$$

откуда $p_4 = 1,376 \text{ кг/см}^2$.

Температура и плотность газа после турбины

$$T_4 = T_3^* \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3^*} \right)^{\frac{k_r - 1}{k_r}} \right] \eta_{т.ад} \right\} =$$

$$= 1120 \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{1,376}{4,27} \right)^{0,248} \right] 0,9 \right\} = 873,6^\circ \text{ абс.};$$

$$\gamma_4 = \frac{p_4}{RT_4} = \frac{13760}{29,3 \cdot 873,6} = 0,538 \text{ кг/м}^3.$$

Скорость газа после турбины

$$c_4 = \sqrt{2g \frac{L_T}{\eta_T} (\eta_{т.ад} - \eta_T)} = \sqrt{19,62 \cdot 47,44 \cdot 427 \frac{0,9 - 0,625}{0,625}} =$$

$$= 418,2 \text{ м/сек.}$$

Параметры заторможенного газа после турбины

$$T_4^* = T_4 \left(1 + \frac{c_4^2}{2g \frac{k_r}{k_r - 1} RT_4} \right) = 873,6 \left(1 + \frac{418,2^2}{19,62 \cdot 4,03 \cdot 29,3 \cdot 873,6} \right) =$$

$$= 949,1^\circ \text{ абс.};$$

$$p_4^* = p_4 \left(\frac{T_4^*}{T_4} \right)^{\frac{k_r}{k_r - 1}} = 1,376 \left(\frac{949,1}{873,6} \right)^{4,03} = 1,922 \text{ кг/см}^2.$$

Скорость истечения из реактивного сопла

$$c_b = \varphi_{р.с} \sqrt{2g \frac{k_r}{k_r - 1} RT_4^* \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_4^*} \right)^{\frac{k_r - 1}{k_r}} \right]} =$$

$$= 0,965 \sqrt{19,62 \cdot 4,03 \cdot 29,3 \cdot 949,1 \left[1 - \left(\frac{1,033}{1,922} \right)^{0,248} \right]} = 540,9 \text{ м/сек.}$$

Температура газа на срезе реактивного сопла

$$T_5 = T_4^* \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_4^*} \right)^{\frac{k_r - 1}{k_r}} \right]^{\varphi_{p.c}^2} \right\} =$$

$$= 949,1 \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{1,033}{1,922} \right)^{0,248} \right] 0,965^2 \right\} = 823^\circ \text{ абс.}$$

Число М по теоретической скорости истечения из реактивного сопла

$$M_5 = \frac{c_5}{\varphi_{p.c} \sqrt{k_r g R T_5}} = \frac{540,9}{0,965 \sqrt{1,33 \cdot 9,81 \cdot 29,3 \cdot 823}} = 1.$$

Секундный расход газа

$$G_r = \frac{Rg}{c_5} = \frac{2270 \cdot 9,81}{540,9} = 41,18 \text{ кг/сек.}$$

Секундный расход воздуха

$$G_b = \frac{G_r}{\frac{G_r}{G_b}} = \frac{41,18}{1,016} = 40,5 \text{ кг/сек.}$$

Мощность турбины

$$N_r = \frac{AL_r \cdot G_r \cdot 3600}{632} = \frac{47,44 \cdot 41,18 \cdot 3600}{632} = 11\,125 \text{ л. с.}$$

Коэффициент избытка воздуха

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \left[\frac{H_u}{c_{pr}^{cp} (t_3^* - t_2^*)} - 1 \right] = \frac{1}{14,7} \left[\frac{10500}{0,265(847 - 213,1)} - 1 \right] = 4,18.$$

Часовой расход топлива

$$G_r = \frac{3600 \cdot G_b}{\alpha l_0 \gamma_{сг}} = \frac{3600 \cdot 40,5}{4,18 \cdot 14,7 \cdot 0,97} = 2444 \text{ кг/час.}$$

Секундный расход топлива $\frac{2444}{3600} = 0,68 \text{ кг/сек}$ равен разности расходов газа и воздуха $G_r - G_b = 41,18 - 40,5 = 0,68 \text{ кг/сек}$, что подтверждает правильность выбранного отношения $\frac{G_r}{G_b} = 1,016$.

Удельный расход топлива $C_R = \frac{G_r}{R} = \frac{2444}{2270} = 1,076 \text{ кг/кг тяги час.}$

Число оборотов двигателя будем считать равным 12 300 об/мин. Переходим к расчету турбины.

Выбрав окружную скорость вращения на среднем диаметре равной 328 м/сек, получим величину среднего диаметра турбины

$$D_{\text{ср}} = \frac{60u^{\text{ср}}}{\pi n} = \frac{60 \cdot 328}{\pi 12300} = 0,5095 \text{ м.}$$

Высота лопатки h определится из уравнения

$$(1 + \tau) h = \frac{G_2}{\gamma_2 \pi (D_{\text{ср}} + \tau h) c_{2a}},$$

где $\gamma_2 = \gamma_4$ (изменение индексации вызвано переходом от расчета двигателя к расчету турбины).

Предположив, что $c_{2a} = \frac{c_2}{1 + \tau}$ (заметим для использования в последующем, что если $\tau = 0,015$, то $c_{2a} = \frac{418,2}{1,015} = 412,0$ м/сек) получим

$$h = \frac{G_r}{\gamma_2 \pi (D_{\text{ср}} + \tau h) c_2} = \frac{41,18}{0,538 \pi (0,5095 + 0,015 h) 418,2},$$

откуда $h = 0,114$ м.

Отношение среднего диаметра турбины к высоте лопатки

$$\frac{D_{\text{ср}}}{h} = \frac{0,5095}{0,114} = 4,47.$$

Скорость, соответствующая располагаемому адиабатическому теплоперепаду

$$c_{\text{ад}} = \frac{c_2}{\left(\frac{c_2}{c_{\text{ад}}}\right)} = \frac{418,2}{0,525} = 797,4 \text{ м/сек.}$$

Отношение окружной скорости вращения на среднем диаметре к адиабатической скорости

$$\frac{u^{\text{ср}}}{c_{\text{ад}}} = \frac{328}{797,4} = 0,411.$$

Перейдем к определению параметров потока в среднем сечении лопаток.

Скорость истечения газа из соплового аппарата турбины

$$c_1^{\text{ср}} = \varphi c_{\text{ад}} \sqrt{1 - \rho^{\text{ср}}} = 0,965 \cdot 797,4 \sqrt{1 - 0,4} = 596,4 \text{ м/сек.}$$

Температура газа в осевом зазоре между сопловым аппаратом и рабочим колесом

$$T_1^{\text{ср}} = T_0^* - \frac{k_r - 1}{k_r} \frac{(c_1^{\text{ср}})^2}{2gR} = 1120 - 0,248 \frac{596,4^2}{19,62 \cdot 29,3} = 966,6^\circ \text{ абс.}$$

Давление газа там же

$$p_1^{cp} = T_0^* \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{k_r - 1}{k_r}} \right] (1 - \rho^{cp}) \right\}^{\frac{k_r}{k_r - 1}} =$$

$$= 1120 \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{1,376}{4,27} \right)^{0,248} \right] (1 - 0,4) \right\}^{4,03} = 2,25 \text{ кг/см}^2.$$

Плотность газа там же

$$\gamma_1^{cp} = \frac{p_1^{cp}}{RT_1^{cp}} = \frac{22\,500}{29,3 \cdot 966,6} = 0,794 \text{ кг/м}^3.$$

Угол выхода потока из соплового аппарата определится из соотношения

$$\sin \alpha_1^{cp} = \frac{c_{2a} \gamma_2}{c_{1u}^{cp} \gamma_1^{cp}} = \frac{412 \cdot 0,538}{596,4 \cdot 0,794} = 0,4681,$$

откуда

$$\alpha_1^{cp} = 27^\circ 56'.$$

Окружная составляющая абсолютной скорости при входе в рабочее колесо

$$c_{1u}^{cp} = c_1^{cp} \cos \alpha_1^{cp} = 596,4 \cdot \cos 27^\circ 56' = 526,9 \text{ м/сек.}$$

Проверяем степень реактивности у корня.

Окружная составляющая абсолютной скорости в корневом сечении

$$c'_{1u} = c_{1u}^{cp} \frac{D_{cp}}{D_{cp} - h} = 526,9 \frac{0,5095}{0,5095 - 0,114} = 678,8 \text{ м/сек.}$$

Осевая составляющая абсолютной скорости

$$c_{1a} = c_1^{cp} \sin \alpha_1^{cp} = 596,4 \cdot \sin 27^\circ 56' = 279,2 \text{ м/сек.}$$

Тогда степень реактивности в корневом сечении

$$\rho' = 1 - \frac{c_{1a}^2 + c_{1u}^{\prime 2}}{\varphi^2 c_{ад}^2} = 1 - \frac{279,2^2 + 678,8^2}{0,965^2 \cdot 797,4^2} = 0,09.$$

Так как $\rho' \approx 0,1$, то расчет параметров газа в среднем сечении можно продолжить.

Угол относительной скорости при входе в рабочее колесо определится из соотношения

$$\operatorname{tg} \beta_1^{\text{ср}} = \frac{\sin \alpha_1^{\text{ср}}}{\cos \alpha_1^{\text{ср}} - \frac{u^{\text{ср}}}{c_1^{\text{ср}}}} = \frac{\sin 27^\circ 56'}{\cos 27^\circ 56' - \frac{328}{596,4}} = 1,4036,$$

откуда

$$\beta_1^{\text{ср}} = 54^\circ 32'.$$

Относительная скорость при входе в рабочее колесо

$$\omega_1^{\text{ср}} = \frac{c_{1a}}{\sin \beta_1^{\text{ср}}} = \frac{279,2}{\sin 54^\circ 32'} = 342,8 \text{ м/сек.}$$

Относительная скорость после турбины

$$\omega_2^{\text{ср}} = \psi \sqrt{(\omega_1^{\text{ср}})^2 + \rho^{\text{ср}} c_{ад}^2}.$$

Задавшись значением $\psi = 0,975$, получим

$$\omega_2^{\text{ср}} = 0,975 \sqrt{342,8^2 + 0,4 \cdot 797,4^2} = 594,5 \text{ м/сек.}$$

Угол относительной скорости после турбины определится из соотношения

$$\sin \beta_2^{\text{ср}} = \frac{c_{2a}}{\omega_2^{\text{ср}}} = \frac{412,0}{594,5} = 0,693,$$

откуда

$$\beta_2^{\text{ср}} = 43^\circ 52'.$$

Проверим принятое значение ψ . Сумма углов

$$\beta_1^{\text{ср}} + \beta_2^{\text{ср}} = 54^\circ 32' + 43^\circ 52' = 98^\circ 24',$$

чему согласно фиг. 92 действительно соответствует значение $\psi = 0,975$.

Окружная составляющая абсолютной скорости после турбины

$$c_{2u}^{\text{ср}} = \omega_2^{\text{ср}} \cos \beta_2^{\text{ср}} - u^{\text{ср}} = 594,5 \cdot \cos 43^\circ 52' - 328 = 100,6 \text{ м/сек.}$$

Абсолютная скорость газа после турбины

$$c_2^{\text{ср}} = \sqrt{c_{2a}^2 + c_{2u}^2} = \sqrt{412^2 + 100,6^2} = 424,1 \text{ м/сек.}$$

К. п. д. на окружности колеса

$$\eta_u^{\text{ср}} = \frac{2u^{\text{ср}}}{c_{ад}^2} (c_{1u}^{\text{ср}} + c_{2u}^{\text{ср}}) = \frac{2 \cdot 328}{797,4^2} (526,9 + 100,6) = 0,647.$$

Мощностной к. п. д. турбины

$$\eta_T^{cp} = \eta_u^{cp} \eta_s.$$

При относительном радиальном зазоре $\tau=0,015$ коэффициент η_s согласно фиг. 95 можно принять равным $\eta_s=0,97$. Для учета потерь с парным вихрем и на трение о боковые стенки примем этот коэффициент η_s равным 0,96 (в этом случае η_s учитывает все вторичные потери). Тогда будем иметь

$$\eta_T^{cp} = 0,647 \cdot 0,96 = 0,621.$$

Адиабатический к. п. д. турбины

$$\eta_{T.ад}^{cp} = \eta_T^{cp} + \left(\frac{c_2^{cp}}{c_{ад}} \right)^2 = 0,621 + \left(\frac{424,1}{797,4} \right)^2 = 0,904.$$

Поскольку полученные величины η_T^{cp} , $\eta_{T.ад}^{cp}$ и c_2^{cp} мало отличаются от исходных, нет надобности в повторном расчете.

Продолжаем определение параметров на среднем диаметре.

Угол абсолютной скорости после выхода из турбины определится из соотношения

$$\operatorname{tg} \alpha_2^{cp} = \frac{c_{2a}}{c_{2u}^{cp}} = \frac{412}{100,6} = 4,0954,$$

откуда

$$\alpha_2^{cp} = 76^\circ 17'.$$

Закрутка потока после турбины

$$\varepsilon^{cp} = \frac{c_{2u}^{cp}}{u^{cp}} = \frac{100,6}{328} = 0,307.$$

Температура заторможенного газа при входе в рабочее колесо (и выходе из него)

$$T_1^{cp} = T_1^p + \frac{k_r - 1}{k_r} \frac{(w_1^{cp})^2}{2gR} = 966,6 + 0,248 \frac{342,8^2}{19,62 \cdot 29,3} = 1017,3^\circ \text{ абс.}$$

Число М в осевом зазоре по теоретической абсолютной скорости

$$M_{c_{it}}^{cp} = \frac{c_1^{cp}}{\varphi \sqrt{k_r g R T_1^{cp}}} = \frac{596,4}{0,965 \sqrt{1,33 \cdot 9,81 \cdot 29,3 \cdot 966,6}} = 1,017.$$

Число М по относительной скорости перед рабочим колесом

$$M_{w_1}^{cp} = \frac{w_1^{cp}}{\sqrt{k_r g R T_1^{cp}}} = \frac{342,8}{\sqrt{1,33 \cdot 9,81 \cdot 29,3 \cdot 966,6}} = 0,564.$$

Число M после турбины по теоретической относительной скорости

$$M_{\omega_2 t}^{cp} = \frac{\omega_2^{cp}}{\psi \sqrt{k_r g R T_2^{cp}}} = \frac{594,5}{0,975 \sqrt{1,33 \cdot 9,81 \cdot 29,3 \cdot 873,6}} = 1,055.$$

Число M после турбины по относительной скорости

$$M_{\omega_2}^{cp} = \frac{\omega_2^{cp}}{\sqrt{k_r g R T_2^{cp}}} = \frac{594,5}{\sqrt{1,33 \cdot 9,81 \cdot 29,3 \cdot 873,6}} = 1,029.$$

Число M после турбины по абсолютной скорости

$$M_{c_2}^{cp} = \frac{c_2^{cp}}{\sqrt{k_r g R T_2^{cp}}} = \frac{424,1}{\sqrt{1,33 \cdot 9,81 \cdot 29,3 \cdot 873,6}} = 0,734.$$

Переходим к выбору сопловой и рабочей решеток.

Задавшись коэффициентом нагрузки $C_H = 1$, определяем оптимальную плотность решетки рабочего колеса по формуле (182')

$$\left(\frac{t}{s}\right)_{opt} = \frac{C_H}{2} \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2 \sin(\beta_1 + \beta_2)} = \frac{1}{2} \frac{\sin 54^\circ 32'}{\sin 43^\circ 52' \sin 98^\circ 24'} \approx 0,6.$$

Из конструктивных соображений выбираем более редкую решетку с относительным шагом $\frac{t}{l} = 0,69$. Относительный шаг решетки соплового аппарата принимаем равным 0,585.

Исходя из выбранной плотности решетки рабочего колеса, задаем ся углом отставания струи $\Delta \beta_2$, равным 1° . Тогда угол решетки

$$\beta_2^p = \beta_2 - \Delta \beta_2 = 43^\circ 52' - 1^\circ = 42^\circ 52'.$$

Задавшись углом атаки $i = -2^\circ$, определяем конструктивный угол рабочей лопатки на входе

$$\beta_{1к} = \beta_1 + i = 54^\circ 32' - 2^\circ = 52^\circ 32'.$$

Определим углы потока и решетки в сопловом аппарате.

Угол потока в косом срезе $\alpha'_1 + \delta$ определится из соотношения

$$\operatorname{tg}(\alpha'_1 + \delta) = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{1 - \frac{s_{кр}}{t}}.$$

Имея в виду профили, приведенные на фиг. 123, определяем, что

$$s_{кр} = 2,12 \text{ мм}, \text{ а } t = \frac{t}{l} l = 0,585 \cdot 56,9 = 33,3 \text{ мм}.$$

Тогда

$$\operatorname{tg}(\alpha'_1 + \delta) = \frac{\operatorname{tg} 27^\circ 56'}{1 - \frac{2,12}{33,3}} = 0,5662,$$

откуда

$$\alpha'_1 + \delta = 29^\circ 31'.$$

Угол α'_1 легко определится из соотношения

$$\sin \alpha'_1 = \frac{y}{y_{кр}} \sin (\alpha'_1 + \delta),$$

где $y_{кр} = 2,11$, а y подсчитываем по формуле

$$\begin{aligned} y &= \sqrt{2g \frac{k_\Gamma}{k_\Gamma - 1} \left[\left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{2}{k_\Gamma}} - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k_\Gamma + 1}{k_\Gamma}} \right]} = \\ &= \sqrt{19,62 \frac{1,33}{0,33} \left[\left(\frac{2,25}{4,27} \right)^{1,33} - \left(\frac{2,25}{4,27} \right)^{2,33} \right]} = 2,106. \end{aligned}$$

Тогда

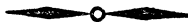
$$\sin \alpha'_1 = \frac{2,106}{2,11} \sin 29^\circ 31' = 0,4918,$$

откуда

$$\alpha'_1 = 29^\circ 28'.$$

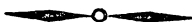
И, наконец, число Рейнольдса при выходе из турбины

$$\text{Re}_{w_2} = \frac{w_2 l}{\mu} \gamma_2 = \frac{594,5 \cdot 0,0569}{4 \cdot 10^{-6}} \frac{0,538}{9,81} = 463\,770.$$



ЛИТЕРАТУРА

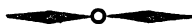
1. Уваров В. В., Газовые турбины, ОНТИ, 1935.
2. Кириллов И. И., Газовые турбины, Машгиз, 1949.
3. Иноземцев Н. В. и Зуев В. С., Авиационные газотурбинные двигатели, Оборонгиз, 1949.
4. Кулагин И. И., Теория газотурбинных реактивных двигателей, Оборонгиз, 1949.
5. Кочин Н. Е., Гидродинамическая теория решеток, Госиздат, 1949.
6. Уваров В. В., Профилирование длинных лопаток газовых и паровых турбин, Оборонгиз, 1945.
7. Дейч М. Е., К вопросу о концевых потерях в направляющих каналах паровой турбины. «Советское котлотурбостроение» № 6, 1945.
8. Абганц В. Х., Влияние радиального зазора в лопатках на к. п. д. газовой турбины, 1947.
9. Борсук А. Н. и Фишгойт В. В., Турбина с большим отношением давлений в ступени, 1949.
10. Степанов Г. Ю., Гидродинамические исследования турбинных решеток, 1949.
11. Самойлович Г. С., Расчет гидродинамических решеток, «Прикладная математика и механика», т. XIV, вып. 2, АН СССР, 1950.



ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Предисловие	3
Введение	5
Глава I. Понятие о газовых турбинах и их классификация	7
§ 1. Газовая турбина как один из элементов воздушно-реактивного двигателя	7
§ 2. Принцип работы газовой турбины и элементы треугольников скоростей	10
§ 3. Классификация газовых турбин	13
Глава II. Идеальный тепловой цикл газотурбинного двигателя	22
§ 1. Изображение цикла в диаграммах p и TS	22
§ 2. Уравнение сохранения энергии и работа расширения или сжатия газа	24
§ 3. Работа и к. п. д. идеального цикла	31
§ 4. Влияние степени повышения температуры и степени повышения давления на работу и к. п. д. цикла	33
Глава III. Реальный тепловой цикл газотурбинного двигателя	39
§ 1. Потери в реальном цикле	39
§ 2. Работа и к. п. д. реального цикла	49
§ 3. Влияние параметров цикла на его работу и к. п. д.	51
Глава IV. Регенерация тепла и ступенчатое сгорание в газотурбинных двигателях	57
§ 1. Регенерация тепла в газотурбинных двигателях	57
§ 2. Ступенчатое сгорание	69
Глава V. Теория истечения и расчет соплового аппарата	76
§ 1. Адиабатическое истечение газа из сопла	76
§ 2. Истечение газа из соплового аппарата газовой турбины при наличии потерь	85
§ 3. Отклонение потока в косом срезе и осевом зазоре	89
Глава VI. Преобразование энергии в ступени газовой турбины	95
§ 1. Состояние вопроса	95
§ 2. Изменение параметров газа по радиусу до и после колеса	98
§ 3. Изменение направления потока по радиусу	105
§ 4. Работа и к. п. д. на окружности колеса	108
§ 5. Мощностной к. п. д. и мощность турбины	120

	<i>Стр.</i>
<i>Глава VII. Характеристики газовой турбины</i>	123
§ 1. Методика расчета характеристик газовой турбины	124
§ 2. Пример построения приближенных характеристик газовой турбины	131
<i>Глава VIII. Потери в газотурбинных решетках и результаты их экспериментального исследования</i>	137
§ 1. Теоретические методы расчета гидродинамических решеток	137
§ 2. Потери в решетках и экспериментальные методы их исследования	140
§ 3. Результаты экспериментальных исследований турбинных решеток	151
<i>Глава IX. Камеры сгорания</i>	165
§ 1. Общие положения	165
§ 2. Камеры сгорания современных двигателей	168
§ 3. Потери полного давления в камерах сгорания	172
§ 4. Физические константы рабочего тела и уравнение сгорания	176
<i>Глава X. Методика теплового и газодинамического расчета газовой турбины</i>	183
§ 1. Ориентировочный расчет двигателя	183
§ 2. Расчет турбины	186
§ 3. Определение размеров проточной части турбины	192
<i>Глава XI. Современные авиационные газовые турбины</i>	195
§ 1. Описание некоторых турбин и их основные данные	195
§ 2. Примерный расчет газовой турбины мощностью 11 000 л.с.	205
Литература	214



Замеченные опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
49	1 сверху	на лопатках турбины в реактивном сопле	на лопатках турбины и в реактивном сопле
87	Формула (100)	$\varphi_1 =$	$f_1 =$
122	Формула (155)	$N_T = \frac{AL_T G}{632} = \frac{H_0 G}{632} \gamma_T$	$N_T = \frac{AL_T G 3600}{632} = \frac{H_0 G 3600}{632} \gamma_T$
182	7 снизу	или	и
184	Формула (2)	$\left(1 - \frac{\frac{k_B - 1}{\delta^{k_B}} - 1}{\gamma_{ik}} \right)$	$\left(1 + \frac{\frac{k_B - 1}{\delta^{k_B}} - 1}{\gamma_{ik}} \right)$
185	10 снизу	турбинным	двигательным
208	5 сверху	G_2	G_T
209	2 сверху	T_0^*	P_0^*
209	3 сверху	1120	4,27