

Ю.Н.Нечаев
Р.М.Федоров

ТЕОРИЯ АВИАЦИОННЫХ ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ



Ю. Н. НЕЧАЕВ,
Р. М. ФЕДОРОВ

ТЕОРИЯ АВИАЦИОННЫХ ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Часть I

*Допущено Министерством высшего и среднего
специального образования СССР в качестве учебника
для студентов авиационных специальностей вузов*



Москва
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»

1977

Рецензенты: кафедра теории воздушно-реактивных двигателей МАИ
и кафедра газотермодинамики и реактивных двигателей ХАИ

Нечаев Ю. Н., Федоров Р. М. Теория авиационных газотурбинных двигателей. ч. I, М., «Машиностроение», 1977, 312 с.

В книге излагаются основы теории авиационных компрессоров, турбин и входных устройств (воздухозаборников) силовых установок с газотурбинными двигателями (ГТД). Основное внимание уделяется процессам, протекающим в указанных элементах двигателей на различных режимах работы, их характеристикам и влиянию на них условий эксплуатации.

Книга представляет собой первую часть учебника по курсу теории авиационных ГТД для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности «Авиационные двигатели». Она может быть полезной также инженерам и научным работникам, специализирующимся в области разработки, исследований и эксплуатации авиационных силовых установок с ГТД.

Табл. 1, ил. 195, список лит. 72 назв.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Выполняя решения XXV съезда КПСС, наша авиационная промышленность уделяет огромное внимание развитию авиационной техники, дальнейшему совершенствованию технических данных самолетов, созданию экономичных, надежных и безопасных в полете двигателей.

Назначение настоящего учебника — способствовать подготовке инженера-эксплуатационника к грамотной эксплуатации авиационных силовых установок, правильному инженерному анализу отказов и неисправностей в работе, пониманию существа основных эксплуатационных ограничений, вводимых на силовых установках современных самолетов, предвидению и предупреждению летных происшествий и предпосылок к ним, связанных с нарушением рабочего процесса силовых установок, разработке мероприятий по повышению безопасности полетов.

Учебник состоит из двух частей. В данной, первой части рассматриваются основные уравнения движения газа в двигателях и их элементах, теория авиационных лопаточных машин (компрессоров и турбин), теория входных устройств ВРД, а также общие вопросы определения тяги и внешнего сопротивления силовых установок.

Во второй части рассматриваются теория выходных устройств ВРД, камер сгорания, а также рабочий процесс, совместная работа элементов и эксплуатационные характеристики всех основных типов авиационных ГТД.

Книга отражает опыт научно-методической школы, созданной в Военно-Воздушной инженерной академии имени проф. Н. Е. Жуковского акад. Б. С. Стечкиным и получившей дальнейшее развитие в работах его учеников. Под руководством Б. С. Стечкина (при участии авторов данной книги) был создан коллективный труд «Теория авиационных двигателей» в двух частях, выпущенный в 1953—1954 гг. в ВВИА имени проф. Н. Е. Жуковского, а в 1956 и 1958 гг. в издательстве «Оборонгиз».

Быстрые темпы развития теории и практики авиационного двигателестроения потребовали научной и методической разработки ряда новых вопросов курса теории авиационных газотурбинных двигателей и существенной переработки многих его разделов. Предлагаемый читателю учебник написан с учетом указанных требова-

ний и базируется на многолетнем опыте чтения авторами курса лекций и проведения научных исследований в соответствующих областях.

В первой части книги введение и гл. 1 (основные уравнения движения газа) написаны Ю. Н. Нечаевым, гл. 2, 3, 4, 5, 6 и 7 (авиационные лопаточные машины) — Р. М. Федоровым; гл. 8 и 9 (тяга и внешнее сопротивление ВРД и теория входных устройств), а также подразделы 4.2 и 4.3 гл. 4 — Ю. Н. Нечаевым.

Авторы выражают признательность рецензентам книги — сотрудникам кафедры Московского авиационного института, возглавляемой проф. Г. Н. Абрамовичем, и кафедры Харьковского авиационного института, возглавляемой проф. А. И. Борисенко, за высказанные ими ценные советы и пожелания.

Все замечания по содержанию учебника и методике изложения материала следует направлять по адресу: Москва, Б-78, 1-й Басманный пер., 3, издательство «Машиностроение».

ВВЕДЕНИЕ

Курс теории авиационных ГТД предусматривает изучение процессов, программ управления (регулирования) и характеристик ГТД различных типов и их элементов. Основные дисциплины, на которых базируется курс, — техническая термодинамика и газовая динамика. Теория авиационных ГТД занимает одно из ведущих мест в системе подготовки авиационного инженера, в особенности инженера-эксплуатационника. Без знания теории двигателей невозможно изучение ряда других специальных дисциплин (конструкции и автоматики двигателей, динамики полета, основ инженерной авиационной службы) и, что особенно важно, невозможна грамотная эксплуатация двигателей.

Теория ГТД сложилась как самостоятельная научная дисциплина в основном после второй мировой войны, когда такие двигатели нашли широкое применение на самолетах. Однако ряд фундаментальных результатов в области исследования реактивного движения был получен значительно раньше.

Основополагающий вклад в теорию реактивного движения внес великий русский ученый Н. Е. Жуковский, который в работах «О реакции втекающей и вытекающей жидкости» (1882 и 1886 гг.) и «К теории судов, приводимых в движение силой реакции вытекающей воды» (1908 г.) определил понятия силы реакции, тягового КПД реактивного двигателя и др. Работы Н. Е. Жуковского по вихревой теории гребных винтов и осевых вентиляторов (1912—1918 гг.) легли в основу современной теории лопаточных машин.

Огромные заслуги в деле обоснования и развития реактивного движения принадлежат К. Э. Циолковскому, который в работах «Ракета в космическом пространстве» (1903 г.), «Исследование мировых пространств реактивными приборами» (1911 г.) и в ряде последующих работ заложил основы теории реактивных полетов.

Создателем современной теории воздушно-реактивных двигателей является академик Б. С. Стечкин, который еще в 1929 г. опубликовал работу «Теория воздушного реактивного двигателя». В этой работе он впервые дал вывод формулы тяги воздушно-реактивного двигателя, известной как формула тяги Стечкина. Своими трудами Б. С. Стечкин внес большой вклад в развитие теории рабочего процесса и методов расчета характеристик ГТД и их эле-

ментов. Под его редакцией в 1956 и 1958 гг. был издан первый полный курс «Теория реактивных двигателей», получивший широкое признание у нас в стране, а также переведенный и изданный в ряде зарубежных стран.

Большая заслуга в развитии теории газовых турбин и газотурбинных силовых установок принадлежит проф. В. В. Уварову. Им фундаментально разработаны вопросы профилирования лопаток газовой турбины, впервые проведены экспериментальные и теоретические исследования по созданию высокотемпературных турбин, разработан ряд основных положений в области процессов и циклов ГТД.

Важную роль в развитии теории отечественных ГТД сыграли труды Н. В. Иноземцева, И. И. Кулагина, Т. М. Мелькумова, К. В. Холщевникова, С. М. Шляхтенко, В. М. Акимова, П. К. Казанджана и ряда других советских ученых, которые способствовали созданию советской школы специалистов авиадвигателестроения.

Большая заслуга в практическом создании современных авиационных двигателей в нашей стране принадлежит коллективам конструкторских бюро, выдающимся советским ученым и конструкторам А. М. Люлька, В. Я. Климову, А. А. Микулину, С. К. Туманскому, Н. Д. Кузнецову, В. А. Добрынину, А. Г. Ивченко, П. А. Соловьеву, С. П. Изотову, В. А. Лотареву и др.

Первые работы по практическому созданию ГТД в СССР относятся к 30-м годам нашего столетия. Большая заслуга в этом принадлежит проф. В. В. Уварову, которым в 1932 г. был разработан оригинальный проект турбовинтового двигателя, впоследствии построенного и прошедшего испытания. Этот двигатель можно считать первым в нашей стране примером использования ГТД в качестве авиационной силовой установки.

В 1935 г. инженер (ныне академик) А. М. Люлька разработал проект первого турбореактивного двигателя. Им же в 1938 г. был получен патент на схему двухконтурного турбореактивного двигателя со смешением потоков за турбиной.

Реальное создание авиационных ГТД стало возможным только в 40-х годах на базе соответствующих достижений теории и конструкции двигателей, металлургии, авиационной технологии. Первый отечественный турбореактивный двигатель с осевым компрессором был разработан и построен в 1939 г. в г. Ленинграде под руководством А. М. Люлька.

Нападение на нашу страну фашистской Германии и блокада Ленинграда не позволили своевременно завершить его испытания. Работы по созданию авиационных газотурбинных двигателей были возобновлены в конце войны и в послевоенные годы, и уже в феврале 1947 г. первый отечественный турбореактивный двигатель ТР-1 конструкции А. М. Люлька, успешно выдержавший государственные испытания, был установлен на первом отечественном турбореактивном самолете Су-11 конструкции П. О. Сухого. В 1947—1949 гг. под руководством В. Я. Климова было освоено производство турбореактивных двигателей с центробежным компрессором,

которые устанавливались на советских реактивных самолетах МиГ-15 и МиГ-17 конструкции А. И. Микояна.

В 1949—1950 гг. под руководством А. А. Микулина и Б. С. Стечкина был создан оригинальный и в то время самый мощный в мире турбореактивный двигатель АМ-3 со стендовой тягой 87 кН. Высокое конструктивное совершенство этого двигателя обусловило его долгую жизнь. Он был установлен на скоростных бомбардировщиках Ту-16, а его модификация — двигатель РД-3М — на первом реактивном лайнере Ту-104. Это явилось началом бурного развития реактивной авиации в нашей стране.

В дальнейшем советскими авиаконструкторами были созданы многие отечественные газотурбинные двигатели, которые по конструктивному совершенству и основным показателям не имели себе равных среди зарубежных двигателей своего времени. Достаточно указать, что двухвальный турбореактивный двигатель Р11Ф-300 с форсажной камерой, разработанный под руководством акад. С. К. Туманского, имел наименьшую удельную массу среди всех известных двигателей этого типа и обеспечил превосходные летные качества широко известного сверхзвуковым истребителям МиГ-21. Турбовинтовые двигатели НК-12, созданные коллективом, руководимым акад. Н. Д. Кузнецовым, устанавливаемые на самолетах Ту-114 и Ан-22 «Антей», до сих пор являются самыми мощными ТВД в мире. Турбовинтовые двигатели АИ-20 конструкции А. Г. Ивченко, устанавливаемые на пассажирских самолетах Ил-18 и Ан-10 и транспортных самолетах Ан-12, не имели равных себе по надежности.

В последние годы созданы новые мощные двухконтурные двигатели Д-30К, НК-8, АИ-25, Д-36 для пассажирских самолетов второго поколения — Ту-134, Ту-154, Ил-62, Як-40 и Як-42, не уступающие по своим техническим характеристикам и ресурсу лучшим однотипным иностранным образцам. Это же относится и к ряду вертолетных двигателей, разработанных под руководством П. А. Соловьева, С. П. Изотова и др.

В разработке авиационных двигателей видная роль принадлежит научно-исследовательским институтам (ЦИАМ, ВИАМ и др.), а также коллективам научных работников, сосредоточенных в высших авиационных учебных заведениях страны. Своими научными исследованиями они оказывают значительное влияние на развитие отечественного авиадвигателестроения. Успехи отечественного авиадвигателестроения обеспечивают создание технически совершенных авиационных двигателей.

За рубежом первый турбореактивный двигатель с центробежным компрессором был создан Ф. Уиттлом в Англии в предвоенные годы. Он устанавливался на самолетах «Метеор» фирмы «Глостер». В Германии в период второй мировой войны были созданы турбореактивные двигатели с осевыми компрессорами фирмами ЮМО и БМВ. В США работы по ГТД начались несколько позже, чем в других странах, поэтому первые двигатели, производившиеся в этой стране, были лицензионными, в основном английскими. Позд-

нее в США появились оригинальные и весьма совершенные по конструкции ГТД различных типов.

Совершенствование летательных аппаратов по пути увеличения скоростей и высот полета, грузоподъемности и экономичности в значительной степени достигается улучшением основных показателей двигателей (см. таблицу). К ним в первую очередь следует отнести мощность (или тягу), обеспечиваемую одним или несколькими совместно работающими двигателями; удельную массу, т. е. массу двигателя на единицу мощности; удельный расход топлива, а также удельные габаритные размеры, т. е. лобовую площадь, объем и длину двигателя, отнесенные к единице мощности.

Годы	Тип двигателя	Максимальная скорость полета, км/ч	Масса самолета, т	Тяговая мощность одного двигателя, кВт	Удельная масса двигателя, кг/кВт	Лобовая тяга, Н/м ²	Удельный расход топлива, кг/(кВт·ч)
1915	Поршневой	150	0,5—1	$(0,5 \dots 1,0) \cdot 10^2$	0,7—1,0	200	$\approx 0,4$
1943	Поршневой	700	2—20	$(1,5 \dots 2,5) \cdot 10^3$	0,5—0,6	1 000	$\approx 0,3$
1974	Газотурбинный	3000	10—300	$(0,5 \dots 1,0) \cdot 10^5$	0,02—0,2	10 000	$\approx 0,2$

Из таблицы видно, что по сравнению с 1915 г. единичные мощности авиадвигателей возросли в 1000 раз, их лобовая тяга увеличилась в 50 раз, а удельная масса уменьшилась в 10—20 раз. При этом характерно то, что за первую половину рассматриваемого периода (1915—1943 гг.) единичная мощность двигателей возросла всего в 10 раз при уменьшении удельной массы в 2 раза. Это объясняется тем, что в указанный период единственным типом авиадвигателей были поршневые двигатели, их количественное эволюционное развитие подошло к пределу своих возможностей и для последующего существенного прироста мощностей и снижения удельной массы требовался качественный революционный скачок. Этим скачком в развитии авиационных силовых установок стало появление реактивных двигателей.

Возможности поршневых двигателей оказались ограниченными вследствие того, что мощность силовой установки с таким двигателем мало увеличивается с ростом скорости полета. Чтобы повысить скорость полета самолета, требовалось значительное увеличение мощности двигателя. Но даже существенное увеличение мощности двигателей этого типа уже не давало заметного прироста скорости, так как почти пропорционально мощности увеличивались масса и габаритные размеры силовой установки, а КПД воздушного винта при скоростях полета более 800—850 км/ч начинал заметно снижаться. Именно поэтому поршневая авиация к началу 40-х годов зашла в своем развитии в тупик. Выход из этого тупика открыли реактивные двигатели и, в первую очередь, газотурбин-

ные, которые имеют иной характер зависимости мощности от скорости полета. Их мощность при увеличении скорости полета весьма сильно возрастает, чем обеспечиваются в условиях полета значительно большие мощности при существенно меньших габаритных размерах и массе.

Реактивными двигателями называют такие двигатели, в которых энергия первичного источника (химическая, ядерная, электрическая) идет на создание или приращение кинетической энергии газовой струи, вытекающей из двигателя, а получающаяся при этом сила реакции непосредственно используется как движущая сила летательного аппарата — сила тяги. В отличие от поршневого авиационного двигателя, в котором химическая энергия топлива преобразуется в механическую работу на валу воздушного винта, являющегося движителем (устройством, создающим тягу), реактивный двигатель представляет собой тепловую машину, органически совмещающую в себе тепловой двигатель и движитель.

Для современной авиации и ракетной техники характерно применение большого числа различных типов реактивных двигателей. Это объясняется разнообразием типов самих летательных аппаратов и специфическими требованиями, предъявляемыми каждым типом летательного аппарата к его силовой установке.

Классификация реактивных двигателей в виде схемы показана на рис. 1. Двигатели подразделяются на два больших класса — ракетные (РД) и воздушно-реактивные (ВРД). В РД в отличие от ВРД вся масса рабочего тела, необходимого для работы двигателя, транспортируется самим летательным аппаратом. Поэтому рабочий процесс РД практически мало зависит от атмосферных условий и они могут применяться на любых высотах и скоростях полета, в том числе в космическом пространстве.

Ракетные двигатели по роду применяемого топлива подразделяются на следующие виды: жидкостные ракетные двигатели (ЖРД), ядерные ракетные двигатели (ЯРД) и ракетные двигатели твердого топлива (РДТТ).

В ЖРД жидкие компоненты топлива (горючее и окислитель) подаются из топливных баков под большим давлением в специальную камеру сгорания, где в результате химического взаимодействия выделяется тепло и образуются газообразные продукты реакции, обладающие высокими давлением и температурой. Эти продукты в процессе расширения в сопле до атмосферного давления приобретают высокую кинетическую энергию, а возникающая при этом сила реакции используется для перемещения летательного аппарата. В ЯРД первичным источником энергии служит тепло ядерной реакции, а рабочее тело, обычно водород, не изменяя своего состава, нагревается до значительной температуры и затем приобретает высокую кинетическую энергию в процессе истечения из сопла. В ракетных двигателях твердого топлива используются в качестве рабочего тела твердые топлива, имеющие в своем составе горючие и окислительные компоненты, размещенные в камере сгорания. Время работы РДТТ ограничено запасом этого топлива.

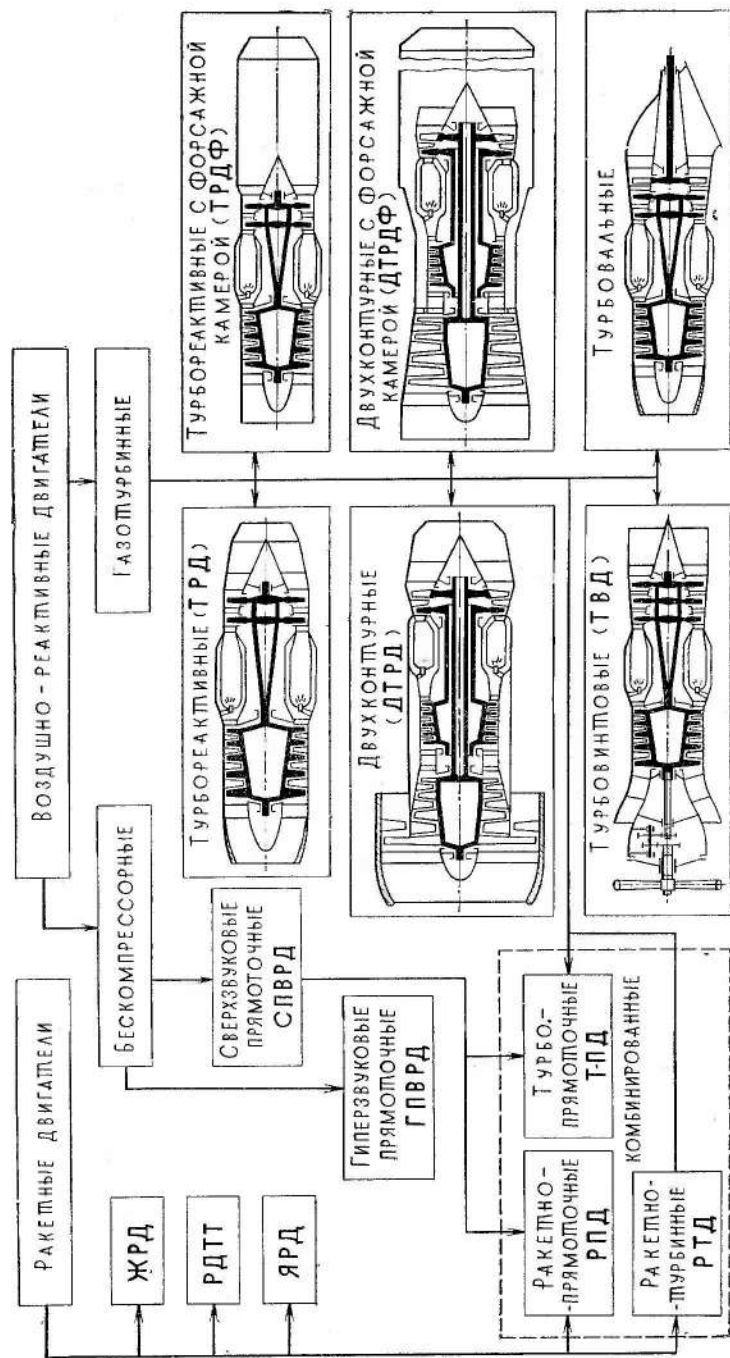


Рис. 1. Классификация воздушно-реактивных двигателей

Воздушно-реактивные двигатели (ВРД) в качестве основного компонента рабочего тела используют воздух окружающей атмосферы. В ВРД, работающих на химическом топливе, воздух одновременно используется в качестве окислителя для преобразования химической энергии применяемого в них горючего в тепловую. В ВРД, использующих ядерную энергию (ЯВРД), воздух является только рабочим телом для осуществления термодинамического цикла. Использование воздушной среды в качестве рабочего тела позволяет ограничиться на борту летательного аппарата запасом только одного горючего, доля которого от общего количества рабочего тела в ВРД не превышает 2—6%. Этим предопределяется более высокая экономичность ВРД по сравнению с РД.

В ВРД тепловая энергия используется для приращения кинетической энергии большой массы воздуха, протекающей через двигатель и участвующей в рабочем процессе. ВРД, в которых тепловая энергия используется только для приращения кинетической энергии всей массы воздуха, участвующей в рабочем процессе, получили наименование *двигателей прямой реакции*. К двигателям прямой реакции относятся бескомпрессорные двигатели и значительная часть газотурбинных двигателей. Если же тепловая энергия только частично преобразуется в приращение кинетической энергии воздуха, проходящего через двигатель, а определенная ее доля используется для получения механической работы на валу, то такие двигатели называются *двигателями непрямой реакции*. К ним относятся турбовинтовые и турбовальные двигатели.

Рассмотрим основные типы ВРД в соответствии с приведенной классификацией. В классе воздушно-реактивных двигателей значительное место занимают *газотурбинные двигатели (ГТД)*. Для этого вида двигателей характерно наличие турбокомпрессора — агрегата, состоящего из компрессора, камеры сгорания и турбины. В современных ГТД преимущественно применяются осевые компрессоры и турбины, хотя имеются двигатели (в основном маломощные), в которых используются центробежные или диагональные компрессоры и радиальные турбины.

Турбореактивные двигатели (ТРД) и турбореактивные двигатели с форсажной камерой (ТРДФ) в прошлом имели наиболее широкое применение, что было обусловлено относительной простотой их конструкции и малой удельной массой. ТРД состоит из компрессора, камеры сгорания, турбины и выходного сопла. Воздух получает предварительное повышение давления в воздухозаборнике (от скоростного напора), а затем его давление повышается в компрессоре. Этим обеспечиваются благоприятные условия для процесса сгорания и эффективное использование тепла. Процесс сгорания осуществляется при почти постоянном давлении, а допустимая температура газа на входе в турбину определяется жаропрочностью материалов турбины и эффективностью ее охлаждения. Увеличение степени повышения давления воздуха в компрессоре π_k^* и температуры газов перед турбиной $T_{г^*}$ является характерной чертой в развитии большинства типов ГТД. Это объясняется поло-

жительным влиянием этих величин на создаваемую тягу и эффективность использования тепла.

Нагретый газ высокого давления вначале претерпевает процесс расширения в турбине, при котором часть его энергии переходит в механическую работу. Эта работа расходуется на вращение компрессора и привод всех вспомогательных агрегатов, обслуживающих двигатель и самолет. В двигателях двухвальной схемы две механически не связанных между собой турбины приводят во вращение два последовательно расположенных компрессора. На выходе из турбокомпрессора газовый поток обладает высокой потенциальной энергией благодаря тому, что работа расширения газа в турбине (вследствие его нагрева) значительно превышает потребную работу сжатия воздуха в компрессоре. Потенциальная энергия газа в выходном сопле преобразуется в процессе расширения в кинетическую, чем и обеспечивается ускорение газового потока при его прохождении через двигатель.

ТРДФ отличаются наличием между турбиной и соплом форсажной камеры, обеспечивающей повышение температуры газа перед соплом и увеличение скорости истечения. При дозвуковых скоростях полета включение форсажа увеличивает тягу, но значительно ухудшает экономичность двигателя, поэтому используется, как правило, кратковременно. При достаточно больших сверхзвуковых скоростях полета использование тепла в форсажной камере улучшается вследствие увеличения относительного давления газа в ней, и использование форсажа становится выгодным в длительном полете. Включение форсажной камеры на таких скоростях полета ведет к повышению тяги в несколько раз, что обеспечивает существенное снижение удельной массы силовой установки при обычно незначительном увеличении удельного расхода топлива. Этим определяется различие в областях применения ТРД и ТРДФ. ТРД используются на дозвуковых самолетах, но при высоких температурах газа перед турбиной могут применяться до скоростей, соответствующих числу M полета (M_H) более 2,0. На самолетах с большой потребной тяговооруженностью и большими максимальными числами M полета ($M_H=2,0 \dots 3,5$) широко используются ТРДФ. Их применение оказывается выгодным и на сверхзвуковых пассажирских самолетах с крейсерскими скоростями полета $M_H=2,0 \dots 3,0$.

Турбовинтовые двигатели (ТВД) и **турбовальные двигатели** имеют рабочий процесс, сходный с рабочим процессом ТРД, и отличаются тем, что у них расширение газа в турбинах происходит до давления, близкого к атмосферному, поэтому суммарная мощность их турбин превышает потребную для привода компрессора газогенератора. Этот избыток мощности передается на вал двигателя и затем используется для вращения воздушного винта самолета, несущего винта вертолета или для каких-либо других целей. Согласование частот вращения выходного вала двигателя и воздушного винта здесь обычно требует применения редуктора, что утяжеляет конструкцию и усложняет эксплуатацию силовой установки. По этим причинам, а также в связи с потребностью дальней-

шего увеличения скоростей полета эти двигатели, наиболее экономичные на малых дозвуковых скоростях, оказались вытесненными на пассажирских самолетах двухконтурными двигателями. ТВД остались лишь на некоторых типах транспортных и вспомогательных самолетов, для которых высокая скорость полета не очень важна. Турбовальные двигатели широко используются на силовых установках современных вертолетов.

Двухконтурные турбореактивные двигатели (ДТРД) отличаются тем, что у них воздух, проходящий через двигатель, разделяется на два потока: внутренний, проходящий через турбокомпрессор, и внешний, проходящий через вентилятор, приводимый во вращение турбиной внутреннего контура. Истечение происходит через два независимых сопла, либо газовые потоки за турбиной соединяются и вытекают в атмосферу через одно общее сопло. В ДТРД между контурами происходит обмен механической энергии, благодаря чему одна и та же относительная работа цикла, создаваемая внутренним (генерирующим) контуром, преобразуется в кинетическую энергию всей массы воздуха, проходящей через оба контура, обеспечивая меньшую скорость истечения. Это приводит к улучшению экономичности таких двигателей при дозвуковых скоростях полета — в основном за счет уменьшения потерь с кинетической энергией газовой струи, покидающей двигатель.

Из приведенных на рис. 2 зависимостей удельного расхода топлива $C_{уд}$ ДТРД от степени их двухконтурности m (отношения расходов воздуха внешнего и внутреннего контуров), построенных по данным статистики для серийных двигателей, видно, что в стартовых условиях переход от обычного ТРД ($m=0$) к ДТРД с $m=8$ дает уменьшение $C_{уд}$ примерно в 3 раза. С ростом скорости полета этот эффект в улучшении экономичности снижается, но остается весьма ощутимым. Уменьшение скорости истечения газа из ДТРД способствует также снижению уровня шума, а для подъемных двигателей — снижению эрозии грунта при взлете и посадке самолетов.

Указанные преимущества ДТРД обусловили их самое широкое применение для дозвуковых пассажирских самолетов, где они быстро вытеснили как ТРД, так и ТВД. В результате этого производство ТРД и особенно ТВД за последние годы существенно сократилось, а производство ДТРД расширилось.

Двухконтурные турбореактивные двигатели с форсажной камерой (ДТРДФ) обладают по сравнению с ТРДФ лучшей экономичностью на дозвуковых скоростях полета и обеспечивают при

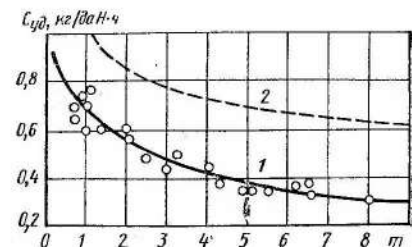


Рис. 2. Изменение удельных расходов топлива $C_{уд}$ ДТРД в зависимости от степени двухконтурности m :

1 — в стартовых условиях ($M_H=0$; $H=0$);
2 — в условиях полета ($M_H=0,8$; $H=11$ км)

умеренных степенях двухконтурности почти одинаковую с ТРДФ экономичность при сверхзвуковых скоростях полета. Это делает целесообразным их применение для многорежимных самолетов военной авиации.

На рис. 3 и 4 показано изменение удельных расходов топлива и удельной массы серийных ГТД прямой реакции в стендовых условиях по годам их выпуска. Здесь четко просматривается тенденция снижения удельных расходов топлива на бесфорсажных режимах

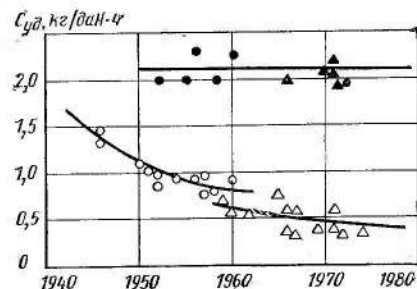


Рис. 3. Изменение удельных расходов топлива по годам для газотурбинных двигателей прямой реакции:

○—ТРД; ●—ТРДФ; △—ДТРД;
▲—ДТРДФ

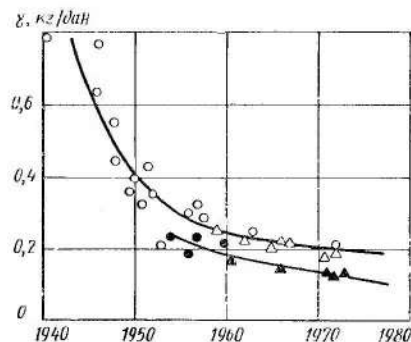


Рис. 4. Изменение удельной массы по годам для газотурбинных двигателей прямой реакции:

○—ТРД; ●—ТРДФ; △—ДТРД;
▲—ДТРДФ

и снижения удельных масс двигателей. Из данных статистики видно, что процесс развития ГТД характеризуется значительным улучшением их экономичности и снижением удельной массы, причем в этом процессе важное значение имеет переход к двухконтурным двигателям, который наметился с 1960 г. и продолжается в настоящее время. Это дает основание считать, что широкий переход к двухконтурным двигателям составляет новый важный этап в развитии авиационных ГТД.

Бескомпрессорные сверхзвуковые прямоточные ВРД (СПВРД) являются двигателями очень больших сверхзвуковых скоростей полета. Они становятся выгодными при крейсерских сверхзвуковых скоростях полета, превышающих $M_H = 3,5 \dots 4,0$. При этих скоростях СПВРД обладают высокой экономичностью и развивают большие тяги при малой массе и относительно простом устройстве, но при взлете и малых скоростях полета они не обеспечивают требуемой тяги и приемлемой экономичности из-за малой степени повышения давления воздуха только от скоростного напора. **Гиперзвуковые прямоточные ВРД (ГПВРД)** рассматриваются в качестве перспективных средств для систем запуска на орбиту космических летательных аппаратов в диапазоне чисел M_H от 6—7 до первой космической скорости, а также в качестве силовых установок гиперзвуковых самолетов.

Важное значение в рассмотренном процессе совершенствования ВРД имеет применение новых высокопрочных и легких материалов для элементов конструкции, а также новых высококалорийных топлив. Наиболее перспективным видом топлива считается жидкий водород. Он обладает в 2,7 раза большей теплотой сгорания, чем керосин. Но особенно ценным свойством жидкого водорода является высокий хладоресурс, что позволяет эффективно использовать его для охлаждения элементов конструкции как силовой установки, так и летательного аппарата, подвергающихся при высоких скоростях полета значительному аэродинамическому нагреву. К дос-

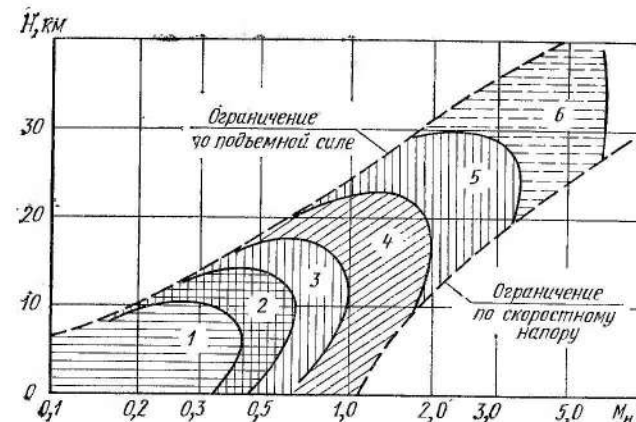


Рис. 5. Области применения ГТД:

1—вертолетные ГТД; 2—ТВД; 3—ДТРД; 4—ТРД; 5—ТРДФ, ДТРДФ; 6—ТПД и др. комбинированные двигатели

тоинствам водорода относятся также его термостабильность и безвредность продуктов сгорания для окружающей среды. Основными препятствиями к быстрому внедрению жидкого водорода как авиационного топлива служат малая его плотность и низкая температура кипения, что требует новых конструктивных решений, связанных с размещением и транспортировкой этого топлива.

В плане перспектив развития авиационных силовых установок важное место занимают поисковые исследования новых схем двигателей, которые обеспечили бы дальнейший прогресс развития авиации в направлении повышения дальности, улучшения экономичности и расширения диапазона скоростей и высот полета летательных аппаратов. Определенные возможности в этом плане дает применение комбинированных двигателей, а также двигателей с изменяемыми параметрами цикла. Использование в одном двигателе двух различных циклов и организация целенаправленного регулирования параметров циклов и обмена энергиями между циклами может обеспечить получение высоких характеристик двигателя в широком диапазоне скоростей и высот полета. Важное значение имеет разработка двухконтурных двигателей с обменом тепловой

энергией между контурами и изменяемой в полете степенью двухконтурности. Это направление исследований имеет целью повышение экономичности силовых установок многорежимных летательных аппаратов.

Примерные области применения различных типов ГТД показаны на рис. 5. По мере увеличения скоростей и высот полета изменяется наиболее выгодный для этого диапазона режимов полета вид двигателя. Область умеренных дозвуковых скоростей полета обеспечивается вертолетными ГТД и ТВД, большие дозвуковые скорости полета делают целесообразным переход к ДТРД, а затем к высокотемпературным ТРД. Следующая область лучше всего обеспечивается ТРДФ и ДТРДФ, а далее — комбинированными двигателями, либо СПВРД; при $M_H > 6 \dots 7$ находится область применения ГПВРД.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В ДВИГАТЕЛЯХ И ИХ ЭЛЕМЕНТАХ

В теории лопаточных машин и реактивных двигателей широкое применение находят уравнения движения газа, связывающие параметры газового потока в различных сечениях проточной части двигателя. При выводе этих уравнений, который дается в курсах термодинамики и газовой динамики, обычно рассматриваются идеализированные схемы течений. Часто течение принимается одномерным и установившимся, а влиянием сил трения пренебрегают. В действительности движение газа в элементах двигателя имеет более сложный характер.

При течении газа через вращающиеся и неподвижные лопаточные венцы компрессоров и турбин поток газа получает значительную закрутку, что приводит к изменению его параметров в поперечных сечениях (вдоль радиуса лопаток). Наличие трения, приводящее к появлению, в частности, пограничного слоя, вызывает дополнительное изменение параметров газа вблизи ограничивающих поток стенок канала. Таким образом, течение газа в элементах двигателя в общем случае носит сложный пространственный характер — оно является трехмерным течением вязкого сжимаемого газа.

Рабочие колеса компрессоров и турбин имеют конечное число лопаток. Вследствие этого скорости, давления и другие параметры газа в любой точке проточной части двигателя при вращении ротора периодически изменяются во времени, т. е. течение газа в элементах двигателя даже на установившихся режимах его работы является периодически неустановившимся.

Уравнения, связывающие между собой параметры газового потока в различных сечениях двигателя, для пространственного периодически неустановившегося течения вязкого сжимаемого газа весьма сложны и непригодны для инженерных расчетов. Поэтому практическое использование основных уравнений течения газа в двигателе и его элементах возможно лишь при определенных допущениях. Основными из них являются следующие:

1. Наличие пульсаций потока, вызванных конечным числом лопаток и другими причинами, обычно не учитывается, и движение считается установившимся, т. е. параметры газа в любой точке потока (на установившихся устойчивых режимах работы двигателя) принимаются неизменными во времени. Это допущение не приводит к заметным погрешностям в расчетах, так как указанные пульсации потока в двигателях обычно имеют большую частоту и малую амплитуду.

2. Параметры газа во всех точках каждого поперечного сечения двигателя в ряде случаев считаются одинаковыми, равными их средним значениям.

На неустановившихся режимах работы двигателя может происходить весьма быстрое изменение параметров газового потока во времени. В этом случае нестационарность течения должна специально учитываться соответствующими уравнениями движения.

1.1. УРАВНЕНИЕ НЕРАЗРЫВНОСТИ

Рассмотрим элементарную струйку тока, поперечные размеры которой настолько малы, что в каждом сечении можно считать постоянными все параметры потока: скорость, давление и плотность газа (рис. 1.1). Уравнение неразрывности в случае установившегося течения, как известно, формулируется следующим образом: секундный массовый расход газа через поперечное сечение элементарной струйки при установившемся течении сохраняется постоянным.

Если произвольные сечения 1—1 и 2—2 выбраны нормальными к оси струйки, тогда уравнение неразрывности записывается следующим образом:

$$\Delta G = c_1 c_1 \Delta F_{1n} = c_2 c_2 \Delta F_{2n},$$

Рис. 1.1. К составлению уравнения неразрывности

где c_1 и c_2 — скорости газа в сечениях 1—1 и 2—2 (нормальные скорости); q_1 и q_2 — плотности газа в тех же сечениях; ΔF_{1n} и ΔF_{2n} — элементарные площади, нормальные к оси струйки тока.

Заметим, что в общем случае, когда выбранное сечение не перпендикулярно к оси струйки, а составляет с ней некоторый угол α , нужно рассматривать нормальную составляющую скорости в этом сечении $c_n = c \sin \alpha$, а уравнение неразрывности записывать в виде

$$\Delta G = c_1 c_{1n} \Delta F_1 = c_2 c_{2n} \Delta F_2. \quad (1.1)$$

Если в рассматриваемых сечениях элемента двигателя поток является равномерным или рассматриваются осредненные параметры газового потока в этих сечениях, уравнение неразрывности,

справедливое для каждой струйки тока, с равным основанием может быть записано и для всего потока. В частности, для сечений, нормальных к оси потока

$$G = c_1 c_1 F_1 = c_2 c_2 F_2. \quad (1.2)$$

В некоторых случаях параметры потока преднамеренно и весьма сильно изменяются в пределах данного поперечного сечения (например, вдоль радиуса в осевых лопаточных машинах). В этом случае расход может быть определен путем интегрирования уравнения (1.1) по площади поперечного сечения:

$$G = \int_{F_1} c_1 c_{1n} dF_1 = \int_{F_2} c_2 c_{2n} dF_2, \quad (1.3)$$

где q_1 и c_{1n} — текущие значения параметров в сечении 1—1; q_2 и c_{2n} — текущие значения параметров в сечении 2—2.

Если текущие значения параметров являются известными функциями, например радиуса, уравнение (1.3) может быть проинтегрировано.

Рассмотрим выражение расхода через параметры заторможенного потока газа в данном сечении, широко используемое в теории двигателей.

Как известно из газовой динамики, для струйки тока

$$\Delta G_i = m \frac{p_i^*}{\sqrt{T_i^*}} q(\lambda_i) \Delta F_i,$$

где

$$m = \sqrt{\frac{k}{R} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}},$$

причем для воздуха при $k=1,40$; $R=287$ Дж/(кг·К) $m_b=0,0404$; для продуктов сгорания при $k=1,33$ и $R=288$ Дж/(кг·К) $m_r=0,0396$.

При указанных допущениях уравнение, написанное для струйки тока, распространяют и для отдельных сечений двигателя. Наличие таблиц для функций $q(\lambda)$ делает применение уравнения неразрывности в указанной форме весьма удобным для расчетов. Для произвольного сечения проточной части, составляющего угол α с направлением скорости

$$G_i = m \frac{p_i^*}{\sqrt{T_i^*}} q(\lambda_i) \sin \alpha F_i. \quad (1.4)$$

1.2. УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Уравнением сохранения энергии принято называть выражение закона сохранения энергии, записанное применительно к газовому потоку, протекающему через какой-либо из элементов двигателя. Для составления этого уравнения выделим рассматриваемый эле-

мент двумя сечениями, нормальными к направлению скорости потока (рис. 1.2).

Обозначим полный запас энергии газа в сечении 1—1 через E_1 , а в сечении 2—2 через E_2 . Между рассматриваемыми сечениями к газу может быть подведена (или отведена) энергия извне $E_{\text{внеш}}$.

Для принятых обозначений на основе общего закона сохранения энергии можно записать

$$E_1 + E_{\text{внеш}} = E_2.$$

Согласно этой записи полная энергия газового потока на выходе из рассматриваемого элемента больше (или меньше) полной его энергии на входе на величину энергии, подведенной (или отведенной) между рассматриваемыми сечениями.

Поскольку при установившемся движении газа расходы его через сечения 1—1 и 2—2 одинаковы, все члены уравнения сохранения энергии принято представлять отнесенными к 1 кг газа.

Полная энергия 1 кг газа в каждом сечении состоит из внутренней энергии $c_v T$, кинетической энергии движения $c^2/2$, потенциальной энергии давления (энергии

проталкивания) p/q и потенциальной энергии положения gH . Следовательно,

$$E = c_v T + \frac{p}{q} + \frac{c^2}{2} + gH,$$

где H — высота центра тяжести массы газа в рассматриваемом сечении над некоторой горизонтальной плоскостью начала отсчета.

Энергия, подводимая к газовому потоку извне, отнесенная к 1 кг газа, может сообщаться как в форме механической работы $L_{\text{внеш}}$, так и в форме тепла $Q_{\text{внеш}}$. В общем случае с учетом принятых обозначений получим

$$c_v T_1 + \frac{p_1}{q_1} + \frac{c_1^2}{2} + gH_1 + L_{\text{внеш}} + Q_{\text{внеш}} = c_v T_2 + \frac{p_2}{q_2} + \frac{c_2^2}{2} + gH_2,$$

но поскольку

$$c_v T + \frac{p}{q} = c_v T + RT = c_p T = i,$$

уравнение сохранения энергии преобразуется к следующему виду:

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} + gH_1 + L_{\text{внеш}} + Q_{\text{внеш}} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} + gH_2, \quad (1.5)$$

где i — энтальпия газа.

В теории авиационных двигателей разностью потенциальных энергий положения для двух любых произвольных сечений, выделенных в газовом потоке, пренебрегают вследствие ее малости по сравнению с другими слагаемыми, входящими в уравнение сохранения энергии. С учетом этого допущения

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} + L_{\text{внеш}} + Q_{\text{внеш}} = i_2 + \frac{c_2^2}{2}. \quad (1.6)$$

Для элементов двигателя, в которых отсутствует подвод или отвод энергии, уравнение сохранения энергии в частном случае имеет вид

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} = i^* = \text{const}. \quad (1.7)$$

Оно показывает, что при отсутствии энергообмена полная энергия газового потока в любом сечении элемента двигателя, равная сумме энтальпии и кинетической энергии, сохраняется неизменной и равна энтальпии заторможенного потока.

Важно отметить, что уравнения (1.5) — (1.7) не содержат в явном виде работы сил трения и имеют совершенно одинаковый вид как при отсутствии, так и при наличии трения. Силы трения, которые возникают на стенках, ограничивающих поток газа, а также силы внутреннего трения в самом потоке, возникающие вследствие вязкости газа, для рассматриваемой системы являются внутренними силами, а работа, затрачиваемая на их преодоление, переходит практически полностью в тепло. Если же часть этого тепла уходит через стенки наружу, оно должно быть учтено в величине $Q_{\text{внеш}}$. Поэтому наличие трения приводит только к преобразованию одного вида энергии в другой и не отражается на общем балансе энергии. В уравнении (1.6), если наличие трения приводит, например, к уменьшению кинетической энергии газа в сечении 2—2, то ровно на столько же увеличивается энтальпия газа в этом сечении.

Таким образом, уравнения (1.5) — (1.7) при принятом допущении об осреднении параметров в поперечных сечениях потока справедливы для установившегося течения вязкого сжимаемого газа. В каждом конкретном случае могут быть различными только направление внешнего воздействия (подвод или отвод) и вид подводимой или отводимой энергии.

Например, для компрессора при отсутствии теплообмена через стенки корпуса $Q_{\text{внеш}} = 0$, а $L_{\text{внеш}} = L_k$, поэтому

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} + L_k = i_2 + \frac{c_2^2}{2} \text{ или } L_k = i_2^* - i_1^* = c_p (T_2^* - T_1^*).$$

Для камеры сгорания $L_{\text{внеш}} = 0$, а $Q_{\text{внеш}} = Q_{k.c.}$, откуда

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} + Q_{k.c.} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} \text{ или } Q_{k.c.} = i_2^* - i_1^* = c_p (T_2^* - T_1^*)$$

и т. д. Следует указать, что уравнение сохранения энергии, справедливое для потока в целом, может не выполняться для отдельных элементарных струек в этом же потоке вследствие возможного энергообмена между соседними струйками. Поэтому разделение всего течения на отдельные струйки и составление для каждой из них уравнения сохранения энергии возможно только в том случае, если есть уверенность, что все струйки в указанном смысле являются энергетически изолированными (или же при наличии количественного учета имеющегося энергообмена).

1.3. УРАВНЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Для определения параметров состояния газа при осуществлении термодинамического процесса используется уравнение первого закона термодинамики. Оно является частным выражением закона сохранения энергии для элементарного объема газа, написанным в системе координат, движущейся вместе с рассматриваемым элементом объема или, в частном случае, для покоящегося газа.

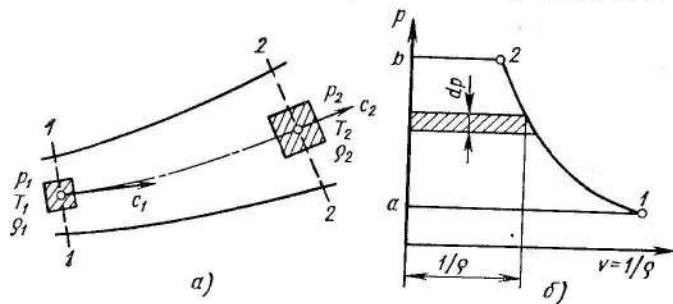


Рис. 1.3. К составлению уравнения первого закона термодинамики для движущегося потока

Уравнение первого закона термодинамики для элементарного объема газа имеет вид

$$dQ = dU + dL = c_v dT + p dv,$$

т. е. оно показывает, что все тепло, подведенное к рассматриваемому объему газа, идет на изменение внутренней энергии dU и на совершение работы dL против сил давления, связанной с изменением объема газа.

Для движущегося газа удобно вместо внутренней энергии пользоваться понятием энтальпии, тогда

$$dQ = c_p dT - v dp = di - v dp. \quad (1.8)$$

Чтобы перейти к интегральной форме уравнения первого закона термодинамики, следует выделить в потоке газа частицу, которая в начальный момент времени находится в сечении 1-1, и проследить за ее движением в течение конечного промежутка времени, за который она переместится в сечение 2-2 (рис. 1.3, а). В про-

цессе движения выделенной частицы газа будет происходить ее деформация, т. е. она будет находиться в термодинамическом процессе изменения состояния. Это может быть процесс сжатия или процесса расширения, изображенный в p - v координатах линией процесса 1-2 (рис. 1.3, б). Интегрируя уравнение (1.8) от начального сечения 1-1 до конечного сечения 2-2, считая течение одномерным и относя все величины, как обычно, к 1 кг газа, получим

$$Q = i_2 - i_1 - \int_1^2 v dp = i_2 - i_1 - \int_1^2 \frac{dp}{\rho}.$$

В этом уравнении Q — все тепло, которое подводится к газу между сечениями 1-1 и 2-2. Оно состоит из тепла $Q_{\text{внеш}}$, подводимого к объему газа извне, и того тепла Q_r , которое выделяется в результате работы сил трения. Следовательно,

$$Q_{\text{внеш}} + Q_r = i_2 - i_1 - \int_1^2 \frac{dp}{\rho}. \quad (1.9)$$

Как указывалось выше, тепло трения эквивалентно работе сил трения, поэтому, подставляя в (1.9) вместо Q_r эквивалентную ему величину L_r , получим

$$Q_{\text{внеш}} + L_r = i_2 - i_1 - \int_1^2 \frac{dp}{\rho}. \quad (1.10)$$

Величина интеграла $\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \int_1^2 v dp$ представляет собой, как известно из термодинамики, работу сжатия (расширения) движущегося газа. Если аппроксимировать процесс изменения состояния газа уравнением политропы $\frac{p}{\rho^n} = \text{const}$ с показателем n , то тогда

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{n}{n-1} R (T_2 - T_1). \quad (1.11)$$

При изображении процесса изменения состояния газа в координатах p - v (см. рис. 1.3) политропическая работа изображается площадью $a12b$, расположенной слева от линии процесса 1-2.

Учитывая, что $i = c_p T = \frac{k}{k-1} RT$, из уравнений (1.10) и (1.11) найдем

$$Q_{\text{внеш}} + L_r = \left(\frac{k}{k-1} - \frac{n}{n-1} \right) R (T_2 - T_1). \quad (1.12)$$

Уравнение первого закона термодинамики в форме (1.12) удобно для определения работы сил трения по известному значению

показателя политропы n . Последний легко определяется, если известны параметры состояния газа в начале и в конце процесса.

При $n=k$, как известно, $\int_1^{2_{ал}} \frac{dp}{\rho} = \frac{k}{k-1} R (T_{2_{ал}} - T_1)$ есть адиабатическая работа сжатия газа.

1.4. ОБОБЩЕННОЕ УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ

Хорошо известное из аэродинамики уравнение Бернулли, получаемое путем интегрирования уравнения движения газа, справедливо для установившегося течения идеального газа при отсутствии подвода энергии. Из совместного рассмотрения уравнения сохранения энергии (1.5) и уравнения первого закона термодинамики (1.10) может быть получено *обобщенное* уравнение Бернулли, имеющее следующий вид:

$$L_{внеш} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(H_2 - H_1) + L_r. \quad (1.13)$$

Согласно этому уравнению внешняя работа, подводимая к потоку газа, затрачивается на совершение работы сжатия, на изменение кинетической энергии и работы массовых сил и на преодоление сил трения на рассматриваемом участке проточной части двигателя между сечениями 1—1 и 2—2. Это уравнение можно рассматривать как обобщение уравнения Бернулли на случай течения с трением и подводом механической работы. Для идеального газа при $L_{внеш}=0$ из (1.13), как частный случай, получается интеграл Бернулли

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(H_2 - H_1) = 0. \quad (1.14)$$

Как указывалось, в теории авиадвигателей массовыми силами принято пренебрегать. С учетом этого допущения уравнение (1.13) приводится к следующему виду:

$$L_{внеш} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + L_r. \quad (1.15)$$

Поскольку обобщенное уравнение Бернулли получено простым сложением уравнения сохранения энергии и уравнения первого закона термодинамики, очевидным является то, что все эти три уравнения не могут рассматриваться как независимые. Но любые два из них могут приниматься в качестве независимых уравнений.

Уравнение (1.15) написано (как и все предыдущие уравнения) для 1 кг газа, но в него входят только механические величины. С этой точки зрения обобщенное уравнение Бернулли можно рассматривать как частное выражение закона сохранения энергии в

механической форме: оно является уравнением сохранения (баланса) механических работ. Заметим, далее, что, хотя в обобщенное уравнение Бернулли не входит в явном виде внешнее тепло, оно одинаково пригодно как для процессов с подводом (или отводом) внешнего тела, так и для процессов без теплообмена. Интенсивность и направление подвода внешнего тепла косвенно сказываются только на численных значениях отдельных величин, входящих в уравнение (1.15). Теплообмен влияет на термодинамический процесс изменения состояния газа и согласно (1.12) приводит к изменению политропической работы сжатия. Это, в свою очередь, вызывает изменение плотностей и скоростей движения газа в отдельных сечениях, а следовательно, и работы сил трения.

Уравнение (1.15) при сделанных выше допущениях относительно осреднения параметров справедливо для установившегося течения реального газа в любом элементе двигателя. Различие здесь может быть только в знаках подводимой внешней работы и работы сжатия (расширения). В качестве примера рассмотрим применение обобщенного уравнения Бернулли для компрессора и турбины.

Для компрессора $L_{внеш} = L_k$, поэтому из (1.15)

$$L_k = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + L_{rk}.$$

Для случая политропического изменения состояния газа (при $dp > 0$)

$$L_{n,k} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{n}{n-1} R (T_2 - T_1) = \frac{n}{n-1} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]$$

и уравнение (1.15) принимает вид

$$L_k = L_{n,k} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + L_{rk}. \quad (1.16)$$

Уравнение (1.16) показывает, что внешняя механическая работа, подводимая в компрессоре к 1 кг газа, расходуется на совершение политропической работы сжатия, на изменение кинетической энергии и на преодоление всех имеющихся в компрессоре гидравлических сопротивлений (потерь).

Для случая, когда $Q_{внеш}=0$ и $L_{rk}=0$ (идеальный неохлаждаемый компрессор), в соответствии с (1.12) $n=k$, и тогда при $c_1=c_2$ уравнение (1.16) дает $L_k = L_{ад,k}$. Следовательно, в этом частном случае вся подводимая извне работа расходуется на адиабатическое сжатие воздуха.

Для турбины $L_{внеш} = -L_r$, поэтому из (1.15)

$$-L_r = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + L_{rt}.$$

Так как при расширении газа давление падает ($dp < 0$), то интеграл в полученном уравнении имеет отрицательную величину и, следовательно, политропическая работа расширения равна:

$$L_{п.т} = - \int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{n}{n-1} R (T_1 - T_2) = \frac{n}{n-1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right],$$

а уравнение Бернулли для турбины принимает вид

$$L_{п.т} = L_{т} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + L_{рт}. \quad (1.17)$$

Уравнение (1.17) показывает, что политропическая работа, совершаемая газом при расширении в турбине, расходуется на создание механической работы турбины, на увеличение кинетической энергии газа и на преодоление гидравлических потерь.

Для случая, когда $Q_{внеш} = 0$, $L_{рт} = 0$ и $c_1 = c_2$, уравнение (1.17) дает $L_{ад.т} = L_{т}$. При этих условиях процесс расширения в турбине является адиабатическим, а вся работа расширения идет на создание механической работы на валу турбины.

В заключение отметим, что рассматриваемые уравнения движения газа широко используются при решении многих задач теории авиационных двигателей. При этом газ считается совершенным, т. е. подчиняется уравнению состояния в виде $p/\rho = RT$. Но вязкостью и сжимаемостью обычно не пренебрегают.

Основными параметрами, характеризующими установившееся движение вязкого сжимаемого газа в каждом сечении двигателя, являются осредненные (в соответствии с принятым допущением) значения скорости c , плотности ρ , давления p и температуры T . Так как уравнение состояния позволяет исключить один параметр, то необходимо иметь еще три независимых уравнения, чтобы получить замкнутую систему уравнений относительно параметров, характеризующих движение газа. Одним из них является уравнение неразрывности. В качестве же остальных недостающих уравнений могут быть использованы любые два из трех рассмотренных энергетических уравнений — сохранения энергии, первого закона термодинамики и обобщенное уравнение Бернулли. Их выбор определяется только удобством решения задачи. Чаще он приходится на уравнение сохранения энергии и обобщенное уравнение Бернулли.

Типы решаемых задач могут быть различны. Если, например, известны параметры газового потока на входе в рассматриваемый элемент двигателя и заданы для данного элемента величины $L_{внеш}$, $Q_{внеш}$ и $L_{т}$ (или n), то составленная указанным образом система уравнений позволяет определить параметры газа на выходе из этого элемента двигателя. Может рассматриваться задача определения по заданным параметрам на входе и выходе величин $L_{внеш}$, $Q_{внеш}$ и $L_{т}$ и т. п.

В теории авиационных двигателей широко используются параметры заторможенного потока. В этом случае применяется та же система уравнений, но с заменой параметров c , ρ , p и T на $q(\lambda)$, q^* , p^* и T^* .

1.5. УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ (УРАВНЕНИЕ ЭЙЛЕРА)

При рассмотрении ряда вопросов теории лопаточных машин и реактивных двигателей возникает необходимость определения сил и моментов сил, действующих на газовый поток со стороны обтекаемых тел, или обратная задача — определение сил воздействия движущегося газа на тела, находящиеся в потоке. Примером таких задач может служить нахождение окружных и осевых усилий, действующих на лопатки компрессоров и турбин, определение силы тяги, создаваемой двигателем и т. п.

Если какое-либо тело, например аэродинамический профиль, находится в потоке газа, то действующая на него аэродинамическая сила $\vec{P}$ может быть определена как равнодействующая всех сил давления и трения, приложенных в точках его поверхности f (рис. 1.4). Для определения вектора силы $\vec{P}$ путем суммирования всех сил, действующих на тело, нужно знать распределение давлений газа и касательных напряжений трения на его поверхности. В таком случае

$$\vec{P} = \int_{(f)} p d\vec{f} + \int_{(f)} \tau d\vec{f}, \quad (1.18)$$

где τ — касательные напряжения трения;

p — давления, нормальные к элементу поверхности $d\vec{f}$.

Определение аэродинамической силы по формуле (1.18) является чрезвычайно трудным даже для одиночного профиля, не говоря уже о более сложных случаях, перечисленных выше. Более простое решение указанных задач дает применение уравнения Эйлера.

Для вывода уравнения Эйлера обратимся к известному из механики твердого тела закону изменения количества движения. Согласно этому закону изменение количества движения тела (системы материальных точек) равно импульсу внешних сил, приложенных к телу. Математически этот закон записывается следующим образом:

$$\vec{P} \Delta t = (\vec{mc})_2 - (\vec{mc})_1$$

или при $\Delta t \rightarrow 0$

$$\vec{P} = \lim_{\Delta t} \frac{(\vec{mc})_2 - (\vec{mc})_1}{\Delta t}, \quad (1.19)$$

где $(\vec{mc})_1$ и $(\vec{mc})_2$ — количества движения тела в моменты времени t и $t + \Delta t$; $\vec{P}$ — равнодействующая внешняя сила, действующая на тело.

Применительно к потоку газа (жидкости) уравнение (1.19) может быть преобразовано к более удобной (гидродинамической) форме, впервые полученной Л. Эйлером в 1755 г. и носящей его имя.

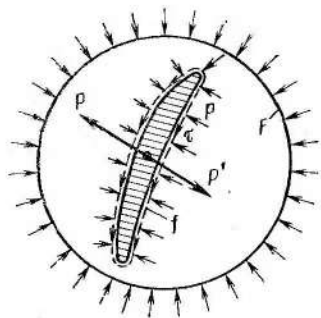


Рис. 1.4. К определению аэродинамической силы $\vec{P}$, действующей на тело в потоке газа

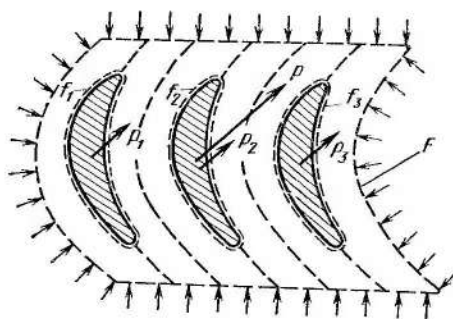


Рис. 1.5. К определению аэродинамической силы $\vec{P}$, действующей на систему тел ($\vec{P} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3$ — суммарная аэродинамическая сила; $f = f_1 + f_2 + f_3$ — суммарная поверхность системы тел)

Рассмотрим обтекание установившимся потоком газа какого-либо тела (см. рис. 1.4) или системы тел (рис. 1.5), где F — произвольная контрольная поверхность. Газ, расположенный за пределами контрольной поверхности, отбросим, заменив его действие на контрольную поверхность соответствующими силами давления и трения. В таком случае, как доказал Л. Эйлер, равнодействующую от гидродинамических сил, действующих на тела, можно определить по изменению количества движения газа при его протекании через выбранную контрольную поверхность и газодинамическим силам, действующим только на эту контрольную поверхность.

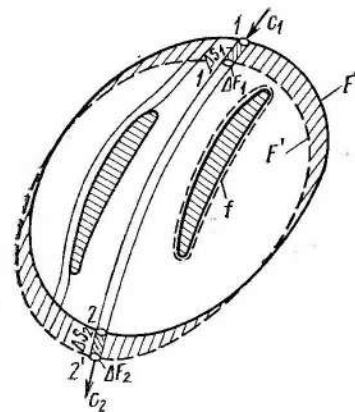


Рис. 1.6. К выводу уравнения количества движения

Для вывода уравнения Эйлера следует рассмотреть два положения контрольной поверхности, соответствующие моментам времени t и $t + \Delta t$, как показано на рис. 1.6 сплошной и штриховой линиями.

Если разбить весь объем газа на элементарные струйки и к каждой струйке применить уравнение (1.19), то суммирование таких уравнений по всему объему газа и даст уравнение Эйлера в гидродинамической форме.

Вначале рассмотрим какую-либо одну произвольно выбранную струйку тока и выведем уравнение Эйлера применительно к ней. Если в момент времени t выделенная струйка тока занимала положение 1—2 (см. рис. 1.6), то в момент времени $t + \Delta t$ она перейдет в положение 1'—2'. Запишем уравнение (1.19) для этих двух положений.

Силу $\vec{P}$ в данном случае следует рассматривать как равнодействующую газодинамических сил, действующих на всю струйку тока 1—2 (или 1'—2', так как при $\Delta t \rightarrow 0$ эти силы одинаковы). В общем случае этими составляющими силами являются поверхностные и массовые силы. Поверхностные силы, действующие на струйку со стороны отброшенных соседних масс газа или твердых границ обтекаемых потоком тел, состоят из сил давления и сил трения. Они действуют на боковую поверхность струйки и на ее торцы. К массовым силам относится сила тяжести, которой в газовом потоке обычно пренебрегают ввиду ее малости.

Правую часть уравнения (1.19) для струйки тока запишем следующим образом. При установившемся течении количество движения массы газа в объеме 1'—2, общем для двух рассматриваемых положений струйки тока (см. рис. 1.6), является одинаковым. Поэтому для вычисления изменения количества движения всей массы газа, заключенной в струйке тока, за время Δt достаточно вычислить изменение количества движения масс газа, заключенных в объемах 1—1' и 2—2', тогда

$$\vec{P} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta m_2 \vec{c}_2 - \Delta m_1 \vec{c}_1}{\Delta t}, \quad (1.20)$$

где $\Delta m_2 = \rho_2 \Delta S_2 \Delta F_2$ — масса газа, заключенного в объеме 2—2'; $\Delta m_1 = \rho_1 \Delta S_1 \Delta F_1$ — масса газа, заключенного в объеме 1—1'; $\vec{c}_1$ и $\vec{c}_2$ — средние значения векторов скорости в сечениях 1 и 2.

Подставляя значения величин Δm_1 и Δm_2 в уравнение (1.20) и учитывая, что $\rho_1 c_1 \Delta F_1 = \rho_2 c_2 \Delta F_2 = m$ есть секундный массовый расход газа через трубку тока, а $\frac{\Delta S_1}{\Delta t} = c_1$ и $\frac{\Delta S_2}{\Delta t} = c_2$ — есть скорости движения газа в сечениях 1 и 2, для секундного изменения количества движения получим

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\rho_2 \Delta F_2 \frac{\Delta S_2}{\Delta t} \vec{c}_2 - \rho_1 \Delta F_1 \frac{\Delta S_1}{\Delta t} \vec{c}_1 \right) = m (\vec{c}_2 - \vec{c}_1)$$

и уравнение Эйлера для струйки тока запишется в виде

$$\vec{P} = m \vec{c}_2 - m \vec{c}_1. \quad (1.21)$$

Уравнение (1.21) носит название уравнения количества движения для трубки тока. Согласно этому уравнению в установившемся движении при отсутствии массовых сил равнодействующая всех газодинамических сил $\vec{P}$, приложенных к поверхности отрезка элементарной трубки тока (включая торцевые поверхности), равна двум силам: $m \vec{c}_2$ и $m \vec{c}_1$, приложенным к концам отрезка и числен-

но равным секундным количествам движения вытекающего и втекающего газа.

Распространим теперь уравнение Эйлера на всю массу газа, выделенную контрольной поверхностью, занимающей в момент времени t положение F , а в момент времени $t + \Delta t$ — положение F' . Для этого применим уравнение Эйлера к каждой элементарной струйке тока, на которые разбит рассматриваемый объем газа (см. рис. 1.6). При суммировании выражений (1.21) для отдельных струек газодинамические силы, действующие на их поверхности внутри выделенного объема газа, взаимно компенсируются, так как сила действия струйки на элемент смежной поверхности соседней струйки равна и прямо противоположна действию второй струйки на тот же элемент поверхности первой струйки. Неуравновешенными при суммировании и переходе к пределу при $\Delta t \rightarrow 0$ останутся только силы, действующие на торцевые поверхности струек (которые в сумме составляют контрольную поверхность F), а также силы, действующие со стороны газа на заключенные внутри рассматриваемого объема тела. Таким образом, при суммировании левых частей уравнений (1.21) получим следующие суммы сил:

$$\sum_{(F)} \vec{P} + \sum_{(f)} \vec{P}.$$

Заметим, что сумма сил $\sum_{(F)} \vec{P}$, действующих со стороны рассматриваемого объема газа на контрольную поверхность, состоит из равнодействующих от сил давления и сил трения, т. е.

$$\sum_{(F)} \vec{P} = \int_{(F)} p dF + \int_{(F)} \tau dF.$$

Соответственно равнодействующая сила $\sum_{(f)} \vec{P}$, действующая со стороны выделенного объема газа на обтекаемые потоком тела, равна

$$\sum_{(f)} \vec{P} = \int_{(f)} p df + \int_{(f)} \tau df.$$

При суммировании правых частей уравнения (1.21) получим

$$\sum_{(F)} (\vec{mc}_2 - \vec{mc}_1).$$

Таким образом, уравнение Эйлера может быть записано в виде следующего соотношения:

$$\sum_{(F)} \vec{P} + \sum_{(f)} \vec{P} = \sum_{(F)} (\vec{mc}_2 - \vec{mc}_1); \quad (1.22)$$

Согласно этому уравнению при установившемся течении газа сумма всех сил, действующих на выделенную произвольной контрольной поверхностью F массу газа со стороны обтекаемых тел и

со стороны самой контрольной поверхности в установившемся движении, равна секунднему изменению количества движения газа при его течении через рассматриваемую контрольную поверхность.

Как видно, уравнение (1.22) позволяет определить результирующую силу $\sum_{(f)} \vec{P}$, действующую на установившийся газовый поток

со стороны помещенных в него тел (независимо от их количества и конфигурации), по известным значениям параметров газа только на границах контрольной поверхности.

Суммарная сила $\sum_{(f)} \vec{P}'$, действующая со стороны газового потока на обтекаемые тела, очевидно, равна и прямо противоположна силе $\sum_{(f)} \vec{P}$, входящей в уравнение (1.22), т. е.

$$\sum_{(f)} \vec{P}' = - \sum_{(f)} \vec{P}.$$

Так как контрольная поверхность F согласно условию является произвольной, ее рациональным выбором может быть обеспечена возможность несложного вычисления газодинамических сил, действующих на эту поверхность, и количеств движения втекающего и вытекающего через нее газа. Следовательно, уравнение (1.22) дает возможность сравнительно просто определить силы, действующие на газ со стороны помещенных в нем тел, или наоборот, силы действия газового потока на расположенные в нем тела.

Следует особо подчеркнуть тот факт, что уравнение Эйлера позволяет определять газодинамические силы, действующие на расположенные в газовом потоке тела, только по известным параметрам газа на контрольной поверхности, т. е. без проникновения в сущность процессов, происходящих внутри объема газа, выделенного контрольной поверхностью. Форму обтекаемых тел, наличие подвода (отвода) тепла или механической энергии и другие особенности процесса внутри выделенного объема газа, ограниченного контрольной поверхностью, в этом случае знать не требуется. Но нужно иметь в виду, что в вычисленной по уравнению Эйлера суммарной аэродинамической силе действие всех этих факторов автоматически учитывается через их влияние на распределение параметров газового потока по контрольной поверхности.

В частности, удачным выбором контрольной поверхности можно в отдельных случаях добиться равенства нулю равнодействующей от касательных напряжений трения, действующих на контрольную поверхность, и тем самым, ничего не зная о распределении сил трения, вычислить суммарную аэродинамическую силу с учетом вязкости.

1.6. УРАВНЕНИЕ МОМЕНТА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

Для определения сил и моментов сил, возникающих в результате установившегося течения газа в элементах двигателя, можно

пользоваться уравнением момента количества движения. Это уравнение может быть выведено на основе известной теоремы механики о моменте количества движения системы материальных точек. Согласно этой теореме производная по времени от момента количества движения системы материальных точек относительно произвольной оси равна моменту внешних сил, действующих на систему, относительно той же оси.

Применим вначале эту теорему к установившемуся течению газа вдоль некоторой струйки тока, поперечные размеры которой настолько малы, что параметры газа в каждом сечении можно считать одинаковыми. Проекция этой струйки на плоскость, перпендикулярно выбранной оси O , изображены на рис. 1.7. Выделим сечениями 1—1 и 2—2 некоторую массу газа, заключенную внутри струйки. Скорости газа в сечениях 1—1 и 2—2 разложим относительно выбранной оси на три составляющих: c_r — вдоль радиусов (радиальные составляющие), c_u — перпендикулярно радиусам (окружные составляющие) и c_a — вдоль оси (осевые составляющие); последние перпендикулярны плоскости чертежа и на рис. 1.7 их проекции отсутствуют.

Через малый промежуток времени Δt выделенная сечениями 1—1 и 2—2 масса газа переместится вдоль струйки и займет пространство между сечениями 1'—1' и 2'—2'. Так как течение является установившимся, то состояние газа в каждой точке объема между сечениями 1'—1' и 2—2, общего для двух рассматриваемых положений струйки, остается неизменным. Поэтому изменение момента количества движения этой массы газа за время Δt относительно выбранной оси O будет равно разности моментов количества движения относительно той же оси масс газа, заключенных между сечениями 2—2 и 2'—2' и сечениями 1—1 и 1'—1'.

При установившемся течении массы газа, заключенные между сечениями 2—2 и 2'—2' и сечениями 1—1 и 1'—1', одинаковы и равны произведению секундного массового расхода через струйку Δm на время Δt . Тогда искомая разность моментов количества движения газа относительно оси, перпендикулярной плоскости чертежа и проходящей через точку O , равна:

$$\Delta m \Delta t c_{2u} r_2 - \Delta m \Delta t c_{1u} r_1,$$

где c_{2u} и c_{1u} — окружные составляющие скорости в сечениях 2—2 и 1—1; r_2 и r_1 — расстояния от оси до центров тяжести соответствую-

ющих элементарных масс. На основании теоремы о моменте количества движения

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta m (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1) \Delta t}{\Delta t} = \dot{M}_{\text{вн}},$$

или

$$\Delta m (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1) = \Delta M_{\text{вн}}, \quad (1.23)$$

где $\Delta M_{\text{вн}}$ — момент всех внешних сил, действующих на выделенную массу газа, относительно оси, проходящей через точку O ; $\Delta m = \Delta G$ — секундный массовый расход газа через струйку.

Уравнение (1.23) является уравнением моментов количества движения для струйки тока. Оно позволяет определить момент внешних сил, который необходим для получения данного изменения момента количества движения. При наличии вязкостного трения в потоке момент внешних сил должен включать в себя момент сил трения на поверхности струйки тока.

Это уравнение может быть распространено на случай установившегося течения газа через произвольную замкнутую поверхность. Разбивая все течение в рассматриваемом объеме газа на отдельные струйки и применяя к каждой из них уравнение (1.23), легко показать аналогично тому, как это было сделано в подразд. 1.5, что при отсутствии массовых сил сумма моментов всех внешних сил, действующих на выделенную массу газа, относительно произвольной оси равен разности моментов относительно той же оси количеств движения секундных масс, вытекающих и втекающих через контрольную поверхность, т. е.

$$\sum_{(F)} M + \sum_{(F)} M = \sum_{(F)} (m c_{2u} r_2 - m c_{1u} r_1).$$

1.7. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА

В предыдущих подразделах рассматривалось стационарное (установившееся) течение газа, при котором параметры газового потока в каждой точке пространства принимаются постоянными по времени. В авиационных двигателях и их элементах весьма большую роль играют переходные режимы, для которых характерно весьма быстрое изменение параметров газового потока во времени. Течение газа в этом случае является нестационарным (неустановившимся), т. е. в каждой точке пространства параметры газа являются функциями времени. При этом в целях упрощения, как и в случае установившегося течения, движение газа может рассматриваться условно одномерным. Ниже дается вывод уравнений движения для нестационарного одномерного течения газа.

Уравнение неразрывности. Рассмотрим канал переменной площади (см. рис. 1.3, а). Выделим в этом канале двумя неподвижными поперечными сечениями 1—1 и 2—2 некоторый объем газа v . Пусть между указанными сечениями в этот объем в единицу времени втекает извне масса газа $m_{\text{внеш}}$. Рассмотрим изменение массы

газа в объеме v за бесконечно малый промежуток времени Δt . За указанный промежуток времени в объем v через сечение 1—1 поступает масса газа $\Delta m_1 = \rho_1 c_1 F_1 \Delta t$, а через сечение 2—2 отводится масса газа $\Delta m_2 = \rho_2 c_2 F_2 \Delta t$. Кроме того, за время Δt извне в объем v поступает масса газа $\Delta m_{\text{внеш}} = m_{\text{внеш}} \Delta t$. Таким образом, в объеме v за время Δt происходит изменение массы газа, которое может быть выражено следующим уравнением баланса масс:

$$\Delta m_1 + \Delta m_{\text{внеш}} - \Delta m_2 = (\rho_1 c_1 F_1 + m_{\text{внеш}} - \rho_2 c_2 F_2) \Delta t.$$

С другой стороны, то же изменение массы газа за время Δt , стремящееся к нулю, есть частный дифференциал изменения всей массы газа $M = \int_{(v)} \rho dv$, заключенной в объеме v , за время Δt , т. е.

$$\frac{\partial M}{\partial t} \Delta t = \frac{\partial}{\partial t} \int_{(v)} \rho dv \Delta t.$$

Согласно закону сохранения массы получаем следующее выражение для уравнения неразрывности в нестационарном потоке:

$$\rho_1 c_1 F_1 + m_{\text{внеш}} - \rho_2 c_2 F_2 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{(v)} \rho dv. \quad (1.24)$$

Для стационарного течения газа и при отсутствии подвода газа в объеме v извне уравнение неразрывности приводится к виду (1.2).

Уравнение сохранения энергии. Рассмотрим баланс энергии за время Δt в объеме v , выделенном в канале (или элементе двигателя) двумя неподвижными поперечными сечениями 1—1 и 2—2. Пусть между указанными сечениями к объему газа v в единицу времени осуществляется подвод энергии извне $E_{\text{внеш}} = Q_{\text{внеш}} + L_{\text{внеш}}$.

В общем случае источник энергии может быть нестационарным.

За время Δt в объем газа v через сечение 1—1 поступает энергия

$$\Delta m_1 i_1^* = \rho_1 c_1 F_1 \left(c_p T_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) \Delta t,$$

а через сечение 2—2 отводится энергия

$$\Delta m_2 i_2^* = \rho_2 c_2 F_2 \left(c_p T_2 + \frac{c_2^2}{2} \right) \Delta t,$$

где $i^* = c_p T + \frac{c^2}{2}$ — полная энергия единицы массы движущегося газа. Поэтому изменение полной энергии газа в объеме v за время Δt равно

$$\Delta E = \left[\rho_1 c_1 F_1 \left(c_p T_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) + E_{\text{внеш}} - \rho_2 c_2 F_2 \left(c_p T_2 + \frac{c_2^2}{2} \right) \right] \Delta t. \quad (1.25)$$

С другой стороны, то же изменение энергии в объеме за время Δt , стремящееся к нулю, может быть представлено как частный

дифференциал изменения внутренней и кинетической энергии массы газа за то же время, т. е.

$$\frac{\partial E}{\partial t} \Delta t = \frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \left(c_p T + \frac{c^2}{2} \right) dv \Delta t. \quad (1.26)$$

Согласно закону сохранения энергии, приравнявая выражения (1.25) и (1.26) и сокращая на Δt , получим

$$\begin{aligned} \rho_1 c_1 F_1 \left(c_p T_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) + E_{\text{внеш}} - \rho_2 c_2 F_2 \left(c_p T_2 + \frac{c_2^2}{2} \right) = \\ = \frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \left(c_p T + \frac{c^2}{2} \right) dv. \end{aligned} \quad (1.27)$$

В частности, при стационарном сечении газа уравнение (1.27) дает

$$c_p T_1 + \frac{c_1^2}{2} + E_{\text{внеш}} = c_p T_2 + \frac{c_2^2}{2},$$

где $E_{\text{внеш}}$ — энергия, подводимая к единице массы газа.

Уравнение процесса. Третьим независимым уравнением для нестационарного течения газа может быть принято уравнение первого закона термодинамики, которое, как и при стационарном течении, приводит к уравнению процесса. При нестационарном течении газа процесс изменения его состояния, как и для стационарного течения, определяется уравнением состояния. Различие состоит только в том, что при стационарном течении уравнение состояния распространяется на все частицы газа в рассматриваемом объеме, а для неустановившегося потока оно должно характеризовать изменение состояния каждой данной частицы газа еще и при изменении времени.

Для изэнтропического процесса постоянство энтропии для данной частицы газа математически выражается условием $\frac{dS}{dt} = 0$, а

так как $S = c_v \ln \frac{p}{\rho^k} + \text{const}$, где k — показатель адиабаты, то

$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho^k} \right) = 0$, и, следовательно, имеет место соотношение $\frac{p}{\rho^k} = \text{const}$, справедливое для данной частицы газа в рассматриваемые моменты времени. Уравнение изэнтропического процесса в нестационарном потоке для моментов времени t_1 и $t_2 = t_1 + \Delta t$ иногда записывают в виде

$$\frac{p_1(t_1)}{\rho_1^k(t_1)} = \frac{p_2(t_1 + \Delta t)}{\rho_2^k(t_1 + \Delta t)}. \quad (1.28)$$

При наличии трения и теплообмена процесс уже является политропическим с показателем политропы n , где n в общем случае яв-

ляется переменной величиной. В таком случае уравнение процесса записывается в виде

$$\frac{p_1(t_1)}{q_1^n(t_1)} = \frac{p_2(t_1 + \Delta t)}{q_2^n(t_1 + \Delta t)}. \quad (1.29)$$

Как видно, оно по форме записи остается таким же, как и для стационарного потока, но выполняется для рассматриваемой движущейся частицы газа с течением времени.

Уравнение сохранения количества движения. Рассмотрим изменение количества движения газа, заполняющего объем v , выделенный произвольной контрольной поверхностью F за бесконечно малый промежуток времени Δt (см. рис. 1.6). В отличие от установившегося течения в нестационарном потоке масса газа, вытекающая из объема v за время Δt , не равна массе газа, вытекающего из этого объема за тот же промежуток времени.

Если рассмотреть отрезок струйки тока, выделенный двумя поперечными сечениями 1—1 и 2—2, нормальными к векторам скорости $\vec{c}_1$ и $\vec{c}_2$ в этих сечениях, то за время Δt поступающая через сечение 1—1 масса газа Δm_1 внесет с собой количество движения $\Delta \vec{K}_1 = \Delta m_1 \vec{c}_1 \Delta t$, а масса газа, протекающая через сечение 2—2, вынесет количество движения $\Delta \vec{K}_2 = \Delta m_2 \vec{c}_2 \Delta t$.

Массовыми силами, как и ранее, будем пренебрегать. Равнодействующую от газодинамических сил, действующих на боковую поверхность струйки тока, включая ее торцы, обозначим $\vec{P}$, а импульс этой силы — $\vec{P} \Delta t$. Тогда изменение количества движения выделенной массы газа за время Δt с учетом действия внешних сил определится соотношением $\Delta \vec{K}_1 + \vec{P} \Delta t - \Delta \vec{K}_2$.

Но, с другой стороны, изменение количества движения той же массы газа, заключенной в объеме струйки тока Δv за время Δt , стремящееся к нулю, равно частному дифференциалу $\frac{\partial \vec{K}}{\partial t} \Delta t$, где $\vec{K} = \vec{c}_0 \Delta v$.

Согласно закону сохранения количества движения для отрезка струйки тока получим

$$\Delta \vec{K}_1 + \vec{P} \Delta t - \Delta \vec{K}_2 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta v} \vec{c} \Delta v \Delta t$$

или

$$\Delta m_1 \vec{c}_1 + \vec{P} - \Delta m_2 \vec{c}_2 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta v} \vec{c} \Delta v. \quad (1.30)$$

Распространим теперь уравнение (1.30) на всю массу газа, заключенную в объеме v . При суммировании сил $\vec{P}$ поверхностные силы, действующие на внутренние боковые поверхности струек тока, будут взаимно компенсированы, результирующая поверхностных сил, действующих на их торцевые поверхности, даст $\sum_{(F)} \vec{P}$, а резуль-

тирующая сила, действующая по поверхностям обтекаемых тел, заключенных в объеме v , даст $\sum_{(f)} \vec{P}$. Следовательно, после интегри-

рования получим общее выражение уравнения Эйлера о количестве движения в нестационарном потоке в векторной форме

$$\sum_{(F)} \vec{P} + \sum_{(f)} \vec{P} = \sum_{(F)} \vec{c}_2 \rho_2 \Delta F_2 - \sum_{(F)} \vec{c}_1 \rho_1 \Delta F_1 + \frac{\partial}{\partial t} \int_{(v)} \vec{c} \Delta v. \quad (1.31)$$

Для установившегося течения $\rho_1 \vec{c}_1 \Delta F_1 = \rho_2 \vec{c}_2 \Delta F_2 = m$, а правая часть полученного уравнения обращается в нуль, следовательно, в этом частном случае уравнение (1.31) переходит в уравнение (1.22).

Глава 2

ТЕОРИЯ СТУПЕНИ КОМПРЕССОРА ГТД

Основными типами компрессоров авиационных газотурбинных двигателей являются многоступенчатые осевые или осецентробежные компрессоры. Другие типы компрессоров применяются реже.

Процесс сжатия воздуха в многоступенчатом компрессоре состоит из ряда последовательно протекающих процессов сжатия в отдельных его ступенях. Несмотря на известные различия в формах проточной части и характере течения воздуха в осевых, центробежных и диагональных компрессорах (ступенях), их рабочий процесс имеет много общего, а их совершенство оценивается однотипными коэффициентами. Поэтому ниже изложение теории компрессоров будет вестись, в основном, применительно к осевым компрессорам, имеющим наибольшее распространение в авиационных ГТД, а особенности компрессоров (ступеней) других типов будут отмечаться по мере необходимости.

2.1. СХЕМА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ СТУПЕНИ ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

Осевой компрессор имеет несколько рядов лопаток, насаженных на один общий вращающийся барабан или (чаще) на ряд соединенных между собой дисков, которые образуют ротор компрессора. Один ряд лопаток ротора (вращающийся лопаточный венец) называется *рабочим колесом*. Другой основной частью компрессора является статор, состоящий из нескольких рядов лопаток (лопаточных венцов), закрепленных в корпусе. Назначением лопаток статора является: 1) направление проходящего через них воздушного потока под необходимым углом на лопатки расположенного за ними рабочего колеса; 2) спрямление потока, закрученного впереди стоящим колесом, с одновременным преобразованием части кинетической энергии закрученного потока в работу повышения давления воздуха. Соответственно этому один ряд лопаток статора называется *направляющим* или *спрямляющим аппаратом*. Венцы лопаток статора, расположенные в многоступенчатых компрессорах между соседними рабочими колесами, выполняют обычно обе эти функции одновременно. Поэтому оба термина являются, по существу, сино-

нимами. Ниже будет использоваться преимущественно термин «направляющий аппарат».

Сочетание одного рабочего колеса и одного стоящего за ним направляющего аппарата называется *ступенью осевого компрессора* (осевой ступенью). Обычно компрессор авиационного ГТД имеет от 5 до 15—20 ступеней, но может состоять и из меньшего числа ступеней (и даже из одной ступени). Перед рабочим колесом одноступенчатого компрессора и перед первым рабочим колесом многоступенчатого компрессора может быть установлен входной направляющий аппарат (ВНА).

На рис. 2.1 схематически изображена ступень осевого компрессора, состоящая из рабочего колеса *A* и направляющего аппарата *B*. Условимся различать в дальнейшем следующие сечения ступени: 1—1 — перед рабочим колесом, 2—2 — за рабочим колесом и 3—3 — за направляющим аппаратом. Параметры воздушного потока в этих сечениях условимся отмечать индексами, соответствующими номеру сечения.

В каждом из этих сечений различают диаметр втулки $D_{вт}$ (по основаниям лопаток) и наружный диаметр (по корпусу) D_k . Пространство, заключенное между поверхностями втулки и корпуса, носит название *проточной части* ступени.

Все струйки воздуха, входящие в колесо ступени на произвольном радиусе r_1 , движутся далее по некоторой поверхности тока, которую (пренебрегая влиянием отдельных лопаток) можно рассматривать как поверхность вращения с криволинейной образующей *ab* (см. рис. 2.1), причем в общем случае $r_3 \neq r_2 \neq r_1$. Однако во многих случаях эта поверхность близка к цилиндрической. Если рассечь мысленно лопатки ступени цилиндрической поверхностью и развернуть затем ее на плоскость, то сечения лопаток рабочего колеса представятся в виде ряда одинаковых и одинаково расположенных профилей, образующих *решетку профилей* рабочего колеса *A* (рис. 2.2).

Сечения лопаток направляющего аппарата образуют вторую решетку профилей *B* (сечения лопаток на рис. 2.2 повернуты по отношению к рис. 2.1 на 90°).

Рассмотрим течение воздуха через эти решетки профилей, пренебрегая неравномерностью потока в окружном направлении. На входе в рабочее колесо скорость воздуха по отношению к корпусу компрессора (будем называть ее абсолютной скоростью) в общем случае может быть направлена не параллельно оси колеса, а под некоторым углом к ней вследствие неполного спрямления потока направляющим аппаратом предыдущей ступени или установки перед колесом входного направляющего аппарата, показанного на рис. 2.2 пунктиром. Эта скорость изображена на рис. 2.2 вектором c_1 . Вращению рабочего колеса соответствует на рис. 2.2 перемещение решетки *A* справа налево с окружной скоростью u . Для определения скорости воздуха относительно рабочих лопаток w_1 применим известное правило сложения скоростей, согласно которому абсолютная скорость равна сумме относительной и переносной. В дан-

ном случае переносной скоростью является окружная скорость лопаток, следовательно,

$$\vec{c}_1 = \vec{w}_1 + \vec{u}.$$

Треугольник, составленный из векторов c_1 , u и w_1 , называется *треугольником скоростей* на входе в колесо. Приведенное на рис. 2.2 и на последующих рисунках этой главы расположение профилей лопаток и треугольников скоростей соответствует так называемому левому вращению ступени компрессора, наиболее распространенному в авиационных ГТД советского производства.

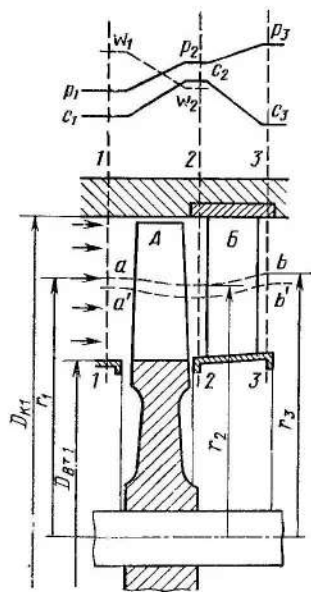


Рис. 2.1. Схема ступени осевого компрессора

Лопатки рабочего колеса должны быть установлены таким образом, чтобы во избежание срыва потока передние кромки их были направлены по направлению вектора w_1 или под небольшим углом к нему. При этом форма (кривизна) профилей лопаток выбирается с таким расчетом, чтобы угол выхода потока из колеса β_2 был больше угла входа β_1 . В этом случае, как видно из рис. 2.2, поворот потока сопровождается увеличением поперечного сечения каждой струи воздуха, проходящей через канал между двумя соседними лопатками ($f_{2k} > f_{1k}$). В результате относительная скорость воздуха в рабочем колесе уменьшается ($w_2 < w_1$), а давление возрастает ($p_2 > p_1$).

Поворот потока воздуха в рабочем колесе сопровождается возникновением на каждой лопатке аэродинамической силы P , направленной от вогнутой к выпуклой поверхности профиля. Разложим

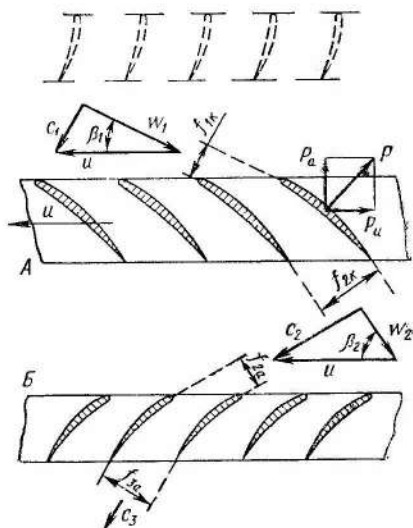


Рис. 2.2. Течение воздуха в ступени осевого компрессора

силу P на две составляющие (см. рис. 2.2). Составляющую P_u , направленную параллельно вектору окружной скорости, назовем окружной составляющей, а нормальную к ней составляющую P_a , направленную параллельно оси компрессора — осевой составляющей. Осевая составляющая P_a передается на упорный подшипник вала компрессора. Окружная составляющая P_u направлена против движения лопаток колеса и стремится замедлить их вращение. Поэтому для поддержания постоянной частоты вращения ротора к валу компрессора должен быть приложен соответствующий крутящий момент. Работа, затрачиваемая на вращение колеса, пропорциональна P_u и окружной скорости и идет на увеличение энергии воздуха, прошедшего через колесо. Это проявляется в том, что обычно скорость воздуха за колесом c_2 оказывается больше c_1 , несмотря на одновременное увеличение давления, как показано в верхней части рис. 2.1. Соответственно полный напор воздушного потока за колесом также возрастает ($p_2^* > p_1^*$).

Абсолютная скорость c_2 определится построением треугольника на векторах скоростей w_2 и u . Вследствие поворота потока в колесе вектор скорости c_2 оказывается отклоненным от вектора c_1 в сторону вращения колеса. Лопатки направляющего аппарата отклоняют поток воздуха в обратную сторону, причем форма их подбирается так, чтобы направление вектора скорости воздуха за ступенью c_3 было близко к направлению вектора c_1 . При этом, как и в рабочем колесе, поворот потока приводит к увеличению поперечного сечения струи воздуха, проходящей через канал между соседними лопатками ($f_{3a} > f_{2a}$). В результате скорость воздуха в направляющем аппарате падает, а давление растет. Но здесь рост давления обеспечивается только за счет использования кинетической энергии воздуха, приобретенной им в рабочем колесе. Полный напор воздушного потока в направляющем аппарате уже не растет, а несколько уменьшается из-за влияния гидравлических потерь.

Учитывая, что увеличение площади поперечного сечения струи воздуха, текущего через межлопаточный канал, сопровождается уменьшением его скорости, мы подразумевали тем самым, что поток воздуха является дозвуковым. В некоторых случаях скорость воздуха, набегающего, например, на лопатки рабочего колеса (в относительном движении), может оказаться больше местной скорости звука a . При $w_1 > a_1$ течение через расширяющийся межлопаточный канал рабочего колеса должно было бы сопровождаться не уменьшением, а увеличением скорости. Но, как показывают исследования таких ступеней, в этом случае перед каждой лопаткой решетки обычно возникает скачок уплотнения (головная волна). Пройдя через систему этих головных волн, воздушный поток становится уже дозвуковым. Дальнейшее его течение в расширяющемся межлопаточном канале проходит так же, как и в случае $w_1 < a_1$. Подробнее течение воздуха на входе в колесо рассмотрено для этого случая ниже, в подразд. 2.13.

Если поверхность тока заметно отличается от цилиндрической и может рассматриваться как поверхность конуса, то при развертке

ее на плоскость передние кромки профилей лопаток рабочего колеса или направляющего аппарата будут располагаться не на прямой линии (как на рис. 2.2), а на дуге круга. Такая решетка называется круговой. Однако радиус кривизны указанной дуги обычно велик по сравнению с шагом решетки и поэтому течение воздуха через нее в качественном отношении мало отличается от рассмотренного выше.

Таким образом, независимо от уровня чисел M набегающего на лопатки потока и формы проточной части, течение воздуха через

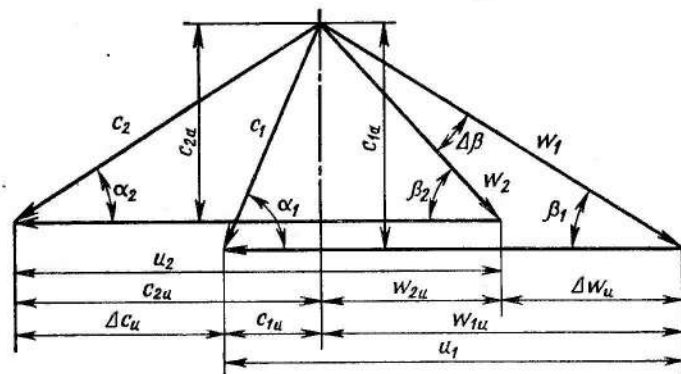


Рис. 2.3. Треугольник скоростей осевой ступени

ступень может рассматриваться как течение через систему диффузорных каналов с уменьшением относительной скорости воздуха в рабочем колесе, уменьшением абсолютной скорости в направляющем аппарате и увеличением давления в обоих случаях.

Показанные на рис. 2.2 треугольники скоростей в сечениях 1—1 и 2—2 обычно совмещают на одном чертеже, называемом *треугольником скоростей* (или *планом скоростей*) ступени. Совмещение может производиться различными способами. В последующем изложении будем совмещать в одной точке вершины треугольников, как это показано на рис. 2.3, где приведен треугольник скоростей ступени в общем случае с указанием тех обозначений, которые будут использованы в дальнейшем.

При построении треугольника скоростей ступени надо учитывать, что составляющая скорости воздуха в направлении оси компрессора (осевая составляющая) при прохождении воздуха через колесо в общем случае может изменяться. Вследствие увеличения давления в колесе плотность воздуха на выходе из него оказывается больше, чем на входе, и поэтому при постоянной высоте лопаток осевая составляющая скорости воздуха соответственно уменьшается. Обычно ступень выполняют таким образом, что высота лопаток к выходу из нее уменьшается. В этом случае осевая составляющая скорости воздуха может как уменьшаться, так и увеличиваться, в зависимости от соотношения изменения плотности воздуха и пло-

щади поперечного сечения воздушного тракта ступени. В расчетных условиях работы ступени обычно имеет место некоторое уменьшение осевой составляющей скорости воздуха в колесе и в ступени в целом.

В ступенях с переменной высотой лопаток приходится учитывать также, что поверхность тока на выходе из рабочего колеса может располагаться на ином (например, на большем) радиусе, чем на входе в него, что приводит к соответствующему различию в значении переносной (окружной) скорости ($u_2 \neq u_1$). Это различие особенно заметно для околотовлочных сечений лопаток первых ступеней авиационных компрессоров, где оно может достигать 20—30%.

На рис. 2.3 c_{1u} — окружная составляющая абсолютной скорости воздуха перед колесом (предварительная закрутка). Очевидно, $c_{1u} = c_1 \sin \alpha_1$. Если $\alpha_1 < 90^\circ$, то предварительная закрутка направлена в сторону вращения колеса и считается положительной. Случай $\alpha_1 > 90^\circ$ соответствует отрицательной закрутке. Если $\alpha_1 = 90^\circ$, то вектор c_1 направлен параллельно оси вращения колеса, предварительная закрутка отсутствует и ступень в этом случае называется ступенью с осевым входом. Отрезок Δw_u , равный разности окружных составляющих относительных скоростей воздуха перед и за колесом, называется закруткой воздуха в колесе. Смысл остальных обозначений ясен непосредственно из чертежа.

2.2. СХЕМЫ И ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ЦЕНТРОБЕЖНОЙ И ДИАГОНАЛЬНОЙ СТУПЕНИ КОМПРЕССОРА

На рис. 2.4. показана схема центробежной компрессорной ступени, а на рис. 2.5 — изменение параметров воздушного потока по ее тракту. Основными элементами ступени являются рабочее колесо A и диффузор B , а характерными сечениями воздушного тракта — сечение 1—1 перед рабочим колесом, сечение 2—2 за ним и сечение 3—3 на выходе из диффузора. За диффузором может быть установлен выходной канал или выходные патрубки, обеспечивающие поворот выходящего из диффузора потока в нужную сторону (например, из радиального в осевое направление). На рис. 2.4. показаны также характерные размеры ступени: $D_{вт1}$, $D_{к1}$, D_2 и D_3 .

Рабочее колесо обычно представляет собой диск, на торцевой поверхности которого расположены рабочие лопатки. В некоторых случаях для уменьшения габаритных размеров ступени при заданном расходе воздуха организуется двухсторонний подвод воздуха к рабочему колесу, и тогда лопатки располагаются симметрично по обе стороны диска.

Вектор абсолютной скорости на входе в рабочее колесо обычно имеет малые радиальные составляющие и потому для анализа особенностей течения воздуха на входе поверхности тока в сечении 1—1 можно принять цилиндрическими. Рассечем колесо цилиндрической поверхностью $A-A$, расположенной например, на среднем радиусе входного сечения (рис. 2.6). Развертка этого сечения на плоскость будет иметь вид, показанный на рис. 2.6,а. Там же показана

ны векторы абсолютной c_1 , переносной u_1 и относительной w_1 скоростей воздуха, образующие треугольник скоростей на входе в колесо. Направление передних кромок лопаток рабочего колеса на расчетном режиме работы компрессора во избежание срыва потока должно быть близко к направлению вектора w_1 , которое характеризуется углом β_1 .

Сразу после входа в межлопаточный канал колеса воздушный поток, следуя изгибу его стенок, поворачивается так, что вектор относительной скорости w оказывается направленным почти параллельно оси ступени (см. рис. 2.6, а). На этом участке рабочего колеса течение воздуха аналогично течению в колесе осевого компрес-

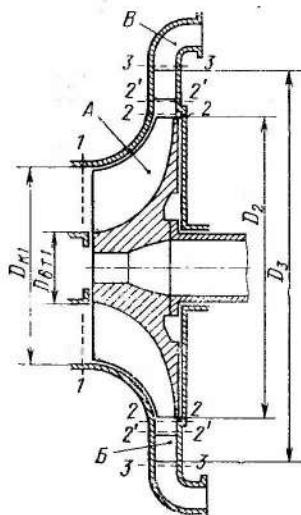


Рис. 2.4. Схема центробежной ступени:

А—рабочее колесо; Б—диффузор; В—выходной патрубок

сора — вследствие увеличения поперечного сечения межлопаточного канала относительная скорость воздуха уменьшается, а давление растет. Затем поток воздуха, двигаясь по межлопаточным каналам колеса, поворачивается из осевого направления в радиальное. Обычно на этом участке рабочего колеса значение относительной скорости потока почти не изменяется.

После указанных двух поворотов воздушный поток движется в радиальном направлении, вовлекаясь одновременно лопатками рабочего колеса во вращательное движение с окружной скоростью, возрастающей по мере удаления от оси вращения. Наиболее распространенная в авиационных ГТД форма межлопаточных каналов в этой части рабочего колеса показана на рис. 2.6, б и соответствует радиальному расположению лопаток. Среднее (по поперечному сечению канала) значение относительной скорости потока воздуха $w_{ср}$ здесь обычно почти не изменяется, так как увеличение ширины канала (расстояния между соседними лопатками) сопровождается уменьшением его высоты (т. е. осевого размера) по мере удаления

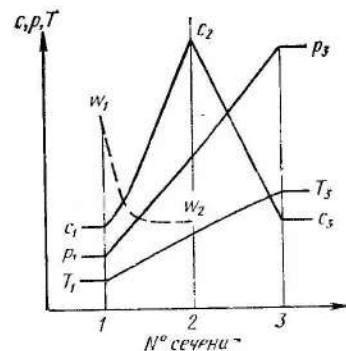


Рис. 2.5. Изменение параметров потока по тракту центробежной ступени

от оси. Однако, несмотря на постоянство $w_{ср}$, давление воздуха растет по радиусу, так как движение его частиц происходит здесь в поле действия центробежных сил. Одновременно возрастает и абсолютная скорость воздуха. При этом характерным является существенно неравномерное распределение местных значений относительной скорости w по поперечному сечению межлопаточного канала. Воздух, текущий по каналу, участвует одновременно как бы

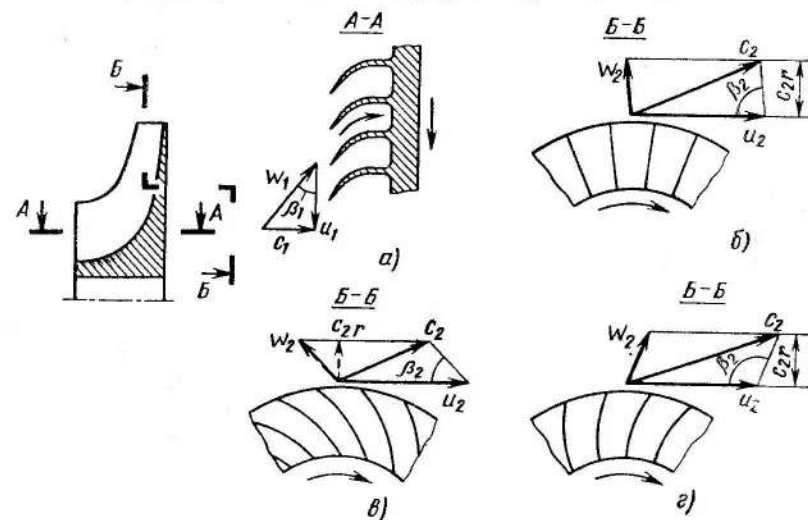


Рис. 2.6. Сечения лопаток и треугольники скоростей в центробежной ступени:

а—на входе в колесо; б—на выходе из колеса с радиальными лопатками; в—на выходе из колеса с лопатками, изогнутыми против вращения; г—на выходе из колеса с лопатками, изогнутыми по вращению

в двух движениях (рис. 2.7). С одной стороны, он равномерно растекается от центра к периферии колеса. Соответствующая этому движению эпюра относительных скоростей изображена на рис. 2.7, а. С другой стороны, масса воздуха, вошедшая в межлопаточный канал и не имевшая до этого момента количества движения относительно своего центра массы, будет по инерции стремиться сохранять этот нулевой момент (в абсолютном движении воздуха) и в последующем. Вследствие этого в относительном движении в межлопаточном канале должно возникнуть циркуляционное течение со скоростью $w_{ц}$ в направлении, обратном направлению вращения колеса, как показано на рис. 2.7, б. В результате сложения этих двух движений действительное распределение относительных скоростей воздуха в канале должно иметь характер, близкий к показанному на рис. 2.7, в.

Неравномерное распределение скоростей приводит к неравномерному распределению давлений в канале. У набегающей на поток стенки лопатки (левой на рис. 2.7), где w имеет наименьшее значение, давление оказывается наибольшим, а у противоположной стен-

ки — пониженным. Аналогичное распределение давлений наблюдается и в соседних каналах. Следовательно, на каждой лопатке колеса возникает разность давлений, создающая момент сопротивления вращению, для преодоления которого необходимо приложить соответствующий момент (от внешнего источника мощности) к валу рабочего колеса.

На выходе из колеса срезная относительная скорость воздуха w_2 вследствие влияния инерционного циркуляционного движения (см. рис. 2.7) будет, очевидно, направлена не точно вдоль лопаток (по радиусу), а с некоторым отклонением в сторону, противоположную направлению вращения колеса. Сложив вектор w_2 с вектором окружной скорости колеса в этом сечении u_2 , можно определить абсолютную скорость

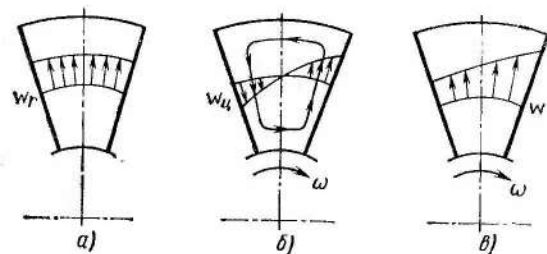


Рис. 2.7. Эпюры относительной скорости воздуха в межлопаточном канале рабочего колеса

c_2 , как показано на рис. 2.6, б. При этом, как видно из этого треугольника скоростей, значение c_2 оказывается близким к значению окружной скорости колеса u_2 .

В некоторых конструкциях центробежных ступеней рабочие лопатки в выходной части рабочего колеса располагаются не по радиусам, а с отклонением от радиального направления в сторону, противоположную направлению вращения колеса (рис. 2.6, в). При этом угол β_2 , который в ступени с радиальными лопатками был близок к 90° , существенно уменьшается. Одновременно уменьшается и значение c_2 при данном значении u_2 , что облегчает задачу последующего торможения выходящего из колеса воздушного потока в диффузоре.

В принципе возможно выполнение ступени с лопатками, обеспечивающими получение $\beta_2 > 90^\circ$, как показано на рис. 2.6, г. Однако на практике такие ступени применяются редко.

Воздух, вышедший из колеса со скоростью c_2 , поступает далее в диффузор. При этом в отличие от осевой ступени параметры воздушного потока в зазоре между рабочим колесом и лопатками диффузора не остаются неизменными. Если пренебречь влиянием трения о стенки диффузора, то момент количества движения каждой частицы воздушного потока относительно оси ступени при его свободном течении в этом зазоре должен оставаться неизменным. Поэтому, если Δm — масса частицы, c_u — окружная составляющая ее абсолютной скорости и r — текущий радиус, то $\Delta m c_u r = \text{const}$ или $c_u = \text{const}/r$. Следовательно, окружная составляющая, а вместе с ней и абсолютное значение скорости воздуха в рассматриваемом зазоре уменьшаются по мере увеличения радиуса, что сопровождается соответствующим увеличением давления.

Таким образом, даже при отсутствии за колесом спрямляющих поток лопаток, можно организовать, торможение воздушного потока, выходящего с большой скоростью из колеса, направив его в пространство между двумя кольцевыми поверхностями (стенками). Поэтому участок между сечениями 2—2' и 2''—2''' (см. рис. 2.4) получил название «безлопаточный диффузор». (Можно показать, что в таком диффузоре возможен переход от сверхзвуковой скорости к звуковой без образования скачка уплотнения). Однако в безлопаточном диффузоре уменьшение скорости происходит сравнительно медленно (примерно обратно пропорционально радиусу), что приводит к необходимости выполнять его с увеличенными диаметрными размерами и сопровождается большими потерями на трение воздуха о стенки. Для более эффективного торможения потока, выходящего из колеса, в центробежных ступенях (компрессорах) авиационных ГТД обычно применяют лопаточные диффузоры, работающие аналогично направляющим аппаратам осевых ступеней. В некоторых конструкциях для уменьшения габаритных размеров центробежной ступени канал диффузора выполняется криволинейным с частичным или полным поворотом потока в нем из радиального направления в осевое.

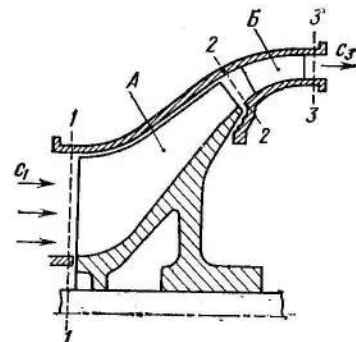


Рис. 2.8. Схема диагональной ступени компрессора:

А—рабочее колесо; Б—направляющий аппарат

При течении воздуха в выходном канале или выходных патрубках ступени (за диффузором) его давление уже практически не изменяется.

В одной центробежной ступени при равных значениях окружной скорости на внешнем диаметре колеса можно получить значительно большее повышение давления воздуха, чем в осевой ступени, благодаря благоприятному эффекту действия центробежных сил в направлении движения воздушного потока в рабочем колесе. Но в то же время (в отличие от осевой ступени) ее диаметр намного превышает диаметр входа в колесо, определяемый, в основном, потребным объемным расходом воздуха. Кроме того, поворот потока в колесе из осевого направления в радиальное и последующий обратный поворот в направление, близкое к осевому, в выходном канале (или в самом диффузоре) приводят к повышенным гидравлическим потерям.

Указанные недостатки центробежной ступени могут быть в значительной степени смягчены в так называемой *диагональной ступени*. схема проточной части которой показана на рис. 2.8. По своим параметрам и принципу работы она занимает промежуточное положение между осевой и центробежной ступенью. Сжатие воздуха в ее рабочем колесе происходит как вследствие уменьшения относи-

тельной скорости воздуха в межлопаточных каналах, так и в результате работы центробежных сил, совершаемой при перемещении частиц воздуха в колесе от центра к периферии (по коническим поверхностям тока). Но доля этой работы в общей работе сжатия воздуха в колесе здесь меньше, чем в центробежной ступени. Это снижает возможные значения степени повышения давления воздуха в такой ступени. Но зато меньшее отклонение основного направления течения воздуха от осевого позволяет уменьшить диаметральные габаритные размеры ступени и получить более высокие значения ее КПД. Направляющий аппарат (диффузор) в диагональной ступени по своему принципу работы и устройству мало отличается от рассмотренного выше направляющего аппарата осевой ступени.

2.3. УСИЛИЯ НА ЛОПАТКАХ И РАБОТА ВРАЩЕНИЯ КОЛЕСА СТУПЕНИ

Рассечем осевую ступень поверхностью тока с образующей ab (см. рис. 2.1) и поверхностью тока $a'b'$, находящейся на малом расстоянии от нее. Выделенный этими поверхностями участок ступени будем называть элементом ступени (элементарной ступенью). При известных параметрах потока перед и за колесом аэродинамиче-

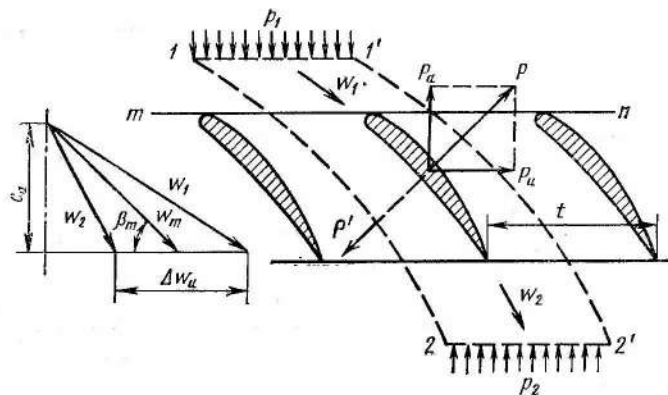


Рис. 2.9. К определению усилий на лопатках рабочего колеса

ские силы, действующие на лопатки рабочего колеса в этом элементе, и работа, затрачиваемая на его вращение, в установившемся движении могут быть определены с помощью теоремы Эйлера. Полагая, что поверхность тока ab на рассматриваемом радиусе близка к цилиндрической ($r_2=r_1$), рассмотрим решетку профилей (рис. 2.9), представляющую собой развертку сечения лопаток колеса этой поверхностью. Линию mn , соединяющую передние кромки всех профилей, назовем фронтом решетки, а расстояние t между одинаковыми точками соседних профилей — шагом решетки.

Выделим в потоке, обтекающем любой из профилей решетки, объем, ограниченный контрольной поверхностью, составленной из

двух поверхностей тока $1-2$ и $1'-2'$, отстоящих друг от друга точно на величину шага t , и двух плоскостей $1-1'$ и $2-2'$, параллельных фронту решетки и расположенных на таком расстоянии от нее, чтобы можно было пренебречь неравномерностью потока. В направлении, перпендикулярном чертежу, выделенный объем ограничим двумя близкими параллельными плоскостями, соответствующими разверткам поверхностей ab и $a'b'$, расстояние между которыми примем равным Δr . Обозначим далее в соответствии с рис. 2.2 через P_u и P_a составляющие аэродинамической силы P , действующей на одну лопатку колеса в рассматриваемом элементе ступени. Сила P' , с которой лопатка воздействует на поток воздуха, очевидно равна и противоположна силе P .

Согласно теореме Эйлера, сумма всех сил, действующих на выделенный нами объем воздуха, должна быть равна разности количеств движения потоков, вытекающих и втекающих в этот объем в единицу времени. При этом силы, действующие на поверхностях $1-2$ и $1'-2'$, вследствие периодичности потока в точности компенсируют друг друга, а расход воздуха через эти поверхности равен нулю. Таким образом, кроме силы P' будут подлежать учету только количества движения и силы давления воздуха в сечениях $1-1'$ и $2-2'$. Тогда, рассматривая проекции всех сил на горизонтальное (окружное) и вертикальное (осевое) направления, получим (с учетом принятых на рис. 2.3 и 2.9 обозначений и направлений положительного отсчета проекций сил и скоростей):

$$\left. \begin{aligned} P_u &= \Delta G (w_{1u} - w_{2u}); \\ P_a &= (p_2 - p_1) t \Delta r + \Delta G (c_{2a} - c_{1a}). \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

где $\Delta G = c_{1a} Q_1 t \Delta r$ — масса воздуха, проходящего через контрольную поверхность в единицу времени.

Если число лопаток колеса есть z_k , а радиус рассматриваемой поверхности тока — r , то $t = 2\pi r / z_k$ и тогда сила, действующая на единицу длины лопатки рабочего колеса на данном радиусе, (погонная сила) имеет проекции:

$$\left. \begin{aligned} p_u &= \frac{P_u}{\Delta r} = \frac{2\pi r}{z_k} c_{1a} Q_1 \Delta w_u; \\ p_a &= \frac{P_a}{\Delta r} = \frac{2\pi r}{z_k} [p_2 - p_1 + c_{1a} Q_1 (c_{2a} - c_{1a})]. \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

Аналогичные формулы могут быть получены для погонных усилий, действующих на лопатки направляющего аппарата. Эти формулы используются при расчете элементов компрессора на прочность.

Формулы (2.1) позволяют, кроме того, установить связь между силой, действующей на лопатку, и треугольником скоростей. Если рассматриваемая решетка обтекается идеальной несжимаемой жидкостью, то из уравнения неразрывности (1.1) $c_{2a} = c_{1a}$ и согласно уравнению Бернулли (1.15) в относительном движении

$$\frac{p_2 - p_1}{Q} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} = \frac{w_{1u}^2 - w_{2u}^2}{2}.$$

Если построить для этого случая треугольник на векторах скоростей w_1 и w_2 и ввести в анализ вектор w_m , равный полусумме этих векторов, как показано в левой части рис. 2.9, то из последнего уравнения получим

$$P_2 - P_1 = \frac{\rho}{2} (w_{1u} - w_{2u})(w_{1u} + w_{2u}) = \rho w_m \Delta w_u.$$

Тогда из формул (2.1), полагая $\Delta r = 1$ и используя приведенное выше выражение для ΔG , получим

$$P_u = \rho c_a t \Delta w_u; P_a = \rho w_m t \Delta w_u.$$

Как видно из рис. 2.9, произведение $\Gamma = t \Delta w_u$ представляет собой циркуляцию скорости вокруг одного профиля в решетке. Тогда для величины и направления силы P получим следующие соотношения:

$$P = \sqrt{P_u^2 + P_a^2} = \rho w_m \Gamma;$$

$$\frac{P_u}{P_a} = \frac{c_a}{w_m} = \operatorname{tg} \beta_m.$$

Таким образом, аэродинамическая сила, действующая на профиль в плоской решетке, обтекаемой идеальной несжимаемой жидкостью, равна произведению

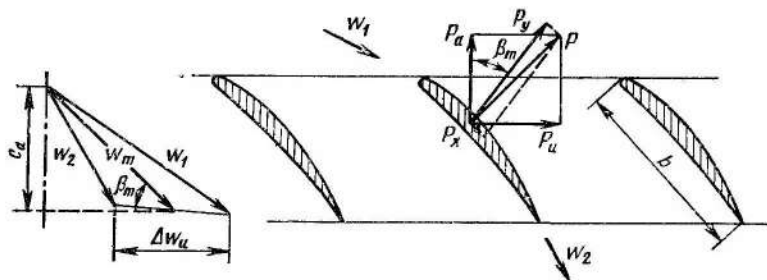


Рис. 2.10. Силы, возникающие при обтекании решетки вязким газом

плотности жидкости, модуля вектора w_m и циркуляции скорости вокруг профиля и направлена перпендикулярно вектору w_m (который часто называют среднечетной скоростью потока в решетке). Это положение носит название *теоремы Жуковского о подъемной силе профиля в решетке* и было впервые доказано им в 1912 г.

В 1944 г. Б. С. Стечкин и независимо от него Л. Г. Лойцянский показали, что теорема Жуковского с достаточной для практических целей точностью может быть распространена и на случай обтекания решетки дозвуковым потоком невязкого сжимаемого газа, причем в этом случае $P = \rho_m w_m \Gamma$, где $\rho_m = \sqrt{\rho_1 \rho_2}$ — среднечетное значение плотности газа в решетке.

На этом основании полную аэродинамическую силу P , действующую на профиль решетки в потоке реального (вязкого) газа, принято рассматривать состоящей из подъемной силы P_y , нормальной к вектору w_m , и силы сопротивления P_x , параллельной w_m (рис. 2.10). В соответствии с методами экспериментальной аэродинамики эти составляющие могут быть выражены формулами

$$P_y = c_y \rho_m \frac{w_m^2}{2} b; P_x = c_x \rho_m \frac{w_m^2}{2} b, \quad (2.3)$$

где b — хорда профиля. В этих формулах P_y и P_x относятся к единице высоты лопатки, а коэффициенты c_y и c_x называются коэффициентом подъемной силы и коэффициентом сопротивления профиля в решетке. Отношение P_y к P_x (или c_y

к c_x) называется качеством решетки K и может достигать значений $K=15 \dots 20$ и более. При отсутствии сопротивления $K=\infty$.

Используя первую из формул (2.1), определим работу L_u , затрачиваемую на вращение данного элемента ступени, в расчете на 1 кг проходящего через него воздуха. Если окружная скорость лопаток колеса есть u , то секундная работа вращения лопатки равна $P_u u$. Отнеся ее к расходу воздуха через рассматриваемую контрольную поверхность ΔG , получим

$$L_u = \frac{P_u u}{\Delta G} = u \Delta w_u, \quad (2.4)$$

где

$$\Delta w_u = w_{1u} - w_{2u}.$$

Таким образом, работа вращения элемента колеса ступени осевого компрессора при цилиндрической поверхности тока пропорциональна окружной скорости и закрутке воздуха в колесе.

В центробежных и диагональных ступенях, а также в осевых ступенях со значительным изменением диаметра втулки или корпуса в пределах рабочего колеса поверхности тока существенно отличаются от цилиндрических. В этих случаях для определения L_u следует использовать теорему Эйлера о моменте количества движения. Применим эту теорему к кольцевому объему воздуха, заключенному между поверхностями тока ab и $a'b'$ и сечениями 1—1 и 2—2 (рис. 2.11). Поверхности тока будем считать осесимметричными. Аэродинамические силы, возникающие на элементах всех лопаток рабочего колеса, расположенных внутри выделенного кольцевого объема, создают относительно оси вращения колеса некоторый суммарный момент ΔM_d , действующий на воздушный поток. Все силы давления, действующие на рассматриваемую контрольную поверхность, являются центральными (проходят через ось вращения колеса). Поэтому, если пренебречь незначительной разностью моментов сил внутреннего трения воздуха на близких друг к другу поверхностях ab и $a'b'$, то приложенный к потоку со стороны лопаток момент ΔM_d должен быть равен согласно (1.23) приращению момента количества движения потока в единицу времени, т. е.

$$\Delta M_d = \Delta G (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1),$$

где c_{1u} и c_{2u} — окружные составляющие скорости воздуха перед и за колесом на радиусах r_1 и r_2 ; ΔG — массовый расход воздуха через рассматриваемый элемент ступени.

Если угловая скорость вращения колеса есть ω , то секундная работа вращения данного элемента колеса равна $\omega \Delta M_d$. Отнеся эту

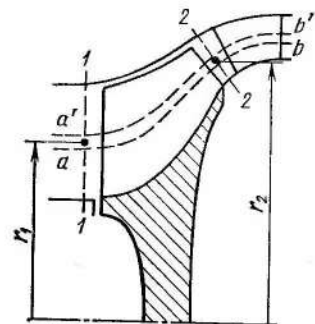


Рис. 2.11. К выводу формулы Эйлера

величину к расходу воздуха ΔG , найдем работу вращения элемента колеса в расчете на 1 кг воздуха:

$$L_u = \frac{\omega \Delta M_{\Delta}}{\Delta G} = \omega (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1)$$

или, поскольку $\omega r = u$,

$$L_u = c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1. \quad (2.5)$$

Полученное выражение для работы, затрачиваемой на вращение элемента колеса ступени компрессора, носит название формулы Эйлера. Легко убедиться, что при цилиндрической поверхности тока, когда $u_2 = u_1$ и $c_{2u} - c_{1u} = \Delta w_u$ (см. рис. 2.3), формула (2.5) переходит в (2.4).

Заметим также, что используя известное тригонометрическое равенство

$$w^2 = u^2 + c^2 - 2uc \cos \alpha = u^2 + c^2 - 2uc_w,$$

формулу (2.5) можно преобразовать к виду

$$L_u = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2}. \quad (2.6)$$

Определим теперь работу и мощность, затрачиваемые на вращение колеса, для ступени в целом. Заметим предварительно, что между работой L , расходом рабочего тела G и мощностью N существует очевидное соотношение: $N = L \cdot G$.

Если разделить проточную часть ступени от втулки до периферии на n элементов (по типу рис. 2.11) и если в каждом из них работа вращения и расход воздуха равны соответственно L_{ui} и ΔG_i , то, просуммировав произведения $L_{ui} \Delta G_i$ по всем этим элементам, можно определить мощность, затрачиваемую на вращение колеса в целом:

$$N_u = \sum_{i=1}^n L_{ui} \Delta G_i.$$

Действительная мощность $N_{ст}$, которую необходимо затратить на вращение колеса ступени, превышает N_u на некоторую дополнительную величину, идущую на преодоление сил вязкостного трения, возникающих при вращении диска колеса, колец, бандажей, лабиринтов и других элементов конструкции ступени (расположенных вне проточной части) в воздушной среде. Эту дополнительную мощность принято обозначать $N_{рд}$ и называть мощностью трения диска. Кроме того, нужно было бы учесть трение в подшипниках, но в авиационных компрессорах его роль в балансе мощностей ничтожна и при необходимости учитывается отдельно. Таким образом,

$$N_{ст} = \sum_{i=1}^n L_{ui} \Delta G_i + N_{рд}.$$

Разделив это выражение на расход воздуха через ступень и перейдя к пределу при $n \rightarrow \infty$, найдем среднее значение работы вращения колеса в расчете на единицу массы воздуха:

$$L_{ст} = \frac{1}{G} \int_0^G L_u dG + L_{рд}, \quad (2.7)$$

где $L_{рд} = N_{рд}/G$ называется работой трения диска.

Работа трения диска зависит от конструктивной схемы рабочего колеса и его окружной скорости. Для центробежных ступеней с относительно большой поверхностью трения диска рабочего колеса $L_{рд}$ обычно составляет несколько процентов от L_u и может быть определена по формуле

$$L_{рд} = \alpha u_2^2,$$

где u_2 — окружная скорость колеса в выходном его сечении (см. рис. 2.6), а коэффициент α по опытным данным на расчетном режиме работы ступени равен 0,03—0,06.

В осевых компрессорах роль работы трения диска ничтожна (менее 0,5% L_u) и практически его можно пренебречь, полагая

$$L_{ст} = \frac{1}{G} \int_0^G L_u dG.$$

При этом работу, затрачиваемую на вращение колеса, часто условно называют «затраченным напором» (H_z), а при вычислении ее по расчетным треугольникам скоростей применяют термин «теоретический напор» (H_T).

2.4. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СТУПЕНИ КОМПРЕССОРА

Расчетные данные и режим работы ступени принято характеризовать рядом размерных и безразмерных параметров, которые могут относиться как к ступени в целом, так и к отдельным поверхностям тока (элементарным ступеням). Важнейшие из этих параметров рассмотрены ниже.

Степень повышения давления, работа сжатия воздуха и КПД ступени. На рис. 2.12 изображен процесс сжатия воздуха в ступени компрессора в p - T -координатах. Изобары p_1 и p_3 соответствуют здесь давлению воздуха перед и за ступенью. Точка 1 изображает состояние воздуха на входе в ступень. В авиационных компрессорах, пропускающих через себя большие количества воздуха при сравнительно малой наружной поверхности корпуса, теплообмен между потоком в компрессоре и окружающей средой на установившихся режимах играет ничтожную роль. Поэтому мы будем в дальнейшем изложении считать внешний теплообмен в компрессоре в целом и в каждой его ступени отсутствующим. Если бы, кроме того, воздух в компрессоре был бы лишен вязкости, то процесс повы-

шения давления в ступени протекал бы при постоянной энтропии, т. е. по адиабате, изображенной на рис. 2.12 линиями 1—3_{ад}.

В действительности выделение тепла трения в процессе сжатия при практическом отсутствии теплообмена с окружающей средой приведет к некоторому увеличению температуры за ступенью по сравнению с достигаемой в адиабатическом процессе и к увеличению энтропии. В результате реальный процесс сжатия изобразится линиями 1—3, расположенными правее адиабаты.

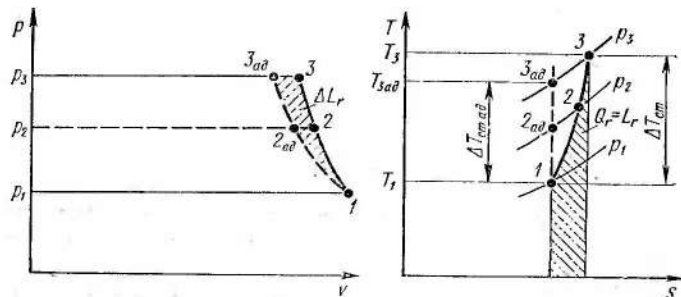


Рис. 2.12. Диаграмма процесса сжатия воздуха в ступени в p - v и T - s координатах

Работа, которую необходимо затратить на повышение давления потока воздуха в адиабатном процессе 1—3_{ад} (адиабатическая работа ступени), как известно, равна

$$L_{ад.ст} = i_{3ад} - i_1 = \frac{k}{k-1} R (T_{3ад} - T_1) = \frac{k}{k-1} RT_1 \left(\pi_{ст}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right), \quad (2.8)$$

где величина $\pi_{ст} = \frac{p_3}{p_1}$ называется *степенью повышения давления* в ступени.

В осевых ступенях степень повышения давления обычно невелика и равна $\pi_{ст} \approx 1,2 \dots 1,35$, что соответствует $L_{ад.ст} = 16 \dots 30$ кДж/кг, но в отдельных случаях она может быть увеличена до $\pi_{ст} = 1,6 \dots 2,0$ ($L_{ад.ст} = 40 \dots 65$ кДж/кг). В центробежных ступенях степень повышения давления может достигать 4—6 и более, чему соответствуют значения $L_{ад.ст}$ свыше 150 кДж/кг.

Работу сжатия воздуха в реальном процессе назовем *политропической работой ступени* $L_{п}$. Эта работа согласно (1.11) равна

$$L_{п} = \frac{n}{n-1} R (T_3 - T_1) = \frac{n}{n-1} RT_1 \left(\pi_{ст}^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right),$$

где n — показатель политропы 1—3. Она превышает адиабатическую работу на величину, эквивалентную площади криволинейного треугольника, обозначенной на p - v диаграмме (см. рис. 2.12) символом ΔL_r . Поскольку это увеличение $L_{п}$ по сравнению с $L_{ад.ст}$ является следствием выделения тепла трения, в теории компрессоров его принято называть *тепловым сопротивлением*. С учетом сказан-

ного уравнение Бернулли (1.15) применительно к ступени компрессора может быть записано в виде

$$L_{ст} = L_{п} + L_r + \frac{c_3^2 - c_1^2}{2} = L_{ад.ст} + L_r + \Delta L_r + \frac{c_3^2 - c_1^2}{2}, \quad (2.9)$$

откуда следует, что вредная роль гидравлических сопротивлений проявляется в компрессорах двояко: как непосредственно в виде затраты работы L_r на преодоление гидравлических потерь, так и дополнительно в виде теплового сопротивления ΔL_r .

Так как увеличение энтропии в результате выделения тепла трения определяется равенством $ds = dQ_r/T$, то суммарное тепло трения Q_r связано с изменением энтропии в реальном процессе 1—3 условием

$$Q_r = L_r = \int_1^3 T ds,$$

откуда следует, что величина L_r может быть выражена в T - s диаграмме (см. рис. 2.12) площадью, лежащей между линией 1—3 и осью абсцисс. Можно показать, кроме того, что величина ΔL_r в T - s диаграмме (так же как и в p - v диаграмме) выражается площадью треугольника, образованного линиями 1—3, 1—3_{ад} и изобарой $p=p_3$. Заменяя этот криволинейный треугольник близким к нему по площади прямоугольным треугольником с высотой $h=s_3-s_1$, из рис. 2.12 получим

$$\Delta L_r \approx L_r \frac{\Delta T_{ст}}{2T_{ср}}, \quad (2.10)$$

где $\Delta T_{ст} = T_3 - T_1$ — подогрев воздуха и $T_{ср} = 0,5(T_1 + T_3)$ — средняя температура воздуха в ступени.

В осевых ступенях подогрев воздуха обычно не превышает 30—40°С и, следовательно, ΔL_r составляет не более 4—6% L_r . В центробежных ступенях ΔL_r может достигать 15—25% L_r .

Как видно из уравнения (2.9), работа, затрачиваемая на вращение ступени, расходуется на совершение политропической работы сжатия воздуха $L_{п}$, на изменение его кинетической энергии и на преодоление гидравлических сопротивлений. Изменение кинетической энергии не связано с работой сжатия (повышения давления) воздуха и может иметь как положительное, так и отрицательное значение. Таким образом, непосредственно на повышение давления воздушного потока затрачивается работа $L_{п} + L_r$.

Работу, потребную для заданного повышения давления воздушного потока в адиабатном процессе (т. е. адиабатическую работу), принято считать полезной работой охлаждаемой ступени компрессора. Ее отношение к затраченной работе.

$$\eta_{ст} = \frac{L_{ад.ст}}{L_{п} + L_r} \quad (2.11)$$

характеризует степень совершенства рабочего процесса ступени и называется *адиабатическим КПД* ступени компрессора. В теории компрессоров, помимо формулы (2.11), используется также ряд других эквивалентных выражений для адиабатического КПД. Так

из уравнения (2.9) следует, что формула (2.11) может быть представлена также в виде

$$\eta_{ст} = \frac{L_{ал.ст}}{L_{ст} - 0,5(c_3^2 - c_1^2)}. \quad (2.12)$$

Записав уравнение сохранения энергии применительно к неохлаждаемой ступени

$$L_{ст} = i_3 - i_1 + 0,5(c_3^2 - c_1^2)$$

и используя равенство (2.8), получим еще одно выражение для КПД ступени

$$\eta_{ст} = \frac{i_{3ал} - i_1}{i_3 - i_1} \quad (2.13)$$

или, пренебрегая изменением теплоемкости воздуха,

$$\eta_{ст} = \frac{T_{3ал} - T_1}{\Delta T_{ст}} = \frac{\Delta T_{ал.ст}}{\Delta T_{ст}}. \quad (2.14)$$

Таким образом адиабатический КПД неохлаждаемой ступени равен отношению адиабатического подогрева воздуха в ступени к действительному.

Адиабатический КПД ступеней в авиационных осевых компрессорах обычно равен 0,83—0,87, а в некоторых конструкциях достигает еще больших значений, до 0,88—0,92, что свидетельствует об их высоком аэродинамическом совершенстве. Центробежные ступени имеют несколько меньшие значения адиабатического КПД — 0,75—0,8. Диагональные ступени по уровню КПД занимают обычно промежуточное положение между осевыми и центробежными ступенями.

Изложенные выше понятия степени повышения давления, адиабатической работы и КПД ступени базировались на использовании действительных (статических) параметров воздушного потока перед и за ступенью. В исследованиях и расчетах авиационных компрессоров широко используются также параметры заторможенного потока воздуха. Если p_1^* — полное давление в потоке воздуха перед ступенью, а p_3^* — полное давление на выходе из нее, то отношение $\pi_{ст}^* = p_3^*/p_1^*$ называется *степенью повышения полного давления* в ступени. Адиабатическая работа ступени в параметрах заторможенного потока (адиабатический напор) по аналогии с (2.8) определяется формулой

$$H^* = L_{ал.ст}^* = i_{3ал}^* - i_1^* = \frac{k}{k-1} R (T_{3ал}^* - T_1^*) = \frac{k}{k-1} R T_1^* \left(\pi_{ст}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right), \quad (2.15)$$

где температура $T_{3ал}^*$ соответствует адиабатическому сжатию воздуха от начального его состояния с параметрами p_1^* и T_1^* до давления p_3^* .

Отношение адиабатического напора к работе, затраченной на вращение ступени, называется адиабатическим КПД ступени в параметрах заторможенного потока или (сокращенно) *КПД ступени*:

$$\eta_{ст}^* = \frac{L_{ал.ст}^*}{L_{ст}} = \frac{H^*}{H_z}. \quad (2.16)$$

Учитывая, что для неохлаждаемой ступени $L_{ст} = i_3^* - i_1^*$, формулу (2.16) для этого случая можно представить также в виде

$$\eta_{ст}^* = \frac{i_{3ал}^* - i_1^*}{i_3^* - i_1^*} \quad (2.17)$$

или, пренебрегая различием в средних значениях теплоемкости воздуха в адиабатном и действительном процессах,

$$\eta_{ст}^* = \frac{T_{3ал}^* - T_1^*}{T_3^* - T_1^*}. \quad (2.18)$$

Поскольку отличие статических параметров от параметров торможения определяется числом M потока, различие в значениях $\pi_{ст}$ и $\pi_{ст}^*$, $L_{ал.ст}$ и $L_{ал.ст}^*$ и т. д. зависит, прежде всего, от соотношения чисел M в потоке воздуха перед и за ступенью. Обычно на расчетном режиме скорости воздуха и числа M на входе и на выходе для осевых ступеней мало отличаются друг от друга и поэтому $\pi_{ст}^* \approx \pi_{ст}$, $L_{ал.ст}^* \approx L_{ал.ст}$, а отличие $\eta_{ст}^*$ от $\eta_{ст}$ не превышает 0,5—1%. На нерасчетных режимах или в необычных условиях использования осевых ступеней, а также для центробежных ступеней, это отличие может быть несколько больше.

Использование параметров заторможенного потока значительно упрощает расчеты и облегчает обработку экспериментальных данных, полученных при испытании компрессоров и ГТД. Поэтому параметры заторможенного потока и соответствующие им величины $\pi_{ст}^*$, H^* и $\eta_{ст}^*$ получили преимущественное распространение в теории компрессоров и авиационных ГТД.

Геометрические параметры ступени. В каждом сечении воздушного тракта ступени характерным размером, помимо D_k и $D_{вт}$ (см. рис. 2.1), является также средний диаметр $D_{ср}$. При этом в качестве среднего диаметра в теории компрессоров принято рассматривать такой диаметр, окружность которого делит площадь проточной части на два равновеликих кольца. Записав это условие в виде равенства

$$D_k^2 - D_{ср}^2 = D_{ср}^2 - D_{вт}^2, \quad (2.19)$$

найдем

(Иногда этот диаметр называют среднегеометрическим).

Соответствующие этим диаметрам радиусы обозначаются r_k , $r_{вт}$ и $r_{ср}$. Отношение любого радиуса к периферийному $\bar{r} = r/r_k$ на-

зывается относительным радиусом, а отношение диаметра втулки к D_k на входе в колесо $\bar{d} = D_{вт1}/D_k$ называется *относительным диаметром втулки* рабочего колеса.

Относительный диаметр втулки изменяется в широких пределах от $\bar{d} = 0,3 \dots 0,6$ в центробежных ступенях и в первых ступенях многоступенчатых осевых компрессоров до $\bar{d} = 0,8 \dots 0,9$ в последних ступенях.

Осевые ступени характеризуются, кроме того, удлинением лопаток рабочего колеса $\bar{h}_k = h_k/b_k$, где $h_k = 0,5(D_k - D_{вт})$ — высота лопатки рабочего колеса на входе и b_k — хорда лопатки на среднем радиусе, удлинением лопаток аппарата $\bar{h}_a = h_a/b_a$, а также «парусностью» лопаток, т. е. отношением хорд лопатки в периферийном и привтулочном сечениях.

Удлинения лопаток могут достигать 3,5—4,5 в первых ступенях многоступенчатых компрессоров и снижаются обычно до 1,5—2,5 в последних ступенях.

Для центробежных ступеней характерным являются также относительные диаметральные размеры $\bar{D}_2 = D_2/D_{к1}$ и $\bar{D}_3 = D_3/D_{к1}$, причем значения $\bar{D}_2$ составляют обычно 1,5—2, а $\bar{D}_3 \approx 2 \dots 2,5$.

Число лопаток колеса может изменяться в широких пределах от $z_k = 15 \dots 30$ до $z_k = 80 \dots 100$ (большие числа относятся к последним ступеням многоступенчатых компрессоров). Число лопаток направляющего аппарата имеет тот же порядок. Для снижения интенсивности вибраций элементов конструкции ступени число лопаток направляющего аппарата должно выбираться не равным и не кратным числу лопаток рабочего колеса данной и последующей ступени.

Кинематические и газодинамические параметры ступени. Одним из основных кинематических параметров является окружная скорость на наибольшем внешнем диаметре колеса u_k . Окружная скорость является важным конструктивным параметром ступени, она ограничивается как прочностью лопаток и диска рабочего колеса, так и газодинамическими соображениями. В авиационных осевых компрессорах обычно $u_k = u_{к1} = 300 \dots 500$ м/с. Это значение, равно как и другие, приведенные в этой главе, относятся к расчетному режиму работы ступени. В центробежных и диагональных ступенях наибольшую окружную скорость имеют кромки лопаток в сечении за колесом, причем в центробежных ступенях $u_k = u_2$ может превышать 500 м/с.

Следующим важным параметром является осевая составляющая скорости воздуха перед колесом или, как ее сокращенно называют, *осевая скорость* c_a на среднем радиусе ступени (близкая к среднemasсовому ее значению). Осевая скорость может изменяться в широких пределах от 80—100 м/с до 200—230 м/с в зависимости от типа ступени, места, занимаемого ступенью в компрессоре, и его назначения.

Наибольшие значения осевых скоростей используются в первых ступенях осевых компрессоров мощных ТРД и ДТРД.

Осевая скорость определяет объемный расход воздуха через единицу площади входа в рабочее колесо. Поэтому отношение осевой скорости к окружной скорости колеса

$$c_a = c_{a1}/u_{к1} \quad (2.20)$$

называется *коэффициентом расхода ступени*.

Численные значения коэффициента расхода связаны со значением угла наклона вектора относительной скорости w_1 на среднем радиусе к плоскости вращения колеса. Из треугольника скоростей (см. рис. 2.3) легко показать, что

$$\operatorname{tg} \beta_{1cp} = \frac{\bar{c}_a}{r_{1cp} - \bar{c}_a \operatorname{ctg} \alpha_{1cp}} \quad (2.21)$$

Обычно на расчетном режиме $\operatorname{tg} \beta_{1cp} = 0,6 \dots 0,9$.

Значения u_k и c_{a1} при данном угле α_1 определяют значение относительной скорости воздуха на входе в колесо w_1 . С газодинамической точки зрения особенности обтекания лопаток рабочего колеса определяются не непосредственно значением скорости w_1 , а числом M набегающего на колесо потока:

$$M_{w1} = w_1/a_1,$$

где $a_1 = \sqrt{kRT_1}$ — скорость звука в потоке воздуха перед колесом*.

По уровню чисел M набегающего на лопатки потока осевые ступени принято разделять на *дозвуковые*, в которых значения M_{w1} и M_{c2} на расчетном режиме ни на одном радиусе не превышают единицу, *сверхзвуковые*, в которых по всей высоте лопатки $M_{w1} > 1$ или $M_{c2} > 1$, и *трансзвуковые* (околозвуковые), в которых скорость w_1 (или c_2) изменяется по радиусу от сверхзвуковой до дозвуковой.

В центробежных ступенях с умеренными степенями повышения давления обычно $M_{w1} \leq 0,85 \dots 0,9$. Однако в центробежных ступенях с высокими значениями u_2 и в диагональных ступенях течение на входе в рабочее колесо (в относительном движении) также может быть около- или сверхзвуковым.

При одном и том же значении окружной скорости работа вращения колеса (т. е. энергия, передаваемая колесом воздушному потоку) может быть различной. Безразмерное отношение

$$\bar{H}_z = L_{ст}/u_k^2 \quad (2.22)$$

называется *коэффициентом затраченного напора*. При подсчете $L_{ст}$ по расчетным треугольникам скоростей эта величина называется

* Для обозначения чисел M и λ и других параметров газового потока, определяемых в относительном движении, в теории компрессоров и турбин применяется также волнистая черта («тильда») сверху. Например, вместо M_{w1} пишется $\tilde{M}_1$ и т. д.

коэффициентом теоретического напора $\bar{H}_T$. Относительная величина действительно создаваемого ступенью напора

$$\bar{H}^* = H^*/u_k^2 \quad (2.23)$$

называется *коэффициентом адиабатического напора*. Очевидно, $\bar{H}^* = \bar{H}_z \eta_{ст}^*$.

В осевых ступенях окружная скорость рабочих лопаток может существенно изменяться по радиусу. Поэтому наряду с $\bar{H}_z$ в теории компрессоров используется также параметр

$$\mu = \frac{L_{ст}}{u_{2ср}^2} = \frac{\bar{H}_z}{r_{2ср}^2}, \quad (2.24)$$

где $u_{2ср}$ — окружная скорость на среднем радиусе на выходе из колеса и $r_{2ср} = D_{2ср}/D_k$. Этот параметр называется *коэффициентом нагрузки ступени*.

Если работа вращения колеса для всех элементарных ступеней (на всех радиусах) одинакова, то, как следует из формулы (2.7), $L_{ст} = L_u + L_{тд}$ и тогда в соответствии с формулой (2.5)

$$\mu = \frac{c_{2u} c_{р}}{u_{2ср}^2} - \frac{c_{1u} c_{р}}{u_{2ср}^2} \frac{r_{1ср}}{r_{2ср}} + \alpha. \quad (2.25)$$

Для осевой ступени при близкой к цилиндрической форме проточной части $\alpha \approx 0$; $r_{2ср} \approx r_{1ср}$; $c_{2u} - c_{1u} \approx \Delta w_u$ и тогда

$$\mu \approx \frac{(\Delta w_u)_{ср}}{u_{ср}}. \quad (2.26)$$

Для центробежной ступени обычно $c_{1u} c_{р} < 0,1 u_2$; $r_{1ср} < 0,5 r_2$ и, следовательно, роль второго слагаемого в формуле (2.25) невелика. Поэтому можно записать для этого случая (см. рис. 2.6)

$$\mu \approx 1 - \frac{c_{2r}}{u_2} \operatorname{ctg} \beta_2 + \alpha. \quad (2.27)$$

В авиационных компрессорах могут применяться ступени с различными значениями коэффициента нагрузки. Обычно в осевых ступенях $\mu = 0,25 \dots 0,35$. Такие ступени называются *низконагруженными*. Осевые ступени с $\mu = 0,5 \dots 0,6$ называются *высоконагруженными* (высоконапорными). В центробежных ступенях с радиальными лопатками, наиболее характерными для рабочих колес центробежных ступеней авиационного назначения, угол β_2 близок к 90° (см. рис. 2.6, б) и, следовательно, как видно из формулы (2.27), коэффициент нагрузки приближается к единице. При применении лопаток, изогнутых в сторону, противоположную вращению колеса (см. рис. 2.6, в), $\beta_2 < 90^\circ$ и коэффициент нагрузки снижается до $\mu = 0,7 \dots 0,8$. В ступенях с $\beta_2 > 90^\circ$ (см. рис. 2.6, г) соответственно $\mu > 1$.

Еще одним важным параметром ступени является *степень реактивности*. Степень реактивности ступени компрессора (или элемен-

тарной ступени, расположенной на данном радиусе) характеризует распределение работы сжатия воздуха между колесом и аппаратом и равна

$$\eta_k = \frac{L_{ал.р.к}}{L_{ал.ст}} = \frac{i_{2ал} - i_1}{i_{3ал} - i_1}. \quad (2.28)$$

Введем по аналогии с (2.13) понятие адиабатического КПД рабочего колеса:

$$\eta_{р.к} = \frac{i_{2ал} - i_1}{i_2 - i_1}. \quad (2.29)$$

Тогда, очевидно,

$$\eta_k = \frac{i_2 - i_1}{i_3 - i_1} \frac{\eta_{р.к}}{\eta_{ст}}. \quad (2.30)$$

Из уравнения сохранения энергии для элементарной ступени следует, что

$$i_2 - i_1 = L_u - 0,5 (c_2^2 - c_1^2)$$

и

$$i_3 - i_1 = L_u - 0,5 (c_3^2 - c_1^2).$$

Тогда

$$\eta_k = \frac{L_u - 0,5 (c_2^2 - c_1^2)}{L_u - 0,5 (c_3^2 - c_1^2)} \frac{\eta_{р.к}}{\eta_{ст}}. \quad (2.31)$$

Из этого общего выражения можно получить более удобные для анализа формулы для некоторых частных случаев.

1. Рассмотрим случай, когда поверхность тока близка к цилиндрической, адиабатические КПД колеса и ступени одинаковы, а осевая составляющая скорости воздуха в колесе и в стоящем за ним аппарате не изменяется, т. е. $c_{1a} = c_{2a} = c_{3a}$. Кроме того, будем считать, что окружная составляющая абсолютной скорости за ступенью остается такой же, как и перед колесом ($c_{3u} = c_{1u}$). Тогда из треугольника скоростей получим

$$c_2^2 - c_1^2 = 2c_{1u} \Delta w_u + (\Delta w_u)^2; \quad c_3^2 - c_1^2 = 0$$

и, учитывая (2.4), после сокращений приведем (2.31) к виду

$$\eta_k = 1 - \frac{c_{1u}}{u} - \frac{\Delta w_u}{2u}. \quad (2.32)$$

2. Рассмотрим центробежную ступень с осевым входом ($c_{1u} = 0$) и равными значениями скорости воздуха на входе и на выходе ($c_3 = c_1$). Кроме того, будем считать, что адиабатические КПД колеса и ступени одинаковы и что $c_{2r} = c_1$. Тогда из (2.31) и (2.5) получим

$$\eta_k = 1 - \frac{c_{2u}}{2u_2}. \quad (2.33)$$

Как видно, в полученные выражения для степени реактивности входят только величины, полностью определяемые параметрами треугольников скоростей ступени. На практике ими часто пользуют-

ся и в тех случаях, когда указанные выше условия не соблюдаются. В этих случаях формулы (2.32) и (2.33) дают приближенное значение q_k , которое часто называют кинематической степенью реактивности.

2.5. СТУПЕНИ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ РЕАКТИВНОСТИ

Если ступень осевого компрессора не имеет предварительной закрутки воздуха перед колесом ($c_{1u}=0$), т. е. выполнена с осевым входом, то согласно (2.32) на среднем радиусе

$$q_k = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta w_u}{u} \right)_{cp} = 1 - \frac{\mu}{2}.$$

Следовательно, в этом случае (при $\mu=0,3 \dots 0,5$) $q_k=0,75 \dots 0,85$, т. е. на направляющий аппарат приходится не более четверти всей работы сжатия воздуха в ступени и он нагружен сравнительно слабо.

В авиационных осевых компрессорах часто применяют ступени с относительно большей нагрузкой аппарата, т. е. с меньшей степенью реактивности. Схема именно такой ступени приведена на рис. 2.2 и отличается наличием предварительной закрутки воздуха в сторону вращения колеса ($c_{1u}>0$).

Для анализа целесообразности введения положительной предварительной закрутки сравним треугольники скоростей ступеней с осевым входом и с предварительной закруткой при условии, что величина и направление относительных скоростей воздуха w_1 и w_2 (перед и за колесом) остаются в обоих случаях неиз-

менными, как это сделано на рис. 2.13. Как видно из этого рисунка, положительная предварительная закрутка в сторону вращения колеса позволяет при неизменном значении w_1 (т. е. при неизменном значении M_{w1}) увеличить окружную скорость и тем самым увеличить L_u , т. е. в конечном счете увеличить адиабатическую работу ступени.

В то же время при одинаковых значениях w_1 и w_2 в обеих схемах работа сжатия воздуха в колесе остается неизменной. Следовательно, увеличение $L_{ад.ст}$ происходит при этом благодаря увеличению работы сжатия воздуха в направляющем аппарате (вследствие увеличения c_2), что означает снижение степени реактивности ступени. Снижение q_k при увеличении c_{1u} следует и из формулы (2.32).

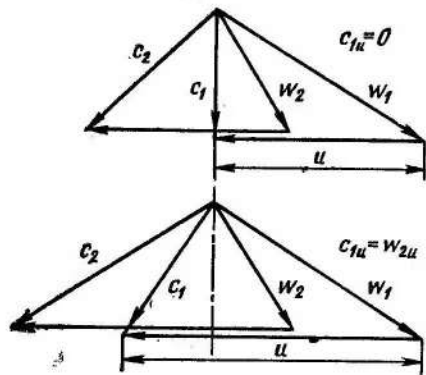


Рис. 2.13. Треугольники скоростей осевых ступеней с осевым входом воздуха (вверху) и со степенью реактивности $q_k=0,5$

Ограничение значений M_{w1} связано с тем, что для каждого типа ступеней (дозвуковых, трансзвуковых, сверхзвуковых) существуют некоторые «критические» значения M , превышение которых приводит к резкому снижению $\eta_{ст}$.

При достаточно большой закрутке воздуха перед колесом можно обеспечить одинаковую форму треугольников скоростей для рабочего колеса и для направляющего аппарата. Именно этот случай изображен на рис. 2.13. При этом, очевидно, $c_2=w_1$ и $c_3=w_2$, поэтому торможение воздушного потока в рабочем колесе (в относительном движении) и в аппарате будет одинаковым. Но тогда одинаковыми будут и работы сжатия, т. е. степень реактивности такой ступени равна 0,5. Такой же результат следует и из формулы (2.32), так как в данном случае $u=2c_{1u}+\Delta w_u$.

Уменьшение степени реактивности ниже 0,5 с точки зрения напорности ступени уже нецелесообразно, так как при этом сильно возрастает скорость воздуха на входе в направляющий аппарат и для сохранения ее значения на допустимом уровне (например, ниже скорости звука) необходимо уменьшить относительную скорость воздуха на входе в рабочее колесо, что при прочих равных условиях приведет не к увеличению, а к снижению степени повышения давления воздуха в ступени.

В некоторых конструкциях осевых компрессоров, например, для стационарных ГТУ, применяются также ступени с отрицательной предварительной закруткой. Из формулы (2.32) видно, что введение отрицательной закрутки ($c_{1u}<0$) приводит к увеличению степени реактивности. Если выполнить ступень таким образом, чтобы $c_{1u}=-0,5\Delta w_u$, то степень реактивности согласно (2.32) будет равна 1,0, т. е. все повышение давления воздуха произойдет в колесе, а направляющий аппарат будет только поворачивать воздушный поток, не изменяя его скорости. Схема и треугольник скоростей такой ступени показаны на рис. 2.14. Как видно, при заданном значении u скорость w_1 оказывается в этом случае значительно больше, чем была бы при осевом входе. Увеличение скорости потока, обтекающего лопатки рабочего колеса, позволяет в ряде случаев увеличить аэродинамические силы, действующие на рабочие лопатки, и благодаря этому увеличить энергию, передаваемую колесом ступени воздуху при данной окружной скорости, и соответственно увеличить напорность ступени.

В некоторых случаях может оказаться целесообразным применение ступеней с еще большей степенью реактивности ($q_k>1$), т. е. с конфузным направляющим аппаратом. Снижение давления и разгон потока в таком аппарате способствуют уменьшению гидравлических потерь и выравниванию поля скоростей на выходе из ступени.

Однако реализовать указанные преимущества ступеней с повышенной степенью реактивности можно только в том случае, когда, несмотря на увеличение

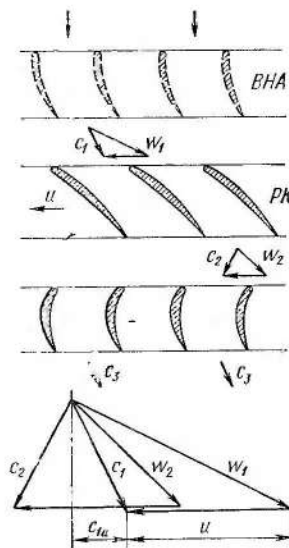


Рис. 2.14. Схема и треугольник скоростей ступени с предварительной закруткой воздуха против вращения

скорости потока, набегающего на лопатки рабочего колеса, числа $M_{\text{вх}}$ будут оставаться в допустимых пределах (например, в компрессорах стационарных ГТУ, рассчитанных на малые окружные скорости $u_k = 200 \dots 250$ м/с). Кроме того, увеличение степени реактивности в некоторых случаях приводит к снижению КПД ступени, поэтому в авиационных осевых компрессорах предварительная закрутка воздуха против вращения колеса применяется очень редко.

В центробежных ступенях, используемых в авиационных ГТД, вход воздуха в рабочее колесо обычно выполняется либо без закрутки, либо с закруткой по направлению вращения с целью снижения чисел $M_{\text{вх}}$. Однако в отличие от осевых ступеней степень реактивности центробежной ступени слабо зависит от c_{1u} и может быть оценена по формуле (2.33). Для ступени с радиальными лопатками $c_{2u} \approx 0,9u_2$, что соответствует $r_k \approx 0,55$. Применение лопаток, загнутых против вращения (см. рис. 2.6, в), ведет, как указывалось, к уменьшению коэффициента нагрузки и к снижению c_{2u}/u_2 , т. е. к увеличению r_k . Вследствие положительного влияния поля центробежных сил КПД процесса сжатия воздуха в рабочем колесе центробежной ступени обычно заметно больше, чем для аппарата (диффузора). Поэтому увеличение r_k , т. е. увеличение доли общей работы сжатия, приходящейся на рабочее колесо, благоприятно сказывается на КПД ступени. Применение лопаток, загнутых по вращению ($\beta_2 > 90^\circ$), что соответствует $r_k < 0,5$, наоборот, позволяет увеличить коэффициент нагрузки μ , но приводит обычно к снижению КПД ступени.

2.6. УСЛОВИЯ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ ЭЛЕМЕНТОВ СТУПЕНИ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА РАЗЛИЧНЫХ РАДИУСАХ

Выше рассматривались, главным образом, осредненные по радиусу или по поперечному сечению канала параметры потока в ступени компрессора. Для многих практических задач это оказывается достаточным. Но при детальном расчете и разработке чертежей конкретной ступени необходимо учитывать изменение параметров потока по высоте лопаток, так как для достижения высоких значений КПД ступени форма ее лопаток должна быть хорошо согласована с формой треугольников скоростей. В то же время скорости воздушного потока, форма треугольников скоростей и другие кинематические параметры для различных поверхностей тока связаны между собой определенными соотношениями, вытекающими из основных законов движения газового потока. Поэтому установление взаимосвязи кинематических параметров потока в элементах ступени, расположенных на различных радиусах, занимает важное место в теории лопаточных машин.

Ниже этот вопрос рассматривается применительно к ступени осевого компрессора, хотя полученные соотношения при аналогичных допущениях относятся также и к течению на входе в рабочее колесо центробежной или диагональной ступени.

Окружная скорость лопаток рабочего колеса непрерывно возрастает от основания лопатки к периферии, изменяясь пропорционально радиусу. Изменение абсолютной и относительной скорости воздушного потока происходит по более сложным законам, в которых существенную роль играет изменение давления воздуха под действием центробежных сил. Так, например, при прохождении через входной направляющий аппарат воздух получает в нем закрутку. В результате на выходе из этого аппарата частицы воздуха оказываются вращающимися вокруг оси ступени. Возникающие при этом центробежные силы вызывают повышение давления в периферий-

ной части ступени по сравнению с давлением у втулки. В соответствии с уравнением Бернулли возрастание давления воздуха сопровождается уменьшением его скорости, поэтому абсолютная скорость воздушного потока перед колесом на внешнем радиусе его оказывается меньше, чем на внутреннем радиусе. Аналогичная картина будет наблюдаться и за рабочим колесом.

Как указывалось в гл. 1, реальное течение воздуха в компрессоре является пространственным периодически-неустановившимся течением вязкого сжимаемого газа, математическое исследование которого в строгой постановке задачи в настоящее время невозможно и с целью получения пригодных для практики результатов заменяется обычно исследованием осредненных во времени значений параметров в каждой точке потока.

Эти осредненные, не зависящие от времени параметры потока соответствуют как бы замене реального рабочего колеса колесом с бесконечным числом бесконечно тонких лопаток. Если число лопаток направляющего аппарата также принять бесконечным и, кроме того, предположить, что перед входом в компрессор поле температур и давлений воздуха является равномерным, то параметры воздушного потока во всех сечениях каждой ступени будут неизменными как во времени, так и вдоль окружности, т. е. течение будет установившимся и осесимметричным.

Но и при этих допущениях задача остается достаточно сложной, так как поверхности тока ab (см. рис. 2.1), как показывают исследования, располагаются не эквидистантно ограничивающим поток поверхностям втулки и корпуса ступени, а испытывают волнообразные возмущения, вызванные влиянием вращающихся и неподвижных венцов. Однако эта волнообразность выражена в большинстве случаев не очень сильно, и при приближенном анализе пространственного течения воздуха в ступени ею часто пренебрегают. Если, кроме того, форма проточной части ступени близка к цилиндрической, то поверхности тока могут в первом приближении рассматриваться как коаксиальные цилиндры, что соответствует условию отсутствия радиальных составляющих скорости воздуха.

Рассмотрим при этих условиях течение воздуха в осевых зазорах между неподвижными и вращающимися лопаточными венцами компрессора. Выделим в потоке воздуха в пределах осевого зазора элементарный объем (рис. 2.15), ограниченный двумя бесконечно близкими друг к другу соосными цилиндрическими поверхностями,

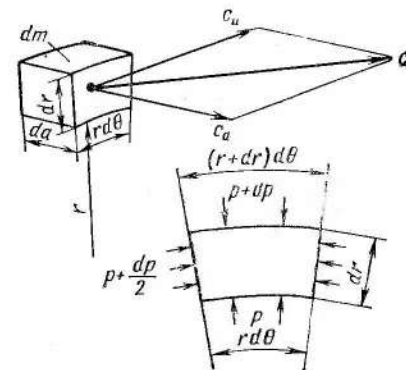


Рис. 2.15. К выводу уравнения радиального равновесия потока в ступени при $c_r = 0$

расположенными на радиусах r и $r+dr$, двумя плоскостями, проходящими через ось симметрии ступени и расположенными под углом $d\theta$ друг к другу, и двумя нормальными к оси плоскостями, расположенными по отношению друг к другу на расстоянии da . Абсолютную скорость воздуха, заключенного в этом объеме, разложим на осевую c_a и окружную c_u составляющие.

Как известно из механики, сумма всех действующих на выделенный объем воздуха сил, включая и силы инерции, должна быть равна нулю. Запишем это условие для радиальных составляющих всех действующих сил. Силой инерции в данном случае является центробежная сила, равная $dm \cdot c_u^2/r$, где $dm = \rho r da dr d\theta$ — масса выделенного объема воздуха. Так как рассматривается течение воздуха в осевом зазоре, где силовое воздействие лопаток на поток отсутствует, то единственными внешними силами, имеющими радиальные составляющие, являются силы давления. Вычисляя их равнодействующую по схеме, изображенной на рис. 2.15, будем иметь (после сокращения на da):

$$(p + dp)(r + dr)d\theta - prd\theta - 2 \left(p + \frac{dp}{2} \right) dr \frac{d\theta}{2} = \rho c_u^2 dr d\theta,$$

откуда
$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{c_u^2}{r}. \quad (2.34)$$

Полученное уравнение (2.34) является условием равенства центробежных сил инерции и сил гидродинамических давлений, действующих в радиальном направлении, и поэтому его можно назвать *уравнением радиального равновесия* потока в осевой ступени. Оно показывает, что при принятых допущениях градиент давления по радиусу пропорционален квадрату окружной составляющей скорости воздуха и обратно пропорционален радиусу.

С другой стороны связь между давлением и скоростью воздуха может быть получена из уравнения Бернулли. Рассматривая течение воздуха вдоль поверхности тока от начального сечения «в» на входе в компрессор до сечения «i», соответствующего данному осевому зазору (это может быть сечение перед или за колесом в любой ступени осевого компрессора), можно записать для него уравнение Бернулли в следующем виде:

$$\sum_n^i L_u = \int_n^i \frac{dp}{\rho} + \frac{c_i^2 - c_n^2}{2} + \sum_n^i L_r,$$

где символ $\sum_n^i$ означает суммирование работ вращения колеса и гидравлических потерь во всех ступенях, расположенных между входом в компрессор и данным сечением. В то же время согласно уравнению сохранения энергии

$$\sum_n^i L_u = i_i^* - i_n^*$$

и таким образом

$$i_i^* - i_n^* = \int_n^i \frac{dp}{\rho} + \frac{c_i^2 - c_n^2}{2} + \sum_n^i L_r. \quad (2.35)$$

Уравнение (2.35) связывает между собой параметры потока в точках, расположенных на одной и той же поверхности тока. Но если принять в качестве допущения, что процесс изменения состояния воздуха для всех поверхностей тока протекает по одной и той же политропе, то dp/ρ становится полным дифференциалом и уравнение (2.35) может быть проинтегрировано по радиусу. При этом если на входе в компрессор поток является равномерным, то p_n , c_n и i_n^* не будут зависеть от r . Если, кроме того, принять гидравлические потери для всех поверхностей тока одинаковыми, то, дифференцируя (2.35), получим

$$\frac{di_i^*}{dr} = \frac{1}{\rho} \frac{dp_i}{dr} + \frac{1}{2} \frac{dc_i^2}{dr}.$$

Учитывая, что $c_i^2 = c_a^2 + c_u^2$ (индекс «i» в дальнейшем будем опускать), и заменяя здесь производную dp/dr ее выражением из уравнения (2.34), получим окончательно

$$\frac{di^*}{dr} = \frac{c_u^2}{r} + \frac{1}{2} \left(\frac{dc_u^2}{dr} + \frac{dc_a^2}{dr} \right). \quad (2.36)$$

Часто компрессор проектируют таким образом, чтобы в каждой его ступени энергия, сообщаемая воздуху в рабочем колесе, была неизменна вдоль радиуса. Тогда $i^* = \text{const}$ и уравнение (2.36) приобретает вид

$$\frac{c_u^2}{r} + \frac{1}{2} \left(\frac{dc_u^2}{dr} + \frac{dc_a^2}{dr} \right) = 0. \quad (2.37)$$

Уравнение (2.37) определяет однозначную связь между законами изменения окружной и осевой составляющих скорости воздуха по высоте лопатки перед или за колесом ступени. Но поскольку одно дифференциальное уравнение не может определить законов изменения двух входящих в него переменных, один из них может быть выбран произвольно.

На практике обычно выбирают (задают) закон изменения окружной составляющей скорости воздуха c_u . Можно, например, заполнить лопатки ступени так, чтобы величина c_u изменялась обратно пропорционально радиусу:

$$c_u = \text{const}/r. \quad (2.38)$$

Такой закон изменения скорости, как известно из аэродинамики, характерен для единичного вихря и называется поэтому законом «свободного вихря». Можно, наоборот, увеличивать c_u пропорционально радиусу:

$$c_u = \text{const} \cdot r.$$

Такой закон изменения окружной составляющей скорости по радиусу наблюдается при вращении твердого тела и поэтому обычно называется законом «твердого тела».

Можно использовать и промежуточные между указанными законы изменения c_u , например:

$$c_u = Ar + B/r, \quad (2.39)$$

где A и B — константы.

В принципе могут быть использованы и любые другие степенные, показательные и т. д. законы изменения c_u по радиусу. На практике наибольшее распространение получили осевые ступени, в которых изменение c_u по радиусу на расчетном режиме определяется формулами (2.38) или (2.39). Такие ступени будут подробно рассмотрены далее.

Уравнение (2.36) получено при ряде упрощающих предположений, наиболее существенными из которых являются предположения об отсутствии радиальных составляющих скорости воздуха и о постоянстве потерь вдоль радиуса. В практике двигателестроения часто используются более точные методы решения задачи о пространственном течении воздуха в осевой ступени и в многоступенчатом компрессоре. Однако они оказываются значительно более сложными и поэтому выходят за рамки данного учебника. В качественном отношении результаты, получаемые с помощью этих методов, мало отличаются от тех, которые будут получены ниже на основе уравнения (2.36).

2.7. СТУПЕНЬ С ПОСТОЯННОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ

Если вычислить циркуляцию скорости вдоль окружности радиуса r с центром на оси вращения ступени, то она в общем случае будет равна

$$\Gamma = \int_0^{2\pi} c_u r d\vartheta.$$

Следовательно, при изменении c_u обратно пропорционально r циркуляция оказывается постоянной величиной, не зависящей от значения r . Поэтому ступени, спроектированные с использованием условия (2.38), получили название *ступеней с постоянной циркуляцией*.

Закон постоянной циркуляции был предложен еще в работах Н. Е. Жуковского в качестве основы расчета воздушных винтов и осевых вентиляторов и с тех пор широко используется в практике расчета вентиляторов и компрессоров. В этом случае согласно (2.38) перед и за рабочим колесом окружные составляющие изменяются обратно пропорционально радиусу, т. е.

$$c_{1u}r_1 = \text{const}_1; \quad c_{2u}r_2 = \text{const}_2. \quad (2.40)$$

Формула для работы вращения элемента ступени (2.5) может быть записана в виде

$$L_u = \omega (c_{2u}r_2 - c_{1u}r_1),$$

где ω — угловая скорость вращения колеса. Отсюда следует, что для ступени с постоянной циркуляцией рабочее колесо сообщает воздуху на всех радиусах одну и ту же энергию: $L_u = \text{const}$.

Поэтому если все ступени компрессора выполнены с постоянной циркуляцией, то полная энергия потока не будет изменяться по радиусу и связь между c_u и c_a будет определяться уравнением (2.37). Подставив в это уравнение функцию $c_u = \text{const}/r$, получим (после сокращений) $dc_a/dr = 0$, т. е.

$$c_{1a} = \text{const} \text{ и } c_{2a} = \text{const}. \quad (2.41)$$

Таким образом, в ступени с постоянной циркуляцией при принятых допущениях окружные составляющие скорости воздуха изменяются обратно пропорционально радиусу, а осевые составляющие остаются вдоль радиуса неизменными.

Как известно из теоретической гидродинамики, условие отсутствия вихрей в потоке газа в цилиндрических координатах (a, r, ϑ) определяется следующими тремя уравнениями:

$$\frac{\partial c_r}{\partial a} - \frac{\partial c_a}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial c_u}{\partial r} + \frac{c_u}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial c_r}{\partial \vartheta} = 0; \quad \frac{1}{r} \frac{\partial c_a}{\partial \vartheta} - \frac{\partial c_u}{\partial a} = 0.$$

Легко убедиться, что при сделанных выше предположениях о наличии осевой симметрии и при $c_r = 0$ для ступени с постоянной циркуляцией все эти три уравнения удовлетворяются. Таким образом, закон постоянства циркуляции соответствует при принятых условиях безвихревому, потенциальному течению воздуха перед и за рабочим колесом ступени.

Анализ уравнений движения вязкого газа показывает, что при безвихревом его течении деформация сдвига между отдельными слоями газа отсутствует и поэтому внутреннее трение в потоке не проявляется. Эффект вязкости проявляется только в слоях, прилегающих к ограничивающим поток твердым поверхностям. Кроме того, в таких ступенях реальный поток обычно близок к теоретическому. Поэтому ступени с постоянной циркуляцией могут иметь несколько более высокие значения КПД, чем ступени с другими законами изменения c_u по радиусу. Они применяются в компрессорах многих газотурбинных двигателей.

Полученные выше соотношения (2.40) и (2.41) позволяют легко определить изменение треугольников скоростей, степени реактивности и других параметров по высоте лопатки. Если известен треугольник скоростей ступени на каком-либо одном (например, среднем) радиусе, то из этих соотношений непосредственно определяются все элементы треугольников скоростей для любого другого радиуса. Из (2.40) следует, например, что в такой ступени закрутка $\Delta\omega_u \approx \Delta c_u = c_{2u} - c_{1u}$ изменяется обратно пропорционально радиусу.

На рис. 2.16 показано изменение давлений и окружных составляющих скорости воздуха в различных сечениях ступени, выполненной по закону свободного вихря и имеющей осевой вход воздуха в рабочее колесо. В этом случае перед рабочим колесом вращение воздуха отсутствует и поэтому поток имеет одинаковую скорость (только осевую составляющую) и одинаковое давление на всех радиусах. За рабочим колесом воздух закручен, и поэтому давление его на периферии больше, чем у основания лопаток. Осевая составляющая скорости везде одинакова, а окружная составляющая из-

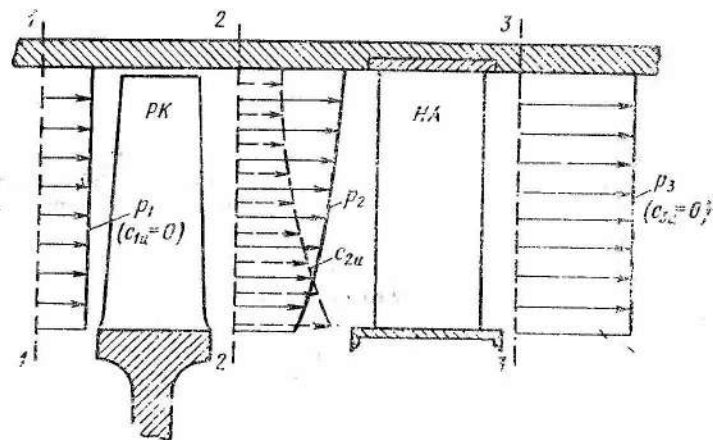


Рис. 2.16. Изменение давления и окружной составляющей скорости воздуха по радиусу в ступени с постоянной циркуляцией

меняется обратно пропорционально радиусу. В направляющем аппарате поток воздуха снова приобретает осевое направление. Поэтому за аппаратом воздух опять не вращается, скорость и давление вдоль всей высоты лопаток постоянны, но давление, очевидно, имеет более высокое значение, чем перед ступенью и за колесом.

Сравнивая повышение давления в рабочем колесе и во всей ступени на различных радиусах, нетрудно на основании рис. 2.16 убедиться, что с увеличением радиуса все большая часть работы сжатия воздуха приходится на рабочее колесо, т. е. степень реактивности в такой ступени не остается постоянной вдоль радиуса, а непрерывно возрастает от втулки к периферии.

Изменение формы треугольников скоростей вдоль радиуса требует соответствующего изменения формы сечений лопаток. На рис. 2.17 показаны треугольники скоростей и профили лопаток в периферийном и корневом сечениях ступени с постоянной циркуляцией при осевом входе воздуха. Как видно, в периферийном сечении вектор относительной скорости поворачивается в колесе на небольшой угол. Поэтому профиль периферийного сечения лопатки мало-

изогнут и обычно делается сравнительно тонким, так как на периферии число M_{w_1} имеет наибольшее значение. В корневом сечении угол поворота потока в колесе значительно больше. Поэтому здесь профиль сечения лопатки сильно искривлен и, кроме того, развернут по отношению к корневому сечению, так как угол β_1 у втулки значительно больше, чем на периферии. По соображениям прочности лопаток корневое сечение выполняется более толстым, чем периферийное. Это соответствует и газодинамическим соображениям, так как скорость w_1 значительно уменьшается при переходе от периферии к корню лопатки. Лопатки направляющего аппарата во втулочных сечениях также должны быть более искривлены, чем на периферии.

Различие в расположении и кривизне периферийного и корневых сечений лопаток ступени с постоянной циркуляцией хорошо заметно также на рис. 2.18, где показан вид на лопатки рабочего колеса и направляющего аппарата со стороны их периферийного торца.

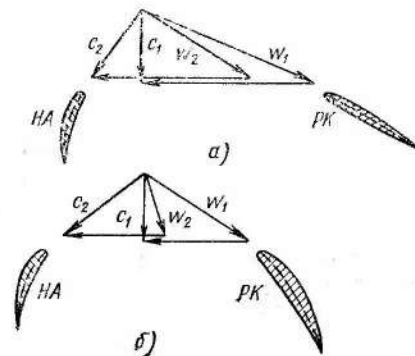


Рис. 2.17. Треугольники скоростей и сечения лопаток для периферийного (а) и корневого (б) радиусов в ступени с постоянной циркуляцией

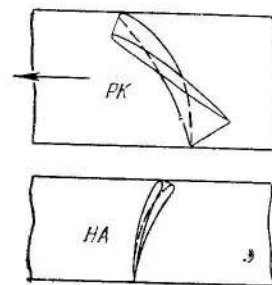


Рис. 2.18. Лопатки ступени с постоянной циркуляцией

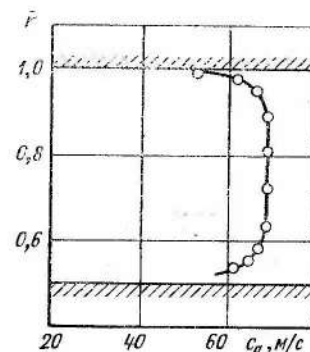


Рис. 2.19. Экспериментальная эпюра осевых составляющих скорости воздуха в ступени с постоянной циркуляцией

Все приведенные формулы, эпюры и треугольники скоростей не учитывали наличия трения на кольцевых поверхностях, ограничивающих поток в радиальном направлении. В действительности наличие пограничного слоя у втулки рабочего колеса и у концов лопаток

патов приводит к искажению описанной картины распределения скоростей. На рис. 2.19 приведено экспериментально найденное распределение осевых составляющих скорости воздуха по радиусу в одной из ступеней с постоянной циркуляцией. Как видно, у втулки и на периферии наблюдается падение c_u , вызванное влиянием вязкостного трения на стенках канала. Но в средней части лопаток, где это влияние не проявляется, осевая скорость воздуха в полном соответствии с (2.41) остается постоянной. Аналогичная картина наблюдается и для c_w . При изготовлении лопаток колеса и аппарата искажение поля скоростей, вызванное влиянием стенок, обычно не учитывается, т. е. углы установки лопаток в этих сечениях назначаются, исходя из расчетных треугольников скоростей.

2.8. СТУПЕНЬ С ПОСТОЯННОЙ РЕАКТИВНОСТЬЮ

Как указывалось в подразд. 2.5, при высоких окружных скоростях с целью снижения уровня чисел M потока, набегающего на рабочие лопатки, может применяться предварительная закрутка воздуха перед рабочим колесом ступени в сторону его вращения.

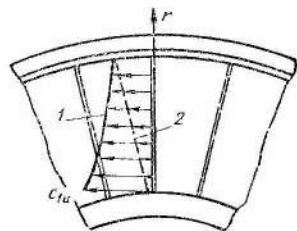


Рис. 2.20. Изменение предварительной закрутки воздуха перед колесом вдоль радиуса

Однако практическое использование предварительной закрутки для увеличения напора в ступенях с длинными лопатками при выполнении их по закону постоянной циркуляции встречает затруднения, связанные с тем, что распределение предварительной закрутки воздуха по радиусу оказывается неблагоприятным.

Окружная скорость u имеет наибольшее значение на внешнем диаметре рабочего колеса. Поэтому предварительная закрутка c_{1u} , необходимая для сохранения относительной скорости w_1 на допустимом уровне, оказывается наибольшей на внешнем диаметре.

На среднем диаметре и в корневом сечении лопатки, где при малых d окружная скорость значительно меньше, можно было бы существенно снизить c_{1u} или даже совсем не создавать предварительной закрутки. В ступени же с постоянной вдоль радиуса циркуляцией, как следует из условия $rc_u = \text{const}$, предварительная закрутка воздуха перед колесом, наоборот, увеличивается с уменьшением радиуса, как показано на рис. 2.20 (линия 1). В результате на периферии, где необходимо наибольшее значение c_{1u} , в действительности оно получается наименьшим. Наоборот, у корня наблюдается весьма значительная, хотя и не требующаяся здесь, предварительная закрутка, которая приводит к увеличению абсолютной скорости воздуха на выходе из рабочего колеса и соответственно числа M в потоке, набегающем на лопатки направляющего аппарата. Кроме того, наличие большой предварительной закрутки приводит к рез-

кому снижению степени реактивности в корневом сечении ступени, которая может получить даже отрицательное значение. Оба эти фактора снижают КПД ступени. Поэтому целесообразно было бы иметь обратный закон распределения окружных скоростей воздуха по радиусу, обеспечивающий необходимое высокое значение предварительной закрутки на периферии ступени и постепенное уменьшение ее к корневому сечению (линия 2 на рис. 2.20).

В силу указанных причин в осевых компрессорах ГТД наряду с законом свободного вихря применяются и другие законы изменения c_u по радиусу, например типа (2.39). Варьируя значения констант A и B , в этом случае можно получать различное распределение предварительной закрутки воздуха по высоте лопатки и обеспечить, например, заданное значение ее в периферийном и корневом сечениях. Но при этом циркуляция в общем случае уже не будет оставаться постоянной по радиусу и распределение осевых составляющих скорости воздуха перестанет соответствовать условию (2.41).

При использовании закона свободного вихря возрастание давления воздуха от основания лопатки к периферии обеспечивалось только за счет уменьшения c_u , а осевая скорость и подводимая энергия оставались постоянными. Если же выполнить ступень таким образом, чтобы c_u возрастала по радиусу, то вызванное центробежными силами возрастание давления от втулки к периферии должно обеспечиваться согласно уравнению Бернулли за счет уменьшения осевой составляющей скорости или же вследствие увеличения к периферии сообщаемой воздуху работы. В последнем случае перераспределение энергии между отдельными струйками воздуха в потоке за рабочим колесом может быть связано с дополнительными потерями, поэтому в каждой ступени осевого компрессора обычно стремятся на расчетном режиме на всех радиусах сообщить воздуху одну и ту же энергию, т. е. иметь $L_u = \text{const}$. Но тогда увеличение c_u по радиусу будет неизбежно сопровождаться уменьшением c_a от втулки к периферии.

Одним из распространенных типов ступеней с предварительной закруткой, возрастающей от втулки к периферии при постоянном значении L_u , является так называемая *ступень с постоянной степенью реактивности*.

Если пренебречь радиальным смещением поверхности тока в пределах рабочего колеса, то согласно (2.4) условие постоянства работы будет иметь вид

$$L_u = u \Delta w_u = \text{const},$$

а условие постоянства кинематической степени реактивности по (2.32) даст

$$\eta_k = 1 - \frac{c_{1u}}{u} - \frac{\Delta w_u}{2u} = \text{const}.$$

Разрешая эти два уравнения относительно c_{1u} и учитывая, что $c_{2u} = c_{1u} + \Delta w_u$, получим следующие выражения для окружных составляющих скорости воздуха перед и за колесом:

$$\left. \begin{aligned} c_{1u} &= u(1 - \epsilon_k) - \frac{L_u}{2u}; \\ c_{2u} &= u(1 - \epsilon_k) + \frac{L_u}{2u}, \end{aligned} \right\} \quad (2.42)$$

где $1 - \epsilon_k$ и L_u — постоянные для данной ступени величины. Учитывая, что $u = \omega r$, где ω — также постоянная величина, легко убедиться в том, что формулы (2.42) по своей структуре соответствуют (2.39).

Для расчета изменения осевой скорости по радиусу необходимо подставить полученные выражения для c_{1u} или c_{2u} в уравнение (2.37). Тогда для c_{1a} будем иметь уравнение

$$\frac{dc_{1a}^2}{dr} = 2(1 - \epsilon_k) \frac{L_u}{r} - 4 \frac{u^2}{r} (1 - \epsilon_k)^2.$$

Интегрируя это уравнение вдоль радиуса и определив константу интегрирования, например по значению осевой скорости на среднем радиусе, получим (учитывая, что $u = \omega r$)

$$c_{1a} = \sqrt{c_{1acr}^2 - 2(1 - \epsilon_k)^2(u^2 - u_{cr}^2) + 2(1 - \epsilon_k)L_u \ln \frac{r}{r_{cr}}}. \quad (2.43)$$

Таким же путем для осевой скорости за колесом найдем

$$c_{2a} = \sqrt{c_{2acr}^2 - 2(1 - \epsilon_k)^2(u^2 - u_{cr}^2) - 2(1 - \epsilon_k)L_u \ln \frac{r}{r_{cr}}}. \quad (2.44)$$

Более точные расчеты и исследования показывают, что из-за нецилиндричности поверхностей тока в реальной ступени различие в эпюрах осевых скоростей воздуха непосредственно перед и за колесом оказывается менее значительным, чем следует из этих формул. Поэтому в расчетах можно полагать осевые скорости перед и за колесом равными среднему из указанных выше значений c_{1a} и c_{2a} :

$$c_a = \sqrt{c_{acr}^2 - 2(1 - \epsilon_k)^2(u^2 - u_{cr}^2)}. \quad (2.45)$$

Из формулы (2.45) следует, что в ступени с постоянной реактивностью осевые скорости воздуха претерпевают значительные изменения вдоль радиуса. На рис. 2.21 показано изменение осевой и окружной составляющих скоростей в различных сечениях и числа M_{w1} для такой ступени. Для сравнения там же штриховыми линиями нанесены соответствующие величины для ступени, имеющих те же данные на среднем радиусе, но выполненной с постоянной вдоль радиуса циркуляцией. Сравнение показывает, что закон постоянства степени реактивности ступени обеспечивает значительно более благоприятное распределение предварительной закрутки и

менее сильное изменение числа M_{w1} по радиусу, чем закон постоянной циркуляции. При этом осевая составляющая скорости воздуха перед колесом в ступени с $\epsilon_k = \text{const}$ уменьшается к периферии и увеличивается к основанию лопаток.

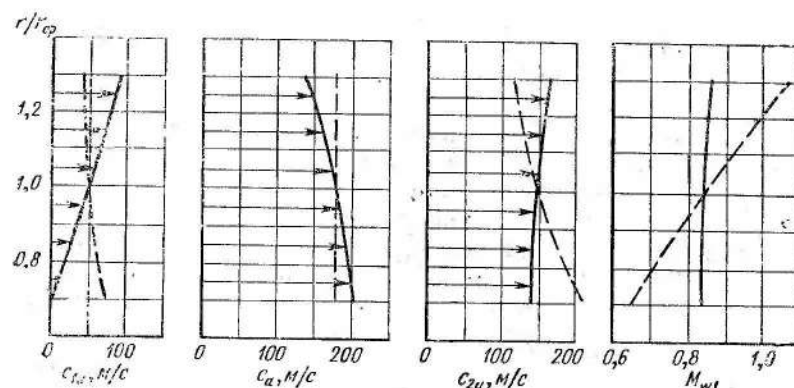


Рис. 2.21. Изменение параметров потока по радиусу в ступени с постоянной реактивностью ($\epsilon_k = 0,62$; $L_u = 25$ кДж/кг; $u_{cr} = 260$ м/с)

На рис. 2.22 показан вид лопаток входного направляющего аппарата, рабочего колеса и направляющего аппарата ступени с постоянной реактивностью. Из сравнения этого рисунка с рис. 2.18 видно, что рабочие лопатки в ступени с постоянной реактивностью мало отличаются от лопаток ступени с постоянной циркуляцией (последние обычно имеют несколько большую закрутку из-за более сильного изменения углов β_1 и β_2 по радиусу). Существенно отличаются у этих двух типов ступеней лопатки неподвижных венцов. Так лопатки входного направляющего аппарата (если он установлен) для ступени с постоянной циркуляцией должны быть изогнуты у корня значительно сильнее, чем на периферии, в соответствии с условием $rc_{1u} = \text{const}$. Лопатки ВНА ступени с постоянной реактивностью, наоборот, должны быть сильно изогнуты в своей периферийной части и почти не отклоняют поток у корня.

Так же, как и в ступенях с постоянной циркуляцией, экспериментальные эпюры осевых скоростей в ступенях, выполненных с переменной по радиусу циркуляцией (например, с $\epsilon_k = \text{const}$), удовлетворительно согласуются с расчетными в средней части лопаток, где нет влияния пограничных слоев на корпусе и у втулки ступени.

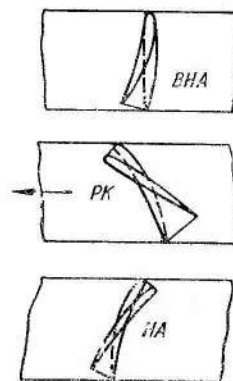


Рис. 2.22. Лопатки ступени с постоянной реактивностью

Ступени с постоянной реактивностью и близкие к ним по характеру изменения c_{1u} по радиусу находят широкое применение в авиационных ГТД, в особенности в качестве первых ступеней дозвуковых осевых компрессоров.

2.9. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПРЕССОРНЫХ РЕШЕТОК ПРОФИЛЕЙ

Выбор целесообразных параметров треугольников скоростей ступени и определение числа и формы лопаток, обеспечивающих получение этих параметров при высоком КПД, являются задачей аэродинамического расчета осевой ступени.

Современные методы аэродинамического расчета осевых лопаточных машин в большинстве своем сводятся к анализу течения воздуха через элементарные ступени, расположенные на различных радиусах. При этом предполагается,

что при соблюдении кинематических соотношений, указанных выше в подразд. 2.6—2.8, эти элементарные ступени работают в остальном независимо друг от друга. Полагая радиальную протяженность каждой элементарной ступени бесконечно малой, а поверхности тока — коническими или цилиндрическими, можно вместо осесимметричного течения рассматривать его развертку на плоскость, т. е. анализировать течение через решетки профилей, изображенные, например, на рис. 2.2. Справедливость этой гипотезы, введенной в первоначальной форме

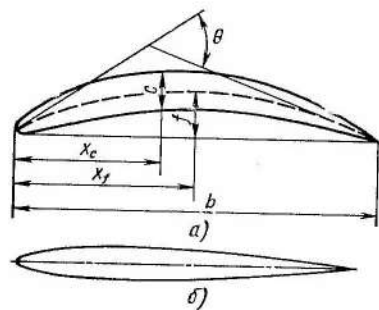


Рис. 2.23. Профиль компрессорной решетки:

а — геометрические параметры профиля; б — симметричный профиль А-40

Н. Е. Жуковским и называемой «гипотезой плоских сечений», проверена многолетней практикой расчетов лопаточных машин.

Для простоты будем считать далее поверхности тока в осевой ступени цилиндрическими. В этом случае развертка сечений рабочего колеса или спрямляющего аппарата представится в виде плоских прямых решеток с бесконечным числом лопаток типа показанной выше на рис. 2.9. Рассмотренные ниже параметры и характеристики таких решеток при введении несложных поправок могут быть использованы и при расчете ступеней с нецилиндрической формой проточной части.

Основные геометрические параметры компрессорной решетки профилей показаны на рис. 2.23 и 2.24. На рис. 2.23, а приведены параметры профиля. Штриховая линия, являющаяся геометрическим местом центров вписанных в профиль окружностей, называется *средней линией* профиля. Хорда профиля b — это прямая, соединяющая точки пересечения средней линии с контуром профиля. Та часть контура профиля, которая расположена (по отношению к

средней линии) с той же стороны, что и хорда, называется *нижней* поверхностью или *корытом*, а противоположная часть — *верхней* поверхностью или *спинкой* профиля.

Форма профиля может иметь много индивидуальных особенностей, но наиболее важными параметрами, характеризующими ее, являются: θ — угол кривизны профиля (угол между касательными к средней линии, проведенными в точках ее пересечения с контуром профиля); x_f — расстояние вдоль хорды от носка профиля до точки максимального прогиба средней линии; $c_{\max}$ — максимальная толщина профиля; x_c — координата положения максимальной толщины. С аэродинамической точки зрения определяющее значение имеют не абсолютные, а относительные величины:

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

В качестве средней линии профиля используется обычно дуга круга или какая-нибудь линия с плавно меняющейся кривизной, например отрезок параболы или лемнискаты. При этом выбор коэффициентов, определяющих форму этого отрезка, производится так, чтобы получить необходимое значение угла кривизны средней линии при заданном заранее местоположении точки максимального прогиба $\bar{x}_f$. В качестве исходного профиля в дозвуковых ступенях используется обычно один из симметричных профилей, рассчитанных на работу при дозвуковых скоростях потока, например С-4, NASA-0010 или А-40. (Для примера на рис. 2.23, б приведен исходный компрессорный профиль А-40, имеющий $\bar{c}=0,1$ и $\bar{x}_c=0,4$). При построении профиля сечения лопатки ординаты верхней и нижней поверхности исходного профиля, скорректированные для получения необходимой толщины его, откладывают по нормали к дуге средней линии.

На рис. 2.24 приведены параметры решетки рабочего колеса. Помимо уже введенного выше понятия шага решетки t , здесь надо отметить: угол установки профиля γ (угол между хордой и фронтом решетки), конструктивные («лопаточные») углы $\beta_{1л}$ и $\beta_{2л}$ между касательными к средней линии и фронтом решетки у передней (входной) и задней (выходной) кромок и «горло» решетки a_r — минимальный диаметр окружности, вписанной в канал между соседними профилями. С аэродинамической точки зрения важными являются относительное значение хорды b/t , называемое *густотой решетки*, и относительная величина горла a_r/t .

Ниже будут использоваться также характерные углы, определяющие условия работы профиля в потоке: i — *угол атаки* (по пе-

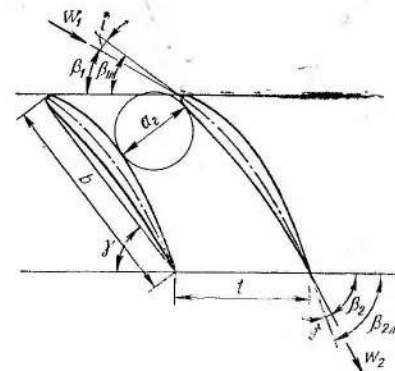


Рис. 2.24. Геометрические параметры решетки

редней кромке); δ — угол отставания потока; $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ — угол поворота потока в решетке. Очевидно,

$$\theta = \beta_{2n} - \beta_{1n} \text{ и } \Delta\beta = \theta + i - \delta.$$

Если скорость w_2 на выходе из решетки меньше, чем скорость перед ней w_1 , то решетка называется *диффузорной*, а если w_2 больше w_1 — *конфузорной*. При $w_2 = w_1$ решетка называется *активной*. В компрессорах применяются главным образом диффузорные решетки, что при неизменной осевой скорости соответствует $\beta_2 > \beta_1$ или $\Delta\beta > 0$.

Угол поворота потока $\Delta\beta$ непосредственно связан с закруткой воздуха в решетке рабочего колеса Δw_u . Если пренебречь изменением осевой составляющей скорости воздуха в рабочем колесе, то, как следует из треугольника скоростей (см. рис. 2.3),

$$\frac{\Delta w_u}{c_a} = \operatorname{ctg} \beta_1 - \operatorname{ctg} \beta_2. \quad (2.46)$$

Таким образом, закрутка воздуха в колесе при данных значениях углов β_1 и β_2 пропорциональна осевой скорости воздуха и, кроме того, возрастает по мере увеличения $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$.

Используя разложение аэродинамической силы, действующей на профиль в решетке, на составляющие, как было показано выше на рис. 2.10, можно получить также связь между закруткой потока и коэффициентом подъемной силы, т. е. нагрузкой профиля. Пренебрегая отклонением вектора P от нормали к вектору w_m и опираясь на соотношения (2.1) и (2.3), можно получить

$$\frac{\Delta w_u}{c_a} = c_y \frac{b}{t} \frac{1}{2 \sin \beta_m}. \quad (2.47)$$

Аналогично можно показать, что гидравлические потери в решетке рабочего колеса (т. е. между сечениями 1—1 и 2—2) связаны с коэффициентом c_x соотношением

$$L_r = c_x \frac{b}{t} \frac{w_m^2}{2 \sin \beta_m} \quad (2.48)$$

и что КПД рабочего колеса равен

$$\eta_{p,k} = \frac{1 - \frac{1}{K} \operatorname{tg} \beta_m}{1 + \frac{1}{K} \operatorname{tg} \beta_m}, \quad (2.49)$$

т. е. зависит от β_m и качества решетки рабочего колеса, возрастая с ростом K .

В теории компрессорных решеток наряду с коэффициентом c_x широко применяются также другие способы оценки сопротивления решетки — коэффициенты ξ и σ .

Коэффициентом потерь в компрессорной решетке ξ называется отношение

$$\xi = 2L_r / w_1^2. \quad (2.50)$$

Можно показать, что при малых скоростях набегающего потока

$$L_r = (p_1^* - p_2^*) / \epsilon_1,$$

где ρ_1 — плотность воздуха перед решеткой и p_1^* , p_2^* — осредненные (по шагу) значения полного напора перед и за решеткой (для вращающейся решетки — в относительном движении). Тогда

$$\xi = 2 \frac{p_1^* - p_2^*}{\rho_1 w_1^2}, \quad (2.51)$$

т. е. коэффициент ξ показывает относительную величину потерь полного напора в решетке.

При обработке экспериментальных данных формула (2.51) часто используется во всем диапазоне чисел M , встречающихся при испытаниях компрессорных решеток.

Коэффициент сохранения полного давления в решетке σ представляет собой отношение

$$\sigma = p_2^* / p_1^*. \quad (2.52)$$

Связь между коэффициентами c_x и ξ вытекает непосредственно из формул (2.48) и (2.50):

$$\xi = c_x \frac{b}{t} \frac{\sin^2 \beta_1}{\sin^3 \beta_m}. \quad (2.53)$$

Связь между коэффициентами ξ и σ может быть получена из формулы (2.51), преобразование которой дает

$$\sigma \approx 1 - \frac{k}{2} \xi M_{w1}^2. \quad (2.54)$$

При неизменном значении угла атаки в довольно широком диапазоне скоростей набегающего потока сила сопротивления P_x и величина L_r практически пропорциональны квадрату скорости воздушного потока и, следовательно, коэффициенты c_x и ξ остаются почти неизменными (в чем и состоит смысл их введения). В отличие от них коэффициент σ , как видно из формулы (2.54), существенно зависит от числа M набегающего на решетку потока.

Рассмотренные здесь и ниже параметры и соотношения записаны применительно к решетке рабочего колеса ступени. Все эти параметры могут быть отнесены и к решетке направляющего аппарата. В этом случае вместо векторов скоростей и других параметров потока в относительном движении всюду будут рассматриваться параметры потока, набегающего на неподвижные решетки (в абсолютном движении).

2.10. ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПРЕССОРНЫХ РЕШЕТОК ПРИ МАЛЫХ СКОРОСТЯХ ПОТОКА

Для правильного выбора режима работы решеток лопаточных венцов при расчете ступени и для понимания особенностей их работы в различных условиях эксплуатации необходимо знать, как изменяется угол поворота потока в решетке, ее гидравлическое со-

противление и действующие на лопатки аэродинамические силы при изменении угла атаки. Эти зависимости называются характеристиками решетки профилей.

Как известно из аэродинамики, коэффициенты подъемной силы и сопротивления изолированного профиля заданной формы зависят не только от угла атаки, но также от чисел M и Re , характеризующих степень влияния сжимаемости и вязкости воздушного потока. Точно так же характеристики решетки профилей зависят не только от ее геометрических параметров, но и от числа M набегающего потока и от числа Re :

$$Re = \omega_1 b / \nu_1, \quad (2.55)$$

где $\nu_1 = \mu_1 / \rho_1$ — кинематический коэффициент вязкости в потоке перед решеткой.

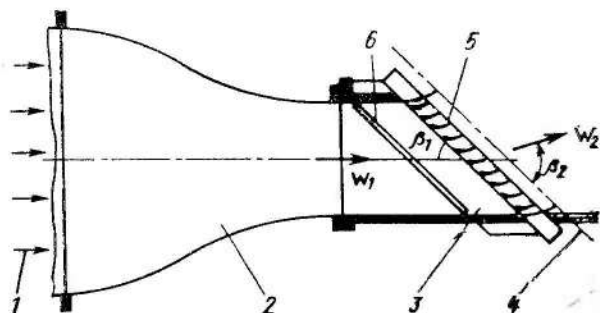


Рис. 2.25. Схема установки для испытания решеток при дозвуковых скоростях набегающего потока:

1—воздух от компрессора; 2—входной конфузор (сопло); 3—рабочая часть; 4—плоскость измерения параметров потока за решеткой; 5—решетка; 6—щель для отсоса пограничного слоя

Рассмотрим вначале характеристики решеток при малых числах M ($M_{\text{кр}} = 0,3 \dots 0,4$), когда влияние сжимаемости несущественно. Будем полагать, кроме того, что значения числа Re лежат в такой области, где его влияние также несущественно:

Характеристики решеток могут быть получены как теоретическим, так и экспериментальным путем. Методы гидродинамической теории решеток, берущей свое начало еще из работ Н. Е. Жуковского и С. А. Чаплыгина и развитой в трудах Н. Е. Кочина, Л. А. Симонова и др., находят широкое применение в практике создания осевых насосов и стационарных компрессоров. В авиационной практике используются главным образом экспериментальные характеристики компрессорных решеток. Первые экспериментальные исследования решетки профилей были проведены Н. Е. Жуковским в 1902 г. в аэродинамической трубе Московского государственного университета. В настоящее время испытания плоских компрессорных решеток проводятся на специальных установках. Схема одной из них изображена на рис. 2.25. Поток воздуха, обтекающий

исследуемую решетку, создается обычно нагнетанием сжатого воздуха от вспомогательного компрессора. Рабочую часть установки выполняют с таким расчетом, чтобы получить равномерный поток воздуха на входе в пакет лопаток и иметь возможность тем или иным путем изменять величину угла атаки i .

На такой установке обычно измеряются абсолютное значение и направление скорости воздушного потока перед и за решеткой при одновременном измерении давления в тех же сечениях. Поток за решеткой отличается значительной неравномерностью. Поэтому здесь приходится определять поле скоростей и давлений (с помощью гребенчатых насадков или путем перемещения насадков вдоль фронта решетки) с последующим осреднением результатов измерений по шагу и, если необходимо, повторять измерения на различном расстоянии от ограничивающих поток стенок.

Эти измерения позволяют непосредственно определить все кинематические параметры обтекающего решетку потока ($\beta_1, \beta_2, \beta_m, \Delta\beta, i, \Delta\omega_u/c_a$ и т. д.), а также определить коэффициент потерь ξ по формуле (2.51) или коэффициент σ по формуле (2.52).

При необходимости можно, используя далее формулы (2.50), (2.48) и (2.47), вычислить также коэффициенты c_x и c_y . Однако поскольку в инженерных расчетах авиационных осевых ступеней используют чаще всего именно указанные выше кинематические параметры потока и коэффициенты потерь, а действующие на лопатки силы также могут быть выражены через эти параметры по формулам (2.2), результаты продувок компрессорных решеток обычно представляют непосредственно в виде зависимости угла поворота потока в решетке и коэффициента потерь от угла атаки, как показано на рис. 2.26, где приведены типичные результаты испытаний плоской компрессорной решетки при малых числах M потока.

При некотором угле атаки $i_{\text{гмн}}$ сопротивление решетки имеет наименьшее значение. Однако этот режим не является наивыгоднейшим с точки зрения условий работы решетки, например в рабочем колесе ступени. При $i > i_{\text{гмн}}$ угол поворота потока в колесе возрастает. Следовательно, увеличивается закрутка $\Delta\omega_u$ и сообщаемая воздуху работа L_u . При этом, что очень важно, вначале сопротивление решетки (работа трения) возрастает гораздо медленнее, чем $\Delta\beta$, что приводит к росту КПД рабочего колеса.

Максимальное значение КПД достигается при некотором оптимальном в этом отношении угле атаки $i_{\text{опт}}$, лежащем недалеко от начала резкого подъема кривой ξ . При дальнейшем увеличении угла атаки вскоре возникает срыв потока с верхней поверхности профилей, образующих решетку, что проявляется в резком увеличении сопротивления, а также в замедленном росте и последующем падении угла отклонения $\Delta\beta$. Угол атаки, при котором возникают эти явления, называется критическим.

Эксперименты показывают, что в компрессорных решетках различие в углах атаки, соответствующих максимуму КПД и началу развития срыва потока, обычно невелико и, таким образом, для по-

лучения высоких значений КПД лопатки рабочего колеса должны работать при углах атаки, довольно близких к критическим.

Возникновение срыва потока в ступени приводит обычно к нежелательным последствиям (см. ниже гл. 4), поэтому при выборе расчетного угла атаки компрессорной решетки необходимо обеспечить некоторый запас на случай возможных отклонений от расчетных условий. На практике часто, следуя А. Р. Хоуэллу, принимают

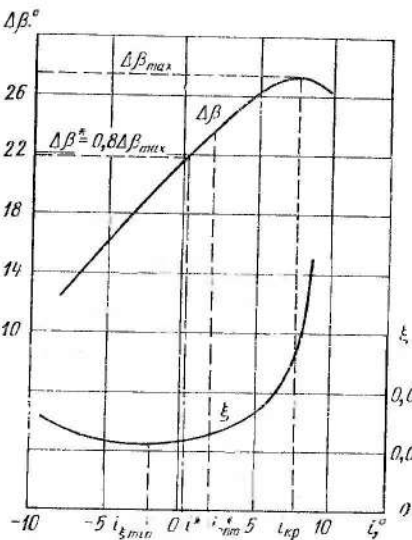


Рис. 2.26. Характеристика компрессорной решетки ($b/t=1,33$; $\vartheta=25^\circ$; $\beta_{1n}=65^\circ$)

за расчетный или, как говорят, номинальный, такой угол атаки i^* , при котором угол отклонения потока в решетке равен 80% максимального. Обычно этот угол атаки лежит в пределах $\pm 5^\circ$. В большинстве случаев различие между номинальным и оптимальным углами атаки не превышает $1-3^\circ$, так что на номинальном режиме работы решетки КПД ее должен иметь значение, близкое к максимальному.

Решетки, имеющие различные значения b/t , ϑ , γ , $\bar{x}_f$, $\bar{x}_c$ и $\bar{c}$, имеют разные характеристики, в том числе различные значения номинального угла поворота потока, коэффициентов потерь и т. д. Однако обработка и анализ данных многочисленных испытаний плоских решеток позволили установить ряд общих зависимостей, относящихся как к номинальным режимам работы компрессорных решеток, так и к особенностям протекания их характеристик. Такие обобщения были выполнены в работах А. Р. Хоуэлла, К. В. Холщевникова, С. А. Довжика, А. П. Комарова и др. [11, 19, 33, 35]. Ниже рассмотрены основные результаты этих обобщений, причем количественные соотношения приведены, в основном, по данным А. Р. Хоуэлла.

Решетки, применяемые в дозвуковых компрессорах, состояются обычно из профилей, средняя линия которых изогнута по дуге круга или по параболе с $\bar{x}_f=0,4 \dots 0,5$, максимальная толщина расположена на 30—40% хорды, а передняя кромка имеет сравнительно большой радиус закругления, равный 10—15% $s_{\max}$. Для таких решеток были найдены следующие закономерности.

1. Номинальное значение угла поворота потока $\Delta\beta^*$ зависит главным образом от угла выхода потока β_2 и густоты решетки b/t . Влияние других параметров (кривизны профиля ϑ и относительной толщины $\bar{c}$) оказывается значительно менее существенным. Это позволяет обобщить экспериментальные данные о номинальном от-

клонении потока для различных решеток в виде зависимости $\Delta\beta^*$ только от двух параметров: b/t и β_2 . Результаты такого обобщения приведены на рис. 2.27, где дана зависимость номинального угла отклонения потока от угла β_2 для решеток с различной густотой.

Как видно из этих данных, допустимый (номинальный) угол поворота потока увеличивается с увеличением густоты решетки и угла выхода β_2 . Увеличение b/t приводит к усилению воздействия решетки на воздушный поток, т. е. к увеличению угла отклонения $\Delta\beta$ и закрутки Δw_u . Рост Δw_u при увеличении b/t следует также из фор-

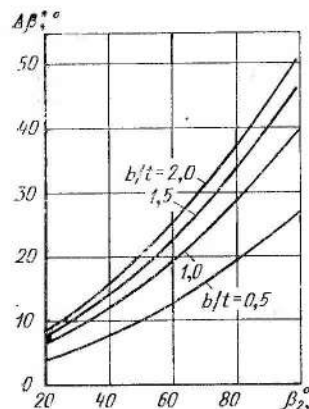


Рис. 2.27. Номинальные углы отклонения потока в компрессорных решетках

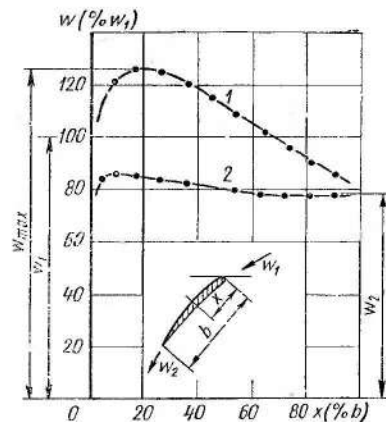


Рис. 2.28. Распределение скоростей на поверхностях профиля:

1—верхней; 2—нижней

мулы (2.47). Но при этом $\Delta w_u/c_a$ растет непропорционально b/t , так как из-за усиления взаимного влияния профилей значение c_v с ростом b/t снижается, что проявляется на рис. 2.27 в виде замедления роста $\Delta\beta^*$ при больших b/t .

Влияние угла выхода потока на $\Delta\beta^*$ или $\Delta w_u/c_a$ не столь очевидно. Из формулы (2.47) следует, что при неизменных значениях c_v и b/t увеличение β_2 привело бы к некоторому снижению $\Delta w_u/c_a$, так как вместе с β_2 увеличивается и β_m . Но в действительности одновременно изменяется и c_v . Более детальный анализ показывает, что в имеющем наибольшее практическое значение диапазоне углов $\beta_2=45 \dots 90^\circ$ относительная закрутка на номинальном режиме работы решеток практически не зависит от угла выхода потока и может быть приближенно выражена эмпирической формулой

$$\left(\frac{\Delta w_u}{c_a}\right)^* = \frac{1,55}{1+1,5t/b} \quad (2.56)$$

Следует отметить, что приведенные здесь данные о допустимых углах отклонения потока в компрессорных решетках могут быть получены также на основе анализа эпюр распределения скоростей по поверхности профиля и теории пограничного слоя. На рис. 2.28 приведено типичное распределение скорости по верх-

ней и нижней поверхностям профиля в решетке. На верхней поверхности скорость сначала растет до некоторого максимального значения $w_{\max}$, превышающего значение скорости набегающего потока w_1 , а затем уменьшается почти по линейному закону до $w \approx w_2$.

Используя критерий отрыва турбулентного пограничного слоя в форме Л. Г. Лойдянского — А. А. Доронникова и принимая скорость на спинке линейно уменьшающейся (по хорде) от $w_{\max}$ до w_2 , можно показать [30], что начало развития срыва потока на спинке профиля соответствует достижению некоторого предельного значения отношения скоростей $D_w = w_{\max}/w_2$, которое в дозвуковой области практически не зависит от числа М набегающего потока и равно

$$(D_w)_{\text{крит}} = \left(\frac{w_{\max}}{w_2} \right)_{\text{крит}} \approx 1,6. \quad (2.57)$$

Отношение скоростей D_w характеризует степень торможения (степень диффузорности) потока на спинке профиля.

С другой стороны, заменяя реальную эпюру скоростей на поверхности профиля треугольной, пренебрегая отличием длины дуги верхней и нижней поверхности от хорды и используя выражение для циркуляции скорости вокруг профиля в решетке

$$\Gamma = \int_0^b (w_{\text{сп}} - w_{\text{кор}}) dx = t \Delta w_u,$$

можно получить следующее соотношение между $w_{\max}$ и w_1 :

$$\frac{w_{\max}}{w_1} = 1 + a \frac{t}{b} \frac{\Delta w_u}{w_1},$$

где поправочный коэффициент a учитывает особенности реальной эпюры скоростей и для профилей с $\bar{c} \approx 0,1$ близок к 0,5 [42]. Следовательно, для таких профилей

$$D_w = \frac{w_{\max}}{w_2} \approx \frac{w_1}{w_2} \left(1 + 0,5 \frac{t}{b} \frac{\Delta w_u}{w_1} \right). \quad (2.58)$$

Таким образом, началу развития отрыва потока на спинке профиля в плоской компрессорной решетке соответствует условие

$$D_w = \frac{w_1}{w_2} \left(1 + 0,5 \frac{t}{b} \frac{\Delta w_u}{w_1} \right) = 1,6. \quad (2.59)$$

Максимальное отклонение потока в решетке должно достигаться, очевидно, при несколько большем угле атаки, чем начало развития отрыва потока. Экспериментальные значения $\Delta \beta^*$, приведенные выше на рис. 2.27, находятся в удовлетворительном согласии с условием $(D_w)_{\Delta \beta^* \max} = 1,8 \dots 2$.

Параметр D_w определяет не только условия возникновения развитого отрыва потока в решетке, но и уровень потерь, связанных с образованием пограничного слоя на поверхности профиля. На рис. 2.29 показана зависимость суммарной толщины потери импульса δ^{**} в следе за профилем компрессорных решеток с $b/t = 0,5 \dots 1,5$ от степени диффузорности D_w по данным С. Либляйна [42]. Как видно, значение δ^{**} , т. е. уровень потерь в решетке, резко растет при $D_w > 1,6 \dots 1,8$.

В американских работах для оценки степени диффузорности потока в решетке используется также так называемый фактор диффузорности

$$D = \frac{w_{\max} - w_2}{w_1} \approx 1 - \frac{w_2}{w_1} + 0,5 \frac{t}{b} \frac{\Delta w_u}{w_1}. \quad (2.60)$$

Значению $D_w = 1,8$ соответствует $D = 0,5 \dots 0,6$. На расчетном режиме рекомендуется для периферийных сечений рабочего колеса ступени иметь $D < 0,4$.

2. Направление потока за решеткой при безотрывном ее обтекании определяется в основном конструктивным углом $\beta_{2\text{л}}$ (см.

рис. 2.24). Угол отставания потока на номинальном режиме обычно не превышает $4-6^\circ$ и может быть определен по полуэмпирической формуле

$$\delta^* = m \delta \sqrt{t/b}, \quad (2.61)$$

где $m = 0,18 + 0,92 \bar{x}_f^2 - 0,002 \beta_2$. (Здесь β_2 выражен в угловых градусах).

Наличие угла отставания можно рассматривать как проявление сил инерции воздушного потока. Этот угол должен увеличиваться при уменьшении густоты решетки (из-за увеличения массы воздуха, приходящейся на одну лопатку) и при увеличении кривизны профиля, что и учитывается в формуле (2.61).

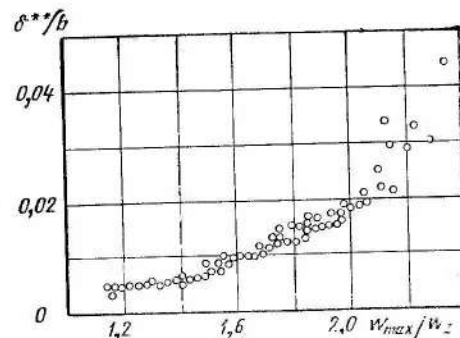


Рис. 2.29. Зависимость толщины потери импульса в компрессорных решетках от степени диффузорности

При отклонении от номинального режима угол отставания несколько увеличивается по мере увеличения угла атаки.

3. Гидравлические потери, возникающие при протекании воздуха через канал решетки, при отсутствии радиального зазора могут быть условно разделены на следующие три части:

а) профильные потери, связанные с образованием пограничного слоя на поверхности профиля в решетке;

б) потери, связанные с образованием пограничного слоя на стенках, ограничивающих канал решетки по высоте;

в) вторичные потери, связанные с возникновением поперечных перетеканий воздуха в пограничных слоях.

Последние два вида потерь и потери, связанные с наличием радиального зазора, часто объединяют общим термином «концевые потери».

Вторичные потери в основном обусловлены возникновением вихревых течений в местах сопряжения поверхности профиля с ограничивающими канал стенками. Появление этих течений связано с возникновением при обтекании лопаток повышенного давления на вогнутой стороне профиля по сравнению с давлением на его спинке. Разность этих давлений воздействует на пограничный слой у стенки канала и заставляет находящуюся в нем жидкость течь от вогнутой поверхности лопатки 1 к спинке лопатки 2 (рис. 2.30). Это течение, взаимодействуя с основным потоком, образует два вихре-

вых шнура, расположенных у спинки лопатки и получивших название «парного вихря». При диффузорном характере потока ($w_2 < w_1$) возможен также его отрыв в местах стыка пограничных слоев на корпусе компрессора и на спинке профиля.

В соответствии с наличием указанных трех видов потерь коэффициент сопротивления пространственной решетки рабочего колеса или направляющего аппарата может рассматриваться как сумма трех коэффициентов:

$$c_x = c_{xп} + c_{xт} + c_{xп.в}$$

Здесь $c_{xп}$ представляет собой коэффициент, учитывающий только профильные потери и зависящий от густоты решетки и от угла набегающего потока на профиль. На номинальном режиме приближенно можно принять

$$c_{xп} = 0,022 - 0,006t/b.$$

Второй коэффициент $c_{xт}$ учитывает трение воздуха на торцевых стенках, ограничивающих межлопаточный канал по высоте, и зависит главным образом от отношения высоты канала h к его ширине (шагу). Его можно принять равным

$$c_{xт} = 0,018t/h.$$

Третий коэффициент $c_{xп.в}$ учитывает потери, обусловленные поперечными перетеканиями воздуха, приводящими к возникновению парного вихря и сопутствующими ему явлениями. Уровень этих потерь зависит главным образом от нагруженности решетки (коэффициента c_y) и толщины пристеночного пограничного слоя и может быть определен по формуле

$$c_{xп.в} = 0,018c_y^2$$

или более точно по формуле

$$c_{xп.в} = 0,29c_y \delta_{п.п.с}/h,$$

где $\delta_{п.п.с}$ — толщина пристеночного пограничного слоя перед решеткой (одинаковая для обеих торцевых стенок). Последняя формула дана для случая, когда в решетке не происходит смыкания вихревых зон, т. е. $h > (2,5 \dots 3)\delta_{п.п.с}$.

Суммируя все три коэффициента сопротивления и используя формулу (2.53), получим для полного коэффициента потерь в пространственной компрессорной решетке (на номинальном режиме) выражение

$$\xi = \left(0,022 \frac{b}{t} + 0,018 \frac{b}{h} + 0,29c_y \frac{b}{t} \frac{\delta_{п.п.с}}{h} - 0,006 \right) \frac{\sin^2 \beta_1}{\sin^3 \beta_m}, \quad (2.62)$$

где переменные по радиусу величины относятся к среднему радиусу.

4. Изменение угла поворота потока при изменении угла атаки в различных решетках с обычно применяемыми значениями b/t , если изобразить его в относительных величинах, может быть представлено единым графиком, приведенным на рис. 2.31. Там же приведена обобщенная зависимость коэффициента профильного сопротивления от угла атаки.

Все приведенные выше обобщения имеют точность в пределах $\pm 5\%$ и относятся в основном к решеткам, составленным из профилей с относительной толщиной $\bar{c} = 8 \dots 12\%$ при $\bar{x}_c = 0,4$. С нес-

колько меньшей точностью ими можно пользоваться и в более широком диапазоне значений $\bar{c}$, и для компрессорных решеток, составленных из профилей других типов.

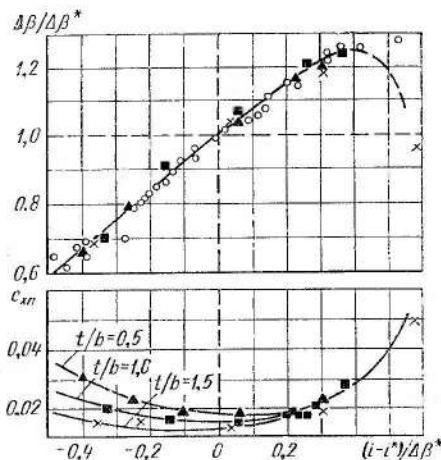


Рис. 2.31. Обобщенная характеристика компрессорных решеток при малых числах M потока:

×, △, ■ — по испытаниям решеток; ○ — по испытаниям компрессоров

2.11. ВЛИЯНИЕ ЧИСЕЛ M И Re НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕШЕТОК

Решетки профилей авиационных компрессоров работают в широком диапазоне значений чисел M и Re . Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования позволили установить следующие особенности влияния чисел M и Re на работу и характеристики компрессорных решеток, составленных из профилей, применяемых в дозвуковых компрессорах.

1. Увеличение числа M набегающего потока мало сказывается на характеристике компрессорной решетки до тех пор, пока местные скорости на поверхности профиля не достигнут скорости звука. В этом диапазоне чисел M наблюдается обычно лишь некоторое изменение угла отставания потока δ и, следовательно, незначительное изменение угла поворота потока $\Delta\beta$ при данном угле атаки, вызванное влиянием сжимаемости на распределение давлений по контуру профиля. Минимальное значение коэффициента потерь при этом почти не изменяется, но зависимость его от угла атаки становится более резкой. Для примера на рис. 2.32 приведены характеристики одной из компрессорных решеток при $M_{w1} = 0,4$ и $M_{w1} = 0,7$. Минимальное значение сопротивления решетки при $M_{w1} = 0,7$ достигается здесь при угле атаки, близком к нулю. Этот же результат получается и в других решетках. Вместе с более резкой зависимостью сопротивления решетки от угла атаки это приводит к тому, что при повышенных числах M оптимальный угол атаки лежит обычно в довольно узких пределах: $i_{опт} = \pm 2^\circ$.

2. При дальнейшем увеличении числа M набегающего потока на поверхности профиля возникает местная зона сверхзвуковых ско-

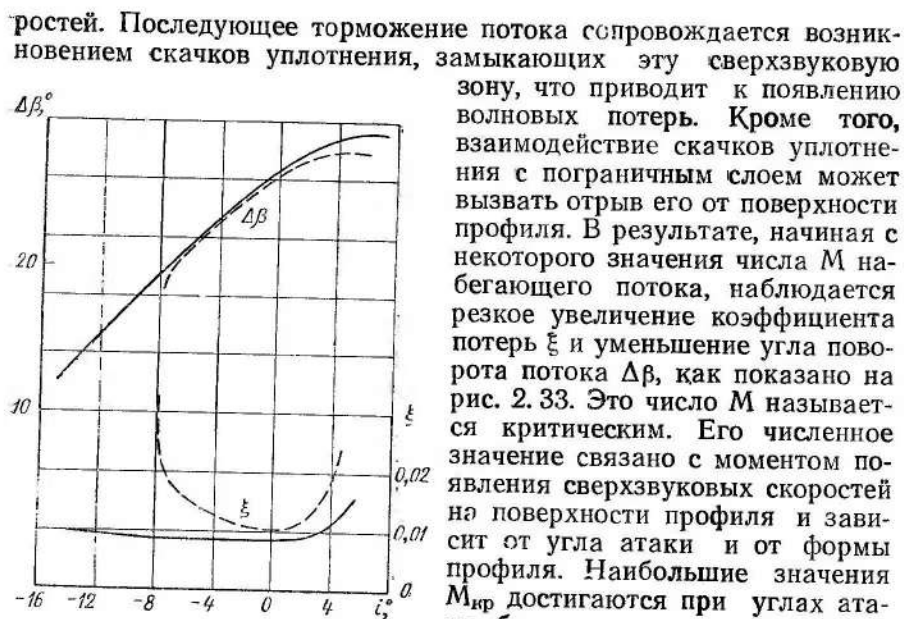


Рис. 2.32. Характеристики компрессорной решетки при разных числах M ($b/t=1.7$; $\gamma=65^\circ$):
— $M_{w1}=0.4$; --- $M_{w1}=0.7$

ловию отсутствия разгона потока сопровождается возникновением скачков уплотнения, замыкающих эту сверхзвуковую зону, что приводит к появлению волновых потерь. Кроме того, взаимодействие скачков уплотнения с пограничным слоем может вызвать отрыв его от поверхности профиля. В результате, начиная с некоторого значения числа M набегающего потока, наблюдается резкое увеличение коэффициента потерь ξ и уменьшение угла поворота потока $\Delta\beta$, как показано на рис. 2.33. Это число M называется критическим. Его численное значение связано с моментом появления сверхзвуковых скоростей на поверхности профиля и зависит от угла атаки и от формы профиля. Наибольшие значения $M_{кр}$ достигаются при углах атаки, близких к нулю, что хорошо согласуется с наличием здесь минимума сопротивления решетки. Оптимальные значения угла атаки при близких к критическим значениях M_{w1} соответствуют условию отсутствия разгона потока во входном участке межлопаточного канала ($\beta_{1\text{ опт}} \approx \arcsin a_r/t$).

Существенное влияние на критическое значение M_{w1} оказывает относительная толщина профиля $\bar{c}$. Примерная зависимость $M_{кр}$ от $\bar{c}$ при $i \approx 0$ для обычных дозвуковых профилей приведена на рис. 2.34.

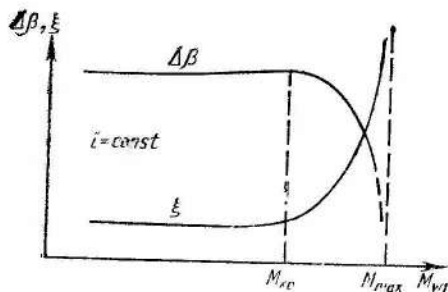


Рис. 2.33. Влияние числа M перед решеткой на угол поворота потока и сопротивление компрессорной решетки

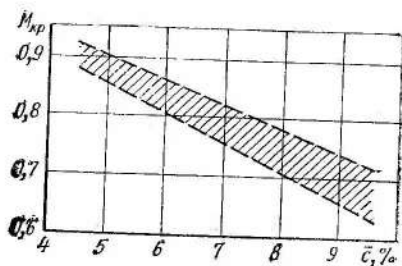


Рис. 2.34. Примерная зависимость $M_{кр}$ от относительной толщины профиля для дозвуковых компрессорных решеток

3. После перехода через значение $M_{кр}$ дальнейшее увеличение числа M набегающего на решетку потока при неизменном угле атаки в ряде случаев оказывается возможным лишь до определенного предела ($M_{\max}$ на рис. 2.23). Существование предельного значения числа M набегающего потока связано с тем, что по мере роста M_{w1} область местных звуковых и сверхзвуковых скоростей все увеличивается в размерах, пока не займет все поперечное сечение горловины межлопаточного канала. Дальнейшее увеличение числа

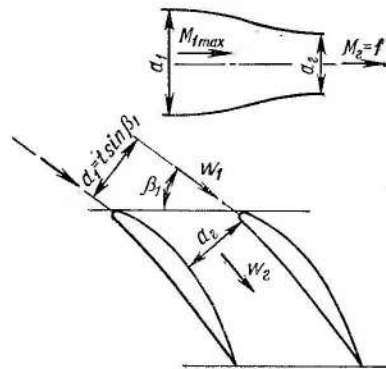


Рис. 2.35. К определению предельного числа M потока на входе в решетку

M_{w1} оказывается невозможным по той же самой причине, по которой невозможно увеличить число M на входе в сужающееся сопло заданных размеров, если в минимальном его сечении достигнута скорость звука (рис. 2.35).

4. Значения $M_{1\text{ max}}$ (или $\lambda_{1\text{ max}}$) могут быть найдены из уравнения расхода, записанного для входного участка решетки (см. рис. 2.35). Пренебрегая неравномерностью полей скоростей на входе и в горле, это уравнение можно записать в виде

$$m_n \frac{p_1^*}{\sqrt{T_1^*}} f_1 q(\lambda_1) = m_n \frac{p_r^*}{\sqrt{T_r^*}} f_r q(\lambda_r).$$

Отсюда, учитывая, что $T_r^* = T_1^*$ и что максимальное значение $q(\lambda_r)$ равно 1,0, для случая отсутствия потерь ($p_r^* = p_1^*$) получим

$$q(\lambda_1)_{\text{maxт}} = f_r / f_1. \quad (2.63)$$

Соответствующая этой формуле зависимость $M_{\text{maxт}}$ от f_r/f_1 показана на рис. 2.36 (кривая 1). Одному и тому же значению $q(\lambda)$ отвечают, как известно, два значения λ . Поэтому теоретическая кривая на рис. 2.36 при $f_r/f_1 < 1$ имеет два участка — нижний, дозвуковой и верхний, сверхзвуковой.

Область, лежащая слева от кривой 1 на рис. 2.36, является принципиально недостижимой. Число M набегающего потока при $f_r/f_1 < 1$ может быть либо только ниже M_{max} в дозвуковой области, либо только выше M_{max} в сверхзвуковой. При $f_r/f_1 > 1$ число M набегающего потока при отсутствии потерь может быть любым.

Отметим далее, что, как видно из рис. 2.35,

$$\frac{f_r}{f_1} = \frac{h_r}{h_1} \frac{a_r}{t} \frac{1}{\sin \beta_1},$$

где h_1 и h_r — высоты лопаток на входе в канал и в области горла. Следовательно, для каждой конкретной решетки с фиксированными значениями a_r и t увеличение угла атаки (уменьшение β_1) приводит к росту f_r/f_1 и соответственно к увеличению $M_{\max}$ (в дозвуковой области). В сверхзвуковой области ограниченным, по существу, является не число M набегающего потока, а минимальное значение f_r/f_1 , т. е. минимальный угол атаки.

Для реальной решетки с учетом потерь формула (2.63) получает вид

$$q(\lambda_1)_{\max} = \frac{f_r}{f_1} \sigma_r, \quad (2.64)$$

где $\sigma_r = \frac{P_r^*}{P_1^*}$ — коэффициент сохранения полного напора во входном участке канала.

Таким образом, в действительности значения $q(\lambda_1)_{\max}$ будут всегда меньше теоретических. Но из формулы (2.64) следует, что и при наличии потерь можно иметь $q(\lambda_1)_{\max} = 1$, т. е. достичь звуковой скорости в набегающем на решетку потоке. Для этого необходимо только увеличить в достаточной мере f_r/f_1 , т. е. увеличить угол атаки. Но практически в решетках, применяемых в дозвуковых компрессорах, обычно не удается реализовать эту возможность, так как увеличение угла атаки при больших числах M набегающего потока приводит в этих решетках к столь резкому увеличению потерь (падению σ_r), что $M_{\max}$ растет с ростом f_r/f_1 очень медленно (см. рис. 2.36, кривая 2), а аэродинамическое качество решетки резко падает. Если же использовать специально подобранные профили лопаток, обеспечивающие малые потери во входном участке межлопаточного канала при $f_r/f_1 > 1$, то можно обеспечить нормальную работу компрессорных решеток и при сверхзвуковых скоростях набегающего потока (кривая 3 на рис. 2.36).

5. Изменение числа Re практически не оказывает влияния на характеристики компрессорных решеток до тех пор, пока оно остается выше некоторого критического значения. Это значение существенно зависит от степени турбулентности набегающего на лопатки потока. При характерном для осевых компрессоров высоком уровне турбулентности потока критическое число Re для компрессорных решеток лежит обычно в пределах $Re_{кр} = (2,5 \dots 3,5) \cdot 10^5$.

При числах Re , меньших критического, характеристики решетки заметно изменяются. Прежде всего, как и у изолированных крыловых профилей, возрастает коэффициент сопротивления при данном угле атаки, что приводит к значительному снижению качества решетки. Кроме того, снижение Re приводит к уменьшению угла поворота потока $\Delta\beta$ (при неизменном угле атаки), т. е. к увеличе-

нию угла отставания потока δ . На рис. 2.37 приведены соответствующие экспериментальные данные для одной из компрессорных решеток.

Интересно, однако, отметить, что критическое значение угла атаки в компрессорных решетках при уменьшении Re , в отличие от большинства изолированных профилей, не только не уменьшается, но, наоборот, несколько возрастает.

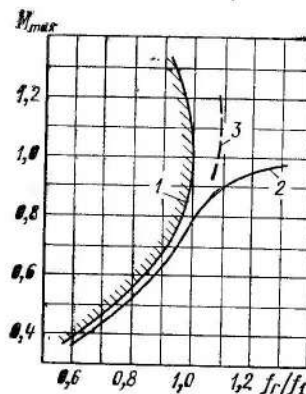


Рис. 2.36. Предельные значения числа M потока перед решеткой:

1 — теоретическая кривая; 2 — типичная кривая для дозвуковых решеток; 3 — возможные значения для околозвуковых решеток

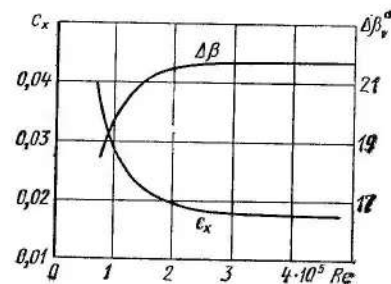


Рис. 2.37. Влияние числа Re на угол поворота потока и сопротивление компрессорной решетки при $i = \text{const}$

Это явление связано с тем, что при сохранении неизменного угла атаки увеличение толщины пограничного слоя и увеличение угла отставания (при снижении Re) приводят к уменьшению степени диффузорности течения в межлопаточном канале. Поэтому если при некотором значении числа Re отношение скоростей $D_w = w_{\max}/w_2$ было близко к предельному (т. е. данный угол атаки был близок к критическому), то при уменьшении Re значение D_w уменьшится, т. е. станет меньше предельного. Следовательно, появится возможность некоторого увеличения угла атаки при сохранении бесрывного характера течения.

2.12. ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНЫХ И ОСЕВЫХ ЗАЗОРОВ НА РАБОТУ СТУПЕНИ

В реально выполненных ступенях осевого компрессора между лопатками рабочего колеса и внутренней поверхностью корпуса всегда имеется конструктивный зазор Δ_r (рис. 2.38), величина которого зависит от размеров компрессора и качества его выполнения. При этом реальный зазор в рабочем состоянии компрессора может заметно отличаться от монтажного (контролируемого при сборке компрессора) вследствие радиальных деформаций деталей ротора и корпуса под действием центробежных и газовых сил и вследствие теплового расширения. Обычно у прогретого двигателя рабочий зазор оказывается меньше монтажного. Наличие радиального зазора оказывает существенное влияние на работу прилегающих к нему участков лопаток. Под влиянием разности давлений на во-

гнутой стороне и на спинке лопатки происходит перетекание некоторой части воздуха через зазор. Относительное перемещение концевой сечении лопатки компрессора и корпуса приводит к появлению «скребкового эффекта» по отношению к пограничному слою на корпусе и способствует перетеканию воздуха, как показано схематично на рис. 2.39. Кроме того, под влиянием относительного движения корпуса и под воздействием струи воздуха, текущего через зазор, на периферии возникает вихревое течение, направление которого противоположно направлению вращения парного вихря возникающего в результате развития вторичных течений.

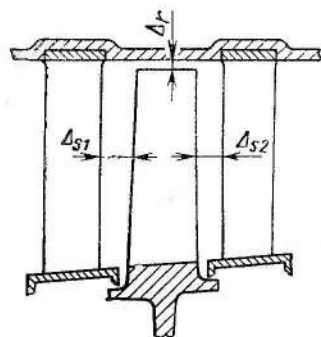


Рис. 2.38. Радиальный и осевые зазоры в осевой ступени

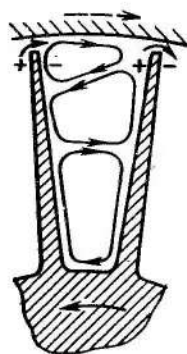


Рис. 2.39. Схема развития вторичных течений в решетке рабочего колеса при наличии радиального зазора

Перетекание (утечка) воздуха через радиальный зазор приводит к понижению давления на вогнутой стороне лопатки (набегающей на поток) и к повышению его на спинке, т. е. к уменьшению разности давлений на поверхностях профиля, причем, как показывают эксперименты, этот эффект наблюдается на участке лопатки, радиальная протяженность которого превышает сам зазор в среднем примерно в 5 раз. Искажение эпюр распределения давлений по хорде и по высоте лопатки на этом участке носит сложный характер. Но в целом уменьшение перепада давлений приводит к снижению окружного усилия и, следовательно, к снижению работы, передаваемой воздуху в ступени. Бесполезные затраты энергии на перетекание воздуха через зазор и на создание вихревого течения у концов лопаток вблизи зазора приводят, кроме того, к падению КПД ступени. В результате снижения эффективной работы и КПД увеличение радиального зазора приводит к снижению напора (адиабатической работы) ступени.

Степень влияния радиального зазора на работу ступени зависит прежде всего от его относительной величины $\bar{\Delta}_r = \Delta_r/h$, где h — высота лопатки. Кроме того, на эту зависимость оказывают влияние степень реактивности, удлинение лопаток и некоторые другие параметры ступени. В среднем, как показывают исследования, при степени реактивности $\alpha_k = 0,5 \dots 0,7$ увеличение зазора на 1% приводит к снижению КПД примерно на 2% и к падению напора на

3—5%. Поэтому при конструировании и производстве компрессора необходимо обеспечить минимальные значения рабочих зазоров и не допускать их увеличения в процессе эксплуатации и ремонта.

Следует, однако, заметить, что при малом радиальном зазоре вызванное им вихревое движение воздуха у концов лопаток может играть положительную роль, так как благодаря противоположному направлению вращения должна уменьшаться интенсивность более мощного вихревого движения от «парного» вихря. По-видимому, этим объясняется наблюдавшееся в некоторых экспериментах наличие слабого максимума КПД ступени при радиальных зазорах около 1%.

Аналогичное влияние на работу ступени может оказывать и радиальный зазор у лопаток направляющего аппарата, если он не имеет банджа на внутреннем своем диаметре (например, при консольном креплении лопаток). Если этот аппарат имеет внутренний бандж (как на схеме рис. 2.38), то при $\alpha_k \neq 0$ возможно перетекание воздуха также через зазоры между этим банджом и ротором. Поэтому в конструкции ступени должны быть предусмотрены соответствующие лабиринтные уплотнения.

На работу ступени оказывают влияние также осевые зазоры между ее неподвижными и вращающимися венцами Δ_{s1} и Δ_{s2} (см. рис. 2.38). Наличие спутного следа за каждой лопаткой приводит к значительной шаговой неравномерности потока за решеткой. В результате при относительном перемещении венцов величина и направление вектора скорости в потоке, набегающем на лопатки сзади расположенной решетки, будет периодически изменяться с довольно большой частотой, что может привести к увеличению потерь и вибрационных напряжений в лопатках. Кроме того, обтекание лопаток неравномерным потоком резко увеличивает шум, возникающий при работе компрессора. Увеличение осевых зазоров способствует выравниванию потока перед стоящей сзади решеткой и поэтому приводит к ослаблению указанных явлений, но влечет за собой увеличение осевых габаритных размеров и массы компрессора. На практике осевые зазоры назначают обычно в пределах 15—30% хорды лопаток, но в некоторых случаях, например в одноступенчатых вентиляторах ДТРД, они могут достигать существенно больших значений. При этом, помимо указанных выше соображений, может учитываться также то, что степень повреждения лопаток ступени при попадании в ее проточную часть посторонних предметов заметно снижается при увеличении осевых зазоров между неподвижными и вращающимися венцами.

2.13. ОСОБЕННОСТИ СВЕРХЗВУКОВЫХ И ТРАНСЗВУКОВЫХ СТУПЕНЕЙ ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

Одним из основных путей снижения массы и габаритных размеров авиационных ГТД является уменьшение габаритного диаметра компрессора при заданном расходе воздуха и уменьшение числа ступеней. Для уменьшения D_k необходимо увеличение осевой скорости воздуха. Но, как видно из треугольника скоростей (см. рис. 2.3), увеличить c_{1a} при сохранении неизменного значения ω_1

(или M_{w1}) можно только при одновременном снижении окружной скорости колеса u или увеличении c_{1u} . Снижение окружной скорости приводит к уменьшению работы, сообщаемой воздуху колесом, и, как следствие, к уменьшению адиабатической работы сжатия (или $\pi_{ст}^*$). В результате для получения прежнего значения общей степени повышения давления в многоступенчатом компрессоре придется иметь больше ступеней. Использование положительной предварительной закрутки воздуха позволяет несколько увеличить допустимое значение окружной скорости, но и в этом случае возможности дозвуковых ступеней остаются ограниченными.

Для иллюстрации на рис. 2.40 представлена по данным NASA зависимость возможных значений степени повышения давления в первой ступени (в условиях взлета) от расчетного расхода воздуха через единицу габаритной площади коле-

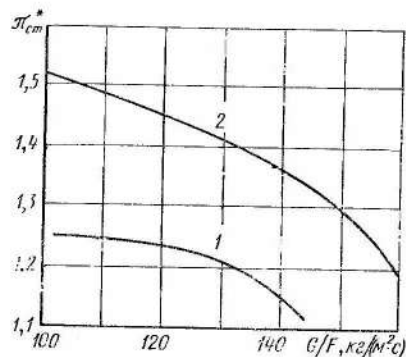


Рис. 2.40. Возможные значения степени повышения давления для различных ступеней:

1—дозвуковых ($M_{w1}=0,75$); 2—трансзвуковых ($M_{w1}=1,1$)

са при $\bar{d}=0,5$ для ступени с постоянной реактивностью при допустимом значении M_{w1} , равном 0,75, что соответствует дозвуковым профилям лопаток с $\bar{c} \approx 0,10$ (кривая 1). Как видно, достижимые значения $\pi_{ст}^*$ в такой ступени невелики (1,2—1,25) и по мере увеличения расчетного расхода на единицу площади входа уменьшаются сначала медленно, а затем все быстрее. Если же допустить увеличение относительной скорости набегающего на лопатки потока без снижения КПД ступени до умеренных сверхзвуковых значений, например до $M_{w1}=1,1$, то это позволит существенно уменьшить внешний диаметр компрессора за счет увеличения G/F или же увеличить $\pi_{ст}^*$, т. е. выполнить компрессор с меньшим числом ступеней (кривая 2). Эти данные наглядно демонстрируют преимущества трансзвуковых и сверхзвуковых ступеней.

В принципе в ступенях такого типа сверхзвуковым может быть как поток, набегающий на лопатки рабочего колеса (в относительном движении), так и поток, набегающий на лопатки направляющего аппарата. Однако в реальных конструкциях обычно сверхзвуковым является только поток, набегающий на рабочее колесо, а скорость воздуха на входе в расположенный за колесом направляющий аппарат на всех радиусах не превышает скорости звука.

Основной особенностью таких ступеней является форма профилей лопаток рабочего колеса, обеспечивающая возможность обтекания их сверхзвуковым набегающим потоком при достаточно малом уровне потерь. Типичные сечения решеток рабочего колеса дозвуковой и трансзвуковой ступеней показаны на рис. 2.41. Для дозвуковых решеток характерны сравнительно толстые профили с расположением максимальной толщины и максимального прогиба дуги средней линии в области первой половины хорды ($x_c=0,3 \dots 0,4$; $x_f=0,4 \dots 0,5$), что приводит к значительному сужению межлопаточного канала на его входном участке (до горла).

Для обеспечения возможности работы решетки при сверхзвуковых скоростях набегающего потока необходимо, чтобы входной участок межлопаточного канала

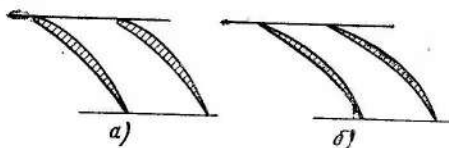


Рис. 2.41. Сечения лопаток рабочего колеса дозвуковой (а) и трансзвуковой (б) ступеней

не имел заметного сужения (горловины), а потери в нем при углах атаки, соответствующих $f_1/f_2 > 1$, были бы малы.

Исследования показали, что для этого профили, составляющие компрессорную решетку, должны иметь малую относительную толщину ($c=0,04 \dots 0,03$), причем максимальная толщина и максимальный прогиб дуги средней линии должны располагаться в задней его части ($x_c=0,5 \dots 0,6$), с тем чтобы передняя часть профиля по своей форме напоминала острый клин. Передняя кромка профиля практически не может быть выполнена очень острой по технологическим и прочностным соображениям. Но радиус ее скругления должен быть достаточно малым. Кривизна верхней поверхности профиля, особенно в передней его части, также должна быть возможно малой. Для построения верхней и нижней поверхностей профиля могут быть использованы специально подобранные исходные контуры или же подходящие аналитические кривые.

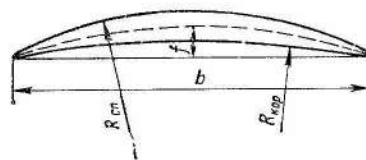


Рис. 2.42. Профиль, образованный двумя дугами круга

Удовлетворительные результаты при значениях M_{w1} до 1,2—1,25 по данным NASA могут быть получены при использовании профилей, образованных двумя дугами круга (рис. 2.42). Средняя линия такого профиля также представляет собой дугу круга. Носок и хвостовая часть профиля выполняются с радиусом скругления $r = (0,005 \dots 0,007)b$.

С учетом перечисленных рекомендаций можно построить компрессорные решетки, вполне удовлетворительно работающие при $M_{w1}=0,9 \dots 1,3$. На рис. 2.43 приведено типичное изменение КПД ступени при изменении числа M набегающего потока (вызванном изменением частоты вращения) при обычных дозвуковых профилях и при использовании сверхзвуковых решеток. Важно отметить, что применение тонких профилей с острыми кромками, позволяя улучшить КПД при больших значениях M_{w1} , в то же время почти не приводит к ухудшению эффективности работы ступени в дозвуковой области.

Рассмотрим теперь некоторые особенности течения воздуха через решетку рабочего колеса при $M_{w1} > 1$. Для большинства трансзвуковых ступеней характерно наличие дозвукового потока на выходе из колеса ($M_{w2} < 1$), т. е. торможение потока в рабочем колесе с переходом через скорость звука. Типичная для этого случая схема течения воздуха в решетке колеса показана на рис. 2.44. Как известно, при обтекании сверхзвуковым потоком изолированного профиля, имеющего хотя бы незначительное скругление передней кромки, перед ним возникает криволинейный скачок уплотнения — головная волна. Аналогичная картина имеет место при обтекании сверхзвуковым набегающим потоком компрессорной решетки рассматриваемого типа. Перед каждой лопаткой возникает головная волна ABC . На участке AB фронт волны почти перпендикулярен вектору скорости, т. е. этот участок можно рассматривать как прямой скачок уплотнения. На участке BC скачок становится косым, интенсивность его ослабевает по мере удаления от вызвавшего его профиля и на некотором расстоянии оказывается исчезающе малой. В области, лежащей за прямым скачком, скорость становится дозвуковой и уменьшается до нуля в передней критической точке K . Затем на спинке профи-

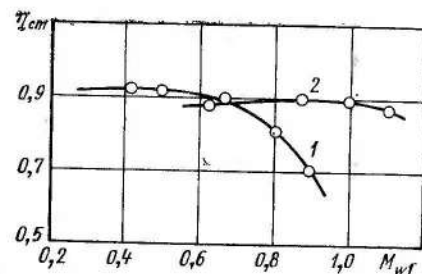


Рис. 2.43. Зависимость КПД осевой ступени (без направляющего аппарата) от числа M_{w1} в периферийном сечении:

1—при обычных дозвуковых профилях лопаток; 2—при специальном профилировании

ли и в прилегающей к ней области течения происходит разгон потока и за линией DE («звуковой линией») скорость опять становится сверхзвуковой. Штриховые прямые в этой области — характеристики (линии разрежения), вдоль каждой из которых скорость постоянна и равна скорости в соответствующей точке на спинке профиля.

Возникновение системы головных волн приводит к возрастанию сопротивления решетки (появляются волновые потери). Но, как показывают расчеты, если значения числа M перед скачком не превышают 1,35—1,4, то потери в прямом скачке оказываются небольшими и КПД процесса сжатия воздуха в скачке (который может быть подсчитан по формуле, аналогичной формуле (2.29) для КПД колеса) превышает 90%. Поэтому при $M_{w1} \leq 1,3 \dots 1,4$ потери в системе головных волн могут быть сравнительно невелики и, следовательно, КПД такого колеса может иметь достаточно высокие значения.

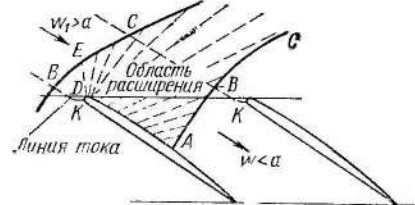


Рис. 2.44. Течение с головными волнами на входе в компрессорную решетку

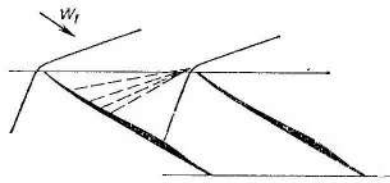


Рис. 2.45. Расчетная схема течения воздуха на входе в компрессорную решетку, предназначенную для работы с $M_{w1} \approx 1,6$

Однако необходимо отметить, что в результате разгона сверхзвукового потока на спинке профиля число M перед замыкающим скачком AB в общем случае может быть больше, чем в набегающем на решетку потоке. Это превышение оказывается тем более значительным, чем больше кривизна спинки на участке DA и чем больше угол атаки, так как оба эти фактора приводят к увеличению угла поворота вектора скорости на входном участке решетки и соответственно к более интенсивному разгону сверхзвукового потока (как при течении Прандтля — Майера). Исследования этой схемы течения показывают, что при наличии головных волн обтекание решетки всегда происходит с положительными углами атаки, поэтому даже при малой кривизне спинки лопатки местное число M перед замыкающим скачком обычно оказывается больше, чем M_{w1} . Это приводит к заметному увеличению потерь в системе головных волн по сравнению с потерями в прямом скачке и тем самым ограничивает область, где возможно достижение высоких КПД такой ступени, сравнительно умеренными значениями M_{w1} .

Второй причиной, ограничивающей рациональные значения чисел M_{w1} в таких решетках, является увеличение вероятности отрыва пограничного слоя на спинке профиля в месте расположения замыкающего скачка (в точке A) по мере роста его интенсивности. При числе M перед скачком более 1,3—1,35 отрыв становится неизбежным. Поэтому для сохранения высоких значений КПД в ступенях с системой головных волн перед лопатками рабочего колеса целесообразно иметь M_{w1} не более 1,2—1,35. Кроме того, потери в головных волнах в таких ступенях (достигающие 30—50% всех потерь) заметно увеличивают общий уровень потерь в рабочем колесе, поэтому для получения достаточно высоких значений КПД их целесообразно выполнять с повышенными (по сравнению с дозвуковыми ступенями аналогичного назначения) коэффициентами нагрузки, так как КПД зависит от соотношения подведенной энергии и потерь.

Для получения высоких значений КПД ступени при $M_{w1} > 1,3 \dots 1,35$ необходимо переходить к другим схемам течения в решетке рабочего колеса, например к схеме, изображенной на рис. 2.45. Ее отличительные особенности: а) отрицательная кривизна начального участка спинки, обеспечивающая торможение (а не разгон) потока на начальном участке в системе волн сжатия; б) наличие косоугольного скачка уплотнения вместо прямого скачка (головной волны) в схеме

рис. 2.44. Отсутствие головных волн достигается использованием профилей с малой толщиной передней кромки и исключением перехода через скорость звука в межлопаточном канале ($M_{w2} > 1$). Применение решеток подобного типа и других мероприятий по снижению волнового сопротивления может обеспечить удовлетворительную работу осевых ступеней при $M_{w1} = 1,5 \dots 1,6$ и более.

В остальном параметры, треугольники скоростей и способы изменения закрутки потока по радиусу в трансзвуковых и сверхзвуковых ступенях не имеют существенных отличий от описанных выше для дозвуковых ступеней. Обычно используют осевой вход, но может применяться также и предвращательная закрутка воздуха перед рабочим колесом. Работа L_u принимается постоянной вдоль радиуса или при малых $\bar{r}$ может несколько уменьшаться к втулке, что характерно для ступеней вентиляторов ряда ДТРД. Хотя у втулки в ступенях рассматриваемого типа набегающий на лопатки поток может быть дозвуковым, для всех сечений рабочего колеса часто применяют одинаковые профили, поскольку решетки, рассчитанные на $M_{w1} > 1$, обычно хорошо работают и при больших дозвуковых скоростях.

В целом трансзвуковые ступени благодаря повышенным значениям коэффициента нагрузки и высоким окружным скоростям при использовании их в качестве первых ступеней компрессора могут обеспечить адиабатическую работу сжатия воздуха $H^* = 30 \dots 60$ кДж/кг, что соответствует $\pi_{ст}^* = 1,4 \dots 1,8$ при равных или более высоких значениях осевой скорости воздуха, чем у дозвуковых ступеней. Кроме того, применение высоких окружных скоростей ($u_k \geq 400 \dots 450$ м/с) в ступенях вентилятора ДТРД облегчает задачу согласования параметров вентилятора и приводящей его во вращение турбины. Экспериментальные исследования не показали никаких особенностей в работе трансзвуковых ступеней при плавном увеличении M_{w1} (при увеличении частоты вращения) от дозвуковых до сверхзвуковых значений, т. е. при переходе через скорость звука. Все это послужило основанием для практического применения транс- и сверхзвуковых ступеней в осевых компрессорах ряда авиационных ГТД. Однако надо учитывать, что тонкие рабочие лопатки с острыми кромками более склонны к вибрациям и более чувствительны к повреждениям посторонними предметами, к износу и к ошибкам в проектировании и в производстве, а применение повышенных окружных скоростей требует использования высокопрочных материалов в конструкции ротора ступени и увеличивает шум, создаваемый компрессором (вентилятором). Поэтому целесообразность применения транс- и сверхзвуковых ступеней должна быть предметом всестороннего анализа в каждом конкретном случае, а компрессоры с такими ступенями требуют повышенного к себе внимания в процессе разработки, производства, эксплуатации и ремонта.

Глава 3

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ КОМПРЕССОРЫ

3.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МНОГОСТУПЕНЧАТОГО КОМПРЕССОРА И СВЯЗЬ ИХ С ПАРАМЕТРАМИ СТУПЕНЕЙ

На рис. 3.1 приведена схема многоступенчатого осевого компрессора с указанием обозначений характерных сечений проточной части, которые будут использованы в дальнейшем. Здесь v — сечение на входе в компрессор; k — сечение на выходе из компрессора; $I, II, III, \dots, z$ — сечения на входе в первую, вторую, третью и т. д. ступени. Сечение v располагается перед входным направляющим аппаратом (ВНА) или перед рабочим колесом первой ступени, если ВНА отсутствует; в последнем случае сечение v совпадает с сечением I . Сечение k располагается на выходе из последней ступени. В этом сечении воздушный поток обычно не имеет значительных окружных составляющих скорости, так как это могло бы привести к увеличению потерь в установленных за компрессором элементах воздушного тракта двигателя. В некоторых компрессорах (обычно при пониженных значениях степени реактивности последней ступени) для спрямления потока с малыми потерями на выходе дополнительно устанавливается еще спрямляющий аппарат; в этом случае сечение k располагается за этим спрямляющим аппаратом.

Все параметры, относящиеся к произвольно взятой ступени компрессора, будут снабжаться индексом « i ». Число ступеней будем обозначать символом z . В авиационных ГТД применяются осевые компрессоры с числом ступеней от 5 до 17. Вентиляторы двухконтурных ТРД имеют обычно от одной до четырех ступеней.

На рис. 3.2 приведена схема осецентрибежного компрессора, а на рис. 3.3 — схема двухступенчатого центробежного компрессора также с указанием характерных сечений воздушного тракта. Центробежные компрессоры с числом ступеней более двух в авиационных ГТД не применяются.

В теории авиационных ГТД обычно используются следующие параметры многоступенчатого компрессора:

а) степень повышения давления

$$\pi_k^* = p_k^* / p_v^* \quad (3.1)$$

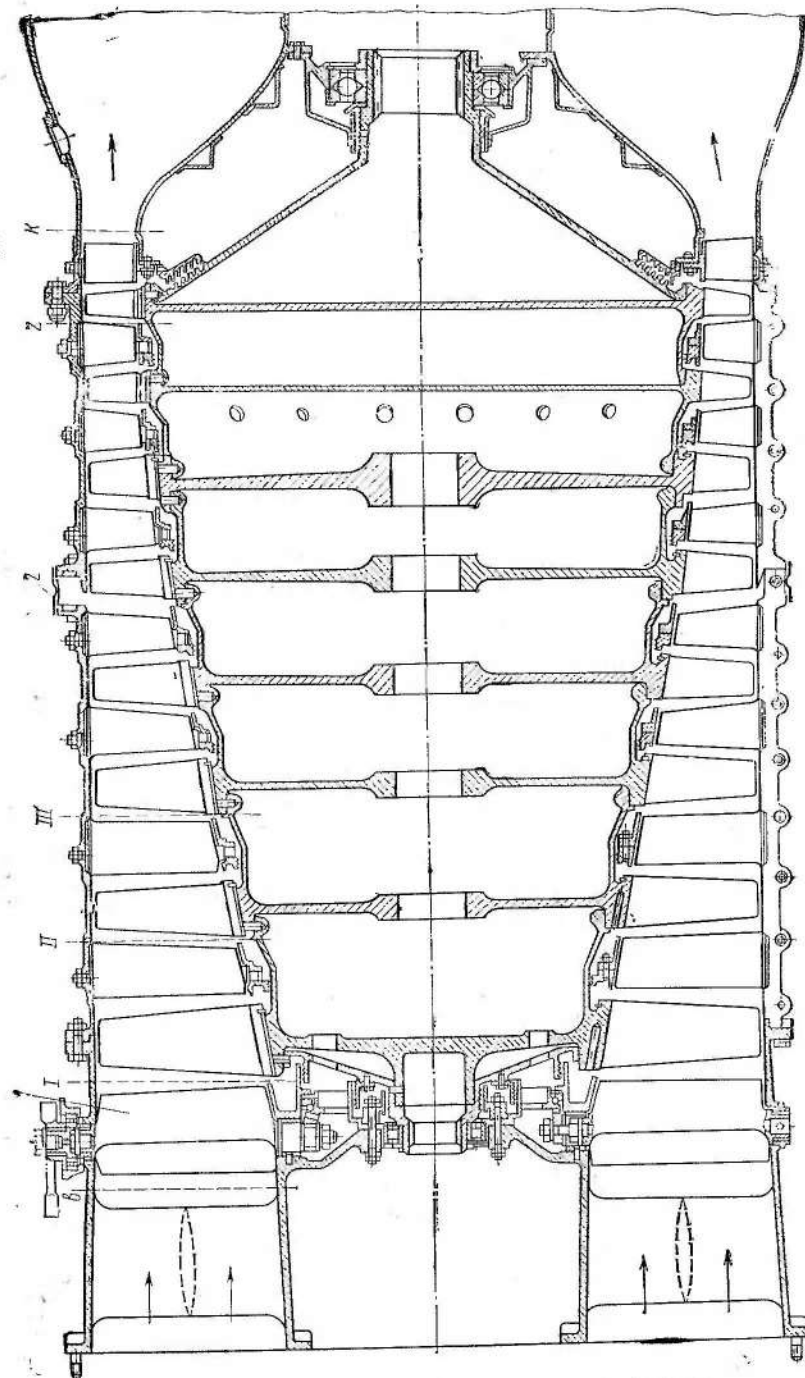


Рис. 3.1. Многоступенчатый осевой компрессор:
1—ВНА с поворотными лопатками; 2—данта перепуска воздуха

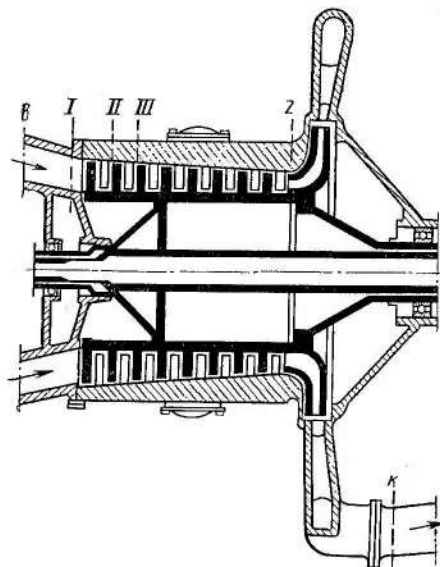


Рис. 3.2. Осесредоточенный компрессор

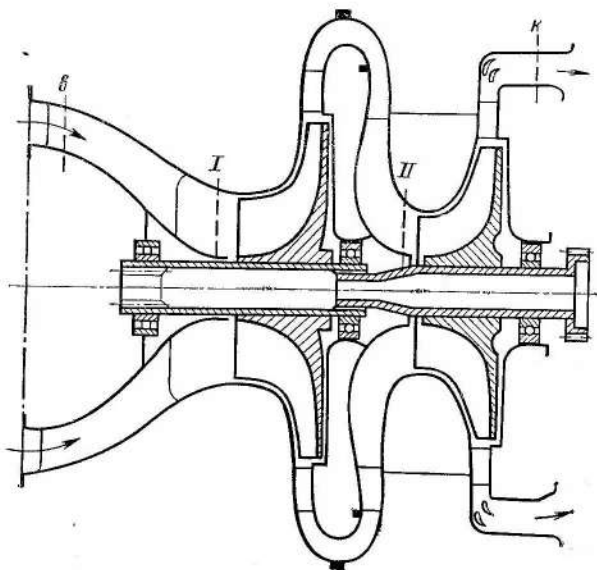


Рис. 3.3. Двухступенчатый центробежный компрессор

б) работа вращения вала компрессора L_k и адиабатическая работа $L_{ад,к}^* = \frac{k}{k-1} RT_v^* \left(\pi_k^{* \frac{k-1}{k}} - 1 \right)$;

в) расход воздуха через компрессор G_v ;

г) частота вращения ротора n и мощность, затрачиваемая на вращение, $N_k = G_v L_k$;

д) удельная производительность

$$G_F = G_{v,0} / F_{габ}, \quad (3.2)$$

где $G_{v,0}$ — расход воздуха при максимальной частоте вращения и стандартных условиях на входе; $F_{габ}$ — габаритная площадь прочной части компрессора;

е) адиабатический КПД по аналогии с КПД ступени

$$\eta_k^* = \frac{i_{к,ад}^* - i_v^*}{i_k^* - i_v^*}, \quad (3.3)$$

где $i_{к,ад}^*$ — полное теплосодержание потока за компрессором при адиабатическом сжатии, или (без учета влияния переменности теплоемкости воздуха)

$$\eta_k^* = \frac{T_{к,ад}^* - T_v^*}{T_k^* - T_v^*}, \quad (3.4)$$

где $T_{к,ад}^* = T_v^* \pi_k^{* \frac{k-1}{k}}$ — температура заторможенного потока воздуха за компрессором при адиабатическом сжатии.

Умножая числитель и знаменатель правой части формулы (3.4) на $\frac{k}{k-1}$, получим

$$\eta_k^* = L_{ад,к}^* / L_k. \quad (3.5)$$

Таким образом, КПД компрессора η_k^* равен отношению адиабатической работы сжатия воздуха в компрессоре (в параметрах заторможенного потока) к работе, затрачиваемой на его вращение.

Если ввести обозначения $e_k^* = \pi_k^{* \frac{k-1}{k}}$ и $\tau_k^* = T_k^* / T_v^*$, то формула (3.4) может быть записана также в виде

$$\eta_k^* = \frac{e_k^* - 1}{\tau_k^* - 1}. \quad (3.6)$$

Здесь величина e_k^* представляет собой степень подогрева воздуха в компрессоре в адиабатическом процессе: $e_k^* = T_{к,ад}^* / T_v^*$.

Иногда вместо π_k^* и η_k^* , определенных по полным давлениям и температурам заторможенного потока, используют аналогичные параметры, определенные по термодинамическим (статическим) значениям температуры и давления перед и за компрессором, например

$$\eta_k = \frac{T_{к,ад} - T_v}{T_k - T_v}. \quad (3.7)$$

Различие между η_k и η_k^* , как и для ступени, обычно несущественно.

Некоторые особенности характеристик компрессора (см. ниже гл. 4) связаны со средним значением коэффициента нагрузки его ступеней, который по аналогии с (2.24) может быть определен по формуле

$$\mu_k = \frac{L_k}{\sum_{i=1}^z u_{cpi}^2} \quad (3.8)$$

Как видно из сравнения формул (3.8) и (2.24), значение μ_k близко к среднеарифметическому значению коэффициентов нагрузки всех ступеней компрессора (хотя и не совпадает с ним тождественно).

Рассмотрим теперь взаимосвязь между основными параметрами компрессора и параметрами входящих в него ступеней. Очевидно, работа вращения ротора многоступенчатого компрессора равна сумме работ вращения колес всех ступеней:

$$L_k = \sum_{i=1}^z L_{cti} \quad (3.9)$$

Также очевидно, что степень повышения давления в компрессоре равна произведению степеней повышения давления отдельных его ступеней:

$$\pi_k^* = \frac{p_{II}^*}{p_I^*} \cdot \frac{p_{III}^*}{p_{II}^*} \dots \frac{p_k^*}{p_z^*} = \pi_{ctI}^* \cdot \pi_{ctII}^* \dots \pi_{ctz}^* \quad (3.10)$$

При наличии входного направляющего аппарата в этом соотношении под π_{ctI}^* следует понимать отношение p_{II}^*/p_v^* , которое отличается от p_{II}^*/p_I^* на величину потерь полного давления в ВНА. Обычно это отличие не превышает 1%.

Удельная производительность многоступенчатого осевого компрессора определяется параметрами его первой ступени. Из формулы (1.4) следует, что расход воздуха через сечение v равен

$$G_v = m_v \frac{p_v^*}{\sqrt{T_v^*}} F_v q(\lambda_v),$$

где p_v^* и $q(\lambda_v)$ — среднемассовые значения полного напора и плотности тока в этом сечении, причем стандартными условиями на входе в компрессор принято считать $p_v^* = 101300$ Па и $T_v^* = 288$ К. С другой стороны, для осевого компрессора

$$F_v = \frac{\pi D_{KI}^2}{4} (1 - \bar{d}_v^2) \text{ и } F_{габ} = \frac{\pi D_{KI}^2}{4},$$

где $\bar{d}_v$ — относительный диаметр втулки первой ступени (или входного направляющего аппарата). Тогда удельная производительность осевого компрессора согласно (3.2) равна (в кг/(м²·с))

$$G_F = 241,5q(\lambda_v)(1 - \bar{d}_v^2). \quad (3.11)$$

Следовательно, максимальная удельная производительность компрессора, которая может быть достигнута, если $q(\lambda_v) = 1$ и $\bar{d}_v = 0$, равна примерно 240 кг/с на каждый квадратный метр габаритной площади входа. Для увеличения реальной производительности компрессора необходимо уменьшать относительный диаметр втулки первой ступени и увеличивать значение $q(\lambda_v)$, определяемое осевой скоростью c_{1a} на входе в рабочее колесо первой ступени.

В современных компрессорах относительный диаметр втулки в первой ступени доходит до $\bar{d} = 0,3 \dots 0,45$, т. е. втулка занимает всего 10—20% площади входа. Меньшие значения $\bar{d}$ практически нецелесообразны, так как не дают заметного увеличения производительности и в то же время существенно затрудняют крепление лопаток на втулке и обеспечение их прочности, что уже при $\bar{d} = 0,4$ оказывается достаточно сложным. Большинство современных авиационных компрессоров имеет в первой ступени $\bar{d} = 0,35 \dots 0,40$.

Значения c_{1a} в первых ступенях дозвуковых авиационных осевых компрессоров доходят в условиях взлета до 170—195 м/с, что соответствует $q(\lambda_v) = 0,75 \dots 0,82$ и обеспечивает при $\bar{d}_v = 0,45$ удельную производительность до 150 кг/(м²·с). Если же первая ступень компрессора является транс- или сверхзвуковой, то для увеличения удельной производительности могут быть использованы более высокие осевые скорости, до 210—240 м/с, что позволяет при $\bar{d}_v \approx 0,4$ получить удельную производительность 170—190 кг/(м²·с). Поскольку при этом плотность тока на входе в колесо уже превышает 90% от максимально возможного значения, дальнейшее увеличение c_{1a} даже в сверхзвуковых ступенях нецелесообразно.

Наиболее сложной является связь между КПД компрессора и его ступеней. На рис. 3.4 изображен процесс сжатия воздуха в трехступенчатом компрессоре в p - v -координатах. Точки I, II, III изображают здесь состояние воздуха на входе в первую, вторую и третью ступени. Линия I — $K_{ад}$ изображает процесс адиабатического сжатия воздуха во всем компрессоре. В то же время процессы адиабатического сжатия для второй и третьей ступеней при тех значениях давления и плотности воздуха, которые в действительно-

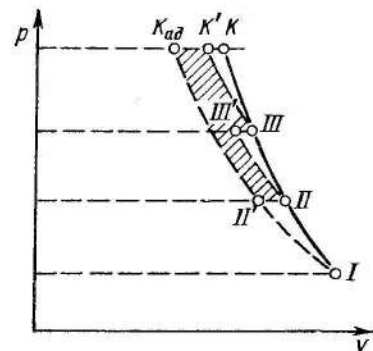


Рис. 3.4. Процесс сжатия воздуха в многоступенчатом компрессоре

сти имеют место на входе в эти ступени, изобразятся линиями II—III' и III—K'. Как видно из рисунка, сумма адиабатических работ сжатия воздуха во всех трех ступенях оказывается больше адиабатической работы компрессора на величину, пропорциональную заштрихованной площади. Аналогичный вывод получается и при сравнении адиабатических работ компрессора и его ступеней в параметрах заторможенного потока. Этот результат представляет собой эффект теплового сопротивления в многоступенчатом компрессоре и связан с тем, что температура воздуха на входе в каждую последующую ступень оказывается выше, чем она была бы при отсутствии потерь. А это приводит к увеличению потребной работы сжатия воздуха в каждой последующей ступени.

Увеличение суммы адиабатических работ отдельных ступеней по сравнению с адиабатической работой компрессора приводит к соответствующему снижению КПД компрессора по сравнению с КПД его ступеней. Связь между КПД компрессора и КПД входящих в него ступеней можно установить, если известны значения адиабатической работы сжатия в каждой ступени. Используя определения КПД компрессора (3.5) и ступени (2.16), равенство (3.9) можно переписать в виде

$$\frac{L_{ал,к}^*}{\eta_k^*} = \sum_{i=1}^z \frac{L_{ал,i}^*}{\eta_i^*},$$

где η_i^* — КПД i -й ступени, откуда (опуская для упрощения записи пределы суммирования)

$$\eta_k^* = \frac{L_{ал,к}^*}{\sum \frac{L_{ал,i}^*}{\eta_i^*}}. \quad (3.12)$$

В частном случае равенства КПД всех ступеней ($\eta_{ст1}^* = \eta_{стII}^* = \dots = \eta_0^*$) из формулы (3.12) следует

$$\eta_k^* = \eta_0^* \frac{L_{ал,к}^*}{\sum L_{ал,i}^*}. \quad (3.13)$$

При некоторых допущениях связь между адиабатическим КПД компрессора и КПД его ступеней может быть установлена в более удобном для анализа и расчетов виде. Предположим, что компрессор состоит из бесконечно большого числа ступеней с бесконечно малым повышением давления в каждой из них. Выделим в таком компрессоре сечениями x и y произвольную ступень (рис. 3.5). Обозначим давление и температуру воздуха в сечении x через p и T , а в сечении y соответственно через $p+dp$ и $T+dT$. Если бы процесс сжатия воздуха в этой ступени был адиабатическим, то повышение температуры в ней было бы равно:

$$dT_{ад} = T_{y,ад} - T_x = T_x \left[\left(\frac{p_y}{p_x} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = T \left[\left(1 + \frac{dp}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

Разложив выражение $\left(1 + \frac{dp}{p} \right)$ в ряд по степеням dp/p и ограничиваясь в соответствии с принятым допущением только двумя первыми членами этого разложения, получим

$$dT_{ад} = \frac{k-1}{k} T \frac{dp}{p}.$$

Тогда в соответствии с (2.14) адиабатический КПД ступени будет равен

$$\eta_{ст} = \frac{dT_{ад}}{dT} = \frac{k-1}{k} \frac{T}{p} \frac{dp}{dT}.$$

Из полученного выражения следует, что изменения температуры и давления воздуха в ступени связаны уравнением

$$\frac{dp}{p} = \frac{k}{k-1} \eta_{ст} \frac{dT}{T}.$$

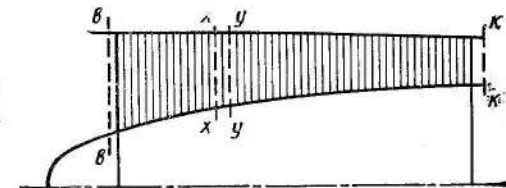


Рис. 3.5. К определению КПД многоступенчатого компрессора

Если принять далее, что КПД всех ступеней одинаков

$$\eta_{ст} = \text{const} = \eta_0,$$

то это уравнение после интегрирования дает следующую связь между давлением и температурой в любом сечении компрессора:

$$\frac{p}{p_v} = \left(\frac{T}{T_v} \right)^{\frac{k}{k-1} \eta_0},$$

где T_v и p_v — температура и давление на входе в компрессор. Сравнивая полученное выражение с уравнением политропы

$$\frac{p}{p_v} = \left(\frac{T}{T_v} \right)^{\frac{n}{n-1}},$$

приходим к выводу о том, что в рассматриваемых условиях процесс сжатия воздуха в компрессоре является политропическим процессом с постоянным показателем политропы, связанным с КПД ступени равенством

$$\frac{n}{n-1} = \frac{k}{k-1} \eta_0. \quad (3.14)$$

Запишем теперь выражение для КПД компрессора (3.7) в виде

$$\eta_k = \frac{T_{к,ад}/T_v - 1}{T_k/T_v - 1} = \frac{\left(\frac{p_k}{p_v} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\left(\frac{p_k}{p_v} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1}.$$

Заменяя здесь p_k/p_n на π_k и используя формулу (3.14), получим окончательно

$$\eta_k = \frac{\pi_k^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\pi_k^{\frac{k-1}{k}} \frac{1}{\eta_0} - 1} \quad (3.15)$$

Зависимость η_k от π_k и η_0 , определяемая формулой (3.15), приведена на рис. 3.6. Как видно из этих данных, снижение КПД компрессора по сравнению с КПД ступени оказывается тем более существенным, чем выше π_k и чем ниже КПД ступени.

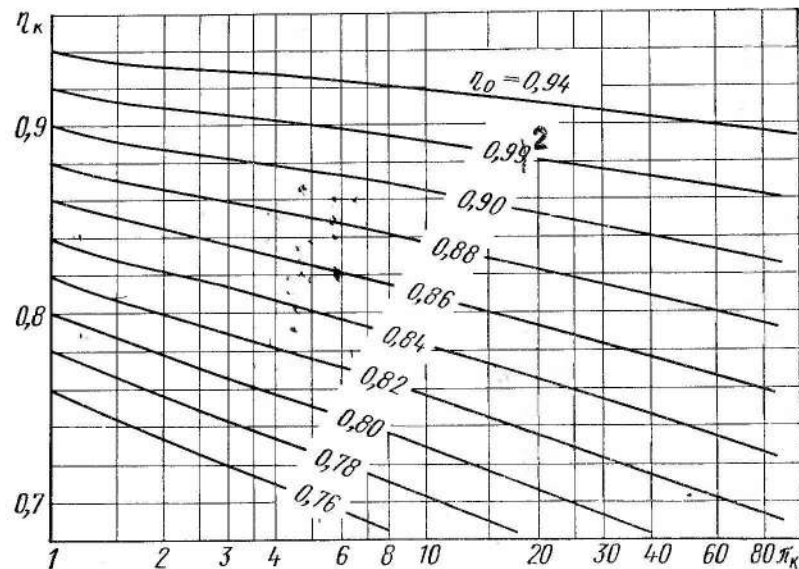


Рис. 3.6. Зависимость КПД многоступенчатого компрессора от степени повышения давления воздуха и КПД ступени

Принятое допущение о весьма малом повышении давления воздуха в одной ступени в действительности, конечно, не выполняется. Но в тех случаях, когда степень повышения давления воздуха в каждой ступени компрессора не превышает значений 1,2—1,4, формула (3.15) дает результаты, близкие к точным расчетам, учитывающим конечное число ступеней. Заметим, что формулы (3.14) и (3.15) будут точными при любой степени повышения давления в ступени, если в них заменить адиабатический КПД ступени очень близким к нему политропическим КПД

$$\eta_{\text{п}} = \frac{L_{\text{п}}}{L_{\text{п}} + L_{\text{r}}} = \frac{\frac{n}{n-1}}{\frac{k}{k-1}}$$

Хотя формула (3.15) получена в статических параметрах, полученный результат, так же как и данные рис. 3.6, в равной мере справедливы и для связи КПД ступени и компрессора в параметрах заторможенного потока:

$$\eta_k^* = \frac{\pi_k^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\pi_k^{*\frac{k-1}{k}} \frac{1}{\eta_0^*} - 1} \quad (3.16)$$

В тех случаях, когда КПД различных ступеней компрессора неодинаков, в формулу (3.16) необходимо подставлять среднее значение КПД ступеней, для подсчета которого может быть рекомендована формула, основанная на сравнении выражений (3.12) и (3.13),

$$\eta_0^* = \frac{\sum (L_{\text{ст}i} \eta_i^*)}{L_{\text{к}}} \quad (3.17)$$

Если степень повышения давления в отдельных ступенях компрессора велика или число ступеней мало ($z < 3 \dots 4$), то формула (3.16) может оказаться недостаточно точной и в этом случае КПД компрессора следует определять по формуле (3.12).

Ниже приведены численные значения некоторых из рассмотренных параметров, характерные для компрессоров авиационных ГТД при расчетной частоте вращения роторов. Степень повышения давления в компрессорах колеблется в широких пределах от $\pi_k^* = 1,5 \dots 4$ в компрессорах второго контура (вентиляторах) ДТРД до $\pi_k^* = 20 \dots 30$ в зависимости от типа и назначения двигателя и от места установки компрессора в нем. Средний коэффициент нагрузки ступеней в осевых компрессорах обычно равен $\mu_k = 0,25 \dots 0,40$. В соответствии с рис. 3.6 КПД многоступенчатого компрессора оказывается, как правило, тем ниже, чем больше степень повышения давления в нем. На расчетном режиме среднее значение КПД ступени в многоступенчатых осевых компрессорах обычно равно $\eta_0^* = 0,85 \dots 0,88$ и тогда при средних значениях π_k^* КПД компрессора $\eta_k^* = 0,8 \dots 0,84$. При применении высоконагруженных ступеней и в малоразмерных конструкциях значение η_0^* может быть на 2—5% ниже.

Несколько сниженные по сравнению с указанными цифрами значения η_k^* наблюдаются также у осецентрибежных и центробежных компрессоров.

3.2. ФОРМЫ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ И ИЗМЕНЕНИЕ ОСЕВОЙ СКОРОСТИ ПО ТРАКТУ ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

При одинаковом расходе воздуха через все ступени компрессора увеличение плотности воздуха по мере сжатия его в отдельных ступенях должно сопровождаться согласно уравнению расхода (1.2) либо снижением осевой скорости, либо уменьшением площади проточной части (за счет увеличения относительного диаметра втулки).

Снижение осевой скорости в последних ступенях компрессора невыгодно, поскольку, как следует из соотношения (2.56), снижение

c_a при данной густоте решетки колеса приводит к снижению закрутки Δw_u , т. е. в конечном счете к снижению адиабатической работы ступени.

С другой стороны, увеличение $\bar{d}$ (уменьшение высоты лопаток) приводит к увеличению роли концевых потерь, и, как следствие, к снижению КПД ступени, которое становится особенно существенным при $\bar{d} > 0,85 \dots 0,9$. С этой точки зрения, наоборот, выгодно уменьшать осевую скорость воздуха к выходу из компрессора. Уменьшение c_a в последних ступенях компрессоров ГТД диктуется также необходимостью иметь умеренные скорости на входе в рас-

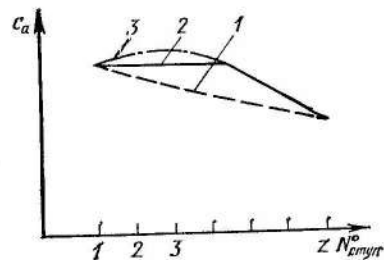


Рис. 3.7. Изменение осевой скорости по тракту осевого компрессора

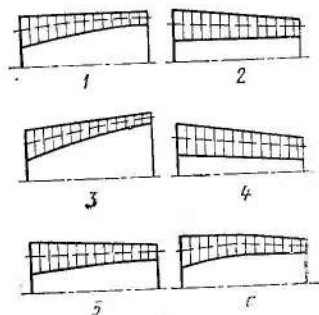


Рис. 3.8. Возможные формы проточной части одноконтурного осевого компрессора

положенную за компрессором камеру сгорания. Поэтому обычно при проектировании авиационных компрессоров принимается компромиссное решение, когда при переходе от первых к последним ступеням одновременно уменьшают и высоту лопаток и осевую скорость воздуха.

Возможный характер изменения осевой скорости по тракту компрессора на расчетном режиме показана на рис. 3.7. Кривая 1 соответствует здесь постепенному снижению c_a от ступени к ступени. Учитывая высказанное выше соображение о связи c_a и Δw_u , вытекающей из формулы (2.56), в ряде случаев оказывается более выгодным сохранение постоянной c_a в первых ступенях (кривая 2) или даже некоторое увеличение ее в средних ступенях (кривая 3). Однако при этом необходимо учитывать, что во избежание падения КПД последующее снижение c_a в пределах одной ступени не должно превышать 10—15 м/с.

Обычно в авиационных компрессорах скорость воздуха на выходе из последней ступени равна 120—180 м/с. Большие значения относятся здесь к компрессорам с меньшей степенью повышения давления или с большим расходом воздуха, у которых лопатки последних ступеней получаются достаточно длинными и при повышенных значениях c_a .

Уменьшение высоты лопаток от ступени к ступени может достигаться либо увеличением внутреннего диаметра, либо уменьшением наружного диаметра рабочих колес и неподвижных аппаратов, либо, наконец, одновременным изменением обоих диаметров. Возможные формы проточной части многоступенчатых одноконтурных компрессоров показаны на рис. 3.8. По конструктивным и технологическим соображениям наиболее удобными являются схемы, в которых либо наружный, либо внутренний диаметр у всех ступеней остается одинаковым (схемы 1 и 2). В схеме 1 средний радиус постепенно возрастает от ступени к ступени, что позволяет получить благодаря большему окружным скоростям значительно большую адиабатическую работу сжатия в каждой из средних и последних ступеней, чем для схемы 2 (при одинаковых параметрах первой ступени), и за счет этого уменьшить потребное число ступеней. Вместе с тем, при одних и тех же значениях G_v и π_k^* и одинаковой скорости на входе в схему 1 высота лопаток в последних ступенях получается (из-за большего среднего диаметра) заметно меньшей, чем в схеме 2, что неблагоприятно сказывается на КПД ступеней. Кроме того, несмотря на уменьшение числа ступеней в схеме 1 (по сравнению со схемой 2), масса компрессора уменьшается при этом не очень сильно, так как последние ступени в схеме 1 получаются более тяжелыми из-за большего их диаметра. Таким образом, каждая из этих схем имеет свои достоинства и недостатки.

В схемах 3 и 4 указанные недостатки выражены еще более резко, и поэтому они почти не применяются на практике.

В компрессорах авиационных ГТД часто применяются компромиссные схемы, в которых уменьшение высоты лопаток достигается одновременным уменьшением наружного диаметра и увеличением внутреннего диаметра ступеней. При этом средний диаметр ступеней остается примерно постоянным (схема 5) или чаще в первых ступенях используется главным образом увеличение $D_{вн}$, а в последних — уменьшение $D_{кн}$ (схема 6).

Степень реактивности q_k в первых ступенях дозвуковых компрессоров обычно выбирают близкой к 0,5 и далее либо оставляют примерно одинаковой для всех ступеней, либо постепенно увеличивают к последним ступеням.

Изложенные выше соображения относятся, прежде всего, к одновальным компрессорам одноконтурных двигателей. Однако они в равной мере применимы и к двухвальным и трехвальным компрессорам одноконтурных и двухконтурных двигателей, если их относить отдельно к компрессору (вентилятору) второго (наружного) контура или отдельно к многовальному компрессору первого (внутреннего) контура.

3.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ СЖАТИЯ МЕЖДУ СТУПЕНЯМИ КОМПРЕССОРА

Различные ступени компрессора работают в неодинаковых условиях: они имеют различные окружные и осевые скорости, их лопатки обтекаются потоком с различными числами M и т. д. Поэтому

адиабатические работы сжатия воздуха (и эффективные работы) в различных ступенях одного и того же компрессора могут существенно отличаться друг от друга.

Типичное распределение адиабатической работы между ступенями одновального осевого компрессора представлено на рис. 3.9 кривой 1. В первых и в меньшей мере в последних ступенях работа заметно снижена по сравнению с работой, приходящейся на каждую из средних ступеней. Такой характер распределения работы, закладываемый при проектировании компрессора, объясняется следующими соображениями.

1. Первая ступень имеет самое малое значение $\bar{d}$ и работает при самой низкой температуре воздуха. Поэтому периферийные сечения ее лопаток обтекаются потоком с высокими значениями чисел M , в то время как корневое сечение имеет низкую окружную скорость и, следовательно, не может иметь высокого значения L_{ad} .

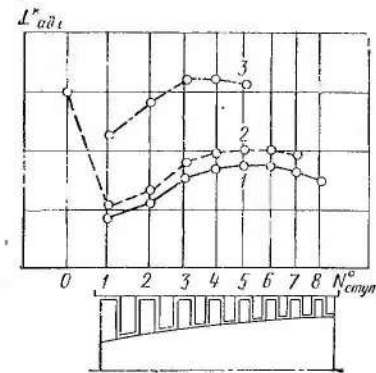


Рис. 3.9. Типичное распределение работы сжатия между ступенями осевого компрессора

пределении работы сжатия между ступенями первые одну-две ступени приходится нагружать значительно слабее остальных. В последующих ступенях, имеющих обычно уже более высокие значения $\bar{d}$, нагрузка соответственно увеличивается.

3. Работу сжатия, приходящуюся на каждую из последних ступеней, обычно несколько снижают, так как из-за снижения осевой скорости здесь трудно сохранить высокие значения закрутки воздуха в рабочем колесе. Кроме того, как уже указывалось, эти ступени компрессора из-за малой высоты лопаток обычно имеют пониженные значения КПД. Поэтому для повышения КПД всего компрессора целесообразно большую часть работы сжатия переложить на ступени, имеющие более длинные лопатки.

Если среднее значение работы, затрачиваемой на вращение ступени в компрессоре $L_{ст.ср} = L_{ст}/z$, принять за 100%, то обычно $L_{ст I}$ составляет 55—75% этой величины, $L_{ст II}$ — 75—90%, а $L_{ст z}$ — 80—105%. Значения $\eta_{ст}$ в первых ступенях обычно составляют 0,84—0,86, в средних — 0,88—0,91 и в последних — 0,86—0,87.

Такое распределение работы характерно для компрессоров, состоящих из достаточно большого числа однотипных ступеней ($z_{ступ} = 5-6$ и более). В некоторых случаях для увеличения степени повышения давления и производительности уже спроектированного осевого компрессора к нему добавляется спереди еще одна («нулевая») ступень. Если в качестве такой ступени используется трансзвуковая ступень, а остальные ступени дозвуковые, то модифицированный компрессор будет иметь ступени смешанного типа. В этом случае распределение работы сжатия по ступеням будет иметь иной характер. Трансзвуковую ступень для получения хороших значений КПД обычно выполняют довольно сильно нагруженной. В дозвуковой части компрессора распределение работы остается прежним. Но вследствие повышения температуры воздуха при сжатии его в трансзвуковой ступени окружные скорости в дозвуковых ступенях при сохранении прежнего уровня чисел M могут быть несколько увеличены. Если эта возможность может быть реализована по условиям прочности лопаток, то адиабатическая работа сжатия в каждой из дозвуковых ступеней будет соответственно увеличена. На рис. 3.9 этот случай представлен кривой 2.

Кривая 3 на том же рисунке соответствует случаю, когда все ступени компрессора выполняются трансзвуковыми. В этом случае, поскольку здесь ступени однотипны, характер распределения работы между ними может быть таким же, как и в дозвуковом компрессоре, но необходимое число ступеней при заданной степени повышения давления оказывается меньшим.

В двухвальных ТРД используется компрессор (рис. 3.10), в котором ступени разбиты на две группы (два каскада), каждая из которых имеет самостоятельный привод от своей турбины. Первая по ходу воздушного потока группа ступеней называется каскадом или компрессором низкого давления (КНД), а вторая — компрессором высокого давления (КВД).

Рассмотрим некоторые особенности распределения работы сжатия между ступенями в таком компрессоре. Оба каскада в целом образуют осевой компрессор, в котором изменение высоты лопаток, изменение осевой скорости и форма проточной части определяются в общем теми же соображениями, что и в обычном компрессоре. Распределение работы сжатия между каскадами (т. е. степень повышения давления воздуха в каждом из каскадов) выбирается с учетом возможностей турбин, приводящих во вращение первый и второй каскады, и с учетом особенностей работы компрессора в

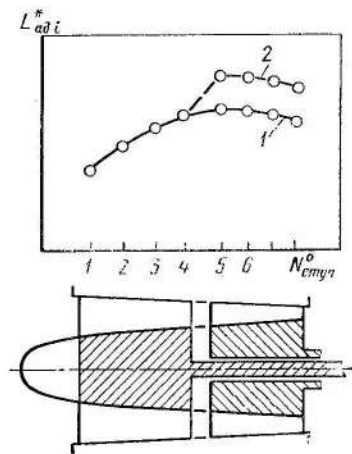


Рис. 3.10. Распределение работы сжатия между ступенями двухкаскадного компрессора

различных условиях полета. Обычно степень повышения давления во втором каскаде в расчетных условиях работы $\pi_{\text{КВД}}^* = 3 \dots 4$.

Одна из особенностей двухкаскадного компрессора состоит в возможности увеличения частоты вращения группы ступеней высокого давления в расчетных условиях (по сравнению с первым каскадом). Эта возможность обуславливается тем, что вследствие подгрева воздуха в первом каскаде при равных числах M рабочие лопатки второго каскада могут иметь более высокие окружные скорости. Для реализации этой возможности необходимо иметь соответствующие запасы прочности в лопатках каскада высокого давления и в связанной с ним турбине. Если этого нет и частоты вращения обоих каскадов в расчетных условиях близки друг к другу, то распределение работы по ступеням в двухкаскадном компрес-

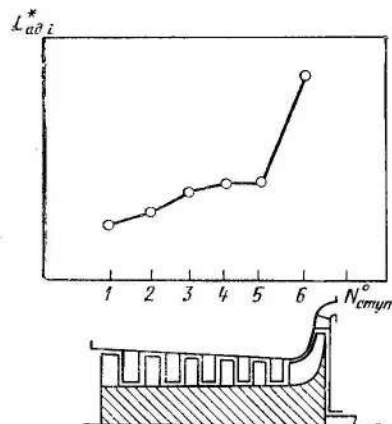


Рис. 3.11. Примерное распределение работы сжатия между ступенями осецентрированного компрессора

соре может иметь такой же характер, как и в компрессоре обычной схемы (кривая 1 на рис. 3.10). Если же, как это сделано в некоторых двигателях, частота вращения каскада высокого давления на расчетном режиме заметно превышает частоту вращения первого каскада, то адиабатическая работа сжатия воздуха в каждой из ступеней второго каскада может быть соответственно увеличена (кривая 2). Аналогичный характер имеет обычно распределение работы сжатия между ступенями компрессора в двухвальных двухконтурных ТРД (по внутреннему контуру).

Отметим также особенности распределения работы сжатия между ступенями в осецентрированных и в многоступенчатых центробежных компрессорах. В осецентрированном компрессоре (см. рис. 3.2) последняя (центробежная) ступень вследствие более высокого значения окружной скорости и существенного большего коэффициента нагрузки μ имеет обычно в несколько раз более высокое значение эффективной и соответственно адиабатической работы, чем стоящие впереди нее осевые ступени. Характер распределения работы между ступенями для этого случая показан на рис. 3.11.

В многоступенчатых центробежных компрессорах обычно рабочие колеса выполняют одинакового диаметра или же с незначительной разницей в диаметрах (см. рис. 3.3). Тогда при характерном для авиационных центробежных ступеней радиальном расположении лопаток эффективная работа всех ступеней, сидящих на одном валу, будет одинаковой или примерно одинаковой, изменяясь от ступени к ступени практически пропорционально квадрату диаметра рабочих колес.

Следует отметить, что нарастание пограничного слоя на корпусе и на привтулочных поверхностях проточной части многоступенчатого осевого компрессора приводит к существенному искажению полей осевых скоростей в средних и особенно в последних ступенях по сравнению с расчетными полями скоростей, описанными в гл. 2. В результате действительное значение работы H_z , передаваемой воздуху в этих ступенях, может оказаться на 10—15% меньше значения H_z , определенного по расчетным треугольникам скоростей. Это необходимо учитывать как при проектировании компрессора, так и при анализе особенностей его работы на различных режимах.

Глава 4

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПРЕССОРОВ И ИХ РЕГУЛИРОВАНИЕ

4.1. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ХАРАКТЕРИСТИКАХ КОМПРЕССОРОВ

Определение формы и размеров проточной части, необходимого числа ступеней, а также формы и углов установки лопаток в процессе газодинамического расчета компрессора производится для определенного режима его работы (скорости и высоты полета, частоты вращения), называемого расчетным. Соответствующие этому режиму значения степени повышения давления, расхода воздуха, частоты вращения и других показателей работы компрессора также называются расчетными.

В условиях эксплуатации и высота, и скорость полета, и частота вращения изменяются в широких пределах. При этом степень повышения давления, расход воздуха, окружные скорости, а следовательно, числа M и углы атаки на лопатках различных ступеней также изменяются и могут существенно отличаться от их расчетных значений. Это может явиться причиной значительного изменения потребляемой мощности и КПД компрессора, а в некоторых случаях — появления неустойчивости в его работе. Поэтому возникает необходимость в определении указанных параметров и в проверке устойчивости работы компрессора не только на расчетном, но и на других, нерасчетных режимах. В заводской практике с этой целью могут проводиться дополнительные расчеты параметров потока и углов атаки во всех ступенях компрессора еще на нескольких режимах его работы. Но в отличие от основного (расчетного) режима эти расчеты являются проверочными, поскольку геометрические размеры и форма лопаток ступеней здесь оказываются уже заданными.

Для выбора наиболее выгодных условий работы компрессора в системе двигателя, оптимального его регулирования и для определения влияния различных условий эксплуатации на основные параметры и на устойчивость работы компрессора необходимо располагать данными о всей совокупности нерасчетных режимов работы компрессора, которые могут встретиться при его эксплуатации.

Зависимости, показывающие, как изменяются основные показатели работы компрессора — степень повышения давления и КПД при изменении частоты вращения, расхода воздуха и условий на входе, называются *характеристикой компрессора*.

Характеристика компрессора может быть получена либо расчетным путем, либо экспериментально. Взаимодействие ступеней многоступенчатого компрессора на нерасчетных режимах работы носит весьма сложный характер и трудно поддается теоретическому анализу. Поэтому точность расчетных методов определения харак-

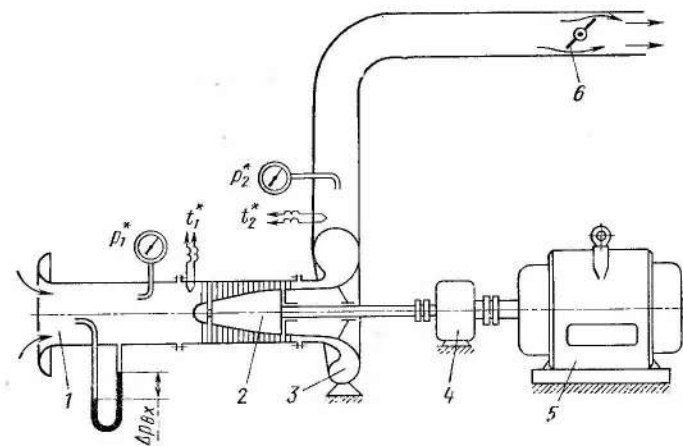


Рис. 4.1. Схема стенда для экспериментального определения характеристики компрессора

теристик компрессоров в настоящее время, несмотря на использование ЭВМ, еще часто не отвечает потребностям практики и наиболее надежным способом получения характеристик является определение их в процессе испытания компрессоров на специальных стендах. Простейшая схема подобного стенда показана на рис. 4.1. Компрессор 2 приводится во вращение электродвигателем 5 через мультипликатор 4. Воздух поступает в компрессор через коллектор 1, который имеет специально спрофилированный плавный вход для создания равномерного поля скоростей перед компрессором и используется одновременно для измерения расхода воздуха. Из компрессора воздух поступает в ресивер 3, за которым находится дроссельная заслонка 6, имитирующая сопротивление газового тракта двигателя. Надлежащим изменением мощности электродвигателя и положения дроссельной заслонки можно устанавливать на испытуемом компрессоре режимы с различными значениями частоты вращения n и расхода воздуха G_v . Стенд оснащают измерительной аппаратурой, позволяющей в процессе испытаний определять помимо расхода воздуха и частоты вращения также значения давления и температуры воздуха на входе и выходе — p_v^* , T_v^* , p_k^* и T_k^* . По этим величинам могут быть определены степень повышения дав-

ления π_k^* и КПД η_k^* . Более подробные сведения о методах испытаний компрессоров излагаются в специальной литературе.

По данным испытаний компрессора на стенде можно построить его характеристику, т. е. зависимость π_k^* и η_k^* от G_v при имевших место в процессе испытаний значениях n , p_v и T_v .

Рассмотрим типичный характер изменения π_k^* по G_v в зависимости от положения дросселя на выходе из компрессора при неизменной частоте вращения n (рис. 4.2). Пусть при $n=n_1$ и при некотором среднем положении дросселя режим работы компрессора изображается на рисунке точкой a . При прикрытии дросселя, как показывает эксперимент, p_k , а следовательно, и π_k^* обычно растут, а G_v падает. Режим компрессора перемещается в точку b . При еще более значительном уменьшении G_v работа компрессора становится неустойчивой. На рисунке этот момент соответствует точке z , являющейся границей устойчивой работы при данной частоте вращения.

Если открывать дроссель, то p_k , а следовательно, и π_k^* будут падать, а G_v увеличиваться. Режим работы компрессора перейдет, например, в точку $в$. При еще большем открытии дросселя падение π_k^* продолжается, но G_v возрастает незначительно или даже остается неизменным — на характеристике появляется вертикальный участок. Если и дальше продолжать открывать дроссель, снижение π_k^* будет происходить только до некоторого минимального значения, отмеченного на рисунке точкой $з$, после чего дальнейшее открытие дросселя уже не изменяет режима работы компрессора. В этом случае из-за значительного увеличения скорости воздуха на выходе из компрессора происходит запирание каналов выходного аппарата последней ступени (скорость в горловинах каналов достигает скорости звука). Режим, характеризующийся параметрами в точке $з$, получил поэтому название режима «запирания» по выходу.

Рассмотренная кривая, изображающая зависимость π_k^* от G_v , называется напорной кривой. На рис. 4.2 показана также кривая изменения η_k^* . Обычно максимальное значение η_k^* достигается при некотором промежуточном положении дросселя, соответствующем точке o (оптимальный режим), а при крайних его положениях η_k^* уменьшается. Наиболее низкое значение η_k^* получается на режиме запирания выходного аппарата.

Если изменить, например уменьшить, частоту вращения ротора компрессора, то вследствие изменения окружной скорости изменится работа, затраченная на вращение каждой ступени, и, следовательно, работа сжатия воздуха. В результате при $n_2 < n_1$ при каж-

дом положении дросселя p_k^* уменьшится, а вместе с ним упадут π_k^* и расход через дроссель, т. е. вся напорная кривая сместится, как показано на рис. 4.2, вниз и влево. Кривая η_k^* также сместится влево.

Если провести испытания компрессора и построить соответствующие зависимости при нескольких значениях частоты вращения, получим полную характеристику компрессора при данных условиях на входе (рис. 4.3). Штриховая линия на этом рисунке соединяет точки z , а штрихпунктирная — точки $з$, соответствующие различным n . Первая из них называется *границей устойчивых режимов работы*, а вторая — *границей запирания компрессора по выходу*. Линия, соединяющая точки o , в которых при каждом значении n достигается максимальная величина η_k^* , носит название линии оптимальных режимов. Наибольшее значение η_k^* достигается обычно при n , меньшей расчетной (на рис. 4.3 при $n=90\%$). Чем выше n , тем круче становятся характеристики, а их вертикальные участки, расположенные ниже линии $з-з$, занимают все большую часть общей протяженности напорных кривых между точками z и $з$.

Детали протекания характеристик зависят от типа компрессора, расчетной степени повышения давления и ряда других факторов. Но общий характер зависимости π_k^* и η_k^* от n и G_v , показанный на рис. 4.3, справедлив для любого компрессора.

Рассмотренная выше характеристика охватывает все возможные режимы устойчивой работы компрессора при тех значениях давления и температуры на входе, которые имели место при проведении его испытаний. Но в условиях эксплуатации значения p_v^* и T_v^* могут сильно изменяться в зависимости от атмосферных условий, скорости и высоты полета, уровня потерь во входном устройстве и т. д. Эти изменения будут влиять на характеристику компрессора.

Установлено, что при изменении только давления воздуха на входе в компрессор в широких пределах (за исключением случая очень сильного его уменьшения) давления во всех других его сечениях изменяются пропорционально давлению на входе, а температуры и числа M потока газа, обтекающего лопатки, остаются неизменными. В этом случае π_k^* и η_k^* не изменяются, а G_v изменяется пропорционально изменению давления, т. е. плотности воздуха на входе.

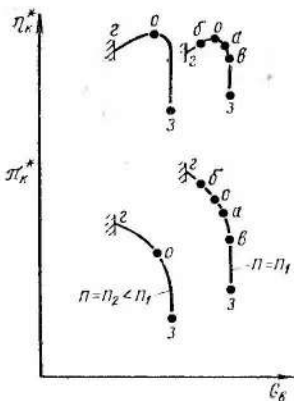


Рис. 4.2. Характеристика компрессора при двух значениях частоты вращения

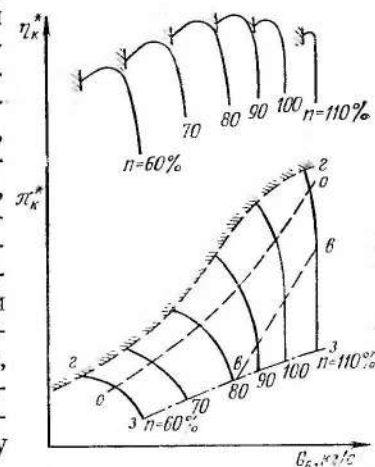


Рис. 4.3. Характеристика многоступенчатого осевого компрессора в широком диапазоне n при фиксированных условиях на входе

Изменение температуры воздуха на входе в компрессор приводит не только к изменению G_v , но также к изменению π_k^* и η_k^* . Так, например, при уменьшении температуры воздуха на входе в компрессор массовый расход воздуха и степень повышения давления возрастают. Рост расхода воздуха при уменьшении температуры на входе в компрессор обусловлен увеличением плотности воздуха ρ_v . Повышение π_k^* является следствием того, что для сжатия более холодного воздуха при неизменном значении π_k^* нужно было бы затрачивать меньшую работу (из-за меньшего значения его удельного объема). Но работа, затрачиваемая на вращение компрессора, при постоянной частоте вращения от внешних условий зависит слабо. Поэтому более холодный воздух может быть сжат до более высокого давления, что и влечет за собой возрастание π_k^* при уменьшении T_v^* .

Итак, характеристика компрессора, изображенная на рис. 4.3, зависит от условий на входе и поэтому не может быть использована непосредственно для определения параметров компрессора в различных условиях эксплуатации. Для того чтобы исключить влияние условий на входе, характеристики компрессоров строят в специально выбранных параметрах, которые устанавливаются на основе теории подобия.

4.2. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ К ТЕЧЕНИЮ ГАЗА В КОМПРЕССОРЕ

Как известно из газовой динамики, установившиеся течения газа являются подобными в том случае, если при обтекании геометрически подобных тел отношения скоростей, давлений и температур для любых сходственных точек в каждый момент времени являются одинаковыми.

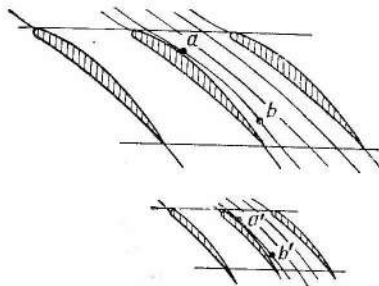


Рис. 4.4. Течение газа в геометрически подобных решетках

На рис. 4.4 показано обтекание геометрически подобных решеток профилей. Чтобы определить, являются ли два сравниваемых течения подобными, выберем в одном из них две произвольные точки, например a и b ; тогда сходственными точками в другом течении будут a' и b' . При подобии рассматриваемых течений выполняются условия:

$$\frac{p_a}{p_b} = \frac{p'_a}{p'_b}; \quad \frac{c_a}{c_b} = \frac{c'_a}{c'_b}; \quad \frac{T_a}{T_b} = \frac{T'_a}{T'_b}. \quad (4.1)$$

Из этого определения следует, что у подобных течений поля скоростей, давлений и температур в любых соответственно расположенных сечениях являются подобными, а при нестационарном процессе течения одинаковым образом изменяются во времени. Геометрически подобными являются также и все линии тока. Последнее свойство подобных течений известно под названием кинематического подобия.

Одной из основных задач теории подобия является выявление достаточных условий подобия, т. е. тех минимальных требований, при соблюдении которых обеспечивается подобие рассматриваемых течений. При этом доказывается, что для получения подобия течений двух газовых потоков необходимо обеспечить равенство ряда критериев подобия и удовлетворить определенным краевым условиям.

В зависимости от физических свойств газа (или жидкости) и характера действующих сил подобие может определяться различными критериями. Так, например, для установившегося течения сжимаемого вязкого газа при наличии теплообмена подобие течений может быть обеспечено в общем случае, если равны следующие критерии подобия:

число Маха $M = \frac{c}{\sqrt{kRT}}$, характеризующее сжимаемость газа;

число Рейнольдса $Re = \frac{cl\rho}{\mu}$, характеризующее вязкость газа;

число Пекле $Pe = \frac{cl\rho c_p}{\lambda}$, характеризующее теплообмен;

число Фруда $Fr = \frac{c^2}{gl}$, характеризующее действие на газ сил земного притяжения, т. е. весомость газа.

Для обеспечения подобия течения газа необходимо, помимо этого, иметь в сходственных точках сравниваемых течений одинаковые показатели адиабаты $k = \frac{c_p}{c_v}$.

Если течение газа является неустановившимся, то должно обеспечиваться еще равенство чисел Струхала $Sh = \frac{l}{ct}$.

В написанных выражениях приняты следующие обозначения:

l — характерный геометрический размер обтекаемого тела; μ — динамический коэффициент вязкости; λ — коэффициент теплопроводности; g — ускорение свободного падения; t — характерное время.

Все величины, входящие в выражения критериев подобия, могут быть взяты в любых сходственных точках (элементах объема) рассматриваемых течений.

Остановимся на краевых условиях. Они подразделяются на начальные и граничные. Начальные условия необходимо учитывать при рассмотрении неустановившихся течений газа. Они определяют значения всех параметров газа в некоторый начальный момент вре-

мени t_0 . При установившемся течении газа, очевидно, начальные условия из рассмотрения исключаются. Граничные условия подобия подразумевают геометрическое подобие обтекаемых тел и подобие полей скоростей, давлений и температур в набегающем потоке, включая одинаковую ориентировку набегающего потока по отношению к обтекающему телу (равенство углов атаки).

В большинстве случаев оказывается невозможным удовлетворить всем этим условиям одновременно. Поэтому приходится прибегать к схематизации явления, состоящей в выделении из числа действующих факторов наиболее важных и пренебрежении остальными. Так, например, при рассмотрении установившегося течения вязкой капельной жидкости допустимо пренебрегать сжимаемостью, но следует учитывать вязкость жидкости и в ряде случаев ее весомость. Определяющими критериями подобия в этом случае будут число Re и число Fr . В иных случаях можно пренебречь также и действием земного притяжения. Тогда достаточным условием подобия будет равенство чисел Re .

При рассмотрении течения газа в элементах двигателя в большинстве случаев можно пренебрегать действием сил земного притяжения, теплообменом, а также изменением показателя адиабаты в зависимости от изменения внешних условий. Основными факторами, которые необходимо здесь учитывать, являются сжимаемость и вязкость. Поэтому при рассмотрении установившегося течения газа определяющими критериями подобия следует считать число M и число Re . Необходимо отметить, что силы вязкости (трения) при больших скоростях движения газа во многих случаях также играют второстепенную роль. В этих случаях подобие течений с достаточной степенью точности определяется только числом M (при выполнении соответствующих краевых условий). Экспериментально установлено, что пренебрегать влиянием числа Re можно лишь в тех случаях, когда оно достаточно велико ($Re > Re_{кр}$, см. подразд. 2.11). По физическому смыслу число Re можно интерпретировать как отношение сил инерции к силам вязкости. Поэтому увеличение числа Re означает уменьшение влияния сил вязкости.

Течения газа, которые можно считать не зависящими от какого-либо из критериев подобия (в определенном диапазоне его изменения), принято называть автомодельными по этому критерию. Практически в компрессорах мощных ГТД на малых и умеренных высотах полета числа Re превышают критические и поэтому течение газа в компрессорных решетках является автомодельным по числу Re . Помимо этого в авиационных компрессорах теплообмен с внешней средой также пренебрежимо мал и учитывать его нет необходимости. Показатель же адиабаты в большинстве случаев можно считать постоянным (не зависящим от изменения температуры воздуха на входе в компрессор). Исключение здесь могут составить только режимы с очень большими числами M полета ($M_H > 3,5 \dots 4$), когда температура на входе в компрессор значительно увеличивается. При сделанных допущениях подобие течений в компрессорах ГТД определяется только равенством чисел M .

В случае обтекания газом неподвижных решеток направляющих и спрямляющих аппаратов подобие течений определяется равенством углов атаки и чисел M , полученных по абсолютной скорости набегающего потока. В решетках рабочих колес для подобия течений необходимо обеспечить равенство углов атаки и чисел M набегающего потока в относительном движении. Эти условия в одном и том же компрессоре или в геометрически подобных компрессорах, как показано ниже, обеспечиваются при соблюдении равенства двух чисел M : числа M_a , взятого по осевой скорости воздуха,

$$M_a = c_a / \sqrt{kRT}, \quad (4.2)$$

и числа M_u , определенного по окружной скорости колеса компрессора,

$$M_u = u / \sqrt{kRT}. \quad (4.3)$$

Значения c_a , u и T для сравниваемых режимов могут быть выбраны в любых сходственно расположенных точках. Обычно принято скорость c_a и температуру T , а следовательно, и число M_a брать на входе в рабочее колесо первой ступени (за входным направляющим аппаратом) на среднем радиусе, а скорость u — на входных кромках рабочего колеса первой ступени на этом же радиусе. В таком случае рассматриваемые параметры будем обозначать c_{a1} , u_1 и T_1 , а числа M — $M_{a1} = c_{a1} / \sqrt{kRT_1}$ и $M_{u1} = u_1 / \sqrt{kRT_1}$.

Используя треугольники скоростей, покажем, что при постоянстве чисел M_{a1} и M_{u1} числа M набегающего потока и углы атаки в компрессорных решетках всех ступеней остаются неизменными и, следовательно, течение воздуха во всем компрессоре является подобным.

Многоступенчатый компрессор представляет собой совокупность неподвижных и вращающихся лопаток (решеток профилей). При входе в компрессор воздух обтекает вначале лопатки входного направляющего аппарата (если он установлен), создающего предварительную закрутку воздуха перед рабочим колесом. Постоянство чисел M_{a1} обеспечивает подобие течений воздуха во входном направляющем аппарате и вследствие этого постоянство углов α_1 и чисел M_{a1} на выходе из него. Из треугольника скоростей на входе в рабочее колесо (см. рис. 2.4) следует, что

$$w_1^2 = c_1^2 + u_1^2 - 2c_1u_1 \cos \alpha_1;$$

разделив все члены этого равенства на kRT_1 , получим

$$M_{w1}^2 = M_{c1}^2 + M_{u1}^2 - 2M_{c1}M_{u1} \cos \alpha_1.$$

При равенстве чисел M_{a1} и M_{u1} и постоянстве M_{c1} и α_1 остается неизменным число M_{w1} .

Из того же треугольника скоростей имеем

$$c_1^2 = w_1^2 + u_1^2 - 2w_1u_1 \cos \beta_1,$$

что при делении на kRT_1 дает

$$M_{c1}^2 = M_{w1}^2 + M_{u1}^2 - 2M_{w1}M_{u1} \cos \beta_1.$$

Отсюда следует неизменность угла β_1 (при постоянстве M_{c1} , M_{w1} и M_{u1}), а следовательно, и угла атаки потока, набегающего на рабочие лопатки. Этим обеспечивается подобие течений в рабочем колесе первой ступени.

Далее можно показать, что течения воздуха в направляющем аппарате, стоящем за колесом, также будут подобными. Это следует из того, что числа M_{w2} и углы β_2 на выходе из лопаток рабочего колеса при подобных течениях должны оставаться неизменными. Постоянными будут также и числа $M_{u2} = u_2 / \sqrt{kRT_2}$, так как для подобных режимов $T_2/T_1 = \text{const}$. Кроме того, у данного компрессора или у компрессоров, геометрически подобных, отношение u_2/u_1 всегда постоянно. На основании сказанного приходим к заключению, что числа M_{c2} , которые, как видно из треугольников скоростей на выходе из колеса (см. рис. 2.4), равны

$$M_{c2}^2 = M_{w2}^2 + M_{u2}^2 - 2M_{w2}M_{u2} \cos \beta_2,$$

будут оставаться постоянными. Этим доказывается, что в рассматриваемом случае будут соблюдаться условия подобия и при течении газа в направляющем аппарате. Аналогичным образом подобие течений будет распространяться на все последующие лопаточные венцы и ступени компрессора, что и будет означать подобие режимов работы компрессора в целом.

Представления о подобии течений газовых потоков служат теоретической предпосылкой для построения характеристик не только компрессоров, но и ряда других элементов ВРД (турбин, входных и выходных устройств и т. п.), являются также основанием для экспериментального получения характеристик отдельных элементов двигателя путем испытания их моделей.

Доказанное положение о том, что равенство двух составляющих числа M на входе в любую турбомашину (или одного числа M на входе в канал при отсутствии вращательного движения) обеспечивает подобие течений, справедливо в том случае, если в каких-либо сечениях проточной части тракта рассматриваемого элемента двигателя не достигаются критические скорости течения. В турбине наличие сверхкритических перепадов в сопловых аппаратах характерно для широкого диапазона режимов ее работы, у компрессоров такое явление называется «запиранием» отдельных лопаточных венцов. В таком случае при равенстве чисел M в одном из сечений элемента двигателя может не обеспечиваться подобие течений для элемента двигателя в целом, поэтому при выборе критериев подобия вместо числа M потока на входе (которое может оставаться не-

изменным при изменении режима работы из-за явления «запирания») следует вводить в рассмотрение какой-либо другой параметр, например отношение давлений или число M на выходе.

4.3. ИЗОБРАЖЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПРЕССОРОВ В ПАРАМЕТРАХ ПОДОБИЯ

Числа M_a и M_u , обеспечивающие подобие течений воздуха в компрессоре, носят название *параметров подобия или критериев подобия режимов компрессора*.

Подобие режимов компрессора означает, что при этом π_k^* и η_k^* остаются постоянными, так как они выражаются только через отношение давлений и температур на входе и выходе. Поэтому, в каких бы условиях ни испытывался компрессор, при постоянстве чисел M_a и M_u всегда будут получаться одни и те же значения π_k^* и η_k^* . Следовательно, если характеристики компрессора строить не в параметрах G_v и n , а в критериях подобия M_a и M_u , то они не будут зависеть (при указанных выше допущениях) от условий эксперимента, т. е. будут универсальными. В частности, характеристики, снятые в стендовых условиях, будут оставаться справедливыми для условий полета. Или, например, при стендовых испытаниях в целях снижения мощности для привода компрессора могут применяться такие установки (вакуумного типа), в которых давление на входе в процессе испытаний может быть значительно меньше атмосферного (или меньше соответствующего давления в условиях полета) и т. д. При этом не следует забывать, что применение теории подобия будет давать правильные результаты при соблюдении всех указанных выше условий (допущений), т. е. при наличии автомодельности по числу Re , а также при подобии полей параметров газа и при отсутствии пульсаций потока (нестационарности) на входе в компрессор.

Для практической работы с характеристиками компрессоров параметры M_a и M_u не всегда являются удобными, поэтому при построении характеристик компрессора часто используют величины, которые пропорциональны критериям подобия M_a и M_u или однозначно через них выражаются. Так, вместо числа M_a при построении характеристик компрессора можно применять параметр $G \sqrt{T_{в}^*}/p_{в}^*$, а вместо числа M_u — параметр $n/\sqrt{T_{в}^*}$. Первый из этих параметров, как легко показать, является однозначной функцией числа M_a . Второй же зависит только от M_a и M_u . В таком случае параметры $G_v \sqrt{T_{в}^*}/p_{в}^*$ и $n/\sqrt{T_{в}^*}$ также являются параметрами подобия, так как постоянство этих величин соответствует постоянству чисел M_a и M_u . Докажем это.

Уравнение расхода, написанное для сечения на входе в компрессор, имеет вид

$$G_v = m_v \frac{p_{в}^*}{\sqrt{T_{в}^*}} F_v q(\lambda_v), \quad (4.4)$$

где величина m_v зависит только от k и R и при сделанных допущениях остается неизменной, если, конечно, сравниваются режимы компрессоров, работающих на одинаковых рабочих телах; в частности, для воздуха $m_v=0,0404$. Следовательно, параметр $G_v \sqrt{T_v^*/p_v^*}$, равный

$$G_v \sqrt{T_v^*/p_v^*} = 0,0404 F_v q(\lambda_v), \quad (4.5)$$

пропорционален относительной плотности тока на входе в компрессор. Последняя является однозначной функцией числа Ma .

Для параметров $n/\sqrt{T_v^*}$ можно написать следующее соотношение:

$$\frac{n}{\sqrt{T_v^*}} = \frac{60u}{\pi D_{ср} \sqrt{T_v^*}} = \frac{60 \sqrt{kR}}{\pi D_{ср}} \sqrt{\frac{T_v^*}{T_v}} M_u, \quad (4.6)$$

где
$$\frac{T_v^*}{T_v} = 1 + \frac{k-1}{2} M_u^2 = f(M_u).$$

Итак, при постоянстве параметра $G_v \sqrt{T_v^*/p_v^*}$ сохраняются неизменными Ma и отношение температур T_v^*/T_v , а при постоянстве еще и $n/\sqrt{T_v^*}$ выполняется условие $M_u = \text{const}$. Следовательно, параметры $G_v \sqrt{T_v^*/p_v^*}$ и $n/\sqrt{T_v^*}$ являются критериями подобия для компрессора и могут применяться для построения характеристик компрессоров наряду с параметрами Ma и M_u .

При построении характеристик компрессора, как видно из (4.5), вместо параметра $G_v \sqrt{T_v^*/p_v^*}$ можно также использовать относительную плотность тока $q(\lambda_v)$ на входе в компрессор.

Вместо параметров $G_v \sqrt{T_v^*/p_v^*}$ и $n/\sqrt{T_v^*}$ часто используют пропорциональные им величины

$$G_{в.пр} = G_v \frac{101300}{p_v^*} \sqrt{\frac{T_v^*}{288}} \quad \text{и} \quad n_{пр} = n \sqrt{\frac{288}{T_v^*}}, \quad (4.7)$$

называемые *приведенным расходом воздуха* и *приведенной частотой вращения*. Эти параметры удобны тем, что имеют физически ясную размерность и при работе компрессора на стенде в стандартных атмосферных условиях при отсутствии потерь во входных каналах они численно равны действительным значениям частоты вращения и расхода воздуха.

На рис. 4.5 приведены характеристики многоступенчатого осевого компрессора в параметрах $G_{в.пр}$ и $n_{пр}$. Как видно, они по внешнему виду ничем не отличаются от характеристик, построенных в зависимости от G_v и n (см. рис. 4.3). Характеристики компрессора, построенные в параметрах $q(\lambda_v)$ и $n_{пр}$, отличаются от характеристик в параметрах $G_{в.пр}$ и $n_{пр}$ только изменением масштаба по оси абсцисс.

В ряде случаев в качестве параметров подобия при построении характеристик принимают также

$$\lambda_a = c_a/a_{кр} \quad \text{и} \quad \lambda_u = u_k/a_{кр} = u/\bar{r}_{1ср} a_{кр}. \quad (4.8)$$

Возможность такого выбора параметров очевидна, так как $a_{кр} = 18,3 \sqrt{T_v^*}$ и, следовательно, $\lambda_u \propto n/\sqrt{T_v^*}$. С другой стороны, приведенная скорость λ_a является однозначной функцией параметра подобия Ma .

Вместо λ_u (или $n_{пр}$) можно рассматривать приведенную окружную скорость $u_{к.пр}$, равную

$$u_{к.пр} = u_k \sqrt{\frac{288}{T_v^*}}. \quad (4.9)$$

При построении характеристик компрессора используют и другие критерияльные параметры, являющиеся однозначными функциями или сочетанием рассмотренных. Кроме того, на характеристиках компрессоров часто вместо истинного значения параметров $n_{пр}$, $u_{к.пр}$, η_k^* и т. д. указывают относительные их значения, выраженные в долях или процентах расчетного, например относительную частоту вращения $\bar{n}_{пр} = n_{пр}/n_{пр.р}$, где индекс «р» служит указанием расчетного режима.

В практике расчета характеристик авиационных ГТД широко используется форма представления характеристик компрессора, показанная на рис. 4.6. Они построены в виде зависимостей π_k^* от $q(\lambda_v)$ и η_k^* от π_k^* . В этих координатах практически удобнее производить отсчет КПД компрессора.

Для определения режимов совместной работы каскадов компрессора в двигателях многовальных схем удобно иметь характеристики каскадов низкого и среднего давления, построенные не только по относительной плотности тока на входе $q(\lambda_v)$, но и по относительной плотности тока на выходе $q(\lambda_k)$. При этом вместо КПД компрессора используется отношение подогрева воздуха в нем к полной температуре воздуха на выходе из компрессора, т. е. $\Delta T_k^*/T_k^*$, или $\tau_k^* = 1 + \Delta T_k^*/T_v^* = T_k^*/T_v^*$.

Очевидно, что

$$\frac{\Delta T_k^*}{T_k^*} = \frac{\tau_k^* - 1}{\tau_k^*}. \quad (4.10)$$

Эта формула определяет связь между $\Delta T_k^*/T_k^*$ и параметром τ_k^* .

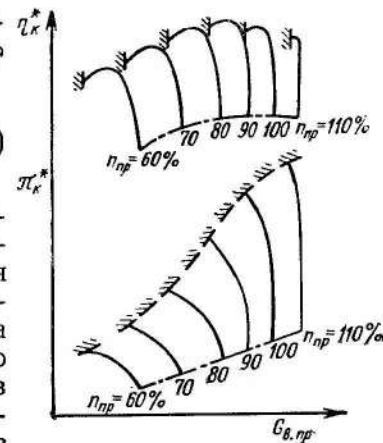


Рис. 4.5. Характеристика компрессора в параметрах подобия $G_{в.пр}$ и $n_{пр}$

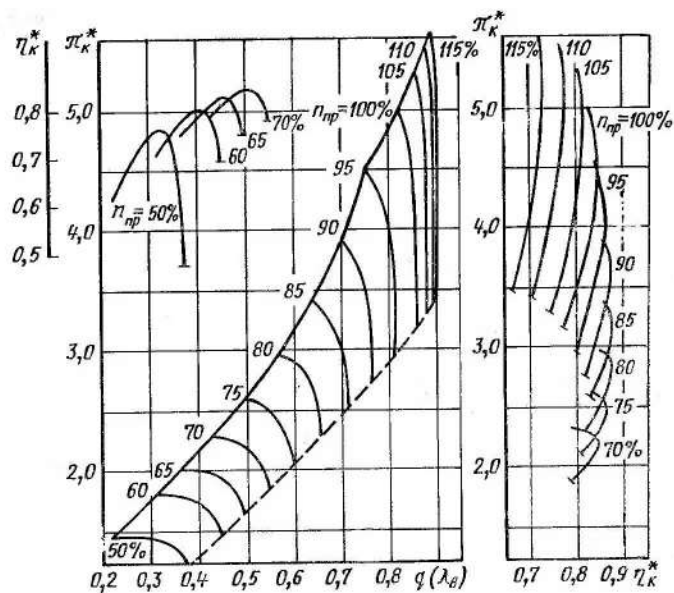


Рис. 4.6. Характеристика компрессора, построенная по относительной плотности тока на входе

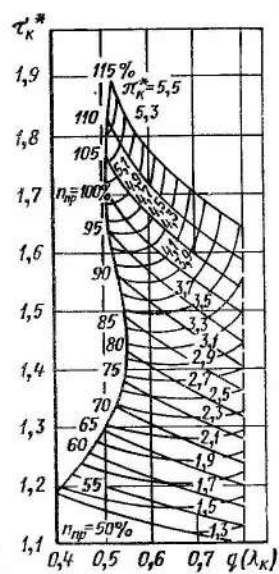


Рис. 4.7. Характеристика компрессора, построенная по относительной плотности тока на выходе

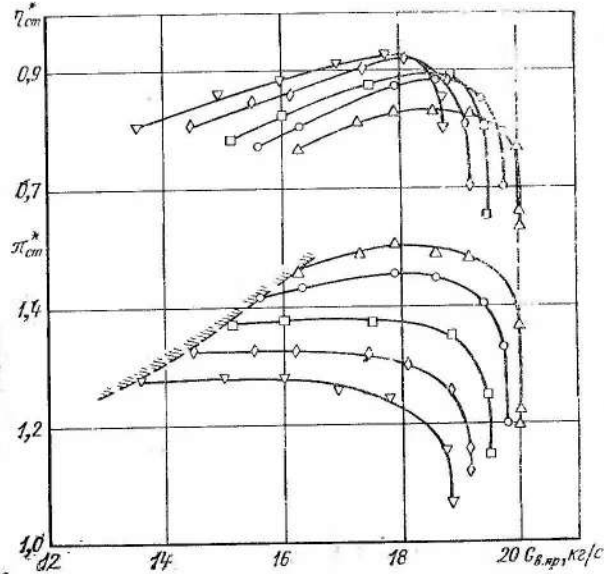


Рис. 4.8. Характеристика околосзвуковой ступени компрессора при различных приведенных окружных скоростях:

△—344 м/с; ○—328 м/с; □—312 м/с; ◇—295 м/с; ▽—278 м/с

Вид характеристик компрессора, представленных в виде зависимостей τ_k от $q(\lambda_k)$, показан на рис. 4.7. Условием совместной работы этого компрессора со вторым стоящим за ним компрессором будет равенство значений $F_{k1}q(\lambda_k)_1 = F_{k2}q(\lambda_k)_2$, что и определяет удобство использования характеристик компрессора, построенных в указанных координатах.

4.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ СТУПЕНИ КОМПРЕССОРА

Характеристики ступени одноступенчатого компрессора могут изображаться в тех же координатах и имеют в общем такой же вид, как и характеристики многоступенчатых машин (рис. 4.8).

В теории компрессоров часто используют также безразмерные характеристики, представляющие собой зависимость коэффициента адиабатического напора $\bar{H}^*$ и КПД ступени от коэффициента расхода $\bar{c}_a$ при постоянных значениях $u_{k,пр}$. Нетрудно убедиться в том, что параметры $\bar{H}^*$ и $\bar{c}_a$ являются критериальными. В частности, коэффициент расхода может быть представлен как $\bar{c}_a = \frac{c_{1a}}{u_k} = \frac{\lambda_a}{\lambda_u}$,

т. е. является функцией критериальных параметров и, кроме того, как следует из (2.21), однозначно определяет значение угла β_1 и, следовательно, угол атаки на лопатках рабочего колеса.

При неизменном значении β_1 и β_2 , как следует из треугольника скоростей, закрутка воздуха в колесе должна быть примерно пропорциональна u . Следовательно, эффективная и соответственно адиабатическая работа должны изменяться при этом пропорционально квадрату окружной скорости, т. е. коэффициент $\bar{H}^*$ должен быть примерно постоянным. Таким образом, безразмерные характеристики ступеней должны гораздо меньше зависеть от окружной скорости колеса, чем характеристики, представленные в обычных координатах. Это подтверждается данными рис. 4.9, где для иллюстрации приведена безразмерная характеристика той же ступени, что и на рис. 4.8. Слабая зависимость безразмерных характеристик от $u_{k,пр}$ облегчает анализ их протекания.

Рассмотрим изменение $\bar{H}^*$ и $\eta_{ст}^*$ по $\bar{c}_a$. При неизменном значении окружной скорости ($u_k = \text{const}$) вместо изменения $\bar{H}^*$ можно рассматривать изменение $L_{ад,ст}^*$, а изменение $\bar{c}_a$ можно заменить изменением осевой скорости c_{1a} . При этом для упрощения будем вести анализ вначале при малых окружных скоростях, когда влияние сжимаемости воздуха несущественно, кроме того, вход воздуха в ступень будем полагать осевым.

На рис. 4.10 изображены треугольники скоростей для рабочего колеса осевой ступени при трех различных значениях осевой скорости. Как видно, изменение осевой скорости непосредственно сказывается на величине угла атаки i на лопатках рабочего колеса и на величине закрутки воздуха в колесе $\Delta\omega_u$. Увеличение c_{1a} приводит к увеличению β_1 , т. е. к уменьшению угла атаки. Направление вектора скорости ω_2 за колесом при этом изменяется мало, т. е. $\beta_2 \approx \text{const}$. В результате при увеличении c_{1a} закрутка воздуха в ко-

лесе Δw_u уменьшается. Уменьшение осевой скорости, наоборот, ведет к увеличению угла атаки и к увеличению закрутки воздуха в рабочем колесе. Аналогичный результат получается и при $\alpha_1 \neq 90^\circ$.

Указанное изменение закрутки при изменении осевой скорости определяет характер изменения работы вращения ступени по коэффициенту расхода. Пренебрегая изменением L_u по радиусу, ра-

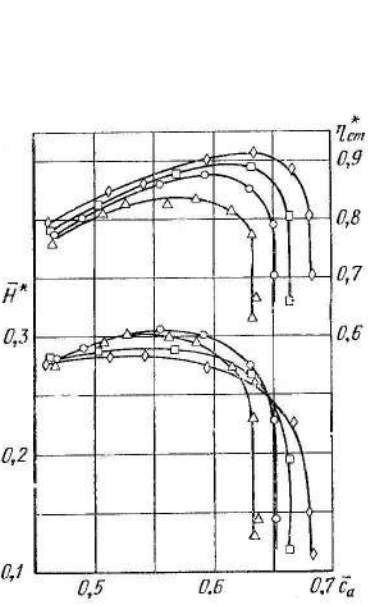


Рис. 4.9. Безразмерная характеристика ступени компрессора при различных приведенных окружных скоростях:
 Δ —344 м/с; $\circ$ —312 м/с; $\square$ —295 м/с

боту на валу ступени при постоянном значении окружной скорости согласно (2.4) следует считать пропорциональной значению Δw_u на среднем радиусе. Из треугольника скоростей (см. рис. 2.3) будем иметь (при $c_{2a} = c_{1a}$ и $\alpha_1 = 90^\circ$):

$$\Delta w_u = u - c_{1a} \operatorname{ctg} \beta_2. \tag{4.11}$$

Следовательно, если принять значение угла β_2 постоянным, то зависимость Δw_u и соответственно $L_{ст}$ от c_{1a} должна быть линейной. Причем при типичных для осевых ступеней значениях $\beta_2 < 90^\circ$ работа вращения ступени уменьшается с ростом c_{1a} (т. е. с ростом коэффициента расхода), как показано линией $a-a$ на рис. 4.11.

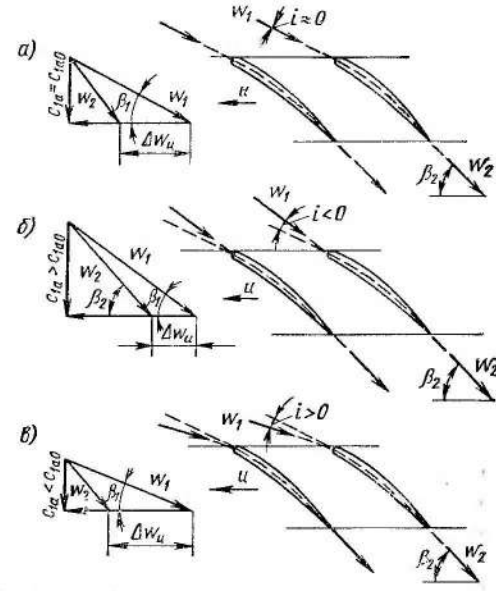


Рис. 4.10. Треугольники скоростей и схема обтекания лопаток рабочего колеса ступени осевого компрессора при постоянной окружной скорости и различных значениях c_{1a} :
 a —при $c_{1a} = c_{1a0}$ (при нулевом угле атаки);
 b —при $c_{1a} > c_{1a0}$; c —при $c_{1a} < c_{1a0}$

Для анализа характера изменения $L_{ал.ст}^*$ и $\eta_{ст}^*$ при изменении c_{1a} целесообразно рассмотреть уравнение Бернулли для ступени (2.9):

$$L_{ст} = L_{ал.ст} + \Delta L_r + \frac{c_3^2 - c_1^2}{2} + L_r.$$

Пренебрегая здесь величиной ΔL_r и учитывая, что $L_{ал.ст} + \frac{c_3^2 - c_1^2}{2} \approx L_{ал.ст}^*$, получим

$$L_{ал.ст}^* \approx L_{ст} - L_r. \tag{4.12}$$

Согласно (2.50) гидравлические потери в решетке профилей рабочего колеса равны

$$L_{r,к} = \xi_{р,к} \frac{w_1^2}{2}, \tag{4.13}$$

где коэффициент $\xi_{р,к}$ при малых числах M для решетки с данными геометрическими параметрами зависит только от угла атаки. Ти-

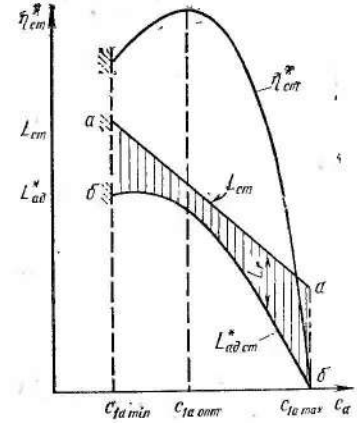


Рис. 4.11. Изменение эффективной работы, адиабатического напора и КПД осевой ступени при изменении осевой скорости воздуха ($n = \text{const}$)

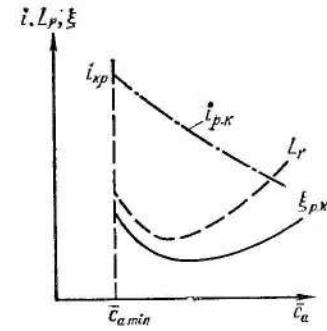


Рис. 4.12. Изменение угла атаки и гидравлического сопротивления рабочего колеса осевой ступени при изменении $\bar{c}_a$

пичная зависимость $\xi = f(i)$ была показана выше на рис. 2.26. На рис. 4.12 эта зависимость перестроена по коэффициенту расхода $\bar{c}_a$ с учетом того, что увеличение $\bar{c}_a$ соответствует уменьшению i . Значение $\bar{c}_{a \min}$ соответствует критическому углу атаки, за которым находится область срывных режимов обтекания рабочих лопаток. На рис. 4.12 показано также изменение L_r для рабочего колеса, которое аналогично изменению ξ . Некоторое различие между кривыми объясняется влиянием изменения w_1 при изменении $\bar{c}_a$.

Аналогичным образом изменяются и потери в спрямляющем аппарате, поскольку изменение $\bar{c}_a$ сопровождается одновременным и качественно одинаковым изменением углов атаки как на лопатках колеса, так и на лопатках аппарата. Поэтому кривая L_r на рис. 4.12 практически изображает характер изменения потерь при изменении $\bar{c}_a$ не только в рабочем колесе, но и в ступени в целом, и, вычтя соответствующие ей отрезки из ординат линии $a-a$ на рис. 4.11, получим в соответствии с формулой (4.12)

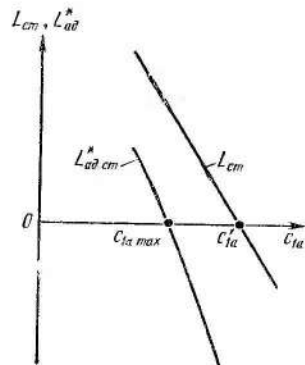


Рис. 4.13. К объяснению особенностей работы ступени вблизи режима нулевого напора

кривую изменения адиабатической работы ступени $L_{ад,ст}^*$ по c_{1a} (кривая $b-b$).

Соотношение $L_{ад,ст}^*$ и $L_{ст}$ согласно формуле (2.16) определит значение КПД ступени при каждом значении c_{1a} .

Проанализируем полученные кривые. Так как $L_{ст}$ уменьшается с ростом c_{1a} , максимум $\eta_{ст}^*$ достигается при значении $c_{1a\text{ опт}}$, лежащем несколько левее минимума потерь, а максимум напора, т. е. максимум $L_{ад,ст}^*$ располагается еще левее. Полезный (рабочий) диапазон изменения c_{1a} ограничен здесь слева границей срыва $c_{1a\text{ min}}$, а справа — значением $c_{1a\text{ max}}$, при котором из-за падения $L_{ст}$ и одновременного возрастания гидравлических потерь адиабатический напор, а вместе с ним и КПД ступени обращаются в нуль.

Отметим, что в рассматриваемом случае пониженных окружных скоростей ступень при осевых скоростях, близких к $c_{1a\text{ max}}$, может работать на нескольких принципиально различных режимах (рис. 4.13). При $c_{1a} < c_{1a\text{ max}}$ ступень потребляет мощность и создает напор. Это область обычных компрессорных режимов ее работы. При существенном увеличении коэффициента расхода до значений, соответствующих $c_{1a} > c'_{1a}$, не только $L_{ад,ст}^*$, но и $L_{ст}$ становятся отрицательными. Иными словами, ступень не потребляет, а создает мощность на валу колеса за счет работы расширения газа ($p_3^* < p_1^*$). Эта область называется поэтому областью турбинных режимов работы ступени. При $c_{1a} = c'_{1a}$ ступень не потребляет и не создает мощности, а свободно вращается под действием проходящего через нее потока воздуха (режим авторотации). Наконец, между $c_{1a\text{ max}}$ и c'_{1a} лежит область режимов, в которой компрессорная ступень потребляет мощность, но не создает напора ($\eta_{ст}^* < 0$), работая как мешалка.

Рассмотрим далее влияние типа ступени на ее характеристику. Прежде всего заметим, что, как видно из формулы (4.11), чем больше β_2 , т. е. чем меньше $\text{ctg } \beta_2$, тем в меньшей степени изменяется $L_{ст}$ при изменении c_{1a} . С другой стороны, используя формулы

(4.11) и (2.26) и опуская для упрощения индекс «ср», получим для коэффициента нагрузки осевой ступени (при осевом входе) выражение

$$\mu = 1 - \frac{c_{1a}}{u} \text{ctg } \beta_2, \quad (4.14)$$

откуда следует, что чем меньше $\text{ctg } \beta_2$, тем выше коэффициент нагрузки ступени. Сравнивая эти два положения, нетрудно прийти к заключению, что чем выше коэффициент нагрузки, тем более полого протекает зависимость $L_{ст}$ от c_{1a} . Это утверждение оказывается справедливым и для осевых ступеней с $\alpha_1 \neq 90^\circ$ и для ступеней других типов (центробежных, диагональных).

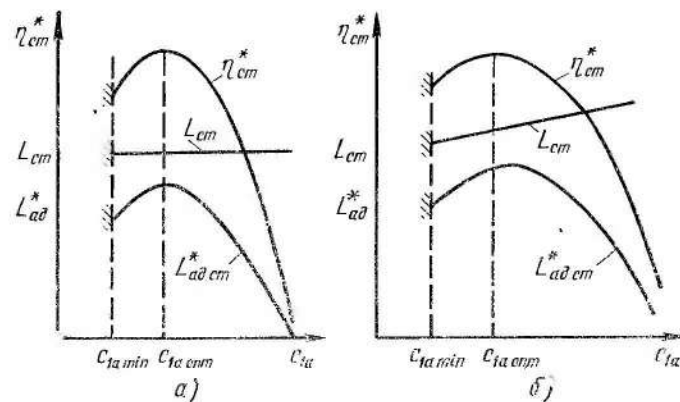


Рис. 4.14. Характеристика центробежной ступени: а— $\beta_2 \approx 90^\circ$; б— $\beta_2 > 90^\circ$

Рассмотрим, например, центробежную ступень с радиальными лопатками рабочего колеса. У такой ступени угол β_2 близок к 90° и соответственно коэффициент нагрузки близок к единице. В то же время при $\beta_2 \approx 90^\circ$ изменение расходной составляющей скорости воздуха за колесом c_{2r} , как видно из рис. 2.6, б, практически не влияет на c_{2u} . Следовательно, при осевом входе согласно формуле (2.5) эффективная работа такой ступени не будет зависеть от расхода воздуха и характеристика ступени будет иметь вид, показанный на рис. 4.14, а. В этом случае максимумы $L_{ад,ст}^*$ и $\eta_{ст}^*$ будут совпадать и, кроме того, режим нулевого напора $c_{a\text{ max}}$, очевидно, будет достигаться позднее (при большем увеличении осевой скорости по сравнению с оптимальной), чем для осевых ступеней с обычными значениями коэффициента нагрузки $\mu \leq 0,3 \dots 0,4$. В этом смысле говорят, что центробежная ступень имеет более пологую характеристику, чем осевая.

В центробежной ступени с лопатками, загнутыми по направлению вращения ($\beta_2 > 90^\circ$), увеличение расхода, как следует из рис.

2.6, з, приведет к увеличению c_{2u} , т. е. к увеличению $L_{ст}$. Характеристика примет вид, показанный на рис. 4.14, б.

Следует подчеркнуть, что указанное различие в характеристиках центробежных и осевых ступеней является в значительной мере условным. Применяя густые решетки с большими углами отклонения потока можно обеспечить и в осевой ступени $\beta_2 \geq 90^\circ$ (при осевом входе в колесо), т. е. получить для нее характеристики типа показанных на рис. 4.14. С другой стороны, центробежная ступень с рабочим колесом, имеющим лопатки, типа изображенных на рис. 2.6, в, будет иметь характеристику, близкую к изображенной на рис. 4.11.

Перейдем далее к анализу влияния окружной скорости колеса на характеристику ступени. При изменении окружной скорости оптимальные углы атаки изменяются незначительно. Поэтому значения $\bar{c}_a$ опт почти не изменяются. Критический угол атаки обычно несколько уменьшается с ростом M_{w1} , и поэтому $\bar{c}_{a \min}$ слегка увеличивается с увеличением $u_{к.пр}$. Максимальные значения КПД ступени при докритических значениях M_{w1} изменяются мало, но при высоких $u_{к.пр}$, характерных для расчетных режимов работы авиационных компрессоров, заметно снижаются из-за влияния волновых потерь. Кроме того, в характере протекания напорных кривых и кривых КПД при высоких окружных скоростях проявляются особенности, связанные с тем, что увеличение $\bar{c}_a$ приводит к росту w_1 , что при одновременном увеличении β_1 ведет к быстрому росту скоростей в горловинах межлопаточных каналов (см. рис. 2.35). В результате уже при небольшом увеличении $\bar{c}_a$ по сравнению с $\bar{c}_{a \text{ опт}}$ в горловинах может быть достигнута скорость звука, т. е. произойдет «запирание» решеткой РК или НА ступени. Дальнейшее увеличение $\bar{c}_a$ оказывается невозможным. При уменьшении сопротивления течению воздуха за ступенью потери в ней резко растут и $L_{ал.ст}$ падает — на характеристике появляется вертикальный участок (см., например, кривую $u_{к.пр} = 344$ м/с на рис. 4.8 и рис. 4.9). Пространственность потока в ступени (различия в значениях M_{w1} , β_1 и a_t на разных радиусах) делает описываемое явление более сложным, но не изменяет его существа.

Явление запирания при высоких $u_{к.пр}$ наступает обычно раньше, чем ступень перестает создавать напор, и притом тем раньше, чем выше числа M набегающего на лопатки потока. Поэтому при высоких окружных скоростях турбинные режимы не реализуются, а диапазон возможных значений коэффициента расхода между $\bar{c}_{a \min}$, $\bar{c}_{a \max}$ существенно снижается (см. рис. 4.9).

Уменьшение этого диапазона и появление вертикальных участков характеристик при повышенных окружных скоростях наблюдается для ступеней всех типов. Поэтому различия в величине диапазона возможных значений $\bar{c}_a$ и в крутизне напорных характеристик осевых, диагональных и центробежных ступеней с различными коэффициентами нагрузки при высоких окружных скоростях в значительной мере сглаживаются.

4.5. СРЫВНЫЕ И НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ СТУПЕНИ

Как уже указывалось, при $\bar{c}_a < \bar{c}_{a \min}$ из-за превышения критических углов атаки в лопаточных венцах ступени возникает срыв потока, следствием которого могут явиться серьезные нарушения нормальной работы компрессора в эксплуатации.

Из-за существенного усложнения структуры потока в ступени на срывных режимах, нарушения осевой симметрии и развития нестационарных процессов исследование этих режимов возможно только при применении специальной малоинерционной аппаратуры. Ниже излагаются основные результаты исследований особенностей возникновения и развития срывных течений в различных осевых ступенях; многие из этих особенностей могут наблюдаться также и в центробежных или диагональных ступенях.

1. Вследствие производственных отклонений в геометрии отдельных лопаток и всегда имеющихся в реальных условиях асимметрии потока и крупномасштабной турбулентности срыв потока возникает не на всех лопатках одновременно. При этом напор, создаваемый попавшими в срыв лопатками, оказывается существенно меньшим, чем напор, создаваемый соседними элементами ступени, работающими еще без срыва.

Из-за этого различия возникает тенденция к возвратному течению воздуха, сжатого нормально работающей частью лопаток колеса, через области срыва навстречу основному потоку, и во многих случаях действительно возникает такое течение (рис. 4.15). В то же время из-за вызванного срывом уменьшения реального проходного сечения ступени осевая скорость воздуха около той части лопаток, которая работает без срыва, может даже возрасти, что соответствует снижению местных углов атаки. Таким образом, первоначальные отличия в условиях обтекания различных лопаток ступени (или частей лопаток) усиливаются, и возникает четкое и устойчивое разделение потока на зоны срыва и области нормального обтекания с углами атаки меньше критических. При этом возникновение обратных токов в межлопаточных каналах рабочего колеса обычно сопровождается резким возрастанием радиальных составляющих скорости воздуха в колесе и нарушением осевой симметрии течения.

2. Возникшие срывные зоны, за редким исключением, не остаются связанными с одними и теми же лопатками колеса или аппарата, а равномерно перемещаются в окружном направлении. Это явление получило название *вращающегося срыва*.

Одной из причин перемещения (вращения) срывных зон является растекание воздушного потока по обе стороны занятых срывом межлопаточных каналов, показанное схематично на рис. 4.16. Как видно, направление вектора скорости набегающего на лопатки потока по обе стороны от зоны срыва изменяется таким образом, что на лопатках, расположенных на схеме справа от зоны срыва, углы атаки увеличиваются, что приводит к распространению срыва на эти лопатки. С противоположной стороны, наоборот, углы атаки

уменьшаются, и срыв, если он имел место, прекращается. Таким образом, зона срыва будет перемещаться в правую сторону. Если рассматриваемая решетка принадлежит рабочему колесу, то указанное направление соответствует перемещению зоны срыва против направления вращения колеса (в относительном движении), а если решетка принадлежит направляющему аппарату — перемещению срыва по направлению вращения колеса (в абсолютном движении). Срывная зона в осевой ступени охватывает обычно одновременно и колесо и частично направляющий аппарат. Поэтому для получения

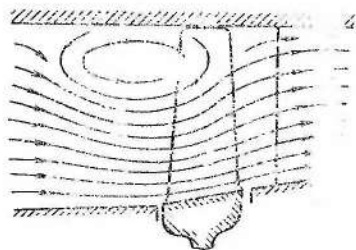


Рис. 4.15. Течение воздуха через ступень с малым относительным диаметром втулки при $c_a < c_{a \min}$



Рис. 4.16. Схема течения воздуха в компрессорной решетке при наличии срывной зоны

указанного направления перемещения зоны срыва относительно обеих решеток она должна вращаться (относительно стенок корпуса) в сторону вращения колеса, но с угловой скоростью Ω , меньшей угловой скорости вращения колеса ω , что и наблюдается в действительности.

При этом, как показывают экспериментальные исследования, при изменении частоты вращения рабочего колеса скорость вращения зоны срыва изменяется почти пропорционально ω , так что относительная скорость вращения зон $\bar{\omega} = \Omega/\omega$ в широком диапазоне режимов работы ступени остается практически неизменной. Для примера на рис. 4.17 приведены результаты экспериментального определения $\bar{\omega}$ при различных частотах вращения для трех осевых ступеней.

Механизм перемещения срывных зон в осевой ступени связан также с наличием относительного движения вращающихся и неподвижных решеток. В результате этого движения межлопаточные каналы, находящиеся в данный момент в зоне срыва и заполненные потоком, имеющим малые или даже отрицательные осевые скорости, оказываются через некоторое время расположенными против каналов соседней решетки, в которых срыв не имел места. Вследствие этого в каналах, где срыва раньше не было, течение тормозится и углы атаки становятся больше критических, а в каналах, ранее занятых срывным потоком, наоборот, происходит увеличение осевой скорости.

Из-за указанного взаимодействия соседних решеток скорость вращения срывных зон оказывается зависящей от числа лопаточных венцов в ступени (например, от отсутствия или наличия входного направляющего аппарата) и от осевого зазора между соседними венцами. При прочих равных условиях скорость вращения срывных зон уменьшается при увеличении числа венцов в ступени, как это видно из рис. 4.18.

3. Число срывных зон может быть различным в зависимости от типа ступени и режима ее работы. Если число зон превышает еди-

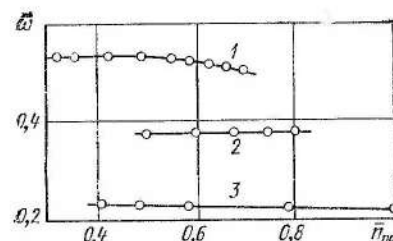


Рис. 4.17. Зависимость относительной скорости вращения срывных зон от $n_{пр}$ для трех ступеней (РК+НА):

1— $\bar{d}=0,4$; 2— $\bar{d}=0,75$; 3— $\bar{d}=0,875$

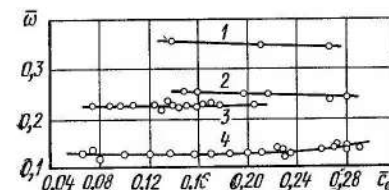


Рис. 4.18. Зависимость относительной скорости вращения срывных зон от коэффициента расхода и числа лопаточных венцов в ступени (с одним и тем же рабочим колесом):

1—изолированное рабочее колесо; 2—ступень без ВНА (РК+НА); 3—ступень без направляющего аппарата (ВНА+РК); 4—ступень, состоящая из трех венцов (ВНА+РК+НА)

ницу, то устойчивым их положением является в большинстве случаев такое, при котором они размещены равномерно по окружности и вращаются с одинаковой скоростью.

При изменении коэффициента расхода (т. е. при изменении углов атаки) в области $c_a < c_{a \min}$ в обычно применяемых в авиадвигателях ступенях с осевым входом или с умеренной положительной закруткой воздуха перед колесом скорость вращения срывных зон остается практически неизменной (см. рис. 4.18). Но число их может изменяться при этом в ту или другую сторону.

4. В ступенях с большими значениями относительного диаметра втулки ($\bar{d} \approx 0,7 \dots 0,75$ и более), имеющих относительно короткие лопатки, срыв возникает почти одновременно по всей высоте лопатки и быстро (за 0,01—0,02 с) распространяется на значительную часть окружности лопаточного венца. Возникает обычно одна мощная срывная зона, занимающая от одной трети до половины окружности колеса (рис. 4.19) и вращающаяся со скоростью, меньшей половины скорости вращения ротора ($\bar{\omega} = 0,1 \dots 0,4$, см. рис. 4.17).

В зоне срыва часто наблюдаются обратные токи воздуха, направленные навстречу основному потоку. В результате сильного дросселирующего действия мощной зоны срыва и больших потерь

в ней расход воздуха через ступень и создаваемый ею напор после возникновения срыва резко падают. Режим работы ступени скачком переходит в точку B (см. рис. 4.19). Характеристика ступени оказывается разрывной. Таким образом, при дросселировании ступени с относительно короткими лопатками даже при отсутствии развития автоколебаний (см. подразд. 4.7) может наблюдаться неустойчивая работа, проявляющаяся в самопроизвольном переходе ступени на срывную ветвь ее характеристики с существенно более низким уровнем напора, расхода и КПД.

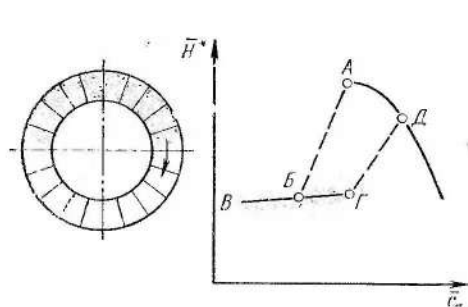


Рис. 4.19. Срывная зона (вид спереди) и характеристика ступени с относительно короткими лопатками

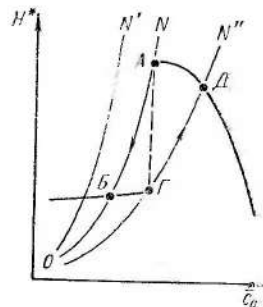


Рис. 4.20. К объяснению статической неустойчивости и гистерезиса характеристик ступени

Если после перехода режима работы ступени в точку B продолжать уменьшать расход воздуха через нее, то зона срыва увеличивается в размерах, занимая все большую часть окружности колеса. Напор и в особенности КПД ступени при этом продолжают падать. Кривая $B\bar{B}$ на рис. 4.19 отражает только изменение осредненных значений $\bar{H}^*$ и $\bar{c}_a$ в этой области режимов, поскольку поток здесь существенно неравномерен по окружности колеса и во времени.

При увеличении расхода воздуха размеры срывной зоны уменьшаются, но вследствие описанной выше устойчивости срывной формы течения она сохраняется до значений $\bar{c}_a$, заметно превышающих значение $\bar{c}_a$ в точке B . Только после существенного увеличения $\bar{c}_a$ — до режима G срывные зоны распадаются, и ступень переходит в точку D , соответствующую нормальной бесрывной форме течения. Таким образом, у ступеней с короткими лопатками наблюдается четко выраженный гистерезис характеристики.

Возникновение разрыва характеристики ступени и наличие гистерезиса можно объяснить также следующим образом (рис. 4.20). Из-за быстрого развития срывных зон при $\bar{c}_a < \bar{c}_{a \min}$ адиабатический напор ступени резко падает и характеристика ступени приобретает вид, изображенный на рис. 4.20 линией AGB . С другой стороны, связь между создаваемым ступенью напором и расходом воздуха через дроссель или сопловой аппарат турбины (или через другие элементы газового тракта) изображается линией ON , называемой характеристикой сети и имеющей обычно параболический характер. При увеличении сопротивления сети ее характеристика становится более крутой (линия ON'), а при уменьшении — более пологой (ON'').

Если пересечение характеристики ступени и характеристики сети имеет такой характер, как, например, в точке D , то соответствующий этой точке режим работы ступени является устойчивым.

Если же в результате увеличения сопротивления сети режим работы ступени переместится в точку A , то при малейшем уменьшении $\bar{c}_a$ ступень из-за резкого падения $\bar{H}^*$ будет развивать меньший напор, чем требуется для поддержания данного коэффициента расхода. В результате расход воздуха через ступень будет самопроизвольно падать до тех пор, пока режим работы ступени не переместится в точку B , где снова восстановится состояние устойчивого равновесия. Обратный переход режима работы ступени на правую (бесрывную) ветвь характеристики может произойти, очевидно, только при таком уменьшении сопротивления сети, которое соответствует переходу из точки B в точку G .

Таким образом, разрыв и гистерезис характеристики ступени с большими значениями $\bar{d}$ могут быть объяснены особым характером пересечения напорной характеристики такой ступени и характеристики сети, приводящим к появлению так называемой статической неустойчивости системы в точках A и G . При этом следует иметь в виду, что участок AG на характеристике ступени может быть и не вертикальным: точка G может располагаться как левее, так и правее точки A .

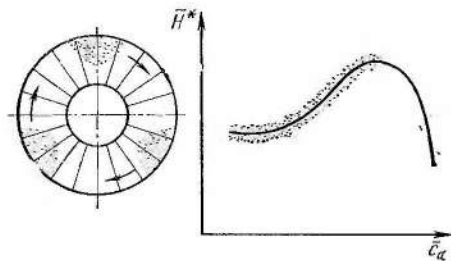


Рис. 4.21. Срывные зоны (вид спереди) и характеристика ступени с относительно длинными лопатками

5. В ступенях с малыми $\bar{d}$ (0,3—0,5), т. е. с относительно длинными лопатками, условия обтекания элементов, расположенных на разных радиусах, существенно различны. Поэтому здесь срыв обычно не захватывает сразу всю лопатку, а занимает сначала небольшую часть ее. В большинстве случаев критические углы атаки достигаются прежде всего в периферийных сечениях лопаток, где и располагаются первоначально возникшие зоны срыва. При этом обычно возникает не одна, а несколько (до шести, а иногда и более) равномерно размещенных по окружности зон срыва (рис. 4.21), которые вращаются со скоростью, равной 50—70% скорости вращения колеса (см. кривую I на рис. 4.17). В зонах срыва наблюдаются обратные токи воздуха (см. рис. 4.15).

Из-за относительно малых размеров первоначально возникших срывных зон характеристика ступени с длинными лопатками может не иметь разрыва при $\bar{c}_a = \bar{c}_{a \min}$ (см. рис. 4.21). Наличие срыва проявляется здесь лишь в снижении напора и более резком снижении КПД ступени при $\bar{c}_a < \bar{c}_{a \min}$, где по мере снижения коэффициента расхода размеры каждой срывной зоны постепенно увеличиваются как в окружном, так и в радиальном направлениях. В этом случае при дросселировании ступени может не наблюдаться проявления неустойчивости такого типа, которая была описана выше для ступеней с короткими лопатками. Однако это не исключает возможности развития при $\bar{c}_a < \bar{c}_{a \min}$ автоколебательных процессов.

6. В ступенях с промежуточными значениями $\bar{d}$ при $\bar{c}_a < \bar{c}_{a \min}$ могут наблюдаться сначала небольшие срывные зоны, занимаю-

щие лишь часть высоты лопаток и не вызывающие разрыва или излома характеристики, а при дальнейшем уменьшении расхода — резкое развитие мощных срывных зон, сопровождающееся скачкообразным падением расхода и напора, хотя и менее сильным, чем в ступенях с короткими лопатками.

Указанные значения $\bar{d}$ и связанные с ними особенности возникновения и развития срывных течений являются типичными для первых, средних и последних ступеней компрессора. Следует, однако, иметь в виду, что разделение осевых ступеней на эти три типа является в известной мере условным. Характер развития срывных явлений при одном и том же значении $\bar{d}$ может зависеть от закона профилирования ступени ($q_k = \text{const}$ или $c_u r = \text{const}$). Кроме того, на параметры образующихся срывных зон и на форму характеристик ступени, по-видимому, оказывает влияние уровень окружных скоростей рабочего колеса ступени $u_{к.пр}$, число Re и т. д. Так, если при малых окружных скоростях в ступенях с $\bar{d} = 0,4 \dots 0,5$ обычно наблюдаются постепенное развитие срывных течений и плавная форма характеристики, то при повышенных окружных скоростях эти же ступени могут иметь характеристику типа приведенной на рис. 4.19. В центробежных ступенях может наблюдаться как однозонный, так и многозонный срыв.

7. Граница области бессрывного обтекания лопаток в дозвуковой осевой ступени может быть приближенно определена с помощью приведенных выше (в гл. 2) данных об условиях возникновения срыва потока в плоских компрессорных решетках. Было отмечено, что критерием аэродинамической нагруженности компрессорной решетки может служить степень диффузорности течения на спине профиля $D_w = w_{\max}/w_2$, причем критическое значение этого параметра при дозвуковом обтекании решетки равно $(D_w)_{\text{крит}} \approx 1,6$.

Если ввести в рассмотрение относительную диффузорность

$$\bar{D} = D_w / (D_w)_{\text{крит}}$$

и заменить здесь значение D_w его выражением через параметры треугольника скоростей по формуле (2.58), то началу развития срыва потока в плоской компрессорной решетке будет соответствовать условие

$$\bar{D}_{\text{пл.реш}} = \frac{\frac{w_1}{w_2} \left(1 + 0,5 \frac{t}{b} \frac{\Delta w_u}{w_1} \right)}{1,6} = 1. \quad (4.15)$$

Течение воздуха в осевой ступени отличается от течения в плоской решетке не только из-за влияния геометрических особенностей реальных кольцевых лопаточных венцов и изменения параметров потока по радиусу, но также, прежде всего, из-за наличия пограничного слоя на торцевых стенках, ограничивающих межлопаточные каналы по высоте, и возникновения в этих областях вторичных течений. Развитие этих течений, могущих занимать значительную часть выходной площади межлопаточного канала, приводит к уменьшению реального сечения ядра потока на выходе из канала и, следовательно, к увеличению значения w_2 в ядре потока, т. е. к снижению действительной степени диффузорности по сравнению со степенью диффузорности, определенной по формуле (2.58) по средним массовым значениям векторов w_1 и w_2 .

Интенсивность вторичных течений увеличивается с ростом кривизны межлопаточного канала, а занимаемая ими и торцевым пограничным слоем площадь пропорциональна хорде профиля и мало зависит от высоты канала. Поэтому реальная степень диффузорности течения в лопаточном венце уменьшается по срав-

нению с определенной по формуле (2.58) тем больше, чем больше угол кривизны лопаток θ и чем меньше их удлинение $\bar{l}$. Практически для лопаточных венцов с цилиндрической проточной частью коэффициент этого уменьшения при $\theta < 30^\circ$ можно принять равным.

$$k_1 = 1 + \sin \theta / \sqrt{\bar{h}}. \quad (4.16)$$

Нецилиндричность меридионального профиля проточной части ступени также оказывает влияние на интенсивность вторичных течений. Как показывает анализ экспериментальных данных, коэффициент дополнительного уменьшения степени диффузорности течения в ядре потока при $k_2 \neq k_1$ можно принять равным

$$k_2 = 1 + 0,4 (k_2/k_1 - 1). \quad (4.17)$$

Тогда с учетом сказанного условие возникновения срывного обтекания плоской компрессорной решетки (4.15) применительно к рабочему колесу реальной осевой ступени необходимо трансформировать следующим образом:

$$\bar{D} = \frac{D_w}{1,6 k_1 k_2} = 1. \quad (4.18)$$

Коэффициент относительной диффузорности $\bar{D}$, определяемый формулой (4.18), является критерием аэродинамической нагруженности лопаточного венца рабочего колеса осевой компрессорной ступени. Аналогичное выражение может быть записано для направляющего аппарата. Однако обычно при уменьшении $\bar{c}_a$ предельная аэродинамическая нагруженность достигается прежде в рабочем колесе, чем в направляющем аппарате. Формула (4.18) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными по границе срыва для дозвуковых ступеней с относительно короткими лопатками.

8. Срыв потока с поверхности лопаток ступени может иметь место не только при положительных, но и при больших отрицательных углах атаки, т. е. при $\bar{c}_a \gg \bar{c}_{a \text{ опт}}$. Однако в этом случае отрыв потока происходит в условиях, когда значение $\bar{H}^*$ не максимально, а, наоборот, очень мало или даже отрицательно. Поэтому резкого торможения потока в срывных областях и связанного с ним нарушения устойчивой работы ступени не происходит. Наблюдается лишь увеличение гидравлических потерь в межлопаточных каналах и соответственно еще более резкое снижение развиваемого ступенью напора.

Исследования условий возникновения срыва, структуры потока в ступени и особенностей протекания ее характеристик в области срывных режимов работы в настоящее время продолжают, и по мере накопления экспериментальных данных в существующие представления о срывных и неустойчивых режимах работы ступени могут вноситься те или иные коррективы.

4.6. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕРЕГУЛИРУЕМЫХ МНОГООСТУПЕНЧАТЫХ КОМПРЕССОРОВ

Характеристики многоступенчатых компрессоров в общем аналогичны характеристикам их ступеней. Но в то же время они имеют ряд особенностей, определяемых условиями совместной работы ступеней в многоступенчатой лопаточной машине.

Площадь проточной части многоступенчатого компрессора уменьшается вдоль тракта от ступени к ступени в соответствии с ростом плотности воздуха. Однако в нерегулируемом компрессоре

полное соответствие между площадями проходных сечений и изменением плотности воздуха по тракту может быть достигнуто только на одном (расчетном) режиме. На нерасчетных режимах это соответствие нарушается, что приводит к изменению распределения осевых скоростей воздуха по тракту и соответственно углов атаки на лопатках различных ступеней.

Условия совместной работы ступеней в нерегулируемом компрессоре определяются равенством расхода воздуха и равенством частот вращения для всех его ступеней. Записав эти условия в виде равенств

$$c_{ai} Q_i F_i = c_{a1} Q_1 F_1 \text{ и } \frac{u_{ki}}{D_{ki}} = \frac{u_{k1}}{D_{k1}},$$

где индекс «*i*» относится к произвольной ступени, получим из них после несложных преобразований следующее соотношение между коэффициентами расхода первой и *i*-й ступеней:

$$\bar{c}_{ai} = \bar{c}_{a1} \frac{Q_1}{Q_i} B_i, \quad (4.19)$$

где B_i — постоянный для данной ступени коэффициент.

Если заменить здесь отношение плотностей через отношение давлений, то получим

$$\frac{\bar{c}_{ai}}{\bar{c}_{a1}} = B_i \left(\frac{p_1}{p_i} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (4.20)$$

где n — показатель политропы сжатия.

Из формулы (4.20) видно, что всякое изменение степени повышения давления в компрессоре (или в какой-либо части его) неизбежно будет сопровождаться изменением соотношения коэффициентов расхода в различных ступенях. Это приводит к следующим особенностям в условиях работы отдельных ступеней и в характеристике многоступенчатого компрессора.

1. Достижение оптимальных значений коэффициентов расхода одновременно во всех ступенях компрессора возможно только на одном режиме его работы, ибо, как следует из формулы (4.20), при оптимальном значении $\bar{c}_{a1}$ оптимальным значениям $\bar{c}_{ai}$ соответствуют вполне определенные значения p_i/p_1 , т. е. определенные значения степени повышения давления в каждой ступени. В то же время данное значение $\pi_{ст}$ на оптимальном режиме работы ступени может быть получено только при одном значении приведенной окружной скорости. Таким образом, оптимальные значения коэффициентов расхода одновременно во всех ступенях можно иметь только при единственном для данного компрессора сочетании приведенной частоты вращения и степени повышения давления.

В процессе газодинамического расчета компрессора параметры каждой ступени обычно выбирают близкими к оптимальным, чтобы обеспечить на расчетном режиме высокие значения КПД каждой ступени и компрессора в целом. Поэтому в дальнейшем будем для определенности считать, что одновременное достижение опти-

мальных значений $\bar{c}_{ai}$, т. е. согласованная работа всех ступеней, имеет место как раз на расчетном режиме работы компрессора. В реальном компрессоре из-за случайных или преднамеренных отклонений от указанного условия в процессе проектирования, изготовления или доводки строго согласованная работа всех ступеней может вообще не иметь места ни на одном режиме. Но обычно эти отклонения не очень велики, и тогда весь последующий анализ останется практически справедливым.

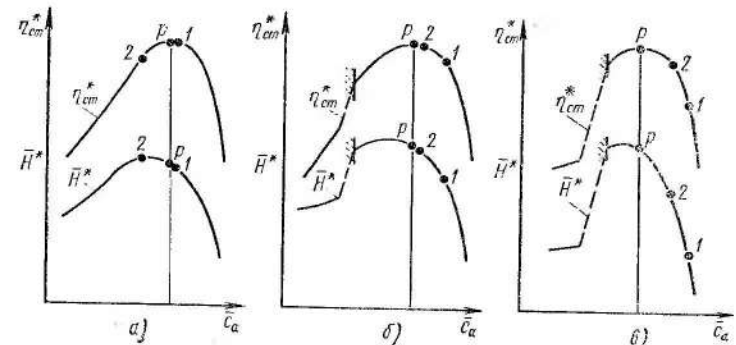


Рис. 4.22. Совместная работа первой (а), средней (б) и последней (в) ступеней многоступенчатого компрессора при различном n :

p — расчетный режим; 1 — режим $\eta_{1стmax}$ при $\bar{n} < 1$; 2 — режим η_{kmax} при $\bar{n} < 1$

2. Пусть характеристики первой, средней и последней ступеней компрессора соответствуют изображенным на рис. 4.22. Для простоты изложения будем пренебрегать влиянием окружной скорости на эти характеристики и возможностью «запирания» отдельных лопаточных венцов. Пусть далее точки p на этих кривых соответствуют условиям работы всех ступеней на расчетном режиме работы компрессора. Если уменьшить частоту вращения, то степень повышения давления в каждой ступени также уменьшится. В результате увеличение плотности воздуха и соответственно снижение осевой скорости по тракту компрессора станет менее сильным, чем на расчетном режиме, и согласно (4.20) получим

$$\frac{\bar{c}_{ai}}{\bar{c}_{a1}} > \left(\frac{\bar{c}_{ai}}{\bar{c}_{a1}} \right)_p.$$

Поэтому если, например, путем изменения расхода воздуха при данном $\bar{n}_{пр} < 1$ сохранить оптимальное значение коэффициента расхода в первой ступени, то во всех последующих ступенях значения $\bar{c}_{ai}$ окажутся больше оптимальных, причем удаление $\bar{c}_{ai}$ от оптимального окажется тем больше, чем дальше расположена данная ступень от входа в компрессор.

Ступени окажутся, таким образом, рассогласованными, причем режимы их работы будут соответствовать на рис. 4.22 точкам 1. Очевидно, этот режим не обеспечит максимально возможного значения КПД компрессора в целом при данной частоте вращения. Действительно, если несколько уменьшить значение $\bar{c}_a$ в первой ступени, то КПД ее, очевидно, изменится незначительно, поскольку на исходном режиме значение $\bar{c}_a$ было оптимальным. Но КПД всех последующих ступеней и вместе с ним КПД компрессора в целом увеличатся вследствие приближения режимов их работы к оптимальным.

Таким образом, оптимальному режиму работы (максимуму КПД) многоступенчатого компрессора при $\bar{n}_{пр} < 1$ будут соответствовать режимы работы его отдельных ступеней, изображенные на рис. 4.22 точками 2, т. е. для первых ступеней — на левых ветвях их характеристик, при $\bar{c}_a < \bar{c}_{a\text{ опт}}$ (с повышенными углами атаки), а для последних — на правых ветвях, при $\bar{c}_a > \bar{c}_{a\text{ опт}}$ (с пониженными углами атаки). Средние ступени при этом будут работать с оптимальными или близкими к ним коэффициентами расхода и углами атаки.

Аналогичными рассуждениями легко показать, что при $\bar{n}_{пр} > 1$ рассогласование ступеней будет носить обратный характер и на оптимальном режиме работы компрессора первые ступени будут работать при $\bar{c}_a > \bar{c}_{a\text{ опт}}$, с пониженными углами атаки, а последние — при $\bar{c}_a < \bar{c}_{a\text{ опт}}$, с повышенными углами атаки.

3. Вследствие такого расхождения режимов работы ступеней среднее значение КПД ступеней в многоступенчатом компрессоре на оптимальном режиме его работы (т. е. при $\eta_{к\text{ max}}^*$) при $\bar{n}_{пр} < 1$ оказывается заметно ниже, чем максимальные значения КПД каждой ступени. Это снижение будет, очевидно, тем сильнее, чем больше рассогласование ступеней, т. е. чем больше изменяется соотношение $\bar{c}_{a1}/\bar{c}_{a1}$ при изменении $\bar{n}_{пр}$, что, в свою очередь, зависит от значения p_i/p_1 на исходном режиме, т. е. от расчетной степени повышения давления $\pi_{к.р}^*$.

На рис. 4.23 приведены типичные кривые относительного изменения максимального КПД многоступенчатых авиационных осевых компрессоров в зависимости от $\bar{n}_{пр}$ при различных значениях $\pi_{к.р}^*$. При малых значениях $\pi_{к.р}^*$ изменение плотности воздуха по тракту компрессора на расчетном режиме невелико, и поэтому возможная степень рассогласования ступеней при уменьшении приведенной частоты вращения также невелика. В результате максимальные значения КПД компрессоров с малыми значениями $\pi_{к.р}^*$ изменяются по $\bar{n}_{пр}$ почти так же, как и в отдельной ступени. Если же $\pi_{к.р}^*$ велико, то изменение плотности воздуха по тракту на расчетном режиме весьма существенно. Так, например, при $\pi_{к.р}^* = 10$ $\rho_k/\rho_b \approx 5$. В результате рассогласование ступеней и вызванное им снижение $\eta_{к\text{ max}}^*$ при сильном снижении $\bar{n}_{пр}$ оказываются значительными. При малом отклонении приведенной частоты вращения от расчетной

рассогласование ступеней даже при высоких $\pi_{к.р}^*$ сравнительно невелико, и поэтому в области $\bar{n}_{пр} = 0,9 \dots 1,1$ изменение максимального значения КПД компрессора определяется главным образом влиянием чисел M потока на КПД ступеней.

4. Не менее важной особенностью совместной работы ступеней в многоступенчатом компрессоре является резко различное изменение режимов работы первых и последних ступеней при изменении расхода воздуха (при постоянной частоте вращения). Рассмотрим

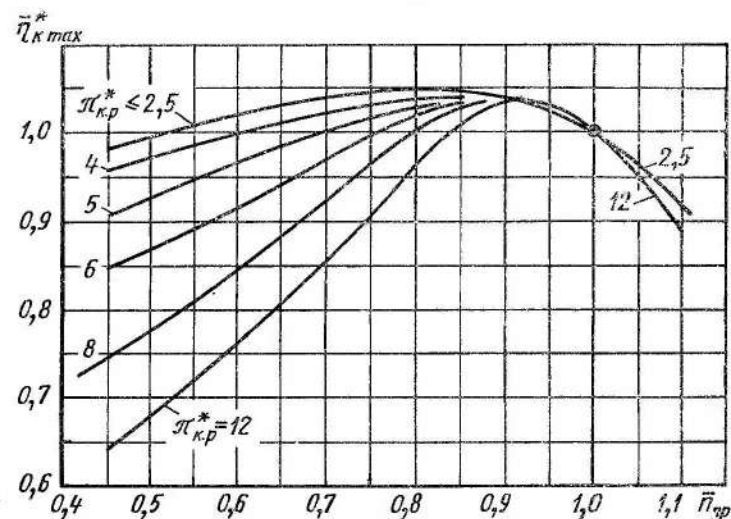


Рис. 4.23. Относительное изменение максимального КПД нерегулируемых компрессоров в зависимости от приведенной частоты вращения при различных значениях $\pi_{к.р}^*$:

$$\bar{\eta}_{к\text{ max}}^* = \eta_{к\text{ max}}^* / (\eta_{к\text{ max}}^*)_{\bar{n}_{пр}=1}$$

характеристики первой, второй и последней ступеней компрессора (рис. 4.24). Пусть в расчетных условиях, т. е. при $\bar{n}_{пр} = 1$ и $\pi_{к.р} = \pi_{к.р}^*$, все ступени работают с $\bar{c}_a = \bar{c}_{a\text{ опт}}$, и их режимы определяются точками p . Этому режиму соответствует определенное значение приведенного расхода воздуха через компрессор. Если теперь немного уменьшить расход воздуха, не изменяя частоты вращения, то режим работы первой ступени переместится в точку 1, соответствующую коэффициенту расхода, несколько меньшему оптимального. Адиабатический напор и, следовательно, степень повышения давления воздуха в первой ступени при этом возрастут. Но тогда согласно (4.20) на новом режиме

$$\frac{\bar{c}_{a11}}{\bar{c}_{a1}} < \left(\frac{\bar{c}_{a11}}{\bar{c}_{a1}} \right)_p$$

Следовательно, для второй ступени точка 1 будет сильнее смещена влево по отношению к оптимальному режиму, чем для первой

ступени. Иными словами, коэффициент расхода у второй ступени уменьшится как непосредственно за счет уменьшения расхода, так и за счет увеличения плотности воздуха за первой ступенью. Этот

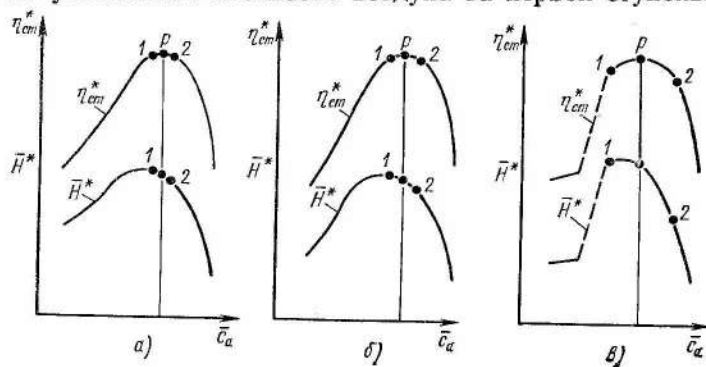


Рис. 4.24. Совместная работа первой (а), второй (б) и последней (в) ступеней многоступенчатого компрессора при $\bar{n} = \text{const}$:

p — расчетный режим; 1 — $\bar{n} = 1$, $G_B < G_{B,p}$; 2 — $\bar{n} = 1$, $G_B > G_{B,p}$

нии 2 в последней ступени наблюдается уже не рост, а падение давления — ее режим переходит глубоко в правую ветвь характеристики.

Таким образом, в многоступенчатом компрессоре малому изменению режима работы (коэффициента расхода) первой ступени соответствует значительно более резкое изменение режима работы последних ступеней. Этот эффект будет проявляться тем в большей мере, чем больше общая степень повышения давления в компрессоре и чем круче идут характеристики каждой ступени.

Отмеченная особенность будет иметь место, конечно, не только при расчетном, но и при любом другом значении $\bar{n}_{пр}$ и приводит к тому, что характеристика многоступенчатого компрессора всегда имеет более крутое протекание, чем характеристики ступеней. Крутизна характеристик многоступенчатого компрессора особенно велика при высоких окружных скоростях, так как здесь, с одной стороны, достигаются наибольшие значения $\pi_{к*}$, а с другой стороны, характеристики каждой ступени становятся также более крутыми.

4.7. СРЫВНЫЕ И НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ МНОГООСТУПЕНЧАТЫХ КОМПРЕССОРОВ

Особенности возникновения и развития срывных течений в многоступенчатых компрессорах определяются изложенными выше условиями совместной работы и особенностями характеристик его различных ступеней.

Рассмотрим особенности возникновения срыва в нерегулируемом компрессоре при высоких значениях $\bar{n}_{пр}$, близких к расчетным ($\bar{n}_{пр} \approx 1$). В этом случае рассогласование ступеней невелико и на оптимальном режиме работы компрессора углы атаки на лопаточных венцах во всех ступенях также близки к расчетным. При уменьшении расхода воздуха наиболее резко будут увеличиваться углы атаки в последних ступенях компрессора и поэтому в рассматриваемом случае критические углы атаки будут достигнуты, прежде всего, в последних ступенях. Однако вследствие малого рассогласования ступеней углы атаки в остальных ступенях также будут близки к критическим. Возникновение срыва в какой-либо из последних ступеней, имеющих большие значения $\bar{d}$, как указывалось, обычно сопровождается образованием срывной зоны значительных размеров и резким падением напора. Дросселирующий эффект, оказываемый срывной зоной на поток в соседних лопаточных венцах, и снижение расхода воздуха, вызванное падением напора (при неизменном сопротивлении сети), в условиях малых запасов по срыву в остальных ступенях приводят к очень быстрому (за несколько сотых долей секунды) распространению срыва на весь компрессор. При этом во всех ступенях наблюдаются мощные срывные зоны, охватывающие около половины окружности колеса и вращающиеся как одно целое примерно с той же угловой скоростью, которая характерна для последних ступеней ($\bar{\omega} = 0,1 \dots 0,4$).

эффект будет, очевидно, накапливаться от ступени к ступени и в последних ступенях оказывается весьма заметным.

При увеличении расхода по сравнению с расчетным картина будет аналогичной — за счет уменьшения поджатия воздуха в каждой последующей ступени коэффициент расхода будет возрастать в большей мере, чем в предыдущей (рис. 4.24, точки 2).

Описанный эффект рассогласования ступеней можно проиллюстрировать также анализом изменения давления по ступеням на различных режимах. На рис. 4.25 приведены результаты экспериментального определения изменения статического давления вдоль тракта шестиступенчатого компрессора при одном и том же значении приведенной частоты вращения, но при трех различных степенях дросселирования. Как видно, в первых ступенях повышение давления примерно одинаково на всех режимах. В последних же ступенях интенсивность повышения давления существенно меняется при изменении режима работы компрессора и на ли-

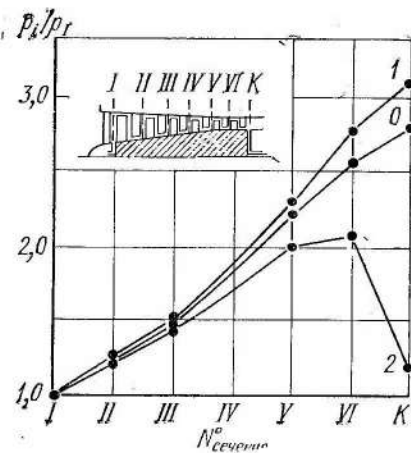


Рис. 4.25. Распределение давления по тракту шестиступенчатого компрессора на различных режимах работы ($\bar{n}_{пр} = \text{const}$):

0 — на оптимальном режиме; 1 — при расходе меньше оптимального (вблизи границы устойчивости); 2 — при расходе, близком к режиму «запирания» выходного НА

В результате быстрого распространения срыва на все ступени $\pi_{к*}$ и G_v резко и самопроизвольно падают, т. е. характеристика компрессора терпит разрыв (рис. 4.26). Одновременно может наблюдаться выброс сжатого и нагретого воздуха на вход в компрессор. При этом, как и для ступеней с короткими лопатками (см. рис. 4.19), в характеристике компрессора наблюдается гистерезис, и для вывода компрессора из срывного режима необходимо сделать сопротивление сети значительно меньшим, чем оно было в момент возникновения срыва.

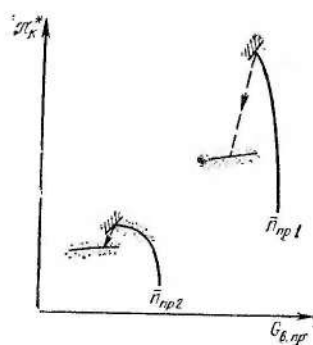


Рис. 4.26. Напорные кривые и граница устойчивости многоступенчатого компрессора:

$n_{пр1}$ — высокое значение приведенной частоты вращения;
 $n_{пр2}$ — низкое значение приведенной частоты вращения

Описанная картина наблюдается обычно в диапазоне $\bar{n}_{пр} \approx 0,9 \dots 1,1$. При значительном снижении приведенной частоты вращения ($\bar{n}_{пр} < 0,7 \dots 0,8$) рассогласование ступеней становится существенным, причем на оптимальном режиме работы компрессора первые ступени работают с повышенными углами атаки, а последние — с сильно пониженными (см. рис. 4.22). Поэтому при уменьшении расхода воздуха, несмотря на более быстрое уменьшение коэффициентов расхода в последних ступенях, критические углы атаки могут быть достигнуты раньше в первой или в одной из первых ступеней, причем это упреждение будет тем более значительным, чем меньше $\bar{n}_{пр}$. Однако в первых ступенях, имеющих относительно длинные лопатки, срывные зоны имеют первоначально небольшие размеры, и вызванные ими возмущения могут оказаться недостаточными для распространения срыва на другие ступени, имеющие углы

атаки значительно меньше критических. Поэтому в этом случае возникшие срывные зоны, имеющие структуру и частоту вращения ($\omega > 0,5$), типичные для ступеней с малыми значениями $\bar{d}$, первоначально захватывают обычно только одну или несколько первых ступеней, не нарушая устойчивой работы компрессора в целом. Лишь при дальнейшем уменьшении расхода воздуха срывные зоны постепенно увеличиваются в размерах и захватывают все большее число ступеней, пока увеличение углов атаки не приведет к срыву потока уже во всем компрессоре. При этом также может наблюдаться скачкообразное падение расхода воздуха и степени повышения давления в компрессоре (см. кривую $\bar{n}_{пр2}$ на рис. 4.26), но со значительно меньшей амплитудой скачка, чем при высокой частоте вращения.

Таким образом, при малых значениях $\bar{n}_{пр}$ у компрессора с $\bar{d}_1 = 0,3 \dots 0,6$ в довольно широком диапазоне расходов воздуха может существовать вполне сформировавшийся вращающийся срыв в первых его ступенях при нормальной, устойчивой работе

компрессора в целом. Необходимо, однако, иметь в виду, что наличие вращающегося срыва может стать источником возбуждения опасных вибраций лопаток. Поэтому, несмотря на отсутствие внешних признаков неустойчивости и удовлетворительные значения КПД и напора, длительная работа компрессора на таких режимах может оказаться недопустимой.

При промежуточных между двумя рассмотренными случаями значениях $\bar{n}_{пр}$, когда критические углы атаки достигаются первоначально также в первых ступенях, но запасы по углам атаки в остальных ступенях при этом невелики, срыв потока, возникший в одной из первых ступеней, может быстро распространиться на весь компрессор. Этот процесс будет сопровождаться таким же скачкообразным падением напора и расхода, как и при $\bar{n}_{пр} \approx 1$. Поэтому в некотором диапазоне значений приведенной частоты вращения, лежащих ниже расчетного, граница устойчивой работы компрессора может определяться возникновением срыва в первых его ступенях. Обычно этот диапазон сравнительно невелик и располагается между $\bar{n}_{пр} = 0,8 \dots 0,85$ и $\bar{n}_{пр} = 0,9 \dots 0,95$.

Таким образом, на характеристике нерегулируемого компрессора можно отметить три диапазона $n_{пр}$, в каждом из которых возникновение и распространение срыва потока имеет свои особенности (рис. 4.27). В диапазоне I граница устойчивости определяется срывом потока в последних ступенях. В диапазоне II нарушение устойчивости совпадает с возникновением срыва в одной из первых или средних ступеней. Наконец, при пониженных $n_{пр}$ — диапазоне III — срыв потока возникает сначала в первых ступенях, но имеется такая область режимов (заштрихованная область на рис. 4.27), где при наличии вращающегося срыва в первых ступенях компрессор в целом работает устойчиво.

В соответствии с наличием трех указанных диапазонов $n_{пр}$ граница устойчивости нерегулируемого многоступенчатого компрессора имеет характерную s-образную форму, которая обычно оказывается тем резче выраженной, чем выше расчетное значение $\pi_{к*}$.

Рассмотрим более подробно сам процесс нарушения устойчивой работы компрессора. При значениях $n_{пр} > 0,8 \dots 0,85$, как указывалось, срыв потока, возникший в каком-либо одном из лопаточных венцов компрессора, быстро распространяется на все ступени и приводит к самопроизвольному скачкообразному падению расхода воздуха и степени повышения давления. На рис. 4.28 показана типич-

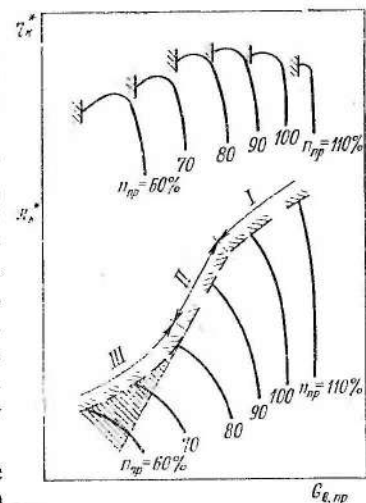


Рис. 4.27. Граница устойчивой работы многоступенчатого компрессора

ная осциллограмма такого процесса потери устойчивости. Здесь линия 1 представляет собой запись изменения давления воздуха непосредственно за компрессором p_k , линия 2 — давление на входе в первую ступень p_v , а линия 3 — перепад давлений в мерном входном коллекторе (см. рис. 4.1), служащем для измерения расхода воздуха — $\Delta p_{вх}$. На осциллограмме линией 4 записано также изменение проходной площади дросселя, установленного за компрессором.

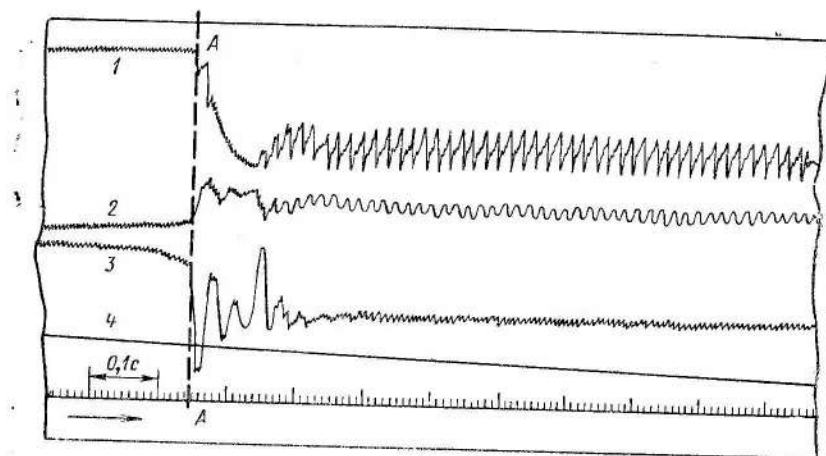


Рис. 4.28. Осциллограмма срыва потока в многоступенчатом осевом компрессоре

Как видно из рис. 4.28, при уменьшении площади сечения дросселя до момента, отмеченного на осциллограмме линией A—A, p_k , p_v и $\Delta p_{вх}$ испытывают только высокочастотные колебания малой амплитуды. По мере прикрытия дросселя расход воздуха через компрессор уменьшается и в момент A возникает срыв потока. При этом p_k и расход воздуха резко падают, а p_v , наоборот, возрастает из-за резкого уменьшения расхода и выброса сюда части сжатого воздуха через зоны срыва. Этот выброс внешне сопровождается обычно сильным звуковым эффектом («хлопком»).

Процесс падения p_k протекает очень быстро (в данном случае он занимает около 0,1 с) и завершается формированием вращающегося срыва, наличие которого проявляется на рис. 4.28 в виде периодических пульсаций p_k и p_v сравнительно высокой частоты (обычно от нескольких десятков до сотен герц). Первоначальный выброс воздуха на вход в компрессор сопровождается кратковременными колебаниями расхода, которые длятся всего около 0,15 с и затем исчезают. Средние значения p_k и p_v , на которые наложены пульсации, вызванные вращающимся срывом, также не испытывают при этом заметных колебаний. Таким образом, в данном случае после перехода на срывную ветвь характеристики компрессор рабо-

тает далее устойчиво, хотя и с пониженными значениями степени повышения давления, расхода воздуха и КПД.

Аналогичный характер может иметь процесс нарушения устойчивости и при пониженных значениях приведенной частоты вращения с той лишь разницей, что в области устойчивых режимов работы на осциллограмме могут наблюдаться пульсации давления, вызванные наличием вращающегося срыва в первых ступенях компрессора. Кроме того, необходимо иметь в виду, что по мере снижения n «хлопок» становится все более слабым и на общем шумо-

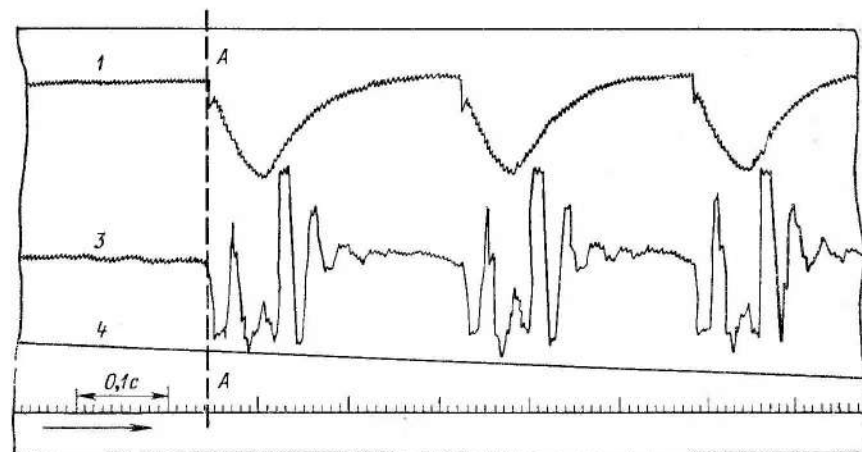


Рис. 4.29. Осциллограмма помпажа многоступенчатого осевого компрессора

вом фоне, сопровождающем работу компрессора (и двигателя), может быть плохо различим. Это замечание относится также к условиям работы компрессора на больших высотах, т. е. при малых значениях p_v^* .

В эксплуатации такой процесс потери устойчивости часто характеризуется термином «срыв в компрессоре» или «помпажный срыв» (его не следует отождествлять со срывом потока на отдельных лопаточных венцах).

В определенных условиях может наблюдаться другая форма неустойчивой работы, характеризуемая термином «помпаж» и отличающаяся от описанной возникновением сильных низкочастотных колебаний давления и расхода воздуха во всем газозвуковом тракте, в котором работает компрессор.

На рис. 4.29 приведена осциллограмма помпажа, полученная при испытаниях того же компрессора, к которому относилась осциллограмма рис. 4.28 (были изменены лишь условия испытания). Цифры на линиях имеют здесь прежнее значение. Как видно, в этом случае первоначально наблюдается примерно такое же скачкообразное падение p_k и расхода воздуха, как и на рис. 4.28. Но уже примерно через 0,2 с в компрессоре восстанавливаются высо-

кие значения p_k и $\Delta p_{вх}$, близкие к имевшим место до потери устойчивости. Затем весь процесс повторяется снова и снова, т. е. в компрессоре возникают периодические колебания давления и расхода (скорости) воздуха, имеющие большую амплитуду и сравнительно малую частоту. Исследования показывают, что эта частота зависит от объема (массы) воздуха, заключенного в компрессоре и в присоединенных к нему трубопроводах (элементах тракта двигателя). Обычно она составляет несколько герц и сравнительно слабо зависит от частоты вращения ротора компрессора.

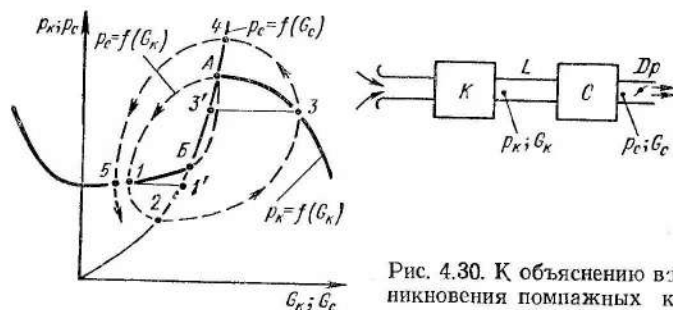


Рис. 4.30. К объяснению возникновения помпажных колебаний

Возникновение помпажных колебаний этого типа можно объяснить следующим образом (рис. 4.30). Предположим для определенности, что компрессор K всасывает воздух из атмосферы и подает его через лишенный трения трубопровод L в некоторый объем C (ресивер), за которым расположено сосредоточенное сопротивление Dp (дроссель). В ГТД роль ресивера может играть камера сгорания, а роль дросселя — сопловой аппарат турбины. Тогда характеристика компрессора при данной частоте вращения и данных условиях на входе может быть представлена зависимостью давления за компрессором p_k от расхода воздуха через него G_k .

Предположим, что эта характеристика имеет вид, изображенный на рис. 4.30, с режим падением p_k левее точки A , соответствующей моменту возникновения срыва в одной из последних ступеней. Левая (срывная) ветвь характеристики в принципе может быть определена вплоть до нулевого расхода, а при наличии постороннего источника сжатого воздуха может быть продолжена и в область отрицательных расходов, причем, чем больше будет абсолютная величина отрицательного расхода, тем большее давление p_k потребуется для его обеспечения.

Пусть, наконец, характеристика сети изображается кривой зависимости давления в ресивере p_c от расхода воздуха через дроссель G_c , проходящей через точку A . На установившемся режиме работы $G_c = G_k$ и при отсутствии трения в трубопроводе L $p_c = p_k$. Таким образом, точка A будет изображать режим совместной работы компрессора и сети. Очевидно, этот режим будет неустойчивым и при случайном незначительном уменьшении расхода система будет стремиться перейти в точку B на срывной ветви характеристики. Именно такой переход наблюдался на осциллограмме рис. 4.28. Однако если объем присоединенной к компрессору системы достаточно велик, то нарушение устойчивости в точке A может привести к более глубокому изменению режима работы компрессора и сети. При анализе этого процесса необходимо учесть, что на неустановившихся режимах p_k может быть не равно p_c вследствие инерционности столба воздуха в канале L , а расход через дроссель G_c может отличаться от мгновенного значения расхода через компрессор G_k за счет накопления или расходования воздуха, находящегося в ресивере. Строго говоря, характеристики компрессора и сети в динамическом процессе также будут отличаться от характеристик, полученных на установившихся режимах, но для простоты изложения примем их неизменными.

Рассмотрим теперь взаимосвязь между давлением в ресивере p_c и расходом воздуха через компрессор G_k в процессе нарушения устойчивости работы системы вследствие уменьшения расхода воздуха до значения, меньшего G_A . Даже при незначительном уменьшении G_k по сравнению с G_A давление p_k резко падает вследствие развития срывных явлений в компрессоре. В то же время давление в ресивере будет падать лишь по мере расходования воздуха через дроссель. Поэтому давление p_k оказывается меньше p_c , и возникший перепад приводит к резкому торможению потока воздуха, выходящего из компрессора, т. е. к резкому уменьшению G_k .

В результате процесс изменения давления в ресивере p_c в функции G_k изобразится на рис. 4.30 линией $A - 1$, которая пересечет характеристику компрессора при некотором расходе G_1 . При достаточно большой емкости ресивера расход G_1 может быть значительно меньше расхода на установившемся режиме G_A и может лежать даже в области отрицательных расходов. Поэтому, хотя в точке 1 процесс уменьшения G_k прекращается (так как здесь $p_c = p_k$), давление в ресивере продолжает падать, так как расход воздуха через дроссель при этом давлении соответствует точке $1'$, т. е. существенно превышает поступление воздуха из компрессора. В результате давление в ресивере вскоре оказывается меньше p_k , что приводит к увеличению расхода воздуха через компрессор. В момент, изображаемый точкой 2 , G_k становится равным G_c , и падение p_c прекращается. Но так как здесь по-прежнему $p_k > p_c$, то расход воздуха через компрессор продолжает расти до тех пор, пока в точке 3 не восстановится равенство p_k и p_c . Но в этой точке расход воздуха через компрессор значительно больше, чем расход через дроссель, соответствующий точке $3'$. Поэтому далее происходит увеличение p_c за счет накопления воздуха в ресивере (до момента 4) при одновременном уменьшении G_k (до момента 5) и т. д.

Таким образом, в системе, состоящей из компрессора и сети, в указанных условиях возникают автоколебания, в процессе которых режим работы компрессора периодически переходит с нормальной на срывную ветвь характеристики и обратно. Внешне это проявляется в виде серии «хлопков» или гула низкого тона, частота и интенсивность которых зависят от размеров системы и от режима работы компрессора.

Из приведенного описания процесса нарушения устойчивости ясно, что условиями самовозбуждения и развития автоколебаний являются: наличие на характеристике компрессора участка, на котором снижение расхода приводит к падению p_k , и расположение исходного режима совместной работы компрессора и сети (точка A) внутри или на границе этого участка. Следовательно, необходимым условием возникновения динамической неустойчивости является

$$(dp_k/dG_k) > 0. \quad (4.21)$$

В рассмотренном примере (рис. 4.30) предполагалось, что участок характеристики, удовлетворяющий этому условию, имеет левее точки A очень большую крутизну, что типично для средних и высоких частот вращения (участки I и II границы устойчивости компрессора, см. рис. 4.27). Для этого случая характерно внезапное возбуждение помпажных колебаний, которые начинаются таким же резким падением давления и расхода воздуха, как и при срыве (см. рис. 4.28 и рис. 4.29), и в первом же цикле достигают почти максимальной амплитуды (см. рис. 4.29 и 4.30). Крутизна характеристики компрессора меняется около точки A очень резко. Поэтому граница области режимов, где соблюдается условие (4.21) и может возникнуть помпаж, практически совпадает с границей срыва и не зависит от акустических параметров системы, в которой работает компрессор. Но форма потери устойчивости (срыв или помпаж) существенно зависит от размеров и формы присоединенных к компрессору каналов, характеристики дросселя и т. д. Более того, даже в одном и том же компрессоре, работающем в одной и той же системе, могут наблюдаться обе формы потери устойчивости в зависимости от режима работы компрессора (например, помпаж при высоких значениях n и p_n^* и срыв при пониженных их значениях).

Несколько иной характер имеет возбуждение помпажа в тех случаях, когда возникновение срыва потока не приводит к резкому падению степени повышения давления за компрессором, как, например, в одноступенчатых компрессорах с малыми значениями $\bar{d}$ (см. рис. 4.21) или в многоступенчатом компрессоре при

дониженной частоте вращения, когда возможна устойчивая его работа при наличии вращающегося срыва в одной или нескольких первых ступенях. В этом случае при работе компрессора в области малых расходов воздуха взаимное расположение напорной характеристики и характеристики сети имеет вид, показанный на рис. 4.31, и режим работы, соответствующий точке их пересечения, является статически устойчивым (разрыва характеристики не происходит). В то же время в этой точке выполняется условие (4.21), поэтому система может оказаться динамически неустойчивой и при неблагоприятном сочетании ее акустических параметров случайные отклонения от этого режима приведут к возникновению автоколебаний. Механизм их возбуждения в общем сходен с описанным выше, но отличается тем, что первоначальный скачок давления и расхода воздуха, вызванный статической неустойчивостью, здесь отсутствует, поэтому амплитуда колебаний нарастает постепенно, достигая установившегося значения через несколько циклов. Сравнительно небольшие значения производной $dp_{кр}/dG_{кр}$ в этом случае приводят к тому, что граница возбуждения помпажа оказывается заметно зависящей от акустических параметров системы, что необходимо учитывать при использовании одного и того же компрессора в различных силовых установках.

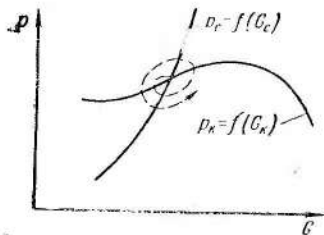


Рис. 4.31. Возникновение помпажа при отсутствии разрыва в характеристике компрессора

Исследования показывают, что первопричиной помпажа, так же как и срыва является возникновение и развитие срыва потока с лопаток компрессора. Поэтому основным способом борьбы с неустойчивой работой компрессора в различных условиях эксплуатации является уменьшение углов атаки в тех ступенях или в той части лопаток, где эти углы оказываются слишком близкими к критическим.

При этом отметим, что все сказанное выше об условиях распространения срыва в компрессоре при различном характере рассогласования режимов работы его ступеней и о возможных формах нарушения устойчивой работы в качественном отношении полностью относится и к компрессорам со ступенями различного типа, и к компрессорам, в которых применяется тот или иной способ управления значениями углов атаки в его лопаточных венцах.

4.8. РАБОЧИЕ РЕЖИМЫ И ЗАПАСЫ УСТОЙЧИВОСТИ КОМПРЕССОРА В СИСТЕМЕ ГТД

При определении характеристик компрессора на стенде можно получить почти все возможные режимы работы компрессора. При работе компрессора в системе ГТД той или иной схемы реализуется лишь часть этих возможных режимов, занимающая некоторую область в поле характеристики компрессора — область рабочих режимов. Значения $\pi_{к*}$ и $G_{в,пр}$, соответствующие какому-либо конкретному рабочему режиму, изображаются на характеристике компрессора рабочей точкой. Важное значение в теории ГТД имеют точки, соответствующие установившимся режимам работы двигателя, т. е. постоянным во времени значениям частоты вращения, подачи

топлива и других параметров и факторов, которые могут влиять на работу элементов двигателя.

Для большинства схем авиационных ГТД каждому значению приведенной частоты вращения на установившихся режимах соответствует при заданных условиях регулирования двигателя только одна рабочая точка. (Так, например, в ТРД с неизменными геометрическими формами всех его элементов нельзя изменить приведенный расход воздуха, не изменив при этом $n_{пр}$). Соединив такие рабочие точки, относящиеся к различным значениям $n_{пр}$, получим *рабочую линию* (линию рабочих режимов). Таким образом, рабочая линия представляет собой совокупность всех установившихся режимов работы компрессора в системе конкретного ГТД при заданных условиях его регулирования.

Форма и расположение рабочей линии в поле характеристики компрессора зависят от расчетных параметров компрессора, типа двигателя и условия (закона) его регулирования. Способы ее построения рассматриваются во второй части книги. Для примера на рис. 4.32 показано типичное расположение рабочей линии на характеристике нерегулируемого компрессора (с высокой расчетной степенью повышения давления), работающего в системе одновального ТРД. Как видно, в этом случае рабочая линия пересекает границу устойчивой работы компрессора в двух точках *н* и *в*. Первая из них лежит в области значений $n_{пр}$, меньших расчетного, и поэтому соответствующее ей нарушение устойчивой работы компрессора (при $n_{пр} = n_{пр,н}$) называется «нижним срывом».

Неустойчивая работа компрессора в системе двигателя, возникающая при увеличении $n_{пр}$ до $n_{пр,в}$, называется «верхним срывом». (Конкретные формы потери устойчивости этими терминами не определяются). У регулируемых компрессоров и у компрессоров с малыми расчетными значениями $\pi_{к*} \leq 5 \dots 6$ нижний срыв обычно отсутствует.

Нарушение устойчивой работы компрессора ГТД (часто называемое потерей газодинамической устойчивости двигателя) является одним из наиболее опасных отказов авиационной силовой установки. Поэтому в эксплуатации работа на режимах, где рабочая точка располагается вблизи границы устойчивости, т. е. где запас устойчивости мал, недопустима.

Количественную оценку запаса устойчивости компрессора при каждом значении $n_{пр}$ принято производить по соотношению значений $\pi_{к*}$ и $G_{в,пр}$ в рабочей точке и на границе устойчивости. Если $\pi_{к,раб}$ и $G_{в,пр,раб}$ есть степень повышения давления и приведенный

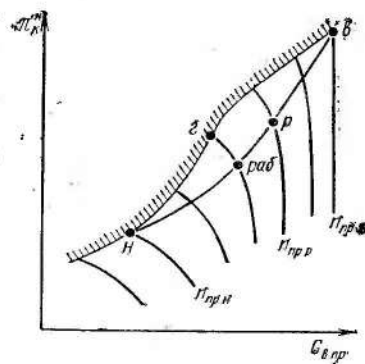


Рис. 4.32. Расположение рабочей линии на характеристике компрессора ТРД

расход воздуха в рабочей точке, а $\pi_{к.г}^*$ и $G_{в.пр.г}$ — то же на границе устойчивости при том же значении $n_{пр}$, то отношение

$$K_y = \frac{\pi_{к.г}^*/G_{в.пр.г}}{\pi_{к.раб}^*/G_{в.пр.раб}} \quad (4.22)$$

называется *коэффициентом устойчивости* компрессора, а

$$\Delta K_y = (K_y - 1) \cdot 100\% \quad (4.23)$$

называется *запасом устойчивости*.

Если напорная линия на характеристике компрессора при данном $n_{пр}$ близка к вертикали, то $G_{в.пр.раб} \approx G_{в.пр.г}$ и $K_y = \pi_{к.г}^*/\pi_{к.раб}^*$, т. е. значение K_y (или ΔK_y) характеризует запас устойчивости по $\pi_{к.г}^*$. Если напорная линия близка к горизонтали, то соответственно эти величины характеризуют запас устойчивости по расходу воздуха. В общем случае значения K_y или ΔK_y характеризуют запас устойчивости как по $\pi_{к.г}^*$, так и по $G_{в.пр.г}$.

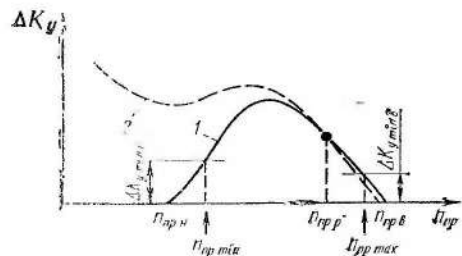


Рис. 4.33. Типичный характер изменения запаса устойчивости нерегулируемого компрессора ТРД:

1 — с высоким $\pi_{к.р}^*$; 2 — с низким $\pi_{к.р}^*$

При расчетном значении $n_{пр}$ запас устойчивости компрессора в авиационных ГТД на рабочей линии обычно равен 10—20%. При отклонении от расчетного значения приведенной частоты вращения запас устойчивости в одноконтурных ТРД с нерегулируемым компрессором на установившихся режимах изменяется примерно так, как показано на рис. 4.33. Отсюда следует, что в двигателе с нерегулируемым компрессором, имеющим высокое расчетное значение $\pi_{к.г}^*$, допустимые в эксплуатации значения $n_{пр}$ не должны выходить за пределы диапазона между $n_{пр max}$ и $n_{пр min}$, соответствующими минимально допустимым запасам устойчивости в области повышенных и пониженных $n_{пр}$.

Следует подчеркнуть при этом, что, как видно из формулы (4.7), изменение $n_{пр}$ может происходить как за счет изменения действительной (физической) частоты вращения, так и за счет изменения температуры воздуха на входе в компрессор. Так, при работе двигателя с частотой вращения $n = 100\%$ в условиях взлета при температуре наружного воздуха -50°C приведенная частота вращения составит $n_{пр} = 100 \sqrt{288/223} = 114\%$, а в условиях полета в стратосфере с числом $M_H = 3$ при $t_H = -56,5^\circ\text{C}$ будем иметь $T_H^* = 606\text{ K}$ и $n_{пр} = 69\%$.

Для предотвращения неустойчивой работы двигателя при высоких $n_{пр}$ необходимо, чтобы значение $n_{пр max}$ было выше, чем самое высокое значение $n_{пр}$, которое может встретиться в эксплуатации.

Если это условие не выполняется, то приходится вводить ограниченные максимально допустимого значения $n_{пр}$ либо с помощью автоматических устройств, либо в инструкции по эксплуатации двигателя.

Исключить в эксплуатации режимы, лежащие в области $n_{пр} < n_{пр min}$, нельзя, так как они должны неизбежно использоваться в процессе запуска двигателя и вывода его на основные эксплуатационные режимы. Поэтому в двигателях с высокими значениями $\pi_{к.р}^*$ компрессор выполняется регулируемым (см. ниже подразд. 4.10).

4.9. ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПРЕССОРОВ

При введении критериальных параметров для изображения характеристик компрессоров (см. подразд. 4.3) предполагалось, что компрессор работает в области, авиамодельной по числу Re , при неизменном значении физических констант сжимаемого газа (k, R) и при наличии установившегося потока и равномерного или неизменного поля скоростей во входном и выходном его сечениях. Кроме того, геометрические размеры и состояние поверхности всех элементов компрессора предполагались неизменными.

В реальных условиях эксплуатации компрессоров авиадвигателей эти условия часто нарушаются, что приводит к некоторому изменению характеристик компрессора. Так, например, приведенный расход воздуха, КПД и в особенности запас устойчивости на установившихся режимах у компрессора ТРД, работающего на самолете в условиях полета на больших высотах, могут заметно отличаться от соответствующих значений, полученных при испытаниях в земных стендовых условиях при таком же значении приведенной частоты вращения.

Наиболее существенное влияние на характеристики компрессора могут оказать следующие отклонения от принятых условий:

- уменьшение числа Re с увеличением высоты полета;
- изменение влажности атмосферного воздуха;
- неравномерность поля параметров потока на входе в компрессор;
- нестационарность потока воздуха перед или за компрессором;
- искажение геометрических размеров и изменение состояния поверхности лопаток.

Рассмотрим последствия каждого из этих отклонений.

Влияние высоты полета. Компрессор содержит большое число обтекаемых воздухом элементов различных размеров и формы. Для оценки уровня чисел Re в компрессоре приходится выбирать какой-либо «определяющий» элемент. Для осевой ступени в качестве такого определяющего элемента обычно берут лопатку рабоче-

го колеса, а характерное для нее число Re вычисляют по относительной скорости газа и хорде лопатки на среднем радиусе:

$$Re = w_{1cp} b_{cp} / \nu_1, \quad (4.24)$$

где ν_1 — кинематическая вязкость воздуха перед колесом.

Как и для компрессорных решеток, критическое число Re для осевых ступеней $Re_{кр} \approx 3 \cdot 10^5$.

Если число Re становится ниже критического, то прежде всего, как видно из рис. 2.37, возрастает коэффициент сопротивления решеток колеса и аппарата ступени, что приводит к снижению КПД. Кроме того, отклонение потока в решетке колеса $\Delta\beta$ (при данном $\bar{c}_a$, т. е. при неизменном угле атаки) также уменьшается с падением Re , что приводит к снижению работы $\bar{H}_z$, передаваемой воздуху колесом. В результате при снижении числа Re наблюдается существенное падение КПД и напора ступени, а вся характеристика смещается влево, в сторону меньших расходов. Форма ее при этом почти не изменяется.

В многоступенчатом компрессоре числа Re в различных его ступенях могут существенно отличаться друг от друга, причем соотношение между ними будет изменяться при изменении $n_{пр}$ из-за перераспределения плотности и соответственно кинематической вязкости воздуха по тракту. Поэтому трудно указать какой-либо элемент, число Re для которого может служить надежным критерием влияния вязкости на параметры всего многоступенчатого компрессора. Приходится применять приближенные методы оценки, вычисляя среднее значение числа Re во всех ступенях или же ориентируясь для определенности на какую-либо одну, например первую, ступень.

Учитывая приближенность такой оценки, число Re для первой ступени можно вычислить по кинематической вязкости, определенной по полным параметрам потока перед компрессором:

$$Re_1 = w_{1cp} b_1 / \nu_v^*. \quad (4.25)$$

У разных компрессоров и на различных режимах критические значения Re могут изменяться в довольно широких пределах, но в среднем имеют тот же порядок, что и для ступени:

$$Re_{1кр} \approx (3 \dots 4) \cdot 10^5.$$

Как известно $\nu = \mu / \rho = \mu RT / p$, где μ — коэффициент динамической вязкости, который для воздуха может быть определен по формуле

$$\mu = 1,8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{288} \right)^{0,76}, \text{ Па} \cdot \text{с}.$$

Тогда, полагая приближенно $w_{1cp} = 0,85 u_{кр}$, формулу (4.25) можно преобразовать к виду

$$Re_1 = 0,57 u_{кр} b_1 \rho_v^* \left(\frac{288}{T_v^*} \right)^{1,26}, \quad (4.26)$$

где средняя хорда лопатки рабочего колеса первой ступени выражена в мм, а давление ρ_v^* — в кПа.

Таким образом, при неизменной приведенной окружной скорости (частоте вращения) число Re_1 пропорционально давлению на входе в компрессор и обратно пропорционально температуре в степени несколько выше первой. При увеличении высоты полета дав-

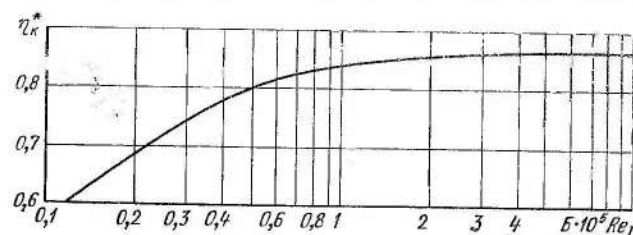


Рис. 4.34. Изменение КПД компрессора (при $n = \text{const}$) при изменении числа Re

ление воздуха уменьшается гораздо быстрее температуры, и поэтому числа Re в ступенях компрессора быстро падают, причем тем быстрее, чем меньше размеры компрессора.

В качественном отношении влияние давления на входе (числа Re) на характеристики многоступенчатого компрессора аналогично влиянию его на характеристики ступени. При значениях Re , меньших критического, падает КПД и степень повышения давления, а вся характеристика смещается на меньшие расходы воздуха. Для иллюстрации на рис. 4.34 показано типичное изменение КПД компрессора (при $n_{пр} = \text{const}$) в зависимости от Re_1 , а на рис. 4.35 приведена характеристика компрессора, полученная при различных значениях p_v^* .

Следует отметить, что поскольку уменьшение числа Re приводит к одновременному снижению как степени повышения давления, так и расхода воздуха, положение границы устойчивой работы в поле характеристики компрессора при этом изменяется незначительно. Однако это обстоятельство еще не означает отсутствия влияния числа Re на запас устойчивости. При работе компрессора в системе ГТД снижение числа Re сопровождается смещением режимов совместной работы

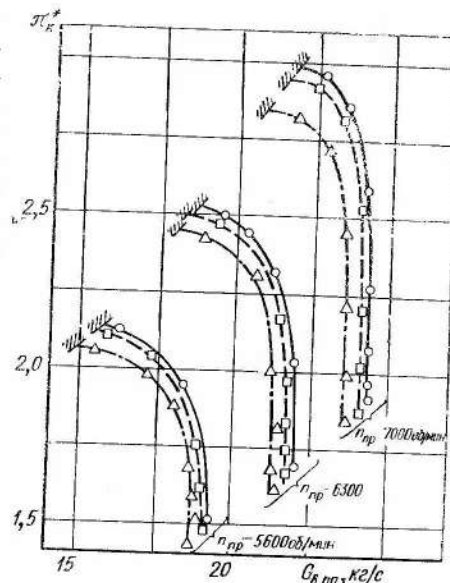


Рис. 4.35. Характеристика шестиступенчатого дозвукового компрессора при различных давлениях на входе ($t_v^* = 15 \dots 30^\circ \text{C}$):
— Δ — 14 кПа; — $\square$ — 26 кПа; — $\circ$ — 45 кПа

компрессора и турбины влево, по направлению к границе устойчивости, в результате чего запас устойчивости компрессора на больших высотах полета может существенно сократиться.

Влияние влажности воздуха. Различают абсолютную и относительную влажность воздуха. Абсолютной влажностью называется масса водяного пара, содержащегося в 1 м³ влажного воздуха. Относительная влажность φ представляет собой отношение парциального давления водяного пара во влажном воздухе к давлению насыщенного водяного пара $p_{нас}$ при данной температуре (если оно меньше атмосферного).

Степень влияния влажности на работу компрессора ГТД зависит от влагосодержания d , представляющего собой отношение массы водяного пара к массе сухого воздуха в их смеси — влажном воздухе. Если $p_{нас} < p_H$, то

$$d = 0,622 \frac{\varphi p_{нас}}{p_H - \varphi p_{нас}}. \quad (4.27)$$

При отрицательных температурах наружного воздуха даже при высокой относительной влажности влагосодержание составляет менее 0,005, т. е. менее 5 г паров на 1 кг воздуха, и его влияние не ощущается. Однако в условиях полета на малой высоте в жаркий день при большой относительной влажности влагосодержание может достигать значений $d = 0,05 \dots 0,08$, и влияние влажности на работу компрессора становится заметным.

Это влияние связано с тем, что водяной пар имеет существенно более высокую газовую постоянную [$R = 462$ Дж/(кг·К)], чем воздух [$R = 287$ Дж/(кг·К)], и соответственно большую теплоемкость. Увеличение R влажного воздуха по сравнению с сухим практически пропорционально влагосодержанию и при $d = 0,1$ составляет 5,5%. Показатель адиабаты при изменении влажности меняется значительно слабее, и его влияние поэтому несущественно.

Увеличение газовой постоянной ведет, прежде всего, к увеличению скорости звука во влажном воздухе и, следовательно, к снижению чисел M , с которыми обтекаются лопатки компрессора при данном значении частоты вращения. Из теории подобия течений в компрессоре следует, что это равносильно снижению приведенной частоты вращения. Если $n_{пр}$ — приведенная частота вращения компрессора, определенная без учета влияния влажности, то эквивалентная, учитывающая влажность приведенная частота вращения

$$n_{пр,эв} = n_{пр} \sqrt{R_{сух}/R_{влаж}} \approx n_{пр} (1 - 0,28d). \quad (4.28)$$

Снижение эквивалентной приведенной частоты вращения компрессора приводит к уменьшению как степени повышения давления, так и приведенного расхода воздуха. Расход воздуха при этом дополнительно снижается также вследствие непосредственного влияния R на плотность воздуха.

Влияние неравномерности потока перед компрессором. При определении характеристик компрессора на стенде или при проведе-

нии контрольно-сдаточных испытаний двигателя на заводе-изготовителе обычно благодаря установке перед компрессором специально спрофилированного мерного коллектора (например, с образующей, выполненной по лемнискате) обеспечивается высокая равномерность потока на входе в него. Но при работе двигателя в авиационной силовой установке поле скоростей и давлений в пото-

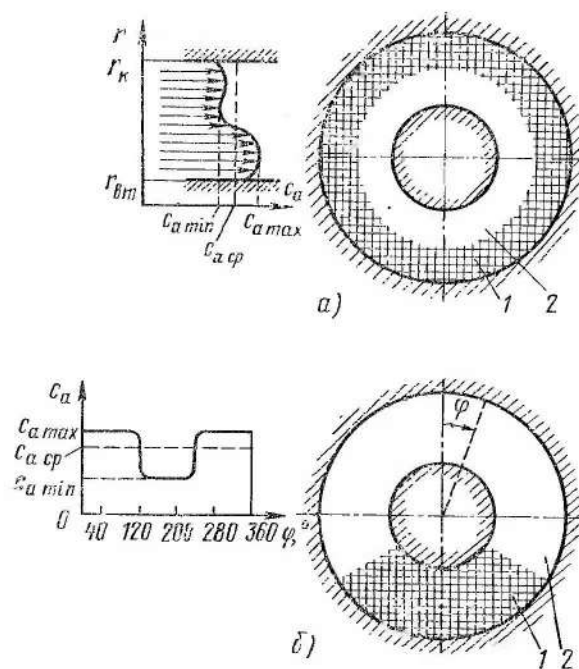


Рис. 4.36. Формы неравномерности потока воздуха перед компрессором:

а — радиальная неравномерность; б — окружная неравномерность; слева — эпюры скоростей на входе в компрессор; справа — расположение зон пониженных (1) и повышенных (2) значений полного напора и скорости

ке перед компрессором оказывается существенно неравномерным вследствие возмущений, вносимых криволинейными каналами воздухозаборника, нарастания пограничного слоя на его стенках, сложной системы скачков уплотнения (на сверхзвуковых скоростях полета) и т. д. Эта неравномерность усиливается при полете с большими углами атаки и скольжения, в особенности на самолетах, снабженных сверхзвуковыми воздухозаборниками.

Различные формы неравномерности поля скоростей на входе в компрессор условно можно разделить на две группы (рис. 4.36):

— радиальную неравномерность, при которой поток сохраняет осевую симметрию, но полный напор и скорость воздуха существенно изменяются вдоль радиуса;

— окружную неравномерность, при которой параметры потока не изменяются вдоль радиуса (вне пограничного слоя), но нарушается осевая симметрия потока.

На практике в большинстве случаев наблюдается смешанная (и радиальная, и окружная) неравномерность потока.

Как показывают эксперименты, при отсутствии существенной закрутки потока неравномерность поля статических давлений всегда оказывается меньше, чем неравномерность поля полных давлений. Поэтому неравномерности полей c_{1a} и p_1^* тесно связаны друг с другом, причем в зонах с пониженным значением c_{1a} одновременно оказывается пониженным и полный напор воздушного потока.

Рассмотрим механизм воздействия радиальной неравномерности на работу компрессора. Прежде всего отметим, что наличие такой неравномерности приводит к перераспределению углов атаки на рабочих и неподвижных лопатках. Если какая-либо ступень компрессора работает в неравномерном поле скоростей, то та часть каждой лопатки, которая находится в зоне пониженных осевых скоростей, работает с повышенными углами атаки, а остальная часть, наоборот, с пониженными по сравнению с углами атаки при работе ступени в равномерном поле с такими же значениями окружной скорости и расхода воздуха. В результате средние значения углов атаки и работа, передаваемая воздуху в ступени, почти не изменяются, но граница устойчивости может сдвинуться в ту или иную сторону.

Если неравномерность такова, что вызывает увеличение углов атаки в той части лопаток, где имелся большой запас по срыву потока, и, наоборот, уменьшение в тех областях, где лопатки работали (в равномерном поле) почти с критическими углами атаки, то запас устойчивости ступени в целом возрастает. Однако в большинстве случаев на практике при возникновении радиальной неравномерности зона пониженных осевых скоростей располагается в периферийной части лопаток ступени, где и в равномерном поле скоростей раньше всего достигаются критические углы атаки. Поэтому обычно граница устойчивой работы ступени при наличии радиальной неравномерности смещается вправо, на большие расходы воздуха.

Второй важной особенностью работы компрессора с таким полем скоростей является значительное уменьшение радиальной неравномерности при прохождении потока через осевую ступень. Уменьшение осевой скорости перед ступенью ведет к увеличению степени повышения давления $\pi_{ст}$ тем более резко, чем круче протекает характеристика ступени. Поэтому в зонах с пониженными значениями p_1^* и c_{1a} ступень будет сообщать воздуху больше энергии и обеспечит большее повышение давления, чем в зонах с повышенными значениями c_{1a} . В результате неравномерность поля полных давлений воздуха за ступенью будет уже значительно меньше, чем перед ступенью. Поэтому радиальная неравномерность потока на входе в многоступенчатый компрессор оказывает существен-

ное влияние только на работу первых его ступеней, а к 3-й или 4-й ступени уже почти полностью сглаживается.

Менее существенной особенностью работы ступени и компрессора в неравномерном поле скоростей является то, что вследствие отклонений от оптимальных условий обтекания лопаток КПД ступени (компрессора) и максимальное значение расхода воздуха могут быть несколько снижены. Но это снижение обычно гораздо менее заметно, чем смещение границы устойчивости.

Механизм воздействия окружной или смешанной неравномерности на работу ступени и компрессора более сложен, так как в этих случаях нарушается осевая симметрия потока, а обтекание лопаток рабочих колес приобретает существенно нестационарный характер из-за периодического попадания их в зоны повышенных и пониженных c_{1a} . Но в качественном отношении он аналогичен влиянию радиальной неравномерности:

а) рабочие лопатки периодически попадают в зону пониженных осевых скоростей, т. е. периодически обтекаются с повышенными углами атаки; в результате этого наличие зон с пониженными осевыми скоростями приводит к смещению границы устойчивости на большие расходы воздуха, т. е. к снижению ΔK_y ;

б) изменение других параметров компрессора гораздо менее существенно;

в) при прохождении потока через ступень степень неравномерности потока уменьшается, однако из-за осевой асимметрии и нестационарности течения выравнивание окружной неравномерности происходит гораздо медленнее, чем радиальной, и поэтому ее влияние может распространяться на все ступени компрессора.

На рис. 4.37 схематично показано влияние смешанной неравномерности потока на характеристику многоступенчатого осевого компрессора.

Смещение границы устойчивости является наиболее важным для практики эксплуатации следствием наличия неравномерности потока. Количественная связь этих явлений в общем случае достаточно сложна, так как определяется конкретным характером неравномерности, типом ступеней и степенью рассогласования на данном режиме работы как отдельных ступеней компрессора, так и лопаточных венцов, расположенных на разных радиусах. Поскольку на практике детальный учет этих факторов не всегда возможен, для инженерной оценки влияния неравномерности на работу компрессора используются различные приближенные критерии. Простей-

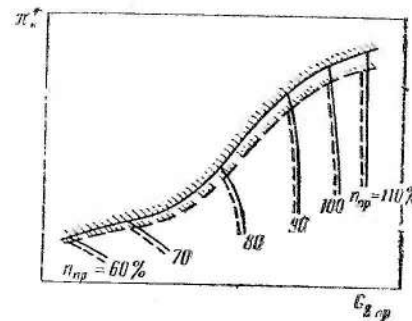


Рис. 4.37. Влияние неравномерности потока на входную характеристику компрессора:

— в равномерном поле; --- в неравномерном поле

шим из них является степень неравномерности поля скоростей, определяемая по разности наибольшего и наименьшего значений скорости (см. рис. 4.36):

$$\overline{\Delta c_a} = (c_{1a \max} - c_{1a \min}) / c_{1a \text{ ср}} \quad (4.29)$$

Однако влияние неравномерности определяется не только этой разностью, но и протяженностью зоны пониженных скоростей. Для учета этого обстоятельства применяются более сложные критерии, например параметр

$$\delta c_a = \frac{1}{F_B} \int_{F_{B1}} \left(1 - \frac{c_{1a}}{c_{1a \text{ ср}}} \right) dF, \quad (4.30)$$

где интегрирование ведется только по той части сечения входа, которая занята зоной пониженных скоростей.

Учитывая, что при обычных значениях скорости воздуха перед компрессором относительные отклонения c_{1a} и p^* от средних значений имеют почти один и тот же порядок (при постоянном статическом давлении и $\lambda_B = 0,5 \dots 0,6$ изменению скорости на 1% соответствует изменение p_B^* на 0,3—0,45%), вместо степени неравномерности поля скоростей часто рассматривают степень неравномерности поля давлений

$$\overline{\Delta p^*} = (p_{\max}^* - p_{\min}^*) / p_{\text{ср}}^* \quad (4.31)$$

или более сложные параметры, определяемые по формулам, аналогичным (4.30), например

$$\delta p^* = \frac{1}{F_B} \int_{F_{B1}} \left(1 - \frac{p^*}{p_{\text{ср}}^*} \right) dF. \quad (4.32)$$

В некоторых случаях (например, при отклонении струи газов, выходящих из сопла, в устройствах для реверса тяги, при отражении ее от поверхности земли у самолетов вертикального взлета и посадки, при неблагоприятном ветре на режиме висения вертолета и т. п.) возможно возникновение *неравномерности поля температур* на входе в компрессор вследствие попадания горячих газов (или подогретых ими воздушных струй) в воздухозаборник. Механизм влияния температурной неравномерности на работу компрессора изучен еще недостаточно, но в общем его можно интерпретировать следующим образом.

Пусть кривая 1 на рис. 4.38 изображает напорную линию характеристики компрессора при приведенной частоте вращения, соответствующей постоянной по всей площади входа температуре $T_B^* = T_H^*$, где T_H^* — полная температура набегающего на летательный аппарат потока в рассматриваемых условиях полета, и пусть точка a на этой кривой изображает установившийся режим работы компрессора в ГТД при данном $n_{\text{пр}}$. Пусть далее в результате какого-либо из описанных выше случаев перед компрессором в тех же условиях полета возникает зона с более высокой темпера-

турой — зона 2, которую мы для краткости будем именовать «горячей» зоной в отличие от «холодной» зоны 1.

В этих условиях при достаточно больших размерах горячей зоны компрессор как бы разделяется на два параллельно работающих компрессора (с близкими характеристиками), причем для упрощения можно считать, что полное давление перед каждым из них (т. е. в зонах 1 и 2) одинаково, поскольку возникновение температурной неравномерности вовсе не обязательно связано с неравномерностью поля давлений. Кроме того, оба компрессора нагнетают воздух в одно и то же пространство (например, в камеру сгорания), где окружающая неравномерность статического и полного давления обычно невелика, и поэтому давления за компрессором в зонах 1 и 2 также близки. Следовательно, степень повышения давления в зонах 1 и 2 для качественного анализа рассматриваемого явления можно принять одинаковой.

Но при этом компрессор, эквивалентный холодной зоне, по-прежнему будет работать с $n_{\text{пр}}$, соответствующей кривой 1 ($n_{\text{пр, хол}} = n \sqrt{288/T_H^*}$), а компрессор, эквивалентный горячей зоне — с меньшей $n_{\text{пр}}$, соответствующей кривой 2 и равной

$$n_{\text{пр, гор}} = n \sqrt{288/(T_H^* + \Delta T^*)},$$

где $\Delta T^* = T_{B2}^* - T_{B1}^*$ — подогрев воздуха в горячей зоне). Если бы оба компрессора, эквивалентные зонам 1 и 2, работали бы каждый со своей камерой сгорания и турбиной, т. е. независимо друг от друга, то их рабочие режимы в рассматриваемых условиях изобразились бы точками a и b , лежащими на одной и той же рабочей кривой, причем давления на выходе у них были бы различны. Но в действительности за компрессором, работающим при неравномерном поле температур, установится очевидно некоторое среднее давление, которому будет соответствовать среднее значение π_K^* , лежащее между значениями π_K^* в точках a и b . Это означает, что режим работы компрессора, эквивалентного холодной зоне, сместится из точки a в точку a' , а компрессора, эквивалентного горячей зоне, — в точку b' с существенно меньшим запасом устойчивости.

Таким образом, попадание горячих газов или подогретых струй воздуха на вход в компрессор приводит не только к снижению π_K^* , но и к резкому снижению запаса устойчивости (по горячей зоне), которое будет очевидно тем более значительным, чем больше при прочих равных условиях относительный подогрев $(T_{B2}^* - T_{B1}^*)/T_{B1}^*$.

Влияние нестационарности потока. Течение воздуха в компрессоре из-за относительного перемещения рабочих и неподвижных

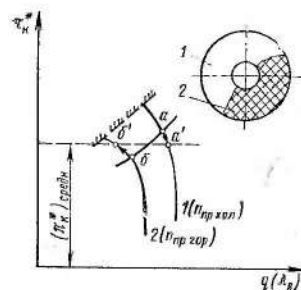


Рис. 4.38. Работа компрессора при наличии неравномерного поля температур:

1 — «холодная» зона, $T_{B1}^* = T_H^*$; 2 — «горячая» зона, $T_{B2}^* = T_H^* + \Delta T^*$

лопаток всегда является нестационарным. В дополнение к этой нестационарности, характеризуемой частотами колебаний порядка нескольких тысяч герц, в условиях эксплуатации может возникнуть нестационарность со значительно меньшими частотами, вызванная, например, периодическими колебаниями давления на входе при нарушении устойчивости течения в воздухозаборнике, нестационарностью процесса в камерах сгорания, а также носящими случайный характер пульсациями потока и крупномасштабной турбулентностью, возникающими при срывах потока в каналах воздухозаборника, при повышенной турбулентности атмосферы и т. п.

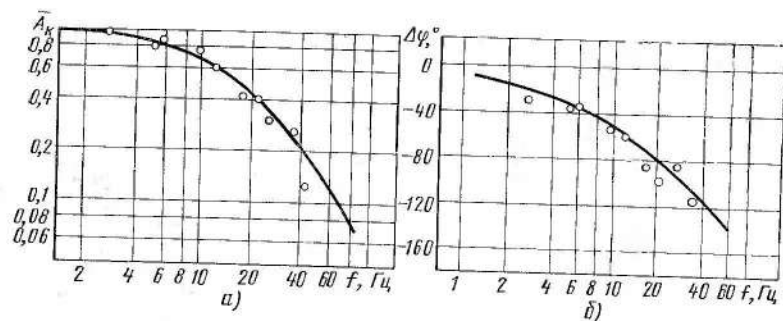


Рис. 4.39. Относительная амплитуда (а) и сдвиг фазы (б) колебаний давления на выходе из компрессора в зависимости от частоты колебаний давления на входе.

Рассмотрим некоторые особенности работы компрессора при периодических колебаниях давления в его входном сечении. Из-за гидравлических сопротивлений и демпфирующих свойств ступеней колебания давления во входном сечении доходят до выходного сечения компрессора ослабленными, причем степень этого ослабления (при отсутствии каких-либо резонансных явлений) должна увеличиваться по мере возрастания частоты колебаний. Кроме того, всякие возмущения давления передаются по тракту компрессора с конечной скоростью, в результате чего колебания давления на входе достигают выходного сечения с опозданием, т. е. со сдвигом фазы. Если бы проточная часть компрессора представляла собой простой канал, то скорость распространения волн давления по его тракту (относительно корпуса) складывалась бы из скорости распространения возмущений в неподвижной среде (т. е. скорости звука) и скорости потока. Но в действительности канал компрессора загроможден рабочими и неподвижными лопатками, которые затрудняют распространение звуковых волн, и поэтому скорость распространения колебаний давления от входа компрессора к выходу, по-видимому, близка к осевой скорости воздуха.

Изложенное хорошо иллюстрируется экспериментальными данными рис. 4.39. На рис. 4.39, а показано влияние частоты колебаний f на относительную амплитуду колебаний A_k , равную отношению амплитуды колебаний давления за компрессором p_k к ампли-

туде колебаний давления перед компрессором. (Обе амплитуды выражены в процентах среднего значения соответствующих давлений). На рис. 4.39, б показаны соответствующие значения сдвига фазы $\Delta\varphi$ (запаздывания) колебаний p_k по отношению к колебаниям p_v , выраженные в угловых градусах, причем $\Delta\varphi = 120^\circ$ соответствует, очевидно, запаздыванию на одну треть периода.

Как видно, при малых частотах давление за компрессором практически изменяется в той же фазе, что и на входе, и с той же относительной амплитудой. Следовательно, при медленном изменении p_v^* степень повышения давления в компрессоре не изменяется, режим работы всех элементов компрессора остается подобным. По мере увеличения частоты изменение давления на выходе начинает все больше отставать по фазе, а относительная его амплитуда уменьшается. В результате в отдельные моменты времени (когда p_v^* упало, а p_k^* еще не успело понизиться) степень повышения давления в компрессоре и, следовательно, аэродинамическая нагрузка его решеток могут существенно превысить их значения, соответствующие такой же частоте вращения и такому же (среднему по времени) расходу воздуха при отсутствии колебаний.

При быстром увеличении угла атаки срыв потока с поверхности профиля наступает, как известно, несколько позже, чем при медленном увеличении аэродинамической нагрузки. Однако эта задержка далеко не всегда компенсирует возрастание мгновенных значений углов атаки, и поэтому наличие колебаний давления перед компрессором может вызвать заметное смещение границы устойчивой работы и соответствующее уменьшение запаса устойчивости двигателя.

Аналогичный эффект может быть вызван периодическими возмущениями потока со стороны камеры сгорания.

Механизм влияния случайных пульсаций и крупномасштабной турбулентности на работу компрессора более сложен и менее изучен, но в конечном счете также сводится к возрастанию мгновенных значений углов атаки в лопаточных венцах.

Следует отметить также еще один возможный вид нестационарности потока в компрессоре, связанный с резким повышением температуры на входе (например, при внезапном попадании горячих газов в воздухозаборник или при ударе молнии в самолет). Вызванное быстрым ростом $T_{в*}$ снижение $n_{пр}$ приводит к такому же быстрому падению p_k^* и G_v , что с учетом особенностей работы компрессора в системе двигателя, емкости камеры сгорания и инерционности регулирующей аппаратуры, приводит к резкому (хотя и кратковременному) снижению запаса устойчивости.

Влияние искажения размеров, формы и состояния поверхности лопаток. Искажение геометрической формы и размеров элементов проточной части, изменение радиальных зазоров и ухудшение состояния поверхности лопаток в условиях эксплуатации могут быть вызваны:

— повреждениями или обрывами лопаток из-за попадания в компрессор посторонних предметов, кусков льда, птиц и т. п.;

— загрязнением и абразивным износом лопаток при работе на пыльных или грунтовых аэродромах (площадках);

— увеличением радиальных зазоров вследствие износа уплотнений, неравномерного температурного расширения деталей или нарушения технологии в процессе производства или ремонта;

— коррозией лопаток и т. д.

Обрыв лопаток обычно приводит к таким разрушениям элементов проточной части, в результате которых (если двигатель продолжает работать) η_k^* и $\eta_{кр}^*$ резко падают, а запас устойчивости весьма существенно снижается; во многих случаях это приводит к нарушению устойчивой работы компрессора. Незначительные повреждения (забоины) приводят к менее резкому ухудшению параметров компрессора, но при большом их количестве также могут служить причиной заметного снижения η_k^* и ΔK_v . К такому же результату приводит увеличение радиальных зазоров или сильная коррозия лопаток.

Абразивный износ и загрязнение лопаток в двигателях больших размеров обычно сравнительно мало сказываются на запасе устойчивости, хотя приводят к некоторому снижению КПД. Однако в малоразмерных компрессорах абразивный износ может быть причиной существенного снижения η_k^* , $\eta_{кр}^*$ и ΔK_v , особенно на вертолетах, где количество засасываемой пыли при взлете или висении может быть при отсутствии пылезащитных устройств в воздухозаборниках весьма значительным. Поэтому необходимо постоянно следить за состоянием лопаток компрессора в процессе эксплуатации и своевременно принимать меры к устранению замеченных дефектов.

4.10. РЕГУЛИРОВАНИЕ КОМПРЕССОРОВ ГТД

В подразд. 4.6 было показано, что при $\bar{n}_{пр} < 1$ режимы работы первых ступеней переходят на левые ветви их характеристик, приближаясь к границе срыва, а у последних ступеней — на правые ветви с отрицательными углами атаки, с пониженными значениями напора и КПД. При $\bar{n}_{пр} > 1$ рассогласование ступеней имеет противоположный характер. Для уменьшения рассогласования ступеней многоступенчатого компрессора на нерасчетных режимах и улучшения работы его в различных условиях эксплуатации в авиационных ГТД широко применяются различные способы регулирования компрессоров, целью которого могут быть:

— повышение запасов устойчивости компрессора для обеспечения устойчивой работы его во всех условиях эксплуатации;

— снижение уровня вибронпряжений в лопатках, возникающих на повышенных углах атаки;

— повышение КПД компрессора на нерасчетных режимах;

— изменение соотношения между $n_{пр}$ и η_k^* (или $G_{в.пр}$) на рабочих режимах для улучшения тех или иных характеристик двигателя.

Основными способами регулирования компрессоров являются:

- перепуск воздуха из проточной части компрессора в атмосферу, в наружный контур двигателя или в какое-либо другое пространство с пониженным давлением;

- поворот направляющих или рабочих лопаток;

- изменение соотношения между частотами вращения различных ступеней (применение двух- и многокаскадных компрессоров).

Перепуск воздуха. Перепуск воздуха является одним из наиболее простых способов регулирования компрессора. Как видно из рис. 4.32, устойчивая работа ТРД с нерегулируемым компрессором обеспечивается только при $n_{пр} > n_{пр.н}$. При меньших значениях $n_{пр}$ расход воздуха (газа) через расположенную за компрессором турбину на установившихся режимах оказывается меньшим, чем на границе устойчивой работы компрессора. Следовательно, устойчивую работу двигателя в этой области можно обеспечить, перепустив часть воздуха из проточной части компрессора мимо турбины через специальный клапан (клапан перепуска), управляемый системой автоматического регулирования двигателя. Клапан перепуска часто выполняют в виде стальной ленты, закрывающей окна в корпусе компрессора (окна перепуска). В этом случае может использоваться термин «лента перепуска».

В принципе клапан перепуска может быть расположен за компрессором. Однако в этом случае возможности такого регулирования будут ограничены пропускной способностью последних ступеней, малые проходные сечения которых являются одной из основных причин ухудшения работы компрессора при низких $n_{пр}$. Поэтому более целесообразным является устройство перепуска в средней части компрессора. Так, у компрессора на рис. 3.1 лента перепуска 2 установлена за 4-й ступенью при общем числе ступеней $z=8$. Открытие клапана (или ленты) перепуска при пониженных значениях приведенной частоты вращения в этом случае приводит к увеличению расхода воздуха только через первые ступени, т. е. как раз через ступени, работающие с повышенными углами атаки. В результате осевые скорости воздуха в этих ступенях увеличиваются, а углы атаки уменьшаются, приближаясь к расчетным, что не только обеспечивает работу этих ступеней (и вместе с тем всего компрессора) без срыва, но и приводит к возрастанию их КПД, а также благоприятно сказывается на уровне вибронпряжений в лопатках.

В то же время затрата дополнительной работы на сжатие воздуха, выпускаемого через систему перепуска, приводит обычно к необходимости увеличения подачи топлива для поддержания неизменной частоты вращения ротора ГТД и соответственно к увеличению температуры газов перед турбиной, что влечет за собой уменьшение объемного расхода воздуха через последние ступени компрессора. В результате осевые скорости воздуха в этих ступенях уменьшаются, а углы атаки увеличиваются, также приближаясь к расчетным, что приводит к увеличению напора и КПД последних ступеней. Таким образом, открытие клапана (ленты) перепуска при пониженных значениях $n_{пр}$ приводит к увеличению запаса ус-

тойчивости компрессора, увеличению π_k^* и повышению КПД как первых, так и последних его ступеней.

Однако следует подчеркнуть, что положительный эффект перепуска наблюдается только при пониженном значении $n_{пр}$ компрессора. При высоких $n_{пр}$ срыв потока возникает прежде всего в последних ступенях. Поэтому открытие окон перепуска в этом случае из-за вызванного им увеличения углов атаки в последних ступенях

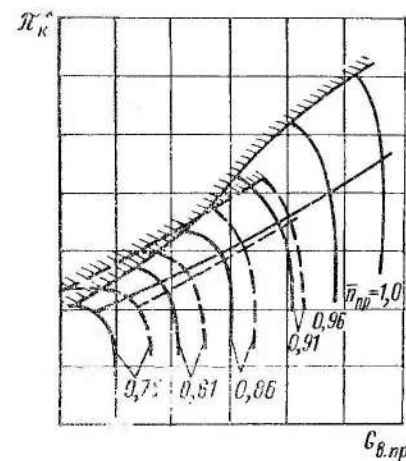


Рис. 4.40. Форма характеристик и расположение рабочих кривых для осевого компрессора при закрытых (—) и открытых (---) окнах перепуска воздуха из средних ступеней

приведет к более раннему срыву, т. е. не к увеличению, а к снижению запаса устойчивости. Кроме того, в этом случае увеличение осевых скоростей воздуха в первых ступенях, работающих при высоких $n_{пр}$ на правых ветвях своих характеристик, приводит к снижению их напора.

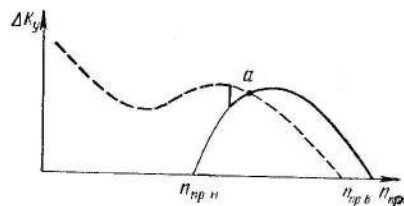


Рис. 4.41. Типичная зависимость запаса устойчивости осевого компрессора с высокой степенью повышения давления от $n_{пр}$ при закрытых (—) и открытых (---) клапанах перепуска воздуха

На рис. 4.40 показано типичное изменение характеристики и положения рабочей кривой многоступенчатого осевого компрессора при открытии клапана (ленты) перепуска. По горизонтали здесь отложен приведенный расход воздуха на входе в компрессор. Как видно, при пониженных значениях $\bar{n}_{пр}$ открытие перепуска приводит к смещению напорных кривых вправо и вверх, т. е. к увеличению $G_{в.пр}$ и π_k^* . Но при более высоких значениях $\bar{n}_{пр}$ расход возрастает в значительно меньшей степени (из-за приближения к режимам заклинивания в лопаточных венцах первых ступеней), а $\pi_{k, \max}^*$ падает.

С точки зрения обеспечения максимального запаса устойчивости необходимо открывать окна перепуска воздуха, как только приведенная частота вращения окажется меньшей, чем в точке а (рис. 4.41). Однако непроизводительные затраты мощности на сжатие перепускаемого воздуха приводят к значительному снижению тяги и ухудшению экономичности двигателя при включении перепуска. Поэтому на практике значение $n_{пр}$, при котором открываются окна перепуска, обычно располагается левее точки а и соответствует минимально допустимому запасу устойчивости или максимально до-

пустимому уровню вибронпряжений в лопатках при работе двигателя без перепуска.

Обычно перепускается 15—25% воздуха, поступающего в компрессор. В некоторых случаях применяют не один, а несколько рядов перепускных окон, расположенных в различных сечениях компрессора (в различных ступенях) и открываемых при снижении $n_{пр}$ последовательно с таким расчетом, чтобы обеспечить наилучшее соотношение между количеством перепускаемого воздуха и достигаемым при этом увеличением запаса устойчивости.

Поворот лопаток компрессора. Изменение в желаемом направлении углов атаки в различных ступенях компрессора может быть достигнуто соответствующим изменением углов установки (т. е. поворотом) лопаток ротора или статора при изменении режима работы двигателя.

Поворот лопаток статора применяется широко, причем число и расположение регулируемых лопаточных венцов выбирается в зависимости от типа компрессора, общего числа ступеней и его назначения. Чаще всего используется поворот лопаток ВНА или направляющих аппаратов нескольких первых ступеней. В некоторых двигателях, рассчитанных на большие сверхзвуковые скорости полета (например, в двигателях J93 и GE4 фирмы «Дженерал электрик»), применяется одновременное регулирование положения направляющих аппаратов в группе первых и в группе последних ступеней.

Поворот лопаток ВНА. Возможность воздействия на углы атаки у лопаток рабочего колеса первой ступени компрессора поворотом лопаток ВНА наглядно показана на рис. 4.42. При пониженных значениях приведенной частоты вращения первая ступень работает с пониженным коэффициентом расхода $\bar{c}_a$ и с повышенными углами атаки. Соответствующий этому случаю треугольник скоростей изображен на рис. 4.42 сплошными линиями. Там же сплошными линиями изображены контуры лопаток ВНА в исходном (расчетном) положении. Если же повернуть эти лопатки в положение, показанное пунктиром, то вследствие изменения направления вектора скорости c_1 треугольник скоростей деформируется (см. пункт на рис. 4.42) и угол атаки при неизменном значении расходной составляющей скорости воздуха уменьшится.

Поворот лопаток статора на уменьшение угла установки (т. е. на уменьшение α_1) и увеличение предварительной закрутки воздуха перед колесом принято называть поворотом «на прикрытие» и приписывать ему отрицательный знак. Как видно, при таком направлении поворота лопаток ВНА можно и при пониженном коэффициенте расхода $\bar{c}_a$ обеспечить сохранение расчетного угла атаки у лопаток рабочего колеса и тем самым предотвратить возникновение срыва потока и падение КПД первой ступени при $\bar{n}_{пр} \ll 1$. При этом угол β_2 в треугольнике скоростей ступени изменится незначительно и, следовательно, одновременно с уменьшением c_a будет уменьшаться также закрутка воздуха $\Delta\omega_u$ (согласно рис. 4.42) и в конечном счете работа, затрачиваемая на вращение

ступени, и развиваемый ею напор. В результате вся характеристика компрессора смещается при прикрытии лопаток ВНА на меньшие расходы и напоры.

Таким образом, поворот лопаток ВНА накрытие при пониженных значениях $n_{пр}$ приводит не только к повышению запаса устойчивости компрессора (вследствие уменьшения углов атаки), но и к снижению потребляемой работы, степени повышения давле-

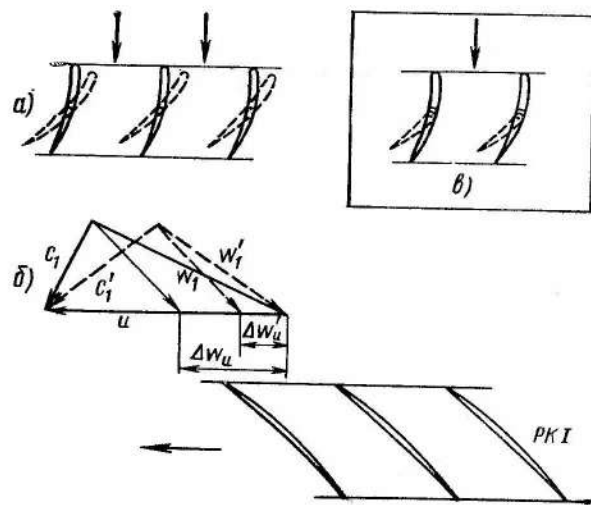


Рис. 4.42. К объяснению влияния поворота лопаток ВНА на угол атаки в рабочих лопатках первой ступени компрессора:

а—схема поворота лопаток ВНА; б—изменение треугольников скоростей; в—ВНА с лопатками переменной кривизны

ния и расхода воздуха, что благоприятно сказывается на мощности, потребной для прокрутки компрессора при запуске двигателя.

Однако поворот ВНА существенно улучшает условия обтекания практически только для лопаток первой ступени. Поэтому общая эффективность такого регулирования сравнительно невелика и для обеспечения устойчивой работы компрессора при пониженных значениях $n_{пр}$ часто оказывается недостаточной, что заставляет применять сочетание поворота ВНА с перепуском воздуха (см., например, рис. 3.1). Кроме того, условия обтекания лопаток самого ВНА при их прикрытии, как видно из рис. 4.42, ухудшаются (резко возрастают углы атаки). Поэтому КПД всего компрессора увеличивается при таком регулировании незначительно. Несколько более эффективным в этом отношении является применение ВНА с лопатками переменной кривизны, один из вариантов конструкции которых схематично показан на рис. 4.42, в.

Поворот лопаток НА нескольких первых ступеней. Такое регулирование компрессора по физическим основам аналогично регули-

рованию поворотом ВНА, но по достигаемому эффекту значительно превосходит его, так как при этом увеличивается число рабочих колес, углы атаки на лопатках которых могут быть непосредственно и значительно снижены в результате поворота стоящих перед ними направляющих аппаратов. Кроме того, поворот лопаток этих аппаратов, уменьшая углы атаки в рабочих лопатках, как видно из анализа треугольников скоростей, приводит одновременно к уменьшению углов атаки (т. е. к улучшению условий обтекания) и в самих поворотных аппаратах (за исключением ВНА).

В результате при регулировании компрессора поворотом НА в нескольких первых ступенях запас устойчивости на пониженных значениях $n_{пр}$ увеличивается настолько, что надобность в одновременном применении, например, перепуска воздуха обычно отпадает (за исключением иногда режимов запуска и земного малого газа), при этом КПД компрессора может быть существенно повышен.

На рис. 4.43 показан характер влияния различных способов регулирования на КПД компрессора с высоким расчетным значением π_k^* . В нерегулируемом компрессоре (кривая 1) при пониженных значениях $n_{пр}$ КПД существенно снижается из-за рассогласования ступеней (см. также рис. 4.23). Поворот лопаток ВНА лишь незначительно увеличивает η_k^* (кривая 2). Управление с помощью направляющих аппаратов углами атаки на рабочих лопатках в несколько первых ступенях (кривая 3) позволяет в широком диапазоне приведенных частот вращения сохранить КПД компрессора на уровне не ниже расчетного. Кроме того, одновременное прикрытие ВНА и НА в нескольких первых ступенях компрессора приводит к более значительному уменьшению работы, потребной для вращения компрессора, и расхода воздуха, чем при прикрытии только ВНА, что существенно облегчает процесс запуска ГТД с таким компрессором.

Одновременное регулирование НА в первых и последних ступенях. В двигателях, рассчитанных на большие сверхзвуковые скорости полета, снижение $n_{пр} = n \sqrt{288/T^*}$ может быть вызвано не переходом к пониженным режимам работы, а значительным увеличением температуры воздуха на входе вследствие торможения набегающего на самолет сверхзвукового потока. В этом случае уменьшение расхода воздуха при повороте направляющих аппаратов первых ступеней (для уменьшения углов атаки) является нежелательным, так как в конечном счете приводит к снижению тяги двигателя.

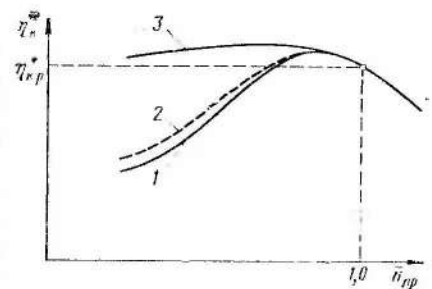


Рис. 4.43. Изменение КПД на рабочих режимах в зависимости от $n_{пр}$ одновальных компрессоров:

1—нерегулируемого; 2—с поворотным ВНА; 3—с поворотными лопатками в нескольких направляющих аппаратах

Этого можно избежать, применяя одновременное регулирование НА, как в первых, так и в последних ступенях.

Если при пониженных значениях $n_{тр}$ направляющие аппараты в последних ступенях повернуть в сторону, противоположную показанной на рис. 4.42, т. е. на увеличение угла установки (на «раскрытие»), то это приведет к увеличению углов атаки, т. е. к улучшению условий обтекания лопаток (за счет приближения углов

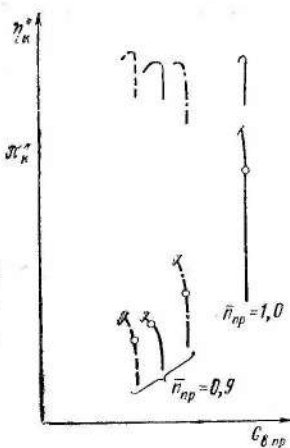


Рис. 4.44. Сравнение характеристик компрессоров:

— нерегулируемого; — — — регулируемого поворотом направляющих аппаратов в группе первых ступеней; - - - - - то же в группе первых и в группе последних ступеней; ○ — рабочие точки

сложной задачей и приводит к более дорогому и несколько менее надежному компрессору, чем, например, при регулировании положения направляющих аппаратов только в первых ступенях, и поэтому может быть оправдано только в тех случаях, когда снижение приведенного расхода воздуха в результате регулирования компрессора нежелательно.

Углы поворота лопаток в различных венцах статора должны быть различными. Чем меньше относительное значение $n_{тр}$ и чем дальше расположена данная ступень от середины компрессора, тем в большей мере отклоняется режим ее работы от оптимального (см. рис. 4.22) и, следовательно, тем больше должен быть угол поворота направляющего аппарата, стоящего перед ее рабочим колесом, для сохранения углов атаки, близких к оптимальным (рис. 4.45). В средних ступенях отклонения режимов работы от оптимальных обычно невелики, и поэтому эти ступени могут выполняться нерегулируемыми.

атаки к расчетным) и, что важно, к увеличению работы вращения этих ступеней. В результате увеличения передаваемой воздуху работы и роста КПД последних ступеней увеличится степень повышения давления воздуха в компрессоре, плотность воздуха в последних ступенях и, в конечном счете, расход воздуха через двигатель.

При этом запас по срыву в последних ступенях несколько снизится вследствие увеличения углов атаки. Но поскольку при пониженных значениях $n_{тр}$ у нерегулируемого компрессора углы атаки в этих ступенях отрицательны и, кроме того, вызванное регулированием увеличение расхода воздуха приводит к уменьшению углов атаки в первых ступенях, запас устойчивости компрессора в целом в итоге может даже возрасти. Для иллюстрации на рис. 4.44 показан характер изменения характеристики компрессора и положения рабочих точек при регулировании его поворотом лопаток в нескольких венцах статора.

Следует отметить, что регулирование направляющих аппаратов первых и последних ступеней является конструктивно более

Поворот рабочих лопаток в конструктивном отношении более сложен и находит в настоящее время ограниченное применение только в одноступенчатых вентиляторах некоторых двухконтурных двигателей. Реализация такого регулирования позволяет изменять в значительных пределах коэффициент напора вентилятора при сохранении высокого уровня КПД и расширить диапазон устойчивой его работы. Аналогичные результаты можно получить и с помощью регулируемого ВНА с лопатками переменной кривизны. Но постановка ВНА значительно увеличивает шум, создаваемый вентилятором. Кроме того, поворот рабочих лопаток обеспечивает возможность реверсирования тяги, создаваемой вентилятором, а также флюгирования его лопаток при полете с выключенным или отказавшим двигателем для уменьшения его лобового сопротивления.

Применение двух- и многокаскадных компрессоров. Каскадом компрессора называется группа ступеней, установленных на одном валу и приводимых отдельной турбиной. Идея разделения компрессора на стоящие друг за другом каскады сводится к следующему: компрессор с высоким расчетным значением π_{k*} разделяется на

группы ступеней со значительно меньшей величиной $\pi_{k,r}$ и соответственно с меньшим возможным рассогласованием ступеней в пределах каждой из них; при этом рассогласование ступеней, находящихся в разных каскадах, может быть уменьшено за счет естественного или принудительного изменения соотношения частот вращения каскадов при изменении общей степени повышения давления. Чем больше число каскадов, тем большим может быть и достигаемый эффект. Однако из-за конструктивных сложностей схемы с числом каскадов более трех пока не получили распространения.

Примером использования этой идеи может служить двухвальный ТРД (рис. 4.46). В этом двигателе первая группа ступеней образует так называемый компрессор (каскад) низкого давления (КНД), а вторая группа — компрессор (каскад) высокого давления (КВД). Оба компрессора расположены на соосных валах и приводятся во вращение каждый от своей турбины, причем обе турбины также расположены друг за другом. На расчетном режиме параметры этих турбин подбирают таким образом, чтобы каждый из каскадов компрессора вращался с заданной частотой, при которой все ступени компрессора работают согласованно. (Частота вращения КНД n_1 и частота вращения КВД n_2 может быть одинаковой или более высокой в КВД — см. гл. 3). При этом распределение работы между турбинами будет соответствовать распределе-

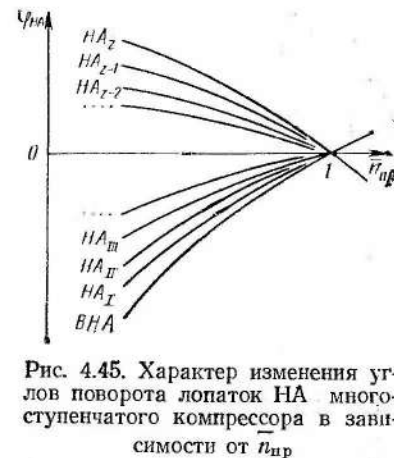


Рис. 4.45. Характер изменения углов поворота лопаток НА многоступенчатого компрессора в зависимости от $n_{тр}$

нию работы, затрачиваемой на вращение ступеней, между КНД и КВД.

Рассмотрим, как будет вести себя такая конструкция при уменьшении приведенной частоты вращения каскадов. В компрессоре, не разделенном на каскады, углы атаки в первых ступенях при снижении $n_{пр}$ растут, что приводит к возрастанию аэродинамических нагрузок на лопатки — ступени «затягиваются». В последних ступенях («соответствующих КВД»), наоборот, углы атаки уменьшаются, ступени «облегчаются».

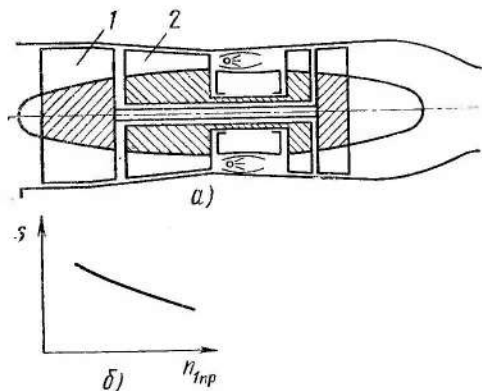


Рис. 4.46. ТРД с двухкаскадным компрессором:

а—схема; 1—компрессор низкого давления; 2—компрессор высокого давления; б—изменение скольжения роторов при изменении $n_{пр}$

гом турбинах распределение работы расширения газа между ними остается практически неизменным. Следовательно, неизменным должно быть и распределение работы вращения между КНД и КВД. Это означает, что турбины не смогут привести оба каскада с прежним соотношением частот вращения: у «затяженного» КНД она упадет, а у «облегченного» КВД возрастет по сравнению с частотой вращения нерегулируемого (не разделенного на каскады) компрессора в аналогичных условиях. В результате так называемое *скольжение* роторов $s = n_2/n_1$ при снижении $n_{пр}$ увеличится (см. рис. 4.46). Расход воздуха при этом по сравнению с нерегулируемым компрессором изменится мало, так как снижение частоты вращения КНД и увеличение ее у КВД воздействуют на расход взаимно противоположным образом. Но снижение n_1 при неизменном расходе воздуха означает уменьшение углов атаки в ступенях КНД, а увеличение n_2 — соответствующее увеличение углов атаки в последних ступенях двухкаскадного компрессора.

Таким образом, в рассматриваемом ТРД с двухкаскадным компрессором наблюдается эффект *саморегулирования* компрессора, в результате которого рассогласование его ступеней существенно уменьшается, что приводит к значительному возрастанию его КПД

и запаса устойчивости (по сравнению с нерегулируемым компрессором) и в ряде случаев позволяет обойтись без других средств регулирования. При необходимости этот эффект может быть дополнительно усилен целенаправленным воздействием на распределение работы между ступенями турбины.

Выбор того или иного способа регулирования компрессора ГТД зависит от многих факторов, среди которых первостепенное значение имеют расчетная степень повышения давления, принципиальная схема двигателя и его назначение. При этом могут использоваться также сочетания различных способов регулирования.

4.11. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ

Характеристику многоступенчатого компрессора можно получить «сложением» характеристик его отдельных ступеней. Такой метод наиболее достоверен, позволяет учесть конкретное распределение работы между ступенями, их тип и все другие особенности данного компрессора. Однако практическое применение этого метода, помимо необходимости знания детальных характеристик всех ступеней, осложняется недостаточной изученностью деформации полей скоростей и других форм влияния отдельных ступеней друг на друга при их совместной работе в компрессоре.

В то же время анализ экспериментальных характеристик осевых компрессоров позволяет построить методику приближенного расчета суммарных характеристик многоступенчатых осевых компрессоров, основанную на использовании общих закономерностей изменения параметров компрессора на линии оптимальных режимов при изменении $n_{пр}$ и на существовании аналогии между характеристикой компрессора (при $n_{пр} = \text{const}$) и характеристикой ступени. Эта аналогия проявляется при введении в анализ средней по компрессору осевой скорости воздуха

$$(c_a)_{\text{средн}} = G_v / (F_{ер} q_{ер}), \quad (4.33)$$

где $F_{ер}$ — среднее значение площади, ометаемой лопатками одной ступени компрессора; $q_{ер} = \sqrt{Q_v Q_k}$ — среднегеометрическое значение плотности воздуха, и соответствующего ей среднего коэффициента расхода

$$\tilde{c}_a = \frac{(c_a)_{\text{средн}}}{u_k} = \frac{G_v}{F_{ер} q_{ер} u_k}, \quad (4.34)$$

где u_k — окружная скорость лопаток первой ступени.

Основные результаты такого анализа сводятся к следующему.

1. Зависимость работы вращения компрессора L_k от коэффициента расхода $\tilde{c}_a$ при $n_{пр} = \text{const}$, как и для ступени (см. рис. 4.11), практически линейна во всем диапазоне режимов от границы устойчивой работы до границы записания по выходу, причем наклон этой линии зависит от среднего коэффициента нагрузки ступеней в компрессоре μ_k .

Если значения L_k и $\tilde{c}_a$ на оптимальном режиме работы компрессора при данной частоте вращения принять за единицу, то угол Φ , характеризующий крутизну рассматриваемой зависимости, при малых окружных скоростях может быть определен по графику рис. 4.47, а. При приведенных окружных скоростях, превышающих 260 м/с, крутизна рассматриваемой характеристики несколько возрастает (рис. 4.47, б).

2. Относительное изменение гидравлических потерь в компрессоре при изменении $\tilde{c}_a$ и $n_{пр} = \text{const}$ аналогично изменению L_r в ступени (см. рис. 4.12) и при-

ближенно может быть определено по рис. 4.48, где дано изменение коэффициента

$$\xi_k = \frac{L_r/L_{r \text{ опт}}}{(\tilde{c}_a/\tilde{c}_{a \text{ опт}})^2} \quad (4.35)$$

в функции относительного коэффициента расхода $\tilde{c}_a = \tilde{c}_a/\tilde{c}_{a \text{ опт}}$.

3. Относительное изменение максимальных значений КПД нерегулируемого компрессора при изменении $\bar{n}_{\text{пр}}$ зависит в основном от расчетной степени повышения давления $\pi_{\text{к.р}}^*$ и при характерных для авиационных компрессоров соот-

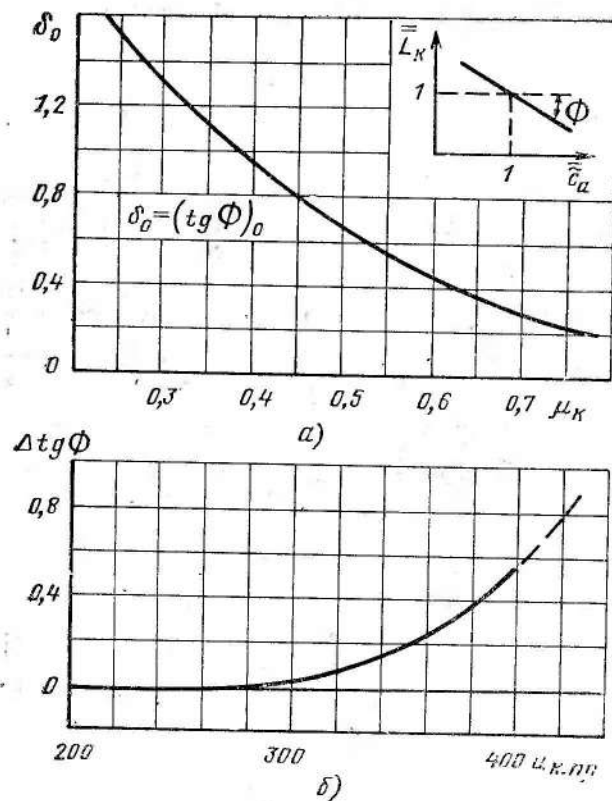


Рис. 4.47. Зависимость $\bar{L}_k = L_{k \text{ опт}}/\tilde{c}_a = \tilde{c}_a/c_{a \text{ опт}}$:
а—значения $\delta_0 = (tg \Phi)_0 = f(\mu_k)$ при малых окружных скоростях;
б—приращение $tg \Phi$ ($\Delta tg \Phi = tg \Phi - \delta_0$) при $u_k > 260$ м/с

ношениях между действительными и критическими числами $M_{\text{кр}}$ на расчетном режиме может быть определено по данным рис. 4.23.

4. Относительное изменение среднего коэффициента расхода на оптимальных режимах при изменении $\bar{n}_{\text{пр}}$ для нерегулируемых осевых компрессоров приближенно может быть определено по рис. 4.49, а, где по вертикали отложен параметр $\tilde{c}_{a \text{ опт}} = \tilde{c}_{a \text{ опт}}/(\tilde{c}_{a \text{ опт}})_{\bar{n}_{\text{пр}}=1}$. Резкое уменьшение $\tilde{c}_{a \text{ опт}}$ при $\bar{n}_{\text{пр}} > 1$ вызвано влиянием заклинивания первых ступеней компрессора в этой области режимов.

5. Относительное изменение коэффициента затраченной работы нерегулируемого компрессора $\bar{L}_k = L_k/\mu_k^2$ на оптимальных режимах при изменении $\bar{n}_{\text{пр}}$ может быть оценено по рис. 4.49, б. Здесь по вертикали отложен параметр

$$\Delta \bar{L}_{k \text{ опт}} = \frac{1}{\delta_0} (\bar{L}_{k \text{ опт}} - 1), \text{ где } \bar{L}_{k \text{ опт}} = \bar{L}_{k \text{ опт}}/(\bar{L}_{k \text{ опт}})_{\bar{n}_{\text{пр}}=1}.$$

6. Типичный характер изменения коэффициента затраченной работы $\bar{L}_k$ на границе устойчивой работы нерегулируемого осевого компрессора с $\pi_{\text{к.р}}^* > 5$ при изменении $\bar{n}_{\text{пр}}$ показан на рис. 4.49, в, где по вертикали отложен параметр $\bar{L}_{k \text{ гр}} = \bar{L}_{k \text{ гр}}/(\bar{L}_{k \text{ гр}})_{\bar{n}_{\text{пр}}=1}$. Как видно, это изменение невелико ($\pm 5\%$) и в качествен-

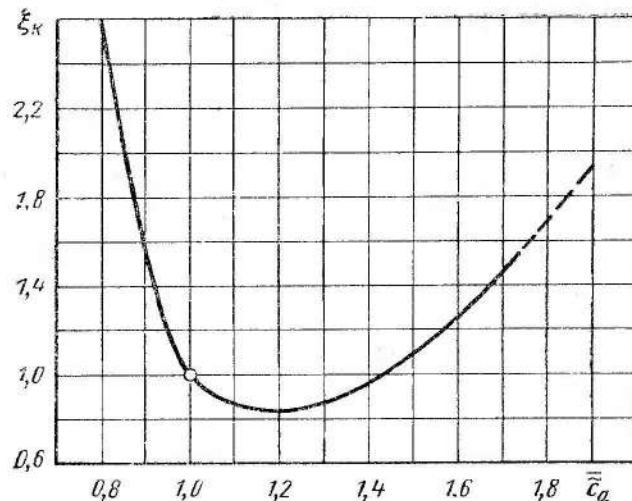


Рис. 4.48. Изменение потерь в компрессоре при изменении $\tilde{c}_a$

ном отношении отражает наличие трех участков на границе устойчивой работы компрессора (см. рис. 4.27). При значениях $\pi_{\text{к.р}}^*$, меньших 4—5, возможная степень рассогласования ступеней в области $\bar{n}_{\text{пр}} < 1$ снижается, и поэтому отклонения значений $\bar{L}_{k \text{ гр}}$ от единицы становятся меньшими, чем на рис. 4.49. В одноступенчатых компрессорах можно считать $\bar{L}_{k \text{ гр}} = \text{const} = 1,0$.

Указанные зависимости позволяют выполнить приближенный расчет характеристики нерегулируемого авиационного компрессора по значениям его параметров на расчетном режиме.

1. Пусть на этом режиме известны (заданы) — степень повышения давления $\pi_{\text{к.р}}^*$, КПД $\eta_{\text{к.р}}^*$, плотность тока на входе $q(\lambda_{\text{в}})_p$, приведенная окружная скорость первой ступени $u_{\text{к.пр.р}}$ и коэффициент нагрузки μ_k . Будем считать заданными также запас устойчивости на расчетном режиме $\Delta K_{y.p}$ (например, по статистическим данным), соотношение площадей проходных сечений проточной части на входе и выходе $F_{\text{в}}/F_{\text{к}}$ и показатель адиабаты k . По этим данным могут быть

вычислены расчетные значения степени повышения температуры воздуха в компрессоре и плотности тока на выходе из него:

$$v_{k,p}^* = 1 + (e_{k,p}^* - 1) / \eta_{k,p}^* \quad (4.36)$$

$$q(\lambda_k)_p = q(\lambda_v)_p \frac{F_v}{F_k} \frac{V \sqrt{v_{k,p}^*}}{\pi_{k,p}^*} \quad (4.37)$$

и соответственно значения $\lambda_{v,p}$ и $\lambda_{k,p}$.

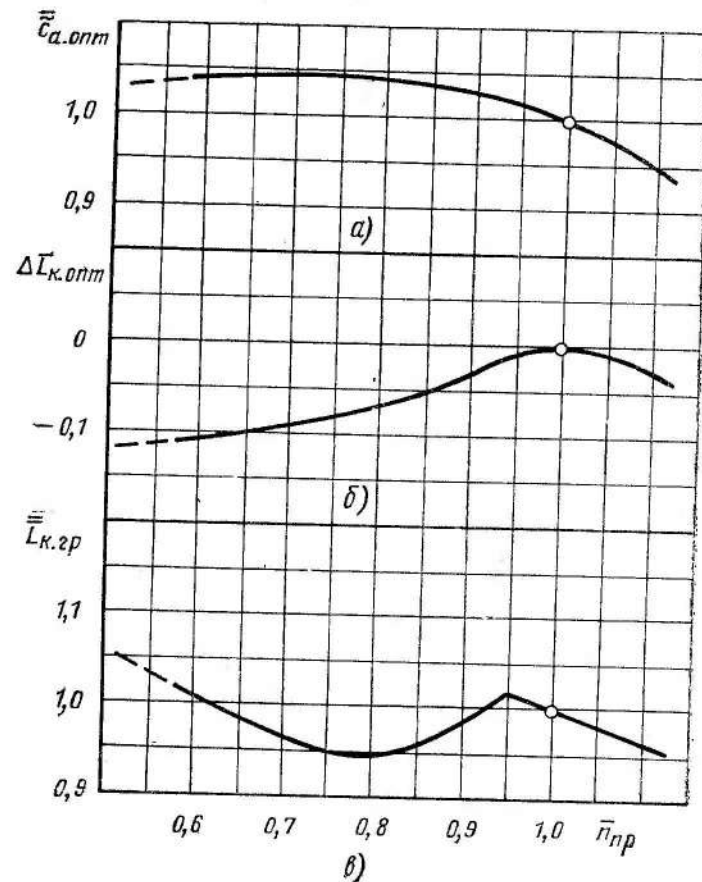


Рис. 4.49. Влияние $\bar{p}_{пр}$ на параметры нерегулируемого осевого компрессора:

а — изменение оптимального значения коэффициента расхода $\bar{c}_a$;
б — изменение коэффициента затраченной работы $\bar{L}_k$ на оптимальных режимах; в — изменение коэффициента затраченной работы на границе устойчивости для компрессоров с $\pi_{k,p}^* > 5$ и $\delta_0 \approx 1$

2. Будем полагать далее, что на расчетном режиме работы компрессора все ступени работают согласованно и, следовательно, расчетный режим совпадает с режимом максимума КПД при $\bar{p}_{пр} = 1$. Тогда, задавшись рядом значений $\bar{p}_{пр}$

в диапазоне, где выполняется расчет характеристик, можно для каждого значения определить параметры компрессора на оптимальном режиме (т. е. при $\eta_{k, \max}^*$). Для этого необходимо, используя данные рис. 4.23, 4.47 и 4.49, разделить значения $\bar{\eta}_{k, \max}^*$, δ_0 , $\bar{c}_{a, \text{опт}}$ и $\Delta \bar{L}_{k, \text{опт}}$ и с их помощью вычислить:
— значение КПД на оптимальном режиме

$$\eta_{k, \max}^* = \eta_{k,p}^* \bar{\eta}_{k, \max}^* \quad (4.38)$$

— относительное значение коэффициента затраченной работы

$$\bar{L}_{k, \text{опт}} = 1 + \delta_0 \Delta \bar{L}_{k, \text{опт}} \quad (4.39)$$

— степень повышения температуры

$$v_{k, \text{опт}}^* = 1 + (v_{k,p}^* - 1) \bar{v}_{k, \text{опт}}^* \quad (4.40)$$

3. Для построения напорной кривой и расчета изменения КПД компрессора при фиксированном значении $\bar{p}_{пр}$ следует, вычислив $u_{k, \text{пр}} = u_{k, \text{пр}, p} \bar{p}_{пр}$, определить по данным рис. 4.47 крутизну изменения L_k по $\bar{c}_a$:

$$\delta = \text{tg } \Phi = \delta_0 + \Delta \text{tg } \Phi \quad (4.41)$$

Затем, задавшись рядом значений $\bar{c}_a$, для каждого из них надо вычислить относительную величину затраченной работы

$$\bar{L}_k = \frac{L_k}{L_{k, \text{опт}}} = 1 - \delta (\bar{c}_a - 1) \quad (4.42)$$

и степень повышения температуры воздуха

$$v_k^* = 1 + (v_{k, \text{опт}}^* - 1) \bar{L}_k \quad (4.43)$$

а по рис. 4.48 определить соответствующее значение коэффициента ξ_k .

Учитывая формулу (4.12), для коэффициента ξ_k вместо (4.35) можно записать выражение

$$\xi_k = \frac{L_k - L_{\text{ал}, k}^*}{(L_k - L_{\text{ал}, k}^*)_{\text{опт}}} \frac{1}{\bar{c}_a^2}$$

Разделив здесь числитель и знаменатель на $L_{k, \text{опт}}$, получим

$$\xi_k = \frac{\bar{L}_k}{\bar{c}_a^2} \frac{1 - \eta_k^*}{1 - \eta_{k, \max}^*}$$

Отсюда для каждого из рассматриваемых значений $\bar{c}_a$ можно определить

$$\eta_k^* = 1 - \xi_k (1 - \eta_{k, \max}^*) \frac{\bar{c}_a^2}{\bar{L}_k} \quad (4.44)$$

и

$$e_k^* = 1 + (v_k^* - 1) \eta_k^* \quad (4.45)$$

и найти $\pi_k^* = e_k^* \frac{k-1}{k}$ в данной точке напорной кривой.

4. Значение плотности тока $q(\lambda_n)$, соответствующее данным значениям $\bar{n}_{пр}$ и $\bar{c}_a$, определяется из формулы (4.34), записанной дважды — для расчетного и данного режимов. Используя такую запись, а также известные соотношения между газодинамическими функциями $v(\lambda)$ и $q(\lambda)$ и уравнение расхода для сечений v и k ,

$$\frac{q(\lambda_k)}{q(\lambda_n)} = \frac{F_n}{F_k} \frac{V_{\tau_k^*}}{\pi_k^*}, \quad (4.46)$$

можно получить уравнение

$$\lambda_n \lambda_k = \lambda_{в.р} \lambda_{к.р} \bar{n}_{пр}^2 \left(\frac{\bar{c}_a}{\bar{c}_{ар}} \right)^2 \sqrt{\frac{\tau_{к.р}^*}{\tau_k^*}}. \quad (4.47)$$

Уравнения (4.46) и (4.47) образуют систему уравнений с двумя неизвестными λ_n и λ_k . При этом правые части этих уравнений при заданных $\bar{n}_{пр}$ и $\bar{c}_a$ известны, поскольку значения τ_k^* и π_k^* были определены выше, а $\bar{c}_a = \bar{c}_{ар} \bar{c}_{а опт} \bar{c}_a$. Для их решения может быть рекомендован, например, следующий цикл итераций, дающий достаточно быструю сходимость. Если $q(\lambda_k)/q(\lambda_n) = Q$ и $\lambda_k \lambda_n = L$, то в первом приближении принимаем $\lambda_n = \sqrt{L/Q}$ и соответственно $\lambda_k = L/\lambda_n$. Вычисляем значение $Q' = q(\lambda_k)/q(\lambda_n)$. Если разлчие между Q' и Q превышает допустимую величину погрешности, то находим новое значение λ_n :

$$\lambda_{н,нов} = \lambda_n \left(1 + \frac{1}{2} \frac{Q' - Q}{Q} \right),$$

после чего снова находим $\lambda_k = L/\lambda_{н,нов}$, Q' и т. д.

При больших $\lambda_{к.р}$ в процессе расчета может наблюдаться уменьшение вычисленных значений $q(\lambda_n)$ на правой ветви характеристики, начиная с некоторого значения $\bar{c}_a$. Эта аномалия является следствием приближенности данной методики. В таких случаях следует считать величину $q(\lambda_n)$ после достижения ею максимального значения постоянной, что соответствует вертикальному участку характеристики компрессора.

5. Для построения границы устойчивой работы компрессора в процессе расчета необходимо:

а) при $\bar{n}_{пр} = 1$ найти на левой ветви напорной кривой (т. е. в области $\bar{c}_a < 1$) точку с заданным значением запаса устойчивости $\Delta K_{у.р}$;

б) определив в этой точке $\bar{L}_k$ и используя данные рис. 4.49, в, рассчитать $\bar{L}_k$ на границе устойчивости при других $\bar{n}_{пр}$ и соответственно найти на напорных кривых точки с этими значениями $\bar{L}_k$.

При существенном отличии δ_0 от значений, указанных на рис. 4.49, в, в эти данные следует ввести поправку, увеличив отклонение ординат кривой $\bar{L}_{к.гр} = f(\bar{n}_{пр})$ от единицы пропорционально δ_0 .

6. Граница заправки компрессора по выходу, как известно, соответствует достижению звуковой скорости в горловинах межлопаточных каналов выходного спрямляющего аппарата. Этому моменту соответствует постоянная плотность тока на выходе из компрессора, которая зависит от формы этих каналов и может быть принята равной $q(\lambda_{к.вп}) = 0,8 \dots 0,85$.

Изложенная методика применима для нерегулируемых авиационных компрессоров и дает удовлетворительные результаты в диапазоне $\bar{n}_{пр} = 0,6 \dots 1,1$. При регулировании компрессора поворотом лопаток направляющих аппаратов обычно каждому значению $\bar{n}_{пр}$ соответствует определенное (фиксированное) значение углов установки лопаток. Поэтому данные рис. 4.47 и 4.48 можно использовать и для регулируемых компрессоров, если значения коэффициента μ_k и соответ-

ственно δ_0 определяются с учетом возможного их изменения при повороте лопаток. Но поворот лопаток направляющих аппаратов существенно сказывается на оптимальных параметрах компрессора и на положении границы устойчивости.

Рассмотрим для примера случай, когда компрессор имеет поворотные лопатки в группе первых ступеней. Число регулируемых венцов в этом случае, как показывает анализ выполненных конструкций, обычно выбирается таким образом, чтобы в оставшейся нерегулируемой группе ступеней на расчетном режиме степень повышения давления составляла $\pi^* = 3 \dots 4$. В результате степень рассогласования ступеней в этой группе при изменении $\bar{n}_{пр}$ оказывается сравнительно небольшой, поэтому при надлежащем регулировании углов атаки в первых сту-

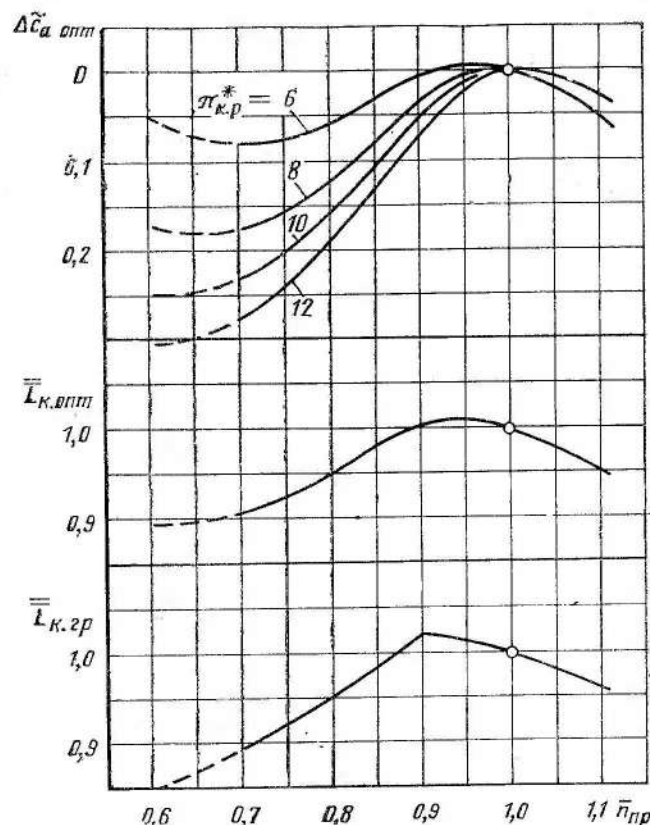


Рис. 4.50. Характер изменения $\Delta \bar{c}_{а опт}$, $\bar{L}_{к.опт}$ и $\bar{L}_{к.гр}$ по $\bar{n}_{пр}$ для компрессоров, регулируемых поворотом направляющих аппаратов в группе первых ступеней и имеющих на расчетном режиме $\mu_k = 0,3 \dots 0,4$

пенья изменение КПД компрессора на оптимальных режимах слабо зависит от расчетной степени повышения давления; оно примерно такое же, как и у нерегулируемого компрессора с $\pi_{к.р}^* = 3,5 \dots 4$. Характер изменения $\bar{c}_{а опт}$, $\bar{L}_{к.опт}$ и $\bar{L}_{к.гр}$ по $\bar{n}_{пр}$ для регулируемых компрессоров такого типа со средним коэффициентом нагрузки ступеней 0,3—0,5 показан на рис. 4.50. На верхнем графике

представлено изменение параметра $\Delta \tilde{c}_{a \text{ опт}} = (\tilde{c}_{a \text{ опт}} - 1) \sqrt[3]{\delta_0}$, где δ_0 определено по расчетному значению среднего коэффициента нагрузки ступеней (без учета поворота лопаток НА). Чем выше расчетное значение π_k^* , тем большая часть ступеней компрессора должна иметь поворотные лопатки, и поэтому тем сильнее снижается средний коэффициент расхода при повороте лопаток «на прикрытие».

Изменение $\tilde{L}_{k \text{ опт}}$ при указанных условиях может иметь примерно такой же характер, как и для нерегулируемого компрессора (см. рис. 4.49 и 4.50). Однако у регулируемого компрессора эти значения $\tilde{L}_{k \text{ опт}}$ достигаются при существенно меньших значениях $\tilde{c}_{a \text{ опт}}$. Снижение нагрузки первых ступеней при повороте лопаток НА «на прикрытие» сказывается также на изменении характера кривой $\tilde{L}_{k \text{ гр}} = f(\pi_{\text{гр}})$, как видно из сравнения соответствующих кривых на рис. 4.49 и 4.50.

В целом с учетом приведенных рекомендаций приближенный расчет характеристики компрессора с поворотными лопатками НА в группе первых ступеней при обычной программе их регулирования (см. подразд. 4.10) может быть выполнен примерно в той же последовательности, что и для нерегулируемого компрессора.

Глава 5

ТЕОРИЯ СТУПЕНИ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

Процесс расширения газа в многоступенчатой турбине ГТД состоит из ряда последовательно протекающих процессов расширения в ее ступенях. В большинстве авиационных ГТД применяются осевые газовые турбины. Поэтому изложение основных положений теории ступени газовой турбины ведется ниже применительно к осевой ступени, хотя в принципе эти положения остаются справедливыми (с учетом формы меридиональных сечений поверхностей тока) также и для радиальных (центробежных и центростремительных) турбин.

5.1. СХЕМА И ПРИНЦИП РАБОТЫ СТУПЕНИ

Ступенью газовой турбины в ГТД называется совокупность соплового аппарата и расположенного за ним рабочего колеса.

На рис. 5.1 изображена принципиальная схема неохлаждаемой ступени осевой газовой турбины с указанием обозначений сечений ее проточной части.

Если, пренебрегая отличием поверхностей тока в ступени от цилиндрических, провести сечение лопаток соплового аппарата и рабочего колеса цилиндрической поверхностью $B-B$ и развернуть ее на плоскость (рис. 5.2), то соответствующие сечения лопаток поверхностью тока представятся в виде решеток профилей сопловых лопаток A и рабочих лопаток B .

Рассмотрим течение газа через эти решетки профилей. На входе в сопловый аппарат газ имеет давление p_0 и температуру T_0 . Вектор скорости газа в этом сечении c_0 обычно направлен параллельно оси вращения рабочего колеса или под малым углом к ней. Сопловые лопатки имеют большую кривизну и сравнительно малый угол установки. Поэтому угол α_1 на выходе из соплового аппарата оказывается намного меньше 90° . В результате, как видно из рис. 5.2, поперечное сечение каждой струи газа, прошедшего через межлопаточный канал соплового аппарата, на выходе из него оказывается существенно меньше, чем на входе. Уменьшение площади сечения струи приводит к резкому росту скорости газового потока

и соответственно к падению его давления и температуры (см. рис. 5.1).

Скорость газа на входе в рабочие лопатки w_1 (в относительном движении) равна векторной разности скоростей c_1 и u — см. треугольник скоростей перед рабочим колесом на рис. 5.2. Рабочие лопатки также имеют большую кривизну, но угол установки у них обычно больше, чем у сопловых лопаток. В результате при прохождении

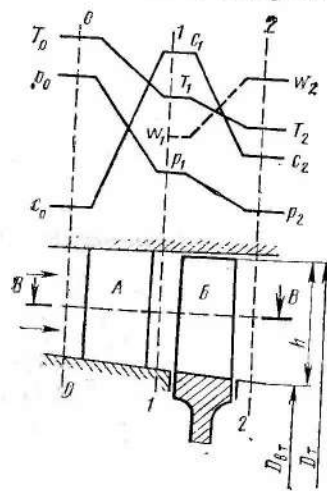


Рис. 5.1. Схема ступени осевой газовой турбины:
А—сопловой аппарат; Б—рабочее колесо

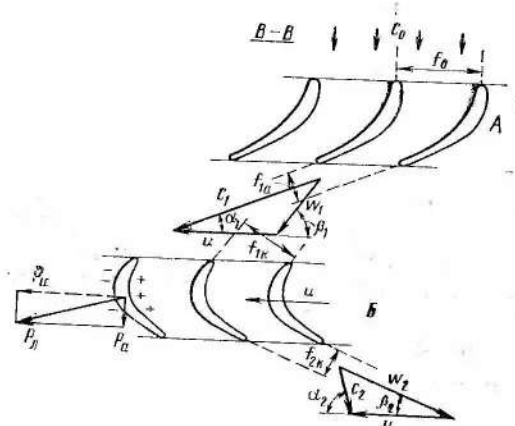


Рис. 5.2. Течение газа в ступени осевой газовой турбины

газового потока через межлопаточные каналы рабочего колеса также наблюдается уменьшение площади поперечного сечения газовой струи, приводящее к росту относительной скорости газа ($w_2 > w_1$) и соответственно к падению давления ($p_2 < p_1$). Но степень изменения скорости и давления здесь обычно меньше, чем в сопловом аппарате. В так называемых активных ступенях угол установки рабочих лопаток близок к 90° , в результате чего сужение поперечного сечения струи газа, проходящей через межлопаточный канал, отсутствует и давление газа перед и за колесом оказывается одинаковым.

Абсолютная скорость газового потока за рабочим колесом c_2 определяется как векторная сумма относительной скорости w_2 и окружной скорости лопаток u . Обычно выход газа из ступени турбины на расчетном режиме близок к осевому, т. е. угол α_2 близок к 90° .

Резкое уменьшение окружной составляющей абсолютной скорости газа при его прохождении через рабочее колесо и соответствующее уменьшение окружной составляющей момента количества движения газового потока приводит к образованию окружного усилия на рабочих лопатках (крутящего момента). Механизм об-

разования этого усилия связан с возникновением разности давлений на вогнутой и выпуклой поверхностях каждой лопатки при обтекании ее газовым потоком. На корыте лопатки возникает повышенное давление, а на спинке — разрежение. Равнодействующая $R_{\text{л}}$ всех газовых сил, действующих на каждую лопатку, в общем случае направлена так, как показано на рис. 5.2, и может быть разложена на окружную составляющую R_u , приводящую колесо во вращение, и осевую составляющую R_a , которая должна восприниматься в конечном счете упорным подшипником ротора.

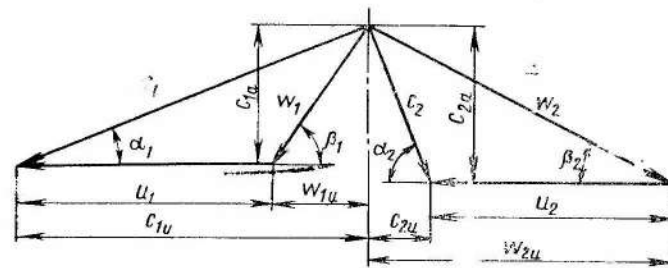


Рис. 5.3. Треугольник скоростей осевой ступени

В результате совершения газом внешней работы абсолютная скорость c_2 оказывается значительно меньше c_1 , несмотря на одновременное снижение теплосодержания газа (его температуры).

Треугольники скоростей в сечениях 1—1 и 2—2 обычно совмещаются на одном чертеже (рис. 5.3), называемом *треугольником скоростей (планом скоростей) ступени турбины*. При этом в общем случае поверхность тока, для которой проводится такое построение, может отличаться от цилиндрической, и тогда значения окружных скоростей в сечениях 1—1 и 2—2 будут различными. Кроме того, необходимо учитывать возможное изменение осевой составляющей скорости газа при его прохождении через рабочее колесо, зависящее от формы проточной части ступени (изменения высоты лопаток по тракту) и соотношения плотностей газа перед и за колесом. Обычно осевая скорость газового потока несколько увеличивается по тракту турбины, т. е. $c_{2a} > c_{1a}$.

5.2. РАБОТА ГАЗА НА ОКРУЖНОСТИ КОЛЕСА СТУПЕНИ

В главе 2 было показано, что для произвольно выбранного элемента рабочего колеса ступени компрессора, расположенного между двумя близкими друг другу поверхностями тока, работа вращения в расчете на единицу массы воздуха, проходящего между этими поверхностями тока, выражается формулой Эйлера (2.5): $L_u = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1$.

Выделив таким же образом элемент рабочего колеса ступени турбины и также применяя к нему теорему Эйлера о моменте количества движения, получим аналогичную формулу, но с противополо-

ложными знаками членов в правой ее части, так как в ступени компрессора положительной считается работа, затраченная на вращение колеса, а в ступени турбины — работа, полученная от колеса. Кроме того, в теории турбин принято отсчитывать значения углов α_2 и β_2 в противоположном направлении по отношению к углам α_1 и β_1 (см. рис. 5.3) и соответственно считать положительной окружную составляющую скорости c_2 при направлении ее в сторону, противоположную вращению колеса.

Тогда для ступени турбины

$$L_u = c_{1u}u_1 + c_{2u}u_2 \quad (5.1)$$

или
$$L_u = u_1 c_1 \cos \alpha_1 + u_2 c_2 \cos \alpha_2. \quad (5.2)$$

Для цилиндрической поверхности тока, когда $u_1 = u_2 = u$,

$$L_u = u(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) = u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2). \quad (5.3)$$

Для перехода от работы на окружности колеса к работе на валу ступени турбины L_T необходимо, как и для ступени компрессора, проинтегрировать L_u по всей высоте лопатки рабочего колеса и из полученного результата вычесть потери на трение диска рабочего колеса о газ, а также учесть некоторые другие виды потерь (см. ниже подразд. 5.5 и 5.6).

Окружное и осевое усилия на лопатках рабочего колеса и соплового аппарата ступени газовой турбины могут быть вычислены с помощью тех же соотношений, которые были использованы применительно к ступени компрессора. Так, например, формула погонного окружного усилия, действующего на радиусе r на одну лопатку, для рабочего колеса турбины примет вид

$$P_u = \frac{2\pi r}{z_k} Q_1 c_1 \sin \alpha_1 (w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2). \quad (5.4)$$

5.3. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СТУПЕНИ

Степень понижения давления, работа расширения газа и КПД. На рис. 5.4 и 5.5 изображен процесс расширения газа в ступени газовой турбины в p - и i - s -координатах. Точка O , лежащая на изобаре $p = p_0$, соответствует состоянию газа на входе в сопловой аппарат. Линия $O-2_{ад}$ изображает идеальный (адиабатный) процесс расширения газа в неохлаждаемой ступени. В i - s -координатах эта линия представляет собой вертикальную прямую. Действительный процесс расширения газа в ступени сопровождается гидравлическими потерями, приводящими к выделению тепла трения и увеличению энтропии, и может быть условно представлен политропой $O-2$, лежащей правее адиабаты. Точки $1_{ад}$ и 1 изображают состояние газа на выходе из соплового аппарата в идеальном и реальном процессах. Сравнивая реальный и идеальный процессы расширения, протекающие до одного и того же давления, т. е. до изобары $p = p_2$, следует подчеркнуть, что в реальном процессе температура (теплосодержание) и соответственно удельный объем газа оказываются более высокими, чем в идеальном.

В теории газовых турбин обычно принимают, что процесс расширения газа в ступени начинается не от p_0 , а от p_0^* , т. е. от состояния заторможенного потока на входе. Это упрощает последующий анализ влияния различных факторов на параметры ступени и в то же время мало влияет на его результаты, так как различие в значениях p_0 и p_0^* обычно не превышает 5—10%. Точка O^* лежит на продолжении вверх диабаты $O-2_{ад}$, причем в i - s -диаграмме ее расстояние от точки O согласно уравнению (1.7) равно $c_0^2/2$.

Отношение давлений перед и за ступенью турбины $\pi_{ст.т} = p_0^*/p_2$ представляет собой *степень пони-*

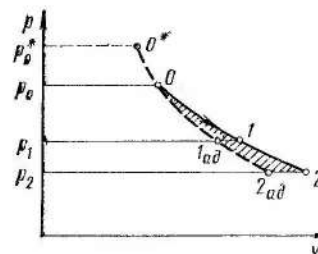


Рис. 5.4. Процесс расширения газа в ступени в p - v -координатах

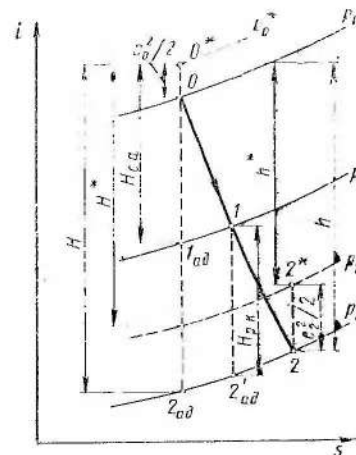


Рис. 5.5. Процесс расширения газа в ступени в i - s -координатах

жения давления газа в ступени. Понятия степени понижения давления, работы расширения газа и коэффициентов полезного действия для ступени турбины и для турбины в целом не имеют принципиальных различий. Поэтому в последующем изложении, рассматривая эти понятия применительно к ступени, условимся опускать в формулах индекс «ст», поскольку эти формулы в равной мере будут относиться и к турбине в целом. Будем пренебрегать также изменением параметров потока по радиусу.

Работа адиабатного расширения газа от состояния O^* до состояния $2_{ад}$ называется адиабатной работой ступени или располагаемым теплоперепадом H и равна

$$H = L_{a.т} = i_0^* - i_{2_{ад}} = c_p(T_0^* - T_{2_{ад}}), \quad (5.5)$$

где c_p — среднее значение теплоемкости газа в процессе расширения. Заменяя здесь c_p через показатель адиабаты и газовую постоянную, будем иметь

$$H = \frac{k}{k-1} R T_0^* \left(1 - \frac{1}{e_t}\right), \quad (5.6)$$

где $e_t = T_0^*/T_{2_{ад}} = \pi_{т.т}^{\frac{k-1}{k}}$ — степень понижения температуры газа в адиабатном процессе.

Значения c_p и соответственно k существенно зависят от температуры газа и его состава. Для продуктов полного сгорания керосино-воздушных смесей значения k и R в диапазоне температур от 500 до 2000 К могут быть с достаточной для большинства практических целей точностью определены по формулам:

$$k = \frac{1}{0,6861 + 8,1 \cdot 10^{-5}T - 1,954 \cdot 10^{-8}T^2} - 0,7g_T + 1,1g_T^2, \quad (5.7)$$

$$R = 287 + 24,5g_T, \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}, \quad (5.8)$$

где $g_T = G_T/G_B$ — относительная доля топлива в смеси.

Для воздуха и продуктов сгорания при $T=300 \dots 500$ К

$$k = \frac{1}{0,713 - 1,82 \cdot 10^{-5}T + 7,1 \cdot 10^{-8}T^2} - 0,7g_T + 1,1g_T^2. \quad (5.9)$$

Действительная (политропная) работа расширения, как видно из рис. 5.4, больше адиабатной и равна

$$L_n = \frac{n}{n-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad (5.10)$$

где $n < k$ — средний показатель политропы расширения газа.

Из уравнения Бернулли для турбины (1.17) следует, что сумма работы на валу L_T и кинетической энергии газа на выходе, т. е. общая полезная работа, произведенная газом, равна

$$L_T + \frac{c_2^2}{2} = L_n - L_r = L_{a,т} + \Delta L_r - L_r, \quad (5.11)$$

где ΔL_r — работа, эквивалентная площади заштрихованного криволинейного треугольника на рис. 5.4. Таким образом, выделение тепла трения в процессе расширения газа приводит (вследствие появления ΔL_r) к увеличению полезной работы расширения газа. Этот эффект носит название *возврата тепла* в процессе расширения.

Следует, однако, иметь в виду, что ΔL_r существенно меньше L_r (для ступени обычно не более 15% L_r), поэтому гидравлические потери в итоге всегда ведут к снижению полезного эффекта.

Отношение полезной работы к располагаемой адиабатной работе расширения газа называется *адиабатическим КПД турбины (ступени)*:

$$\eta_{a,т} = \frac{L_T + \frac{c_2^2}{2}}{H}. \quad (5.12)$$

Согласно уравнению энергии для неохлаждаемой ступени

$$L_T + \frac{c_2^2}{2} = i_0^* - i_2 = h. \quad (5.13)$$

Следовательно, в этом случае

$$\eta_{a,т} = h/H. \quad (5.14)$$

Величина h (см. рис. 5.5) называется действительным теплоперепадом в ступени. Полагая среднее значение теплоемкости газа в

идеальном и реальном процессах расширения одинаковым, последнее выражение можно записать также в виде

$$\eta_{a,т} = \frac{T_0^* - T_2}{T_0^* - T_{2aл}}. \quad (5.15)$$

В ступенях с интенсивным воздушным охлаждением сопловых и рабочих лопаток от газового потока к стенке отводится тепло в количестве примерно до 10^4 Дж/кг, что составляет заметную долю от теплоперепада h , имеющего обычно порядок $(1 \dots 3) \cdot 10^5$ Дж/кг. Отвод тепла от газового потока уменьшает располагаемую работу расширения газа (т. е. работу расширения при отсутствии гидравлических потерь). Однако анализ показывает, что это уменьшение не превышает долей процента от адиабатического теплоперепада H , в связи с чем формулой (5.12) можно практически пользоваться и для охлаждаемых ступеней. Но уравнение (5.13) в этом случае уже несправедливо и соответственно формулы (5.14) и (5.15) завышают значение $\eta_{a,т}$.

В расчетах авиационных ГТД широко используются параметры заторможенного потока на выходе из турбины (ступени). Точка 2* на рис. 5.5, расположенная выше точки 2 на расстоянии, равном $c_2^2/2$, определяет положение изобары $p = p_2^*$ и соответственно значение располагаемого H^* и действительного h^* теплоперепадов в параметрах заторможенного потока. Отношение давлений $\pi_T^* = p_0^*/p_2^*$ представляет собой степень понижения полного давления, а отношение работы на валу к адиабатной работе расширения в параметрах заторможенного потока

$$\eta_T^* = L_T/H^* \quad (5.16)$$

называется КПД турбины (ступени) в параметрах заторможенного потока или (сокращенно) *КПД турбины (ступени)*.

Располагаемый теплоперепад H^* связан с π_T^* соотношением, аналогичным (5.6):

$$H^* = \frac{k}{k-1} RT_0^* \left(1 - \frac{1}{\pi_T^*} \right), \quad (5.17)$$

где $\pi_T^* = \pi_T^{\frac{k-1}{k}}$. В одной ступени турбины авиационного ГТД значение π_T^* обычно составляет 1,6—2, но в отдельных случаях достигает 2,5—2,8.

Учитывая, что при отсутствии внешнего теплообмена

$$L_T = i_0^* - i_2^* = h^*, \quad (5.18)$$

формулу (5.16) можно представить в виде

$$\eta_T^* = h^*/H^*, \quad (5.19)$$

или приближенно

$$\eta_T^* = \frac{T_0^* - T_2^*}{T_0^* - T_{2aл}^*}. \quad (5.20)$$

При наличии интенсивного охлаждения лопаток формулы (5.19) и (5.20) дают завышенные значения η_t^* и следует, строго говоря, пользоваться только формулой (5.16). Значения $\eta_{ад,т}$ и η_t^* , вычисленные по формулам (5.15) и (5.20), часто называют в этом случае температурными КПД.

Значения $\eta_{ад,т}$ и η_t^* по физическому смыслу близки друг другу и на расчетном режиме работы ступени обычно равны $\eta_{ад,т} \approx \eta_t^* = 0,9 \dots 0,92$, причем различие между ними редко превышает 1%.

В вертолетных ГТД и вспомогательных газотурбинных силовых установках кинетическая энергия газа на выходе из последней ступени турбины является практически потерянной энергией и не участвует в создании полезной мощности двигателя. В этом смысле кинетическую энергию газа на выходе из ступени $c_2^2/2$ в теории турбин принято называть «потерями с выходной скоростью». Поэтому в указанных и аналогичных им случаях для оценки эффективности турбины используется так называемый эффективный или *мощностной* КПД турбины (ступени), определенный по величине работы на валу, без учета кинетической энергии выходящих газов:

$$\eta_t = L_t / H. \quad (5.21)$$

Мощностной КПД, как видно из сравнения формул (5.12) и (5.21), меньше адиабатического на величину $c_2^2/2H$ и для одноступенчатой турбины равен обычно 0,65—0,75. Заметим, что для первых и промежуточных ступеней многоступенчатых турбин мощностной КПД не характеризует их эффективность, поскольку кинетическая энергия газа на выходе из такой ступени используется почти полностью в сопловом аппарате следующей ступени.

Геометрические параметры. Так же, как и в ступени осевого компрессора, в ступени турбины различают наружный D_t и внутренний $D_{вт}$ диаметры проточной части, относительный диаметр втулки $\bar{d} = D_{вт}/D_t$, высоту лопаток (на выходе из венца) $h = 0,5(D_t - D_{вт})$ и удлинение $\bar{h} = h/b$. Средний диаметр лопаток в теории турбин определяют чаще не как среднегеометрический $D_{ср} = \sqrt{0,5(D_t^2 + D_{вт}^2)}$, а как среднеарифметический $D_{ср} = 0,5(D_t + D_{вт})$.

Относительный диаметр втулки зависит от назначения ступени и места ее расположения в турбине и обычно колеблется от 0,8—0,85 в первых ступенях многоступенчатых турбин до 0,6—0,55 в последних ступенях ТВД, вертолетных ГТД и двухконтурных ТРД. Кроме $\bar{d}$, в теории турбин часто используется относительная высота лопаток, выражаемая отношением h/D . Этот параметр связан со значением $\bar{d}$ соотношением

$$\frac{h}{D} = \frac{1 - \bar{d}}{1 + \bar{d}} \quad (5.22)$$

и изменяется в пределах 1/12—1/3,5.

Удлинение лопаток определяется в первую очередь прочностными соображениями. Увеличение удлинения приводит к снижению

массы ступени и, как правило, к повышению ее КПД. Но при этом возрастают изгибные и вибрационные напряжения в лопатках. Удлинения рабочих лопаток находятся обычно в пределах 2—5 в зависимости от места расположения ступени в турбине и ее назначения и в последних ступенях могут достигать 7—8. Удлинения сопловых лопаток обычно меньше, чем у рабочих лопаток.

Кинематические и газодинамические параметры обычно рассматриваются на среднем диаметре ступени. Важнейшими из них являются следующие.

Окружная скорость. На среднем диаметре окружная скорость лопаток турбин современных ГТД составляет 270—370 м/с и в некоторых случаях достигает 450—500 м/с.

Углы α_1 и α_2 и скорость c_2 . Угол α_1 на выходе из СА обычно равен 20—35°. Угол α_2 на выходе из ступени для одноступенчатой турбины или последней ступени многоступенчатой турбины во избежание повышенных потерь в затурбинном устройстве должен быть близок к 90° и обычно отличается от этого значения не больше, чем на 5—10°. Для первой и промежуточных ступеней турбины отклонение вектора скорости c_2 от осевого направления может быть более значительным (до 20—25°). Абсолютная скорость газа на выходе из ступени может меняться в широких пределах, достигая 300—400 м/с, в зависимости от расположения ступени в турбине и температуры газов. Более характерной величиной является число M (или число λ) на выходе из рабочего колеса, которое для турбин ТРД обычно не превосходит значений $M_{с2} = 0,45 \dots 0,55$, но в последних ступенях ТВД и вертолетных ГТД с целью сокращения их габаритных размеров доводится иногда до 0,65—0,7.

Параметр $c_{1а}/u$ аналогичен коэффициенту расхода для ступени осевого компрессора. Обычно равен 0,5—1. Иногда вместо него рассматривают величину $(c_{1а} + c_{2а})/u$.

Параметр u/c_1 характеризует (совместно с α_1) кинематику потока (форму треугольника скоростей) перед рабочим колесом. Наряду с этим параметром в теории турбин рассматривается также параметр $u/c_{ад}$, где $c_{ад}$ — скорость, определяемая условием $c_{ад}^2/2 = H$, т. е. характеризующая располагаемый теплоперепад в ступени. В ступенях турбин авиационных ГТД на среднем диаметре обычно $u/c_1 = 0,6 \dots 0,75$ и $u/c_{ад} = 0,5 \dots 0,6$. Может рассматриваться также параметр $u/c_{ад}^*$ где $c_{ад}^* = \sqrt{2H^*}$.

Коэффициент нагрузки ступени

$$p_t = L_t / u^2 \quad (5.23)$$

является одним из наиболее важных параметров, так как определяет работу, которую можно получить в ступени при данной окружной скорости. В турбинах авиационных ГТД составляет обычно 1,2—1,8, причем большим его значениям соответствуют меньшие значения КПД ступени.

Степень реактивности ступени представляет собой отношение располагаемого теплоперепада в рабочем колесе к располагаемому теплоперепаду в ступени:

$$\varrho_{\tau} = H_{p,k} / H. \quad (5.24)$$

При этом располагаемый теплоперепад в рабочем колесе должен определяться, строго говоря, с учетом действительного состояния газа на входе в рабочее колесо: $H_{p,k} = i_1 - i_{2'ад}$ (см. рис. 5.5). Однако вследствие сравнительно небольшого уровня гидравлических потерь в сопловом аппарате практически можно считать $H_{p,k} = i_{1ад} - i_{2ад}$, т. е. $H_{p,k} = H - H_{с.а.}$, где $H_{с.а.} = i_0^* - i_{1ад}$ — располагаемый теплоперепад в сопловом аппарате.

Ступень, имеющая $\varrho_{\tau} = 0$, т. е. $p_1 = p_2$, называется активной. Для авиационных турбин на среднем радиусе обычно $\varrho_{\tau} = 0,3 \dots 0,4$.

5.4. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПО РАДИУСУ

Выше рассматривались главным образом осредненные по радиусу значения параметров потока в ступени. Как и в компрессорах, такой подход оказывается достаточно правомерным при анализе рабочего процесса ступени в целом. Но форма рабочих и сопловых лопаток для достижения высокого КПД ступени должна быть хорошо согласована с формой треугольников скоростей, которая оказывается различной в разных сечениях лопаток вследствие изменения окружной скорости лопаток и скорости газового потока по радиусу.

Рассмотрим задачу определения степени и характера изменения скорости газа по радиусу в ступени турбины в такой же постановке и при тех же допущениях, которые были изложены применительно к ступени осевого компрессора, т. е. будем рассматривать течение газа в межвенцовых зазорах, полагая его установившимся и осесимметричным, пренебрегая наличием радиальных составляющих скорости газа и считая гидравлические потери равномерно распределенными по высоте лопатки. Тогда связь параметров газового потока на различных радиусах в ступени турбины будет определяться уравнениями (2.34) и (2.36), которые при указанных условиях одинаково справедливы и для компрессора и для турбины.

Будем также считать, что на входе в рассматриваемую ступень полное теплосодержание постоянно вдоль радиуса ($i_0^* = \text{const}$). Следует отметить, что это допущение является наиболее грубым, так как даже для первой ступени турбины и при отсутствии возмущений потока на входе в двигатель поле полных давлений, и в особенности поле температур перед сопловым аппаратом, может иметь существенную и часто преднамеренно созданную радиальную неравномерность. Тем не менее указанное допущение часто используется для расчета треугольников скоростей в ступени турбины на различных радиусах. В этом случае в сечении перед рабочим колесом, пренебрегая возможным различием интенсивности охлаждения лопаток на различных радиусах, будем иметь $di^*/dr = 0$, и тогда из

уравнения (2.36) получим для сечения 1—1 уравнение, аналогичное (2.37):

$$\frac{c_{1a}^2}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dc_{1a}^2}{dr} + \frac{dc_{1a}^2}{dr} \right) = \gamma. \quad (5.25)$$

Как и для ступени осевого компрессора, это уравнение определяет связь между законами изменения осевой и окружной составляющих скорости газа в данном сечении по радиусу, но допускает произвольное задание закона изменения одной из этих составляющих или наложение дополнительной связи между ними. В турбинах авиационных ГТД наибольшее распространение имеют ступени, спроектированные по законам $rc_u = \text{const}$ или $\alpha_1 = \text{const}$. Рассмотрим некоторые особенности таких ступеней.

Ступень с постоянной циркуляцией. В главе 2 было показано, что при изменении окружной составляющей скорости газа по закону $rc_u = \text{const}$, т. е. при одинаковом значении циркуляции скорости вокруг оси вращения ступени на всех радиусах, из уравнения (2.37), идентичного уравнению (5.25), следует постоянство осевой составляющей скорости газа ($c_a = \text{const}$). Кроме того, если задать такой же закон изменения окружной скорости за рабочим колесом, то работа газа на окружности колеса, как следует из анализа формулы (5.1), также будет постоянной. Следовательно, при $i_0^* = \text{const}$ будет обеспечено $i_2^* = \text{const}$, поэтому уравнение (5.25) и следующий из него вывод о постоянстве c_a будут справедливы и для сечения за колесом.

Таким образом, ступень с постоянной циркуляцией характеризуется следующими соотношениями, определяющими форму треугольников скоростей на различных радиусах:

$$\left. \begin{aligned} rc_{1u} &= \text{const}; c_{1a} = \text{const}; \\ rc_{2u} &= \text{const}; c_{2a} = \text{const}. \end{aligned} \right\} \quad (5.26)$$

Давление воздуха при этом будет возрастать по радиусу в общем случае как перед рабочим колесом, так и за ним. Однако поскольку окружная составляющая скорости газа за ступенью гораздо меньше, чем перед рабочим колесом, давление p_1 растет по радиусу более резко, что приводит к значительному возрастанию степени реактивности по высоте лопатки. Для примера на рис. 5.6 показано изменение c_{1a} , c_{1u} , w_1 , p_1 , α_1 и β_1 по радиусу в ступени с постоянной циркуляцией.

Форма лопаток турбины должна учитывать изменения формы треугольников скоростей по радиусу. Уменьшение c_{1u} от втулки к периферии лопаток приводит (при $c_{1a} = \text{const}$) к увеличению угла α_1 , а одновременное увеличение окружной скорости лопаток — к еще более резкому увеличению угла β_1 (см. треугольник скоростей рис. 5.3). Наоборот, угол β_2 должен уменьшаться по радиусу, так как при выходе, близком к осевому, и $c_{2a} = \text{const}$ он определяется, в основном, значением u .

На рис. 5.7 показана форма треугольников скоростей и сечений лопаток ступени (с постоянной циркуляцией) у втулки и на внешнем диаметре.

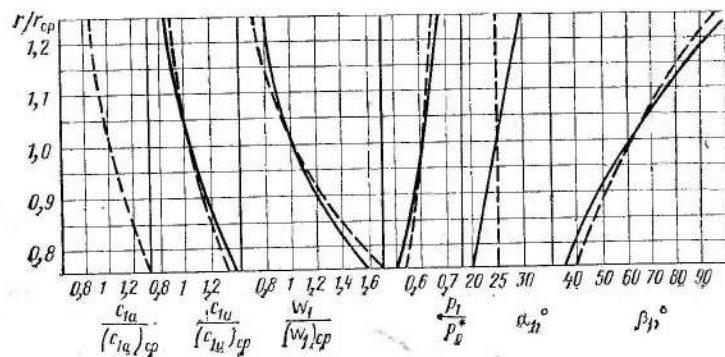


Рис. 5.6. Изменение параметров потока по радиусу в ступени турбины:
— $rc_u = \text{const}$; --- $d_1 = \text{const}$

Ступень с постоянным углом выхода потока из соплового аппарата. Условие $\alpha_1 = \text{const}$ определяет дополнительную связь между c_{1a} и c_{1u} : $c_{1a} = c_{1u} \tan \alpha_1$. При наличии этой связи из уравнения (5.25) может быть определено изменение c_{1u} и c_{1a} по радиусу. Для этого,

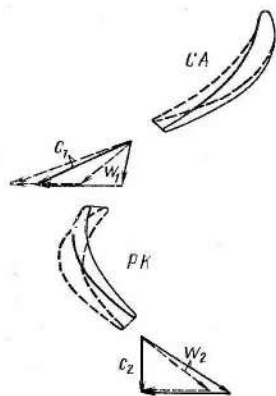


Рис. 5.7. Типичные треугольники скоростей и форма корневого и периферийного сечений лопаток ступени с постоянной циркуляцией:
--- корневое сечение;
— периферийное сечение

учитывая, что $c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1$ и $c_1 = \sqrt{c_{1u}^2 + c_{1a}^2}$, запишем уравнение (5.25) в виде

$$\cos^2 \alpha_1 \frac{c_1^2}{r} + \frac{1}{2} \frac{dc_1^2}{dr} = 0.$$

Разделяя здесь переменные, получим решение этого уравнения:

$$c_1 r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const},$$

которое можно представить также в виде

$$c_{1u} = \frac{\text{const}_1}{r^{\cos^2 \alpha_1}}; \quad c_{1a} = \frac{\text{const}_2}{r^{\cos^2 \alpha_1}}. \quad (5.27)$$

Для определения степени изменения по радиусу составляющих скорости газового потока за колесом в рассматриваемом случае требуется какое-либо дополнительное условие. Если, например, сохранить условие постоянства по радиусу работы газа на окружности колеса L_u , то эпюра окружных составляющих скорости газа в сечении 2—2 определится из формулы (5.1) по найденному с помощью формул (5.27) значению c_{1u} и заданному значению L_u . Значения $c_{2a} = f(r)$ могут быть определены в этом случае решением уравнения (2.36) при $i_2^* = \text{const}$ по найденным указанным путем значениям $c_{2u} = f(r)$.

Если же поставить условие обеспечения осевого выхода потока из ступени ($\alpha_2 = 90^\circ$; $c_{2u} = 0$), то тогда согласно уравнению (5.1) работа L_u будет изменяться по радиусу по закону

$$L_u = u c_{1u} = \omega r c_{1u} = \text{const } r^{1 - \cos^2 \alpha_1}. \quad (5.28)$$

Так как в этом случае $\frac{di_2^*}{dr} = \frac{dL_u}{dr}$, то из уравнения (2.36) следует (при $c_{2u} = 0$):

$$c_{2a} = \sqrt{c_{2a\text{cp}}^2 + 2(L_u - L_{u\text{cp}})}, \quad (5.29)$$

где $c_{2a\text{cp}}$ и $L_{u\text{cp}}$ — значения этих величин на среднем диаметре.

На рис. 5.6 показано изменение параметров потока по радиусу в ступени, имеющей $\alpha_1 = \text{const}$ и $\alpha_2 = 90^\circ$, при условии, что на среднем диаметре эта ступень имеет такие же параметры, как и ступень с $rc_u = \text{const}$. Как видно, различие между двумя способами профилирования ступени турбины по радиусу невелико. В то же время изготовление лопаток соплового аппарата при $\alpha_1 = \text{const}$ оказывается более простым, что является в ряде случаев определяющим моментом при выборе способа профилирования лопаток.

5.5. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБИНЫХ РЕШЕТОК

Выбор формы и числа лопаток, обеспечивающих получение заданных треугольников скоростей на расчетном режиме, а также анализ изменения треугольников скоростей и уровня потерь в турбине на нерасчетных режимах работы производятся по результатам исследований течения газа в турбинных решетках, которые позволяют установить зависимость угла отклонения потока и потерь в решетке от ее геометрических параметров, угла атаки и числа M потока (или числа λ), а также от числа Re , если оно ниже критического.

Решетка профилей лопаток рабочего колеса турбины (рис. 5.8) аналогично решетке лопаточного венца осевого компрессора может быть охарактеризована:

— шагом решетки t , хордой профиля b и густотой b/t (или относительным шагом $\bar{t}=t/b$), «горлом» a и его относительным значением a/t ;

— углом установки профилей γ , конструктивными (лопаточными) углами на входе и на выходе $\beta_{1л}, \beta_{2л}$, углом кривизны профиля $\phi=180^\circ-(\beta_{1л}+\beta_{2л})$ и его относительной толщиной $\bar{c}=c_{\max}/b$.

Кроме того, в турбинных решетках важным параметром является толщина (удвоенный радиус скругления) задней кромки d и ее относительное значение d/a . Направление осредненных (по шагу) векторов скорости газового потока перед и за решеткой характе-

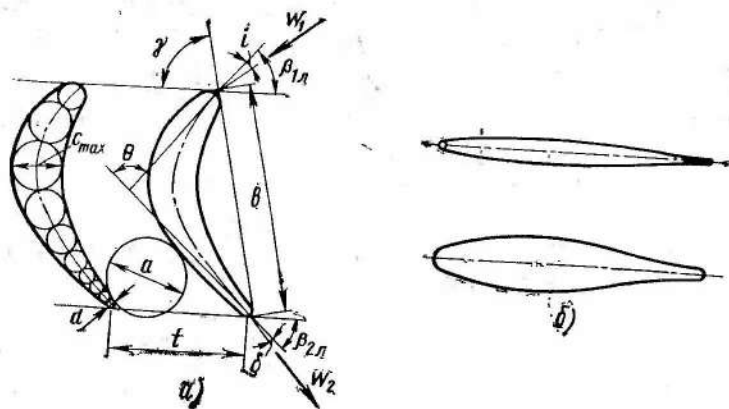


Рис. 5.8. Геометрические параметры и профили лопаток турбинных решеток:

а—параметры решетки; б—профили Т6 (аверху) и NASA B1E1I

ризуется углами β_1 и β_2 , а различия между конструктивными и соответствующими им гидравлическими углами определяют угол атаки i и угол оставания δ . Такими же геометрическими параметрами характеризуется и решетка профилей соплового аппарата, для которой гидравлические и лопаточные углы на входе и на выходе равны соответственно $\alpha_0, \alpha_{0л}, \alpha_1$ и $\alpha_{1л}$. Форма средней линии профилей обычно близка к дуге параболы или лемнискаты, в качестве базовых могут использоваться специальные турбинные профили (рис. 5.8). Но существуют и другие приемы построения турбинных решеток [4, 17].

Следует подчеркнуть, что основным отличием турбинных решеток от решеток, применяемых в осевых компрессорах, является их конфузёрность, т. е. сужение межлопаточных каналов от входа к выходу (во всяком случае для соплового аппарата) и связанное с ним возрастание скорости и падение давления газа. Пограничный слой на поверхности лопаток (за исключением местных диффузорных участков) находится здесь под воздействием перепада давлений, способствующего ускорению его движения. (В диффузорных каналах возрастающее по потоку давление тормозит движение ча-

стиц газа в пограничном слое, что приводит к его набуханию и даже к отрыву). В результате пограничный слой в турбинных решетках оказывается более тонким и значительно более устойчивым, чем в компрессорах. Это проявляется как в существенно меньших коэффициентах потерь, так и в отсутствии развитых срывных течений, которые могли бы привести к неустойчивой работе турбины.

Ниже указаны принятые в теории турбин способы учета потерь в сопловых и рабочих лопаточных венцах и приведены основные результаты исследований плоских и пространственных неохлаждаемых турбинных решеток.

Скорость газа на выходе из решетки. Согласно уравнению сохранения энергии для неохлаждаемого соплового аппарата при изэнтропическом расширении

$$i_0^* - i_{1л} = c_{1л}^2/2,$$

откуда следует, что скорость истечения газа из решетки соплового аппарата при отсутствии потерь равна

$$c_{1л} = \sqrt{2H_{с.а.}} \quad (5.30)$$

Здесь (см. рис. 5.5)

$$H_{с.а.} = i_0^* - i_{1л} = \frac{k}{k-1} RT_0^* \left(1 - \frac{1}{e_{с.а.}}\right), \quad (5.31)$$

где
$$e_{с.а.} = (p_0^*/p_1)^{\frac{k-1}{k}}.$$

В действительности из-за наличия потерь скорость истечения оказывается меньше:

$$c_1 = \varphi c_{1л} = \varphi \sqrt{2H_{с.а.}}, \quad (5.32)$$

где коэффициент φ , меньший единицы, принято называть коэффициентом скорости соплового аппарата.

Аналогично для рабочего колеса при отсутствии потерь

$$w_{2ал} = \sqrt{w_1^2 + 2H_{р.к.}}, \quad (5.33)$$

где
$$H_{р.к.} = i_1 - i_{2ал} = \frac{k}{k-1} RT_1 \left(1 - \frac{1}{e_{р.к.}}\right); \quad e_{р.к.} = (p_1/p_2)^{\frac{k-1}{k}}.$$

В действительности

$$w_2 = \psi w_{2ал} = \psi \sqrt{w_1^2 + 2H_{р.к.}}, \quad (5.34)$$

где ψ — коэффициент скорости рабочего колеса.

Для авиационных газовых турбин на расчетном режиме обычно $\varphi=0,97 \dots 0,98$ и $\psi=0,94 \dots 0,96$.

Помимо использования коэффициентов φ и ψ , уровень потерь в турбинной решетке может быть оценен с помощью коэффициента потерь, аналогичного введенному в гл. 2 для компрессорных решеток.

При этом в турбинных решетках, где скорость газа в выходном сечении обычно превосходит скорость на входе, коэффициент по-

терь принято определять по отношению к выходной скорости, полагая, например, для соплового аппарата:

$$\zeta_{c.a.} = \frac{L_{r.c.a.}}{c_{1ад}^2/2} = \frac{L_{r.c.a.}}{H_{c.a.}} \quad (5.35)$$

Используя уравнение Бернулли для соплового аппарата и пренебрегая отличием адиабатной работы расширения газа от политропной, будем иметь

$$L_{r.c.a.} = \frac{c_{1ад}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = H_{c.a.} (1 - \varphi^2),$$

откуда вытекает связь между φ и $\zeta_{c.a.}$:

$$\varphi = \sqrt{1 - \zeta_{c.a.}} \quad (5.36)$$

Аналогично

$$\psi = \sqrt{1 - \zeta_{p.k.}} \quad (5.37)$$

В некоторых случаях оказывается удобным использовать также коэффициент сохранения полного давления, например в решетке соплового аппарата: $\sigma_{c.a.} = p_1^*/p_0^*$. Связь между коэффициентами φ и $\sigma_{c.a.}$ зависит от числа M или λ в выходном сечении соплового канала. При типичных для сопловых решеток авиационных турбин значениях $\lambda_{1ад} \leq 1,2$ и $\varphi > 0,9$ эта связь с достаточной для практических целей точностью может быть выражена формулой

$$\sigma_{c.a.} \approx 1 - \frac{k}{k+1} (1 - \varphi^2) \lambda_{1ад}^2 \quad (5.38)$$

причем при $\varphi > 0,96$ отличие $\sigma_{c.a.}$ от единицы редко превышает 3—4%. Аналогичным образом связаны значения ψ

и $\sigma_{p.k.} = p_{2w}^*/p_{1w}^*$.

Расход газа через решетку. Если пренебречь влиянием неравномерности потока в горловинах (минимальных сечениях) межлопаточных каналов, то расход газа через решетку соплового аппарата может быть определен по формуле

$$G_r = m_r \frac{p_{c.a.}^*}{\sqrt{T_{c.a.}^*}} f_{c.a.} q(\lambda_{c.a.}), \quad (5.39)$$

где $f_{c.a.}$, $p_{c.a.}^*$ и $T_{c.a.}^*$ — суммарная площадь горловин всех межлопаточных каналов соплового аппарата, полное давление и температура газа в горловинах, а значение $q(\lambda_{c.a.})$ определяется скоростью газа в них.

Учитывая, что в неохлаждаемой турбине $T_{c.a.}^* = T_0^*$, и полагая $p_{c.a.}^* = p_0^* \sigma_r$, где σ_r — коэффициент сохранения полного давления во входных участках межлопаточного канала, можно на основании равенства (5.39) записать:

$$G_r \sqrt{T_0^*/p_0^*} = m_r \sigma_r f_{c.a.} q(\lambda_{c.a.}). \quad (5.40)$$

Параметр $G_r \sqrt{T_0^*/p_0^*}$ носит название параметра расхода газа через сопловой аппарат (ступень) турбины. Потери во входных участках межлопаточных каналов в турбинах ГТД составляют обычно около половины всех потерь в сопловых решетках, что соответствует $1 - \sigma_r \approx 0,5$ ($1 - \sigma_{c.a.}$). Следовательно, значение σ_r еще меньше отличается от единицы, чем значение $\sigma_{c.a.}$, и, таким образом, изменение параметра расхода при изменении режима течения газа в сопловом аппарате практически полностью определяется характером изменения $q(\lambda_{c.a.})$.

При докритических значениях перепада давлений p_0^*/p_1 скорость газа в горловинах обычно близка к скорости за решеткой, и поэтому практически $q(\lambda_{c.a.}) = q(\lambda_1)$. Соответствующая зависимость $q(\lambda_{c.a.})$ от p_0^*/p_1 показана на рис. 5.9. При увеличении p_0^*/p_1 значение $q(\lambda_{c.a.})$ и вместе с ним значение параметра расхода растут до тех пор, пока скорость газа в горловинах не достигнет скорости звука, что соответствует $q(\lambda_{c.a.}) = 1,0$. При дальнейшем увеличении перепада давлений (в области его сверхкритических значений) скорость газа в горловине, как известно, остается равной скорости звука ($\lambda_{c.a.} = 1$) и, следовательно, параметр расхода будет оставаться неизменным и равным своему максимальному значению.

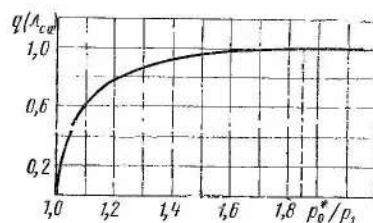


Рис. 5.9. Зависимость относительной плотности тока в горловинах межлопаточных каналов соплового аппарата от p_0^*/p_1

Строго говоря, сказанное выше справедливо только при отсутствии гидравлических потерь в межлопаточных каналах. Как известно, при наличии вязкостного трения средняя (по сечению) скорость потока может достигнуть скорости звука только в расширяющейся части канала, за горлом, и соответственно максимально возможное значение $q(\lambda_{c.a.})$ (в горловине) не достигнет единицы. Однако, как показывают более детальные исследования, это отличие обычно весьма невелико ($\sim 0,1\%$), поэтому практически учет влияния вязкости на распределение скоростей в канале, равно как и учет неравномерности потока в горловинах, мало сказываются на значении параметра расхода.

Расход газа через решетку рабочего колеса может быть определен аналогичным путем, если в качестве полной температуры и полного давления газа перед решеткой использовать вместо T_0^* и p_0^* значения T_{1w}^* и p_{1w}^* , определенные из условия полного торможения газового потока перед рабочим колесом в относительном движении:

$$T_{1w}^* = T_1 + \frac{k-1}{kR} \frac{w_1^2}{2}; \quad p_{1w}^* = p_1 \left(\frac{T_{1w}^*}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (5.41)$$

Направление потока за решеткой. В отличие от компрессорных решеток угол отставания потока δ и соответственно направление потока за турбинной решеткой весьма слабо зависят от угла атаки. Поэтому для определения отклонения потока в турбинной решетке или для подбора решетки, обеспечивающей заданный треугольник скоростей, практически достаточно знать зависимость угла выхода потока из решетки от ее геометрических параметров при нулевом угле атаки и от числа M (или λ).

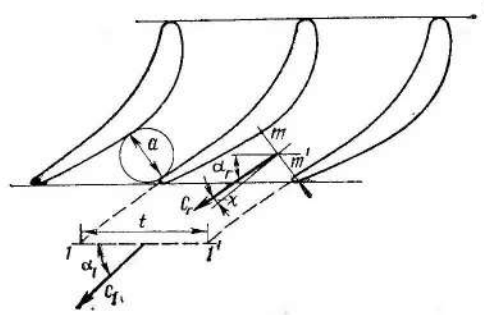


Рис. 5.10. К определению направления потока за турбинной решеткой

Для приближенной оценки направления потока за решеткой рассмотрим течение газа на участке от минимального сечения (горла) межлопаточного канала до выходного сечения. Этот участок принято называть косым срезом. Выделим на этом участке контрольную область, ограниченную сечениями $m-m'$ и $l-l'$, поверхностью лопаток и двумя линиями тока в потоке за решеткой, отстоящими друг от друга на расстоянии шага t , как показано на рис. 5.10. Здесь через α_r и χ обозначены углы, образованные вектором средней скорости газа c_r в сечении $m-m'$ с плоскостью вращения турбины и с нормалью к отрезку $m-m'$, который соответствует кратчайшему расстоянию между соседними лопатками (т. е. размеру a). Направление вектора c_r может быть принято средним между направлениями касательных к поверхности профиля в точках m и m' .

Из условия равенства расходов газа через сечения $m-m'$ и $l-l'$ имеем $(cq)_r a \cos \chi = (cq)_l t \sin \alpha_l$,

откуда
$$\sin \alpha_l = \frac{a}{t} \frac{(cq)_r}{(cq)_l} \cos \chi. \quad (5.42)$$

Из формулы (5.42) видно, что направление потока газа за решеткой зависит от отношения a/t и характера изменения скорости газа в косом срезе.

При скоростях истечения, близких к скорости звука, как известно, плотность тока cq слабо зависит от скорости. Поэтому при $\lambda_1 \approx 1$, учитывая, что в этом случае различие между скоростями c_r и c_l обычно невелико, можно принять $(cq)_l = (cq)_r$. Тогда, прене-

брегая отличием $\cos \chi$ от единицы, получим следующее выражение для угла α_l (который обозначим здесь $\alpha_{1\phi}$):

$$\alpha_{1\phi} = \arcsin \frac{a}{t}. \quad (5.43)$$

Экспериментальные значения α_l при $\lambda_1 \approx 1$ обычно удовлетворительно совпадают с расчетными значениями, определяемыми формулой (5.43), которые часто называют «эффективными».

При дозвуковых скоростях истечения различие между c_r и c_l также невелико, но при $\lambda \ll 1$ изменение плотности газа уже не компенсирует изменения его скорости, и поэтому изменение скорости в косом срезе может заметно сказаться

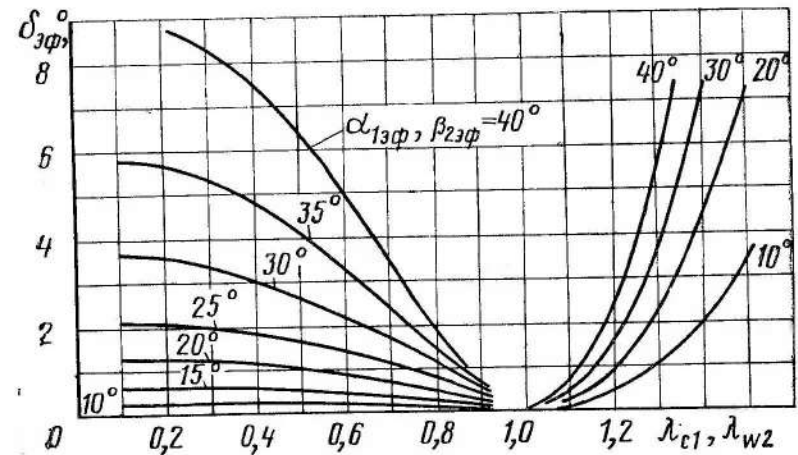


Рис. 5.11. Зависимость «угла отставания» $\delta_{3\phi}$ от числа λ и эффективных углов выхода потока из турбинных решеток

на угле α_l . Обычно при $\lambda_1 < 1$ течение в косом срезе носит диффузорный характер, т. е. $c_l < c_r$, что, как видно из формулы (5.42), приводит к увеличению α_l :

$$\alpha_l = \arcsin \frac{a}{t} + \delta_{3\phi} = \alpha_{1\phi} + \delta_{3\phi}, \quad (5.44)$$

где угол $\delta_{3\phi}$ в теории турбин также называется «углом отставания». Количество он несколько отличается от угла отставания δ , указанного выше на рис. 5.8, но близок к нему. Значения $\delta_{3\phi}$ зависят главным образом от λ_1 и формы канала в области косого среза и по данным Б. М. Аронова и Б. М. Мамаева [4] при $\lambda_1 < 1$ могут быть определены (приблизительно, по кривым, приведенным в левой части рис. 5.11).

Важной особенностью течения газа в турбинных решетках является возможность достижения сверхзвуковой скорости в выходном сечении решетки с сужающимися межлопаточными каналами при наличии косого среза. На рис. 5.12 показана упрощенная схема течения газа в косом срезе при сверхкритическом перепаде давлений. В минимальном сечении канала $m-m'$ скорость газа равна скорости звука. Около выходной кромки (в точке m') происходит почти скачкообразное падение давления от давления в критическом

сечении до давления за решеткой. В результате этого из точки m' исходит серия волн разрежения, при прохождении через которые поток газа разгоняется и одновременно поворачивается в сторону увеличения угла α_1 (аналогично случаю обтекания сверхзвуковым потоком тупого угла более 180°). Отражение волн разрежения от спинки соседней лопатки и возникновение скачков уплотнения в результате взаимодействия струй, вытекающих из соседних каналов, делает общую картину течения газа более сложной, но не изменяет основной ее особенности, заключающейся в возможности достижения сверхзвуковой скорости газа в косом срезе.

Направление потока за решеткой в этом случае может быть определено из уравнения расхода через сечения $m-m'$ и $I-I'$ (см. рис. 5.10), записанного в виде

$$m_r \frac{p_r^*}{\sqrt{T_r^*}} a \cos \chi = m_r \frac{p_1^*}{\sqrt{T_1^*}} q(\lambda_1) t \sin \alpha_1.$$

Учитывая, что $T_1^* = T_r^*$, полагая угол χ малым ($\cos \chi \approx 1$) и пренебрегая различием p_r^* и p_1^* , получим

$$\sin \alpha_1 = \frac{a}{t} \frac{1}{q(\lambda_1)}, \quad (5.45)$$

откуда следует, что при $\lambda_1 = 1$ $\alpha_1 = \alpha_{1\text{эф}}$, а в области $\lambda_1 > 1$ значение $\delta_{\text{эф}} = \alpha_1 - \alpha_{1\text{эф}}$ непрерывно возрастает с увеличением λ_1 , как показано на рис. 5.11.

Следует отметить, что расширение потока в косом срезе возможно лишь до определенного предела, соответствующего случаю, когда последняя из волн разрежения падает на поверхность соседнего профиля у его задней кромки, т. е. располагается (на схеме рис. 5.12) горизонтально. Как известно, составляющая скорости газа, нормальная к поверхности волны разрежения, равна местной скорости звука. Следовательно, предельное расширение газа в косом срезе соответствует случаю, когда число M по осевой скорости газа за решеткой равно единице.

Итак, при изменении перепада давлений на турбинной решетке (числа λ_1) направление потока на выходе из нее, как видно из рис. 5.11, изменяется монотонно — угол выхода потока растет как при увеличении, так и при уменьшении λ_1 по сравнению с режимом, соответствующим $\lambda_1 = 1,0$. Однако важно отметить, что абсолютное значение этого изменения невелико (всего несколько градусов) и поэтому значение угла α_1 в общем оказывается близким к $\alpha_{1\text{эф}}$.

Заметим также, что все сказанное в равной мере относится и к решеткам рабочих лопаток.

Потери в решетке. Гидравлические потери в неохлаждаемой пространственной турбинной решетке, как и в компрессорных решетках, могут быть разделены на профильные и концевые.

Профильные потери связаны с образованием пограничного слоя и зон отрыва на поверхности лопаток, а также (возможно) с возникновением скачков уплотнения в обтекающем их потоке. В конфузурных турбинных решетках потери, связанные с отрывом потока, играют небольшую роль, за исключением области задней кромки лопаток, где всегда существует местная зона отрыва и вихреобразования. Волновые потери в турбинах авиационных ГТД обычно

также невелики. Поэтому коэффициент профильных потерь $\zeta_{\text{пр}}$ обычно представляют как сумму коэффициента потерь на трение $\zeta_{\text{тр}}$ (куда условно могут быть включены и волновые потери) и коэффициента концевых потерь $\zeta_{\text{кр}}$. Тогда суммарный коэффициент потерь в турбинной решетке профилей может быть представлен в виде

$$\zeta = \zeta_{\text{тр}} + \zeta_{\text{кр}} + \zeta_{\text{к}}, \quad (5.46)$$

где $\zeta_{\text{к}}$ — коэффициент, учитывающий концевые потери.

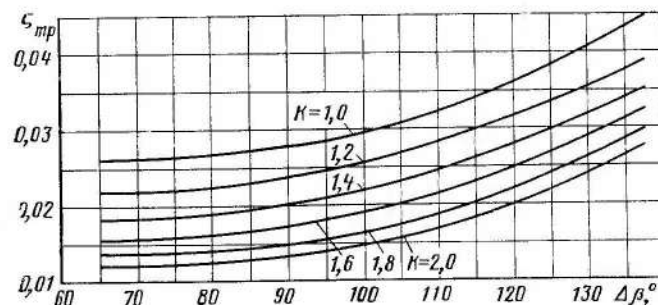


Рис. 5.13. Коэффициент потерь на трение в решетке оптимальной густоты при $\lambda_{\text{слад}}(\lambda_{\text{зад}}) = 0,8$ и расчетном угле атаки [20]

Потери в области автомодельности по числу Re при умеренных числах M потока. Коэффициент потерь на трение в этой области зависит главным образом от кривизны профиля ϕ , густоты решетки, угла атаки и общей степени конфузурности межлопаточного канала K , т. е. соотношения поперечных сечений струй газа на входе и на выходе (см. рис. 5.8):

$$K = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \frac{h_1}{h_2},$$

где h_1 и h_2 — высота лопаток на входе в лопаточный венец и на выходе из него. При малой разнице между h_1 и h_2 и нулевым углом атаки ϕ и K определяются, очевидно, сочетанием углов β_1 и β_2 .

Уменьшение ϕ и увеличение K ведет к уменьшению $\zeta_{\text{тр}}$. Влияние b/t носит немонокотный характер. В очень густых решетках пограничный слой занимает большую часть межлопаточного канала. В редких решетках возникают области с местной диффузностью течения. Поэтому при каждом сочетании углов β_1 и β_2 существует некоторое оптимальное значение густоты или относительного шага, при котором коэффициент $\zeta_{\text{тр}}$ минимален. Приблизительно это значение, по данным В. И. Дышлевского, равно:

$$\left(\frac{t}{b}\right)_{\text{опт}} = 0,55 \left(\frac{180}{\Delta\beta} \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2}\right)^{\frac{1}{3}} (1 - \bar{c}), \quad (5.47)$$

где $\Delta\beta = 180 - (\beta_1 + \beta_2)$ — угол отклонения потока в решетке (в градусах) и $\bar{c}$ — относительная толщина профиля. Значения $\zeta_{\text{тр}}$ для решеток с оптимальной густотой при нулевом угле атаки приведены на рис. 5.13.

Коэффициент кромочных потерь $\zeta_{кр}$ зависит главным образом от соотношения между толщиной задней кромки d и «горлом» a . По данным ряда исследований, этот коэффициент для неохлаждаемых лопаток равен

$$\zeta_{кр} = 0,2d/a \quad (5.48)$$

и при обычных значениях d (1–2 мм) составляет существенную долю от общего коэффициента профильных потерь. Увеличение шага решетки ведет к росту a , т. е. к снижению $\zeta_{кр}$. Поэтому с учетом кромочных потерь оптимальное значение $\bar{i}$ оказывается несколько большим, чем следует из формулы (5.47).

При углах атаки, отличных от нулевого (расчетного), профильные потери возрастают, причем степень их роста, как показывают эксперименты, зависит от относительного значения угла атаки $\bar{i} = i/\beta_{1л}$. Примерный характер этой зависи-

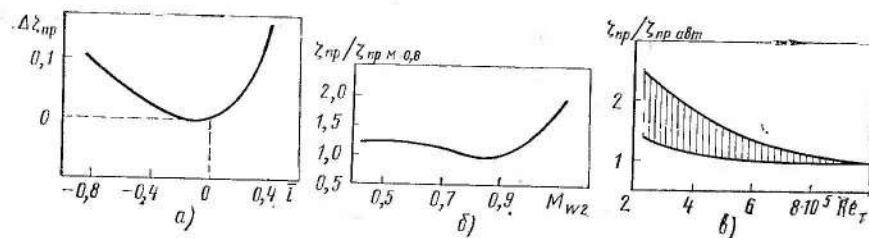


Рис. 5.14. Типичное изменение профильных потерь в турбинной решетке:

а — при изменении угла атаки; б — при изменении числа M на выходе из решетки; в — при изменении числа Re

мости показан на рис. 5.14, а. При уменьшении угла атаки (т. е. при увеличении β_1), как видно из рис. 5.8, угол поворота потока уменьшается, а коэффициент K возрастает, что проявляется на рис. 5.14, а в пологом протекании кривой $\Delta\zeta_{пр} = \zeta_{пр} - (\zeta_{пр})_{i=0} = f(\bar{i})$ в области $\bar{i} < 0$.

Концевые потери условно можно разделить на потери, связанные с наличием пограничного слоя на корпусе и втулке и с образованием парного вихря, и на потери от перетекания в радиальном зазоре. Соответственно можно принять $\zeta_{кз} = \zeta_{вт} + \zeta_{зас}$, где коэффициент $\zeta_{вт}$, учитывающий все вторичные потери (включая и трение на корпусе и втулке), зависит от удлинения лопаток n , по данным Г. Ю. Степанова [27], для лопаточных венцов с проточной частью, близкой к цилиндрической, может быть выражен формулой

$$\zeta_{вт} = 2\zeta_{пр} a/h. \quad (5.49)$$

При увеличении угла раствора меридионального сечения проточной части (т. е. при $h_2 > h_1$) вторичные потери заметно возрастают.

Потери в радиальном зазоре в турбине связаны с тем, что часть газа уходит через зазор, не совершая работы в колесе, и, кроме того, перетекание газа приводит к снижению перепада давлений на периферийной части лопатки и дополнительному вихреобразованию. Приближенно коэффициент $\zeta_{зас}$ (при отсутствии бандажа) можно принять равным

$$\zeta_{зас} = \frac{b}{t_{ср}} \frac{\Delta_r}{h}, \quad (5.50)$$

где b — хорда лопатки; Δ_r — радиальный зазор; $t_{ср}$ — шаг решетки на среднем диаметре и h — высота лопаток на выходе из колеса. Применение бандажных полок с лабиринтными уплотнениями на рабочих лопатках позволяет в несколько раз снизить потери, вызванные наличием радиального зазора, и за счет этого повысить КПД ступени на 1,5–2%. Бандажирование лопаток рабочего колеса с помощью проволоки (для демпфирования колебаний лопаток), наоборот, при-

водит к увеличению общего коэффициента потерь ζ примерно на величину $0,5d_0/h$, где d_0 — диаметр бандажной проволоки.

В охлаждаемых венцах сопловых и рабочих лопатках возникают дополнительные потери (см. подразд. 5.6).

Влияние чисел M и Re на потери в решетке. Влияние числа M (или λ) на потери в турбинных решетках носит сложный характер, существенно зависящий от геометрических параметров решетки и угла атаки. Однако характерным отличием турбинных решеток от компрессорных в этом отношении является немонокотность изменения коэффициента потерь (и соответственно коэффициента ϕ или ψ) по числу M потока. На рис. 5.14, б для примера показано изменение коэффициента профильных потерь для одной из рабочих решеток в зависимости от числа M потока на выходе из нее. Как видно, при некотором значении M_{w2} потери в решетке минимальны. Но как при больших, так и при меньших значениях M_{w2} потери растут. Возрастание $\zeta_{кр}$ при больших значениях M связано с волновыми потерями. Возрастание $\zeta_{пр}$ при малых числах M является особенностью турбинных решеток и связано с тем, что при неизменной геометрической конфузурности межлопаточного канала его фактическая конфузурность (т. е. соотношение скоростей газового потока на входе и на выходе из него) при снижении M_{w2} падает (из-за уменьшения степени падения плотности газа в канале), что и является основной причиной роста $\zeta_{пр}$.

Влияние числа Re на потери в турбинных решетках в общем аналогично описанному выше в гл. 2 для компрессорных решеток. Обычно значения Re вычисляются здесь по хорде профиля и параметрам потока на выходе из решетки: $Re_{\tau} = \omega_2 b / \nu_2$.

Критические значения Re_{τ} в турбинных решетках вследствие конфузурного характера течения оказываются выше, чем для компрессорных решеток, и составляют $Re_{\tau,кр} = (0,6 \dots 1,0) \cdot 10^6$. При уменьшении Re_{τ} до 10^5 коэффициент потерь $\zeta_{пр}$ возрастает в 2–3 раза (рис. 5.14, в).

5.6. ОХЛАЖДЕНИЕ ЛОПАТОК ТУРБИН

Развитие авиационных ГТД характеризуется быстрым (на 20–30° С в год) увеличением температуры газов перед турбиной $T_{г*}$, которая в настоящее время достигает у серийных двигателей 1500–1600 К. Одним из основных путей создания высокотемпературных турбин является интенсивное охлаждение сопловых и рабочих лопаток.

Системы охлаждения турбинных лопаток могут быть подразделены на замкнутые и открытые. В замкнутых системах жидкий или газообразный теплоноситель циркулирует в замкнутом контуре, включающем в себя внутренние полости лопаток и теплообменник, в котором нагретый в лопатках теплоноситель охлаждается воздухом или топливом. В открытых системах воздушного охлаждения лопаток воздух, отбираемый от компрессора, используется непосредственно для охлаждения лопаток и выпускается затем в проточную часть турбины. Такие системы благодаря своей простоте получили широкое распространение, хотя более сложные замкнутые системы могут обеспечить значительно более интенсивное охлаждение лопаток.

В авиационных ГТД используется два основных способа воздушного охлаждения лопаток:

— внутреннее конвективное охлаждение, при котором воздух проходит по каналам внутри лопатки и выпускается затем в проточную часть турбины за лопаткой;

— заградительное охлаждение, при котором воздух через систему щелей или отверстий выпускается на поверхность лопатки и создает пленку, защищающую лопатку от непосредственного соприкосновения с горячими газами.

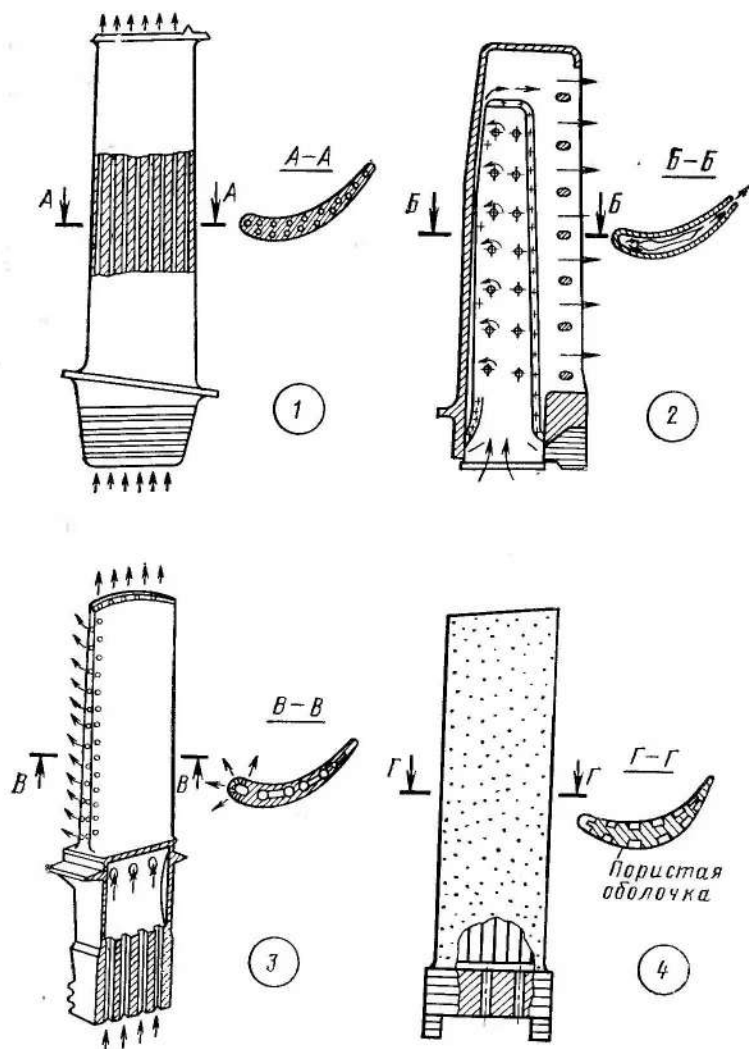


Рис. 5.15. Схемы организации воздушного охлаждения турбинных лопаток

Второй способ обычно применяется в комбинации с первым. На рис. 5.15 показаны некоторые схемы организации охлаждения рабочих лопаток. (Охлаждение сопловых лопаток организуется аналогично). Схемы 1 и 2 относятся к внутреннему конвективному охлаждению и различаются только тем, что в схеме 1 (с про-

долным течением охладителя) воздух течет по каналам, направленным вдоль пера лопатки, а в схеме 2 организуется поперечное течение охладителя, позволяющее интенсифицировать охлаждение наиболее нагретых элементов лопаток и, в частности, их передних кромок. Схема 3 представляет пример комбинированного конвективно-пленочного охлаждения, при котором часть воздуха пропускается через отверстия в передней кромке, образуя «завесу» в этой части лопаток. Количество таких отверстий и их расположение могут быть различными. Перспективной является также схема 4, в которой оболочка лопатки выполняется из пористого материала, что позволяет осуществить пропуск охлаждающего воздуха через поры на всю омываемую газовым потоком поверхность лопатки (пористое или эффузионное охлаждение).

При сравнении эффективности той или иной системы или схемы охлаждения необходимо учитывать, что в общем случае охлаждение лопаток, помимо положительного эффекта, связано с появлением потерь трех видов:

- затраты мощности на прокачку охладителя через систему охлаждения;
- уменьшение работы расширения газа вследствие отвода тепла в процессе расширения;
- увеличение гидравлических потерь в охлаждаемых решетках профилей.

В открытых системах воздушного охлаждения затраты мощности на охлаждение при прочих равных условиях пропорциональны количеству воздуха, отбираемого от компрессора в систему охлаждения. Поэтому важной характеристикой каждой конкретной схемы охлаждения лопаток является зависимость коэффициента эффективности охлаждения

$$\vartheta = \frac{T_g^* - T_{\text{лоп}}}{T_g^* - T_{\text{возд}}^*}$$

от относительного расхода охлаждающего воздуха $g_{\text{охл}} = G_{\text{охл}}/G_g$. В этих формулах T_g^* — полная температура потока газа перед лопаткой (для рабочих лопаток — в относительном движении); $T_{\text{лоп}}$ — температура лопатки; $T_{\text{возд}}^*$ — температура охлаждающего воздуха перед лопаткой; G_g и $G_{\text{охл}}$ — расход газа через венец лопаток и расход воздуха на его охлаждение. На рис. 5.16 показан примерный характер таких зависимостей для рассмотренных схем охлаждения лопаток. Обычно расход охлаждающего воздуха не превышает 1,5—2% на один охлаждаемый венец лопаток и соответственно коэффициент ϑ в схемах, не использующих пористых материалов, составляет примерно 0,25—0,45. (Более подробные сведения об эффективности и расчете различных систем охлаждения приведены, например в [14 и 17]).

Затраты мощности на прокачку охлаждающего воздуха обычно не относят к потерям в ступенях газовой турбины, а учитывают отдельно при определении параметров двигателя в целом.

Уменьшение работы расширения газа в результате отвода тепла в охлаждаемые лопатки в авиационных турбинах пренебрежимо мало.

Более существенно увеличение гидравлических потерь в охлаждаемых турбинных решетках. Отвод тепла из пограничного слоя увеличивает (хотя и в малой степени) коэффициент трения и приводит к увеличению интенсивности радиальных перетеканий во

вращающихся лопаточных венцах вследствие роста плотности газа в охлажденном слое. Кроме того, необходимость размещения охлаждающих каналов в теле лопатки и стремление уменьшить поверхность лопаток, омываемую горячими газами, приводит к применению в охлаждаемых турбинных решетках более толстых профилей с увеличенным в 1,5—2 раза радиусом скругления передних кромок, увеличенной толщиной задних кромок и с увеличенным на 15—20% (по сравнению с оптимальным) шагом лопаток, что ведет к увеличению профильных потерь. Наконец, заметную роль играют потери, возникающие при выпуске охлаждающего воздуха в проточную часть турбины. Эти

потери мало ощутимы при выпуске воздуха в радиальный зазор (через торцы лопатки) или через заднюю кромку и более существенны при выпуске через щели или отверстия на поверхности лопатки (в особенности на спинке).

Но, с другой стороны, воздух, поступивший в проточную часть, например из каналов охлаждения сопловых лопаток, совершает некоторую работу в расположенном за ними рабочем колесе, а выпуск воздуха через щели в задних кромках лопаток существенно уменьшает кромочные потери. Так, если количество воздуха, выпускаемого через щель шириной δ , составляет около 1% расхода газа или более, то значение коэффициента кромочных потерь оказывается равно [см. формулу (5.48)]:

$$\zeta_{кр} = 0,2(d - \delta)/a.$$

Поэтому в целом различие между КПД охлаждаемой и неохлаждаемой ступени не превышает обычно 0,5—1%.

5.7. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА КПД СТУПЕНИ

Расчетные параметры ступени турбины — u/c_1 , степень реактивности σ_t , коэффициент нагрузки μ_t и др. оказывают существенное влияние на относительный уровень потерь и соответственно на КПД ступени на ее расчетном режиме.

Потери в ступени газовой турбины ГТД складываются главным образом из потерь в лопаточных венцах соплового аппарата и рабочего колеса и потерь с выходной скоростью. Потери в решетках лопаточных венцов при равномерном потоке газа на входе были подробно рассмотрены в подразд. 5.5 и 5.6. В действительности поток на входе в венец может быть неравномерным (например, при наличии перед турбиной трубчато-кольцевой камеры сгорания), но влияние этой неравномерности на КПД ступени невелико. Дополнительные потери, связанные с наличием вязкостного трения диска и верхнего банджа (если он установлен), с утечками (перетеканиями) в лабиринтах и т. д., в авиационных турбинах обычно также невелики. Если пренебречь этими дополнительными потерями, то гидравлические и волновые потери в ступени можно принять равными сумме потерь в сопловом аппарате ΔL_c и потерь в лопатках рабочего колеса (с учетом влияния радиального зазора) $\Delta L_{л.}$ При этом условии, пренебрегая также влиянием теплообмена и возвратом тепла в ступени, уравнение Бернулли для ступени (5.11) можно записать в виде

$$H = L_t + \frac{c_2^2}{2} + \Delta L_c + \Delta L_{л.}$$

или в относительных величинах (по отношению к располагаемому теплоперепаду H):

$$1 = \frac{L_t}{H} + \xi_{\text{вых}} + \xi_c + \xi_{л.}$$

где $\xi_c = \Delta L_c/H$ и $\xi_{л.} = \Delta L_{л.}/H$ — относительные доли потерь в сопловых и рабочих лопатках, а $\xi_{\text{вых}} = \frac{c_2^2}{2H}$ — относительная доля потерь с выходной скоростью.

Тогда в соответствии с формулами (5.12) и (5.21) можно записать следующие соотношения между этими коэффициентами и КПД ступени:

$$\eta_{ал.т} = 1 - \xi_c - \xi_{л.}; \quad (5.51)$$

$$\eta_t = 1 - \xi_c - \xi_{л.} - \xi_{\text{вых}}. \quad (5.52)$$

Пренебрежение возвратом тепла в ступени соответствует условию (см. рис. 5.5)

$$H^* = H - \frac{c_2^2}{2}.$$

Тогда в соответствии с формулой (5.16)

$$\eta_t^* = \frac{L_t}{H - \frac{c_2^2}{2}} = \frac{\eta_{ал.т} - \xi_{\text{вых}}}{1 - \xi_{\text{вых}}}. \quad (5.53)$$

Формулы (5.51) — (5.53) вместе с приведенными выше данными о потерях в турбинных решетках позволяют легко проанализи-

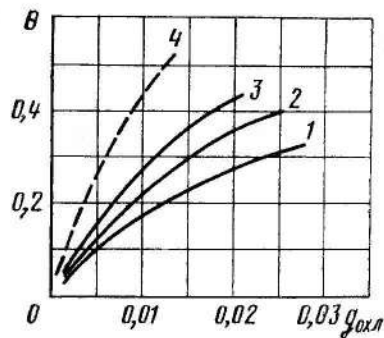


Рис. 5.16. Эффективность различных схем воздушного охлаждения:

1 — конвективное охлаждение с продольным течением охладителя; 2 — то же с поперечным течением охладителя; 3 — комбинированное охлаждение; 4 — эффузионное охлаждение

ровать влияние расчетных параметров на КПД ступени турбины. Следует подчеркнуть, что при этом анализе необходимо сравнивать между собой различные ступени, в каждой из которых форма, шаг и угол установки лопаток подобраны так, чтобы обеспечить расчетный треугольник скоростей потока при расчетных (нулевых или близких к нулю) углах атаки.

Для простоты изложения ниже будем рассматривать параметры ступени только на среднем радиусе, полагая, что они близки к осредненным по высоте лопаток.

Влияние параметра u/c_1 . Так как $\Delta L_c = \frac{c_{1ал}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = H_{с.а} (1 - \varphi^2)$, то с учетом определения степени реактивности ступени

$$\xi_c = (1 - \varphi^2) (1 - \varrho_r). \quad (5.54)$$

Аналогично

$$\Delta L_n = \frac{w_{2ад}^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} = \frac{w_2^2}{2} \left(\frac{1}{\psi^2} - 1 \right) = \left(\frac{w_2}{c_1} \right)^2 \varphi^2 \frac{c_{1ал}^2}{2} \left(\frac{1}{\psi^2} - 1 \right),$$

откуда
$$\xi_n = \varphi^2 (1 - \varrho_r) \left(\frac{1}{\psi^2} - 1 \right) \left(\frac{w_2}{c_1} \right)^2. \quad (5.55)$$

И, наконец,

$$\xi_{с.а} = \varphi^2 (1 - \varrho_r) \left(\frac{c_2}{c_1} \right)^2. \quad (5.56)$$

Используя формулы (5.54) — (5.56), проанализируем изменение коэффициентов относительных потерь при изменении u/c_1 . Для этого рассмотрим серию ступеней, имеющих одинаковые значения угла α_1 , степени реактивности и равные соотношения между осевыми составляющими скоростей $c_{1а}$ и $c_{2а}$ (что соответствует примерно равным соотношениям высоты лопаток на входе и на выходе), но различные значения u/c_1 . Значения коэффициентов φ и ψ для простоты будем также считать неизменными.

На рис. 5.17 горизонтальная линия с ординатой 1,0 соответствует (в относительных единицах) располагаемому теплореперу. Относительные потери в сопловом аппарате, как видно из формулы (5.54), не зависят от u/c_1 и при $\varphi \approx 0,98$ составляют 2—3%. Эти потери изображены в виде отрезка ξ_c , отложенного вниз от линии с ординатой 1,0.

Зависимость ξ_n от u/c_1 при принятых условиях (неизменных значениях φ , ψ и ϱ_r), как видно из формулы (5.55), полностью определяется изменением w_2/c_1 . Для наглядного представления влияния u/c_1 на w_2/c_1 и c_2/c_1 на рис. 5.18 изображена серия треугольников скоростей ступеней, соответствующих принятым выше условиям сравнения и имеющих одинаковые значения c_1 при различных u . Рис. 5.18, а соответствует малому значению u/c_1 . Значение w_1 в этом случае близко к c_1 . Значение w_2 велико. По мере роста u (рис. 5.18, б, в, г) w_1 уменьшается. Соответственно снижается и w_2 [см. формулу (5.34)]. Наименьшее значение w_2 (и, следовательно,

наименьшее значение ξ_n) будет достигнуто в том случае, когда вектор w_1 будет направлен по оси ступени (рис. 5.18, г), т. е. при $u = c_1 \cos \alpha_1$.

Отложив на рис. 5.17 вниз от ординаты 1,0 отрезки, равные $\xi_c + \xi_n$, получим, как следует из формулы (5.51), кривую зависимости $\eta_{ад.т}$ от u/c_1 . Таким образом, наибольшее значение ξ_n (наименьшее значение $\eta_{ад.т}$) в рассматриваемом диапазоне изменения

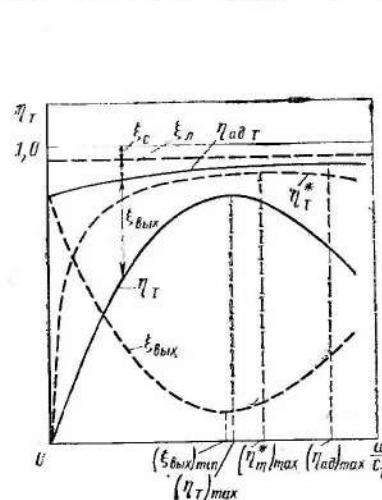


Рис. 5.17. К анализу влияния u/c_1 на КПД ступени

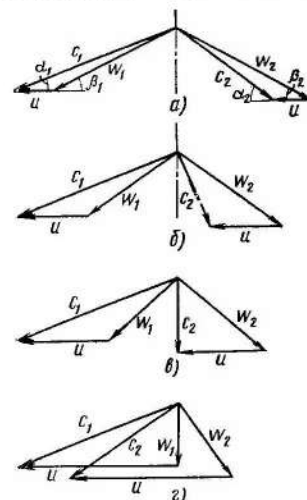


Рис. 5.18. Треугольники скоростей ступеней с различными u/c_1

u/c_1 достигается при $u/c_1 = 0$, а максимум $\eta_{ад.т}$ (минимум ξ_n) соответствует $u/c_1 = \cos \alpha_1$.

Зависимость $\xi_{вых}$ от u/c_1 , как следует из формулы (5.56), определяется изменением соотношения c_2/c_1 . Как видно из рис. 5.18, по мере роста u/c_1 скорость c_2 сначала уменьшается, но потом, при больших u/c_1 , снова начинает расти. Минимум потерь с выходной скоростью при принятом условии сравнения различных ступеней ($c_{2а}/c_{1а} = \text{const}$) достигается при такой форме треугольника скоростей, которая изображена на рис. 5.18, в, т. е. при осевом выходе потока из ступени. При $u=0$ работа на валу турбины также равна нулю, т. е. $\xi_c + \xi_n + \xi_{вых} = 1$. Изменение $\xi_{вых}$ имеет характер, показанный в нижней части рис. 5.17, а кривая $\eta_t = f(u/c_1)$ выходит из точки $\eta_t = 0$ при $u/c_1 = 0$ и достигает максимума при значении u/c_1 , несколько превышающем значение, соответствующее осевому выходу газового потока из ступени.

Зависимость η_t^* от u/c_1 показана на рис. 5.17 пунктирной линией. При $u=0$ $\eta_t^* = 0$ (так как $L_t = 0$). В области максимума η_t значения $\xi_{вых}$ малы, и поэтому, как видно из формулы (5.53), η_t^* мало отличается от $\eta_{т.ад}$ (но все же несколько меньше его). Максимум η_t^* , как видно из рис. 5.17, располагается правее максиму-

ма η_t . Но следует отметить, что кривая $\eta_t^* = f(u/c_1)$ в области максимума имеет пологий характер. Поэтому на практике выбор значений u/c_1 , лежащих левее этого максимума (ближе к максимуму η_t), приводит лишь к незначительному снижению η_t^* , позволяя в то же время уменьшить закрутку потока за ступенью и снизить требуемое значение окружной скорости.

Учет изменения коэффициента ψ при изменении u/c_1 может внести некоторые количественные поправки к значениям КПД при различных u/c_1 , но не изменяет основных результатов вышеприведенного анализа.

Влияние степени реактивности q_t . Характер влияния $u/c_{ад}$ и $u/c_{ад}^*$ на КПД ступени аналогичен влиянию u/c_1 , так как эти параметры связаны между собой простыми соотношениями:

$$\frac{u}{c_{ад}} = \frac{u}{c_1} \varphi \sqrt{1 - q_t} = \frac{u}{c_{ад}^*} \sqrt{1 - \xi_{\text{вых}}} \quad (5.57)$$

Оптимальные (т. е. соответствующие $\eta_{t \max}$, $\eta_{t \max}^*$ или $\eta_{ад, t \max}$) значения этих кинематических параметров зависят от ряда факторов, но наиболее существенное влияние оказывает на них степень реактивности ступени. Из рис. 5.18 видно, например, что чем больше различие между w_1 и w_2 (т. е. чем больше q_t), тем больше должно быть значение u/c_1 для получения $\alpha_2 \approx 90^\circ$. На рис. 5.19 вверху показаны результаты расчета влияния q_t на оптимальные по η_t значения u/c_1 и соответствующие им значения α_2 с учетом приведенных в подразд. 5.5 сведений о потерях в турбинных решетках при типичных для авиационных турбин значениях α_1 и других параметров ступени. Как видно, при $q_t = 0$ значения $(u/c_1)_{\text{опт}}$ оказываются несколько менее 0,5 (можно показать, что для активной турбины $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{\text{опт}} \approx \frac{\cos \alpha_1}{2}$). При типичных для авиационных турбин значениях $q_t = 0,2 \dots 0,3$ максимум η_t достигается при $u/c_1 = 0,6 \dots 0,7$, что соответствует $u/c_{ад} = 0,55 \dots 0,6$, а максимум η_t^* — при $u/c_1 > 0,7$.

Применение турбин с $q_t > 0$ обусловливается прежде всего их более высоким КПД. Увеличение q_t соответствует увеличению степени конфузорности течения газа в решетке рабочего колеса, что приводит к снижению потерь в колесе и к росту КПД. Примерный характер зависимости КПД ступени от степени реактивности (при оптимальных по η_t значениях u/c_1) также показан на рис. 5.19. Как видно, переход от $q_t = 0$ к $q_t = 0,2 \dots 0,3$ позволяет повысить КПД турбины на несколько процентов. Однако реализация этой возможности требует соответствующего увеличения $u/c_{ад}$, т. е. увеличения на 15–20% окружной скорости рабочих лопаток (при данном значении H).

Описанный характер влияния q_t на КПД ступени турбины при значениях u/c_1 , соответствующих максимуму η_t , в качественном отношении остается таким же и при u/c_1 , соответствующих $\eta_{t \max}^*$. При этом следует подчеркнуть, что максимально достижимые зна-

чения η_t^* превышают соответствующие оптимуму по η_t всего на $\sim 1\%$ при $q_t = 0$ и на $\sim 0,5\%$ при $q_t = 0,2 \dots 0,3$, но требуемые для достижения $\eta_{t \max}^*$ значения $u/c_{ад}$ превышают приведенные на рис. 5.19 на 15–30%.

Влияние коэффициента нагрузки μ_t . Коэффициент нагрузки ступени по определению равен $\mu_t = L_t/u^2$. Пренебрегая отличием работы на валу ступени от работы на окружности колеса на среднем радиусе, полагая на этом радиусе $u_2 = u_1 = u$ и используя формулу (5.1), получим

$$\mu_t = \frac{c_{1u} + c_{2u}}{u} = \frac{\cos \alpha_1}{u/c_1} \left(1 + \frac{c_{2u}}{c_{1u}}\right) \quad (5.58)$$

При оптимальных по η_t значениях u/c_1 направление газового потока на выходе из ступени близко к осевому, т. е. $c_{2u} \approx 0$. Следовательно, в этом случае

$$\mu_t \approx \frac{\cos \alpha_1}{u/c_1} \quad \text{Соответствующие}$$

значения μ_t приведены в нижней части рис. 5.19. Как видно, для активных ступеней при оптимальных по η_t значениях u/c_1 коэффициент нагрузки равен примерно 1,8–1,9, а при обычных для авиационных турбин значениях $q_t = 0,15 \dots 0,30$ оптимальным u/c_1 соответствует $\mu_t = 1,6 \dots 1,3$. Использование пониженных по сравнению с указанными значений μ_t (что соответствует значениям u/c_1 , превышающим оптимальные по η_t) в определенных пределах (до $\mu_t \approx 1$) благоприятно сказывается на КПД ступени, хотя при этом прирост η_t^* по сравнению с достигаемым при $(u/c_1)_{\text{опт}}$ незначителен. Повышение же коэффициента нагрузки, наоборот, влечет за собой заметное снижение η_t^* .

Количественная связь между μ_t и η_t^* существенно зависит от значения α_1 или от значения связанного с ним коэффициента расхода по средней осевой скорости $\frac{c_a}{u} = \frac{c_{1a} + c_{2a}}{u}$. Для ступеней, име-

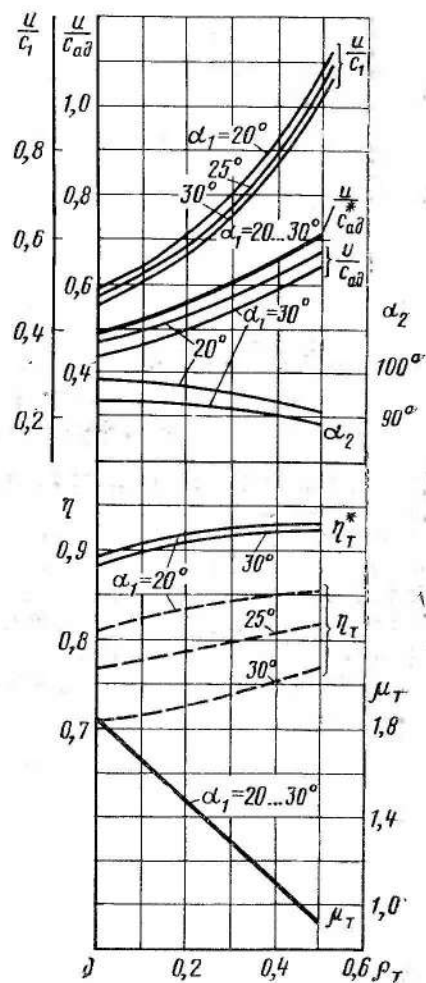


Рис. 5.19. Влияние степени реактивности на оптимальные по η_t значения u/c_1 и на соответствующие им значения α_2 , η_t^* , η_t и μ_t ($\pi_t = 2,0$; $h_2/h_1 = 1,1$)

ющих $q_T \approx 0,5$ и работающих с нулевым радиальным зазором, она может быть представлена кривыми, изображенными на рис. 5.20. Для оценки степени влияния μ_T на КПД ступени ими можно пользоваться и при $q_T = 0,2 \dots 0,3$.

Влияние охлаждения лопаток на КПД ступени было рассмотрено в подразд. 5.6.

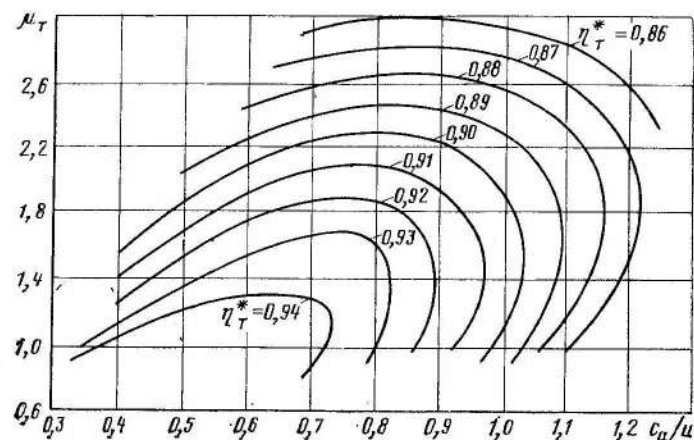


Рис. 5.20. Зависимость КПД ступени турбины от коэффициента нагрузки и коэффициента расхода [44]

Турбины, рассчитанные на очень малые расходы газа, могут выполняться с сопловым аппаратом, занимающим лишь часть окружности рабочего колеса. Такие турбины называются *парциальными*. Это позволяет увеличить высоту лопаток и снизить за счет этого концевые потери, но вместе с тем приводит к появлению потерь, связанных с периодической сменой режима течения в рабочих лопатках и паразитными течениями в них. В основном тракте ГТД парциальные турбины не применяются.

Глава 6

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ ТУРБИНЫ

Работа, которая может быть получена на валу одноступенчатой газовой турбины, зависит от окружной скорости лопаток рабочего колеса и коэффициента нагрузки ступени: $L_T = \mu_T u^2$ [см. формулу (5.23)]. Окружная скорость лопаток колеса ограничивается прочностными и конструктивными соображениями и обычно не превышает 350—370 м/с, лишь в отдельных случаях достигая 450—500 м/с. Увеличение коэффициента нагрузки сверх 1,7—1,8 ведет к снижению КПД ступени. Следовательно, на валу одноступенчатой турбины можно в среднем получить работу 200—300 кДж/кг. Получение более высокой L_T в одной ступени связано либо с применением повышенных окружных скоростей, либо с увеличением коэффициента нагрузки (т. е. со снижением КПД). Поэтому в случаях, когда необходимо получить на валу турбины работу, существенно превышающую указанные значения, обычно применяются многоступенчатые турбины.

Существуют два принципиально различных типа многоступенчатых турбин: турбины со ступенями скорости и со ступенями давления. В авиационных ГТД применяются турбины со ступенями давления, причем в общем случае ступени могут располагаться на одном или на нескольких валах и могут быть разделены на группы (каскады), соединенные переходными каналами. Число ступеней, расположенных на одном валу, составляет обычно от одной до шести.

6.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТУРБИНЫ СО СТУПЕНЯМИ ДАВЛЕНИЯ

На рис. 6.1 приведена схема многоступенчатой осевой турбины со ступенями давления, а на рис. 6.2 показан процесс расширения газа в такой турбине. Турбина состоит из ряда последовательно расположенных ступеней, каждая из которых имеет сопловый аппарат и рабочее колесо. Здесь $г$ — сечение на входе в турбину; $т$ — сечение на выходе из нее; $2I$, $2II$, $2III$ — сечения на выходе соответственно из первой, второй и третьей ступеней. Процесс расши-

рения газа в такой турбине состоит из последовательного (ступенчатого) понижения давления в первой, второй и т. д. ступенях.

Многоступенчатая турбина может быть охарактеризована, в основном, такими же параметрами, как и одна ступень, или анало-

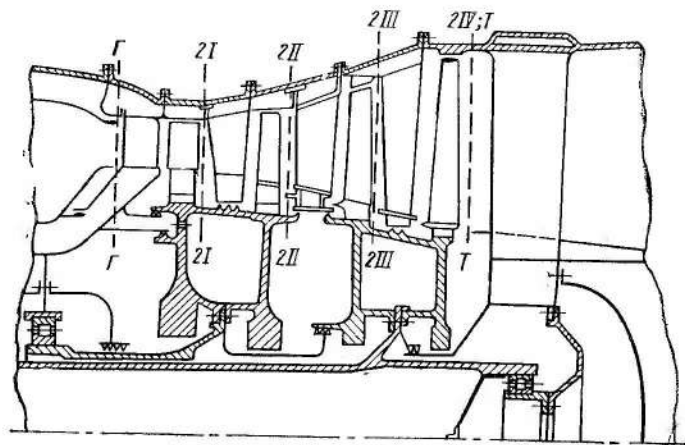


Рис. 6.1. Схема осевой турбины со ступенями давления

гичными им. Рассмотрим эти параметры и установим связь их с параметрами ступеней, из которых состоит турбина.

Степень понижения давления в турбине определяется по статическому давлению на выходе $\pi_T = p_T^*/p_T$ или по полному давлению $\pi_T^* = p_T^*/p_T^*$. Очевидно, аналогично многоступенчатому компрессору

$$\pi_T^* = \pi_{T1}^* \pi_{TII}^* \pi_{TIII}^* \dots \pi_{Tz}^*, \quad (6.1)$$

где $\pi_{T1}^*, \pi_{TII}^*, \dots$ — степень понижения полного давления в первой, второй и т. д. ступенях и z — число ступеней.

Работа на валу турбины равна сумме работ ступеней:

$$L_T = L_{T1} + L_{TII} + \dots + L_{Tz} \quad (6.2)$$

или

$$h^* = h_1^* + h_{II}^* + \dots + h_z^*. \quad (6.3)$$

Располагаемый теплоперепад (адиабатическая работа расширения) для многоступенчатой турбины определяется таким же образом, как и для

ступени (см. рис. 6.2) и может быть определен по формулам (5.6) или (5.17) при замене T_0^* на T_T^* .

Как и в многоступенчатом компрессоре, адиабатическая работа расширения газа в турбине в целом не равна сумме адиабатических

работ расширения газа в ее ступенях. Вследствие того, что температура (и теплосодержание) газа на входе во вторую, третью и т. д. ступени в реальном процессе оказываются выше, чем в идеальном (см. рис. 6.2), располагаемый теплоперепад в них соответственно повышается. Этот эффект принято называть *возвратом тепла* в многоступенчатой турбине.

$$\text{Таким образом } \sum_{i=1}^z H_i^* > H^*$$

или

$$\sum_{i=1}^z H_i^* = H^* (1 + \alpha), \quad (6.4)$$

где $\alpha > 0$ называется коэффициентом возврата тепла.

КПД многоступенчатой турбины: адиабатический $\eta_{ад.т.}$, эффективный (мощностной) η_T и в параметрах заторможенного потока η_T^* определяются теми же формулами (5.12) (с заменой c_2 на c_T), (5.21), (5.19) и имеют такой же физический смысл, что и КПД ступени турбины. Рассмотрим взаимосвязь между КПД турбины η_T^* и КПД ее ступеней. Согласно определению КПД (по полным параметрам) для i -й ступени $h_i^* = H_i^* \eta_{Ti}^*$. Заменяя этими выражениями слагаемые в правой части равенства (6.3), опуская пределы суммирования и используя для турбины в целом индекс «Т», получим

$$h_T^* = \sum H_i^* \eta_{Ti}^*.$$

С другой стороны, $h_T^* = H_T^* \eta_T^*$.

Таким образом, $H_T^* \eta_T^* = \sum H_i^* \eta_{Ti}^*$,

откуда вытекает следующая связь между КПД турбины и КПД ее ступеней:

$$\eta_T^* = \frac{\sum H_i^* \eta_{Ti}^*}{H_T^*}. \quad (6.5)$$

Если КПД всех ступеней одинаков:

$$\eta_{T1}^* = \eta_{TII}^* = \dots = \eta_{Tz}^* = \eta_0^*,$$

то

$$\eta_T^* = \eta_0^* \frac{\sum H_i^*}{H_T^*} \quad (6.6)$$

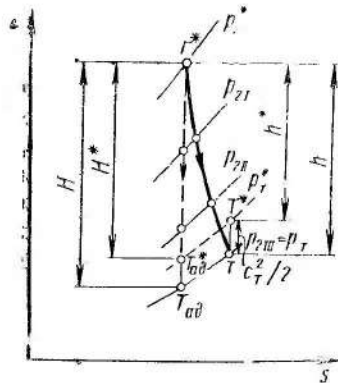
или согласно (6.4)

$$\eta_T^* = \eta_0^* (1 + \alpha). \quad (6.7)$$

При неравных значениях КПД отдельных ступеней турбины под η_0^* здесь следует понимать среднее их значение.

Таким образом, вследствие наличия возврата тепла КПД многоступенчатой турбины оказывается в $1 + \alpha$ раз выше, чем среднее значение КПД ее ступеней.

Рис. 6.2. Процесс расширения газа в трехступенчатой турбине в is -координатах



Коэффициент α зависит от степени понижения давления газа в турбине и η_0^* , а также от числа ступеней в турбине. Чем больше степень понижения давления, тем в большей мере используется в последующих ступенях тепло трения, выделившееся в первых ступенях турбины. Чем ниже η_0^* , тем больше тепло трения, т. е. тем заметнее сам возврат тепла. В среднем $\alpha = 0,01 \dots 0,02$, т. е. КПД турбины превышает КПД ее ступеней на 1—2%.

Кинематические и газодинамические параметры. С точки зрения оценки условий работы элементов, расположенных за турбиной, важное значение имеют число M (или λ) и направление потока (угол α_t) на выходе из последней ступени. В авиационных ГТД часто за турбиной располагается диффузор, служащий, например, для уменьшения скорости газа на входе в форсажную камеру или для уменьшения потерь с выходной скоростью в турбинах ТВД или вертолетных ГТД.

На рис. 6.3 показана зависимость коэффициента сохранения полного давления в затурбинном диффузоре от числа M , определенного по осевой составляющей скорости потока за турбиной, и угла α_t . Как видно, наличие

остаточной закрутки газового потока за турбиной приводит к заметному возрастанию потерь в стоящем за ней диффузоре, в особенности при повышенных числах M выходящего из турбины потока.

Общая оценка нагруженности многоступенчатой турбины может быть произведена по среднему коэффициенту нагрузки ее ступеней.

$$\mu_r = \frac{L_r}{\sum u_i^2} \quad (6.8)$$

Наконец, средние для турбины в целом значения параметров $u/c_{ад}$ и $u/c_{ад}^*$ принято оценивать с помощью аналогичных им параметров

$$y = \frac{\sqrt{\sum u_i^2}}{c_{ад}} \quad (6.9)$$

$$y^* = \frac{\sqrt{\sum u_i^2}}{c_{ад}^*}, \quad (6.10)$$

где u_i — окружная скорость на среднем диаметре i -й ступени;

$c_{ад}$ — скорость, эквивалентная располагаемому теплорепалу в турбине в целом, т. е. определяемая условием $c_{ад}^2/2 = H_t$; $c_{ад}^*$ — тоже по H_t^* .

Параметры μ_r и y (или y^*) численно имеют примерно такие же значения, как и соответствующие параметры ступеней.

Заметим, что параметр y^* в значительной мере определяет средний коэффициент нагрузки турбины. Так как $L_t = H^* \eta_t^* = \eta_t^* c_{ад}^{*2}/2$, то из формул (6.8) и (6.10) следует:

$$\mu_r = \frac{\eta_t^*}{2y^{*2}} \quad (6.11)$$

6.2. ФОРМЫ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ (ТЕПЛОПЕРЕПАДА) МЕЖДУ СТУПЕНЯМИ

По мере понижения давления при переходе от ступени к ступени плотность газа падает. В соответствии с уравнением расхода падение плотности должно быть компенсировано увеличением либо осевой скорости газа, либо площади поперечного сечения проточной

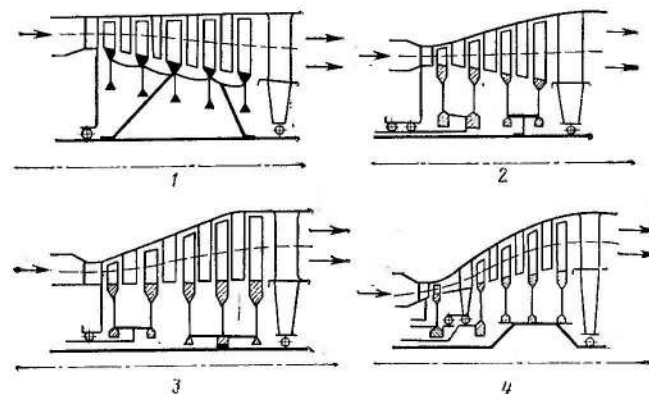


Рис. 6.4. Типичные формы меридионального сечения проточной части многоступенчатых турбин

части (высоты лопаток). В выполненных конструкциях многоступенчатых турбин увеличение осевой скорости (увеличение α_1) от ступени к ступени обычно сочетается с одновременным увеличением высоты лопаток.

Конкретная форма меридионального профиля проточной части турбины определяется прежде всего конструктивными и технологическими соображениями. Наиболее употребительны следующие формы (рис. 6.4):

- 1) с постоянным наружным диаметром;
- 2) с постоянным (или близким к постоянному) средним диаметром;

- 3) с постоянным внутренним диаметром;
- 4) с возрастающим внутренним диаметром.

Первая и третья формы имеют некоторые технологические преимущества. В схеме 2 наименее вероятен отрыв потока с поверхностей втулки или корпуса (они имеют меньший наклон к оси турбины, чем в схемах 1 или 3. Схема 4 может оказаться целесообразной, например, в тех случаях, когда частота вращения первых ступеней значительно выше, чем последних.

Распределение теплоперепада (работы) между ступенями тесно связано с формой меридионального профиля проточной части и с соотношением частот вращения ступеней. Окружные скорости рабочих лопаток на среднем диаметре пропорциональны этому диаметру и частоте вращения: $u_i = \text{const } D_i n_i$. Если все ступени имеют одинаковую степень реактивности, то для достижения высоких КПД они должны быть рассчитаны на примерно одинаковые значения $u/c_{ад}$ (см. подразд. 5.7). Но тогда

$$\begin{aligned} c_{ад1} &\approx \text{const} \cdot D_1 n_1 \\ H_1^* &\approx \text{const} \cdot D_1^2 n_1^2 \end{aligned} \quad (6.12)$$

Таким образом, если все ступени связаны, например, общим валом, то теплоперепад должен уменьшаться от ступени к ступени в турбине, проточная часть которой выполнена по типу схемы 1, оставаться примерно постоянным для схемы 2 и увеличиваться для схем 3 и 4.

На практике могут, однако, наблюдаться отклонения от соотношения (6.12), связанные с теми или иными соображениями газодинамического или конструктивного характера.

Так, например, в последних ступенях многоступенчатых турбин относительный диаметр втулки может оказаться значительно меньше, чем в первых. В результате во избежание получения отрицательной реактивности у корня лопаток в этих ступенях приходится выбирать повышенные значения q_t и соответственно повышенные значения $u/c_{ад}$, что при данной u соответствует снижению $c_{ад}$, т. е. относительному уменьшению теплоперепада в последних ступенях.

На выходе из первых ступеней может быть допущена значительная закрутка газового потока ($c_{2u} > 0$), что позволяет несколько увеличить коэффициент нагрузки в этих ступенях. Остаточная закрутка газового потока на выходе из последней ступени нежелательна, так как приводит к увеличению потерь в элементах тракта ГТД, расположенных за турбиной.

Наконец, увеличение теплоперепада в первой ступени позволяет снизить температуру газа в последующих ступенях. Кроме того, сравнивая значения температуры заторможенного потока газа в абсолютном и относительном движении, можно показать, что увеличение теплоперепада и соответственно рост c_1 приводят к снижению температуры газа, обтекающего рабочие лопатки. Это особен-

но важно для первой ступени, работающей в наиболее тяжелых температурных условиях.

Таким образом, имеется ряд соображений в пользу отступления от соотношения (6.12) в сторону относительного увеличения теплоперепада в первых ступенях. Но такое увеличение может оказаться невыгодным с точки зрения КПД турбины в целом, так как первые ступени имеют наиболее короткие лопатки, и в них поэтому в наибольшей мере сказывается отрицательное влияние парного вихря и радиальных зазоров. Кроме того, при расположении отдельных ступеней или групп ступеней на разобленных валах распределение работы между ними может диктоваться соображениями, касающимися двигателя в целом.

Поэтому в конечном счете распределение теплоперепада между ступенями турбины устанавливается в результате детального газодинамического и прочностного расчета каждой ступени с учетом особенностей схемы и компоновки двигателя в целом.

6.3. ТУРБИНЫ СО СТУПЕНЯМИ СКОРОСТИ

Малоразмерные турбины вспомогательного назначения (например, для привода насосов систем питания, для твердотопливных стартеров и т. д.), в особенности при наличии парциальности и в тех случаях, когда их КПД имеет второстепенное значение, часто выполняются по схеме со ступенями скорости. Такая схема позволяет упростить конструкцию, а в некоторых случаях и снизить ее массу при заданной мощности на валу.

На рис. 6.5 показана схема проточной части двухступенчатой турбины со ступенями скорости и типичный характер изменения давления и скорости газового потока по ее венцам.

В сопловом аппарате (СА) турбины газ расширяется до давления, равного давлению за турбиной, т. е. в нем используется весь располагаемый теплоперепад (турбина активная). В остальных венцах турбины давление газа не изменяется (или почти не изменяется), а происходит только изменение (уменьшение) его скорости. (Отсюда и происходит название «турбина со ступенями скорости»). Скорость газа c_1 на выходе из соплового аппарата в такой турбине обычно в несколько раз превышает окружную скорость и отношение u/c_1 оказывается значительно ниже оптимального для одноступенчатой турбины (иначе не было бы необходимости в постановке второй ступени). Поэтому треугольник скоростей для первого рабочего колеса (РК I) имеет вид, показанный выше на рис. 5.18, а, т. е. за ним остается большая окружная составляющая скорости газового потока (в абсолютном движении). Эта окружная составляющая направлена против направления вращения колеса. Поэтому для ее использования за первым рабочим колесом устанавливается направляющий аппарат (НА), в котором происходит поворот газового потока (без изменения давления газа), причем на выходе из этого аппарата скорость газа близка к скорости c_2 за РК I, но уже направлена в сторону враще-

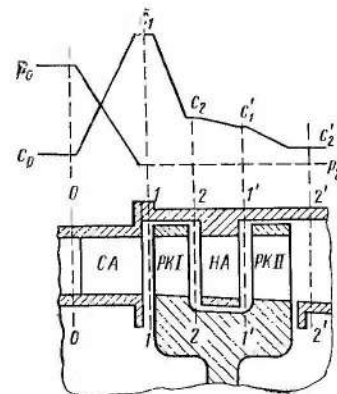


Рис. 6.5. Схема проточной части осевой турбины со ступенями скорости

ния колеса. Ее окружная составляющая используется далее во втором рабочем колесе (РКII), из которого поток выходит уже в направлении (в абсолютном движении), близком к осевому.

В некоторых конструкциях парциальных турбин со ступенями скорости используется только одно рабочее колесо, но тогда направляющий аппарат выполняется не в виде лопаточного венца, а в виде криволинейного канала, направляющего поток газа снова на то же рабочее колесо (в другом секторе).

Постановка второго рабочего колеса позволяет при $u/c_1=0,15 \dots 0,22$ увеличить работу (и мощность) на валу турбины на 25—45% по сравнению с одноступенчатой турбиной, работающей с тем же значением u/c_1 . Но достижимые значения КПД из-за дополнительных потерь в НА и РКII оказываются здесь существенно ниже, чем в одноступенчатой турбине. Низкие значения КПД практически исключают целесообразность применения турбин со ступенями скорости в основном газозоудушном тракте авиационных ГТД.

Глава 7

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Как и у компрессора, форма проточной части турбины и форма лопаток каждого ее венца соответствуют изменению плотности газа по тракту и форме треугольников скоростей только на одном (расчетном) режиме работы турбины. В различных условиях эксплуатации ГТД частота вращения ротора, температура газа на входе и другие величины, определяющие режим работы турбины, могут изменяться в значительных пределах. Это приводит к перераспределению теплоперепада между ступенями, к изменению формы треугольников скоростей и углов атаки и в конечном счете к изменению КПД, работы на валу и других параметров турбины. Зависимости, определяющие изменение основных параметров турбины при изменении режима ее работы, называются *характеристикой турбины*.

Характеристики турбин, так же как и характеристики компрессоров, могут быть получены либо экспериментально, либо расчетным путем. Экспериментальные характеристики при надлежащем моделировании реальных условий работы турбин и тщательной организации системы измерения их параметров являются наиболее достоверными, но требуют для своего получения сложных и дорогостоящих установок.

В ограниченном диапазоне режимов работы экспериментальные характеристики в некоторых случаях могут быть получены при испытании турбин непосредственно в системе ГТД. Степень достоверности расчетных характеристик зависит от правильности и полноты учета влияния различных факторов на рабочий процесс турбины в целом и на течение газа в ее лопаточных венцах.

7.1. СПОСОБЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБИН

Для анализа влияния характеристики турбины на работу ГТД в целом наиболее важными параметрами турбины являются расход газа G_T , работа на валу L_T и КПД η_T^* , а также скорость и направление газового потока на выходе из нее. Главными внешними (по отношению к турбине) факторами, определяющими режим работы ее в системе двигателя, являются частота вращения n , температура

и давление газов на входе T_r^* , p_r^* и степень понижения давления π_r^* (или π_r). Поэтому характеристики турбин целесообразно представлять в виде зависимости указанных выше параметров от этих факторов. Однако так же как и при построении характеристик компрессоров, для уменьшения числа параметров, подлежащих учету (и для обеспечения возможности моделирования реальных условий работы турбин), при построении характеристик турбин используют не непосредственно указанные параметры и факторы, а критериальные параметры, введение которых основано на теории газодинамического подобия.

Не повторяя выводов, приведенных в гл. 4 применительно к компрессору, укажем, что для геометрически подобных турбин в качестве критериальных параметров могут использоваться, например, λ_r , λ_t , $q(\lambda_r)$, λ_u , π_r , π_t^* , $\eta_{ад.т}$, η_t^* , L_t/RT_r^* и т. д. Влияние неравномерности и нестационарности потока, а также охлаждения лопаток (при $g_{охл} = \text{const}$) на характеристики турбин обычно невелико. Газовая постоянная продуктов сгорания топлив нефтяного происхождения в условиях ГТД изменяется обычно не более, чем на 0,5%. Поэтому в области автомодельности по критерию Re и при неизменном значении k характеристики геометрически подобных турбин целесообразно рассматривать, например, в виде зависимости $q(\lambda_r)$, L_t/RT_r^* , η_t , α_t и λ_t от λ_u и π_r^* (или π_r).

Однако необходимо подчеркнуть, что L_t/RT_r^* , η_t^* и π_r^* связаны однозначной зависимостью

$$\frac{L_t}{T_r^*} = \frac{k}{k-1} R \left(1 - \frac{1}{e_r^*} \right) \eta_r^*. \quad (7.1)$$

Кроме того, при известном соотношении площадей проточной части на входе и на выходе из турбины и известном угле $\beta_{эф}$ для последней ступени α_t и λ_t могут быть вычислены с достаточной точностью по известным π_r^* , $q(\lambda_r)$ и L_t/RT_r^* . Таким образом, полная информация об изменении всех указанных параметров может быть получена с помощью всего двух зависимостей:

$$q(\lambda_r) = f_1(\lambda_u, \pi_r^*); \quad (7.2)$$

$$\eta_r^* = f_2(\lambda_u, \pi_r^*). \quad (7.3)$$

Для турбин заданных размеров вместо $q(\lambda_r)$ может быть использован пропорциональный ему параметр расхода $G_r \sqrt{T_r^*}/p_r^*$, а вместо λ_u — параметр $n/\sqrt{T_r^*}$, т. е. характеристики могут быть представлены в виде

$$\frac{G_r \sqrt{T_r^*}}{p_r^*} = f \left(\frac{n}{\sqrt{T_r^*}}, \pi_r^* \right); \quad (7.4)$$

$$\eta_r^* = \varphi \left(\frac{n}{\sqrt{T_r^*}}, \pi_r^* \right), \quad (7.5)$$

причем вместо π_r^* может использоваться π_r , а вместо (7.5) — зависимость L_t/RT_r^* от тех же параметров.

Если ГТД имеет не один, а два или более вала, то характеристику каждой группы ступеней, сидящих на одном валу, целесообразно рассматривать отдельно. В этом случае следовало бы учитывать также влияние изменения угла атаки первого соплового аппарата второй и т. д. групп ступеней вследствие изменения угла α_t у впереди расположенной группы. Но это влияние обычно невелико.

При построении характеристик газовых турбин могут использоваться и другие параметры, например параметр $u/c_{ад}^*$ или параметр крутящего момента на валу M_t/p_r^* , который равен

$$\frac{M_t}{p_r^*} = \frac{30}{\pi} \frac{L_t G_r}{n p_r^*} = \frac{30}{\pi} \frac{L_t}{T_r^*} \frac{G_r \sqrt{T_r^*}}{p_r^*} \frac{\sqrt{T_r^*}}{n}, \quad (7.6)$$

т. е. также является критериальным параметром. Ниже характеристики турбин будут рассматриваться, в основном, в виде зависимостей типа (7.2) — (7.5), хорошо отвечающих потребностям анализа условий совместной работы турбины с другими элементами ГТД. При этом в целях сокращения записи для параметра расхода $G_r \sqrt{T_r^*}/p_r^*$ будет использоваться также обозначение G_z .

7.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

Характеристика ступени (одноступенчатой турбины) может быть представлена в тех же координатах, что и характеристики многоступенчатых турбин (с заменой индекса «г» на индекс «0», а индекса «т» на индекс «2»).

Степень понижения давления оказывает значительно более сильное влияние на параметр расхода и параметр работы, чем λ_u . Поэтому при графическом изображении характеристик обычно π_r^* (или π_r) рассматривают как аргумент, а λ_u или $n/\sqrt{T_0^*}$ как параметр (рис. 7.1).

Рассмотрим влияние π_r на параметры ступени при одном (например, расчетном) значении $n/\sqrt{T_0^*}$. По мере роста степени понижения давления газа в ступени растет соответственно и перепад давлений на сопловом аппарате. Увеличение p_0^*/p_1 вызывает увеличение скорости истечения газа из соплового аппарата и рост $q(\lambda_{с.а})$ (см. рис. 5.9). Следовательно, увеличивается и параметр G_z , т. е. $G_r \sqrt{T_r^*}/p_r^*$. Однако это увеличение будет продолжаться лишь до тех пор, пока перепад на сопловом аппарате не станет близким к критическому (произойдет «запирание» СА) или пока не будет достигнута скорость звука в межлопаточных каналах находящегося за ним рабочего колеса («запирание» колеса). Дальнейшее увеличение π_r уже не будет оказывать влияния на параметр расхода. Аналогично влияет на параметр расхода газа и π_r^* . Значение π_r , выше которого параметр расхода остается неизменным (назовем его условно критическим), в активной ступени практически равно

критическому перепаду давлений на сопловом аппарате, но в ступени с $q_T > 0$ оно соответственно выше, так как в последнем случае $p_0^*/p_1^* < p_T$. Критическое значение p_T^* в реактивных ступенях обычно близко к $(p_0^*/p_1)_{кр}$.

Изменение КПД ступени при изменении p_T^* связано главным образом с изменением формы треугольников скоростей и углов атаки. Так, например, снижение p_T^* влечет за собой снижение

$$\lambda_{ax} = \frac{c_{ax}}{\sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_0^*}}, \text{ что при } \lambda_u = \text{const} \text{ означает увеличение } u/c_{ax}$$

и соответственно рост u/c_1 . При $\alpha_1 \approx \text{const}$ рост u/c_1 сопровождается увеличением угла β_1 (см. рис. 5.3). В гл. 5 было рассмотрено влияние u/c_1 на КПД ступени при условии, что каждому значению u/c_1 соответствует своя форма лопаток, причем угол атаки за счет этого поддерживается близким к нулю (см. рис. 5.17). Соответ-

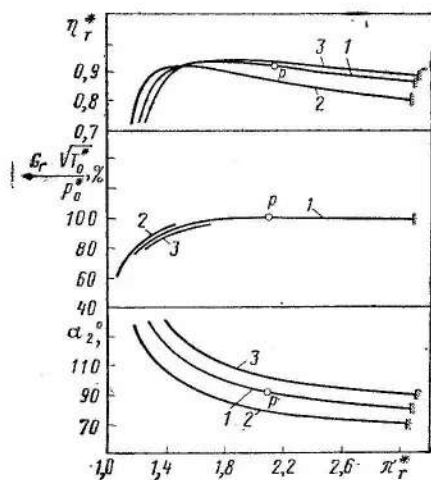


Рис. 7.1. Характеристики ступени газовой турбины:

1—при расчетном значении λ_u ; 2—при $\lambda_u < \lambda_{u p}$; 3—при $\lambda_u > \lambda_{u p}$

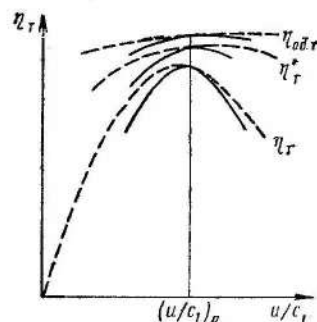


Рис. 7.2. К анализу влияния u/c_1 на КПД ступени

ствующее изменение КПД ступени в зависимости от u/c_1 воспроизведено пунктирными кривыми на рис. 7.2. Если же параметр u/c_1 изменяется в уже выполненной турбине (т. е. венцы сопловых и рабочих лопаток остаются неизменными), то изменение β_1 будет сопровождаться изменением углов атаки i на лопатках рабочего колеса. При некотором (расчетном) значении u/c_1 $i \approx 0$. На рис. 7.2 этот режим соответствует $(u/c_1)_p$. При $(u/c_1) < (u/c_1)_p$ углы атаки растут, что приводит к резкому возрастанию потерь в решетке рабочего колеса и значительному снижению КПД ступени по сравнению с соответствующим $i = 0$, как показано сплошными линиями на рис. 7.2. Отрицательные углы атаки (в области $(u/c_1) > (u/c_1)_p$) сказываются на коэффициенте потерь в решетке значительно сла-

бее (см. рис. 5.14, а). В результате максимальное значение η_T^* достигается, как видно из рис. 7.2, при $(u/c_1) > (u/c_1)_p$, а изменение η_T^* в зависимости от p_T^* при расчетном значении $n/\sqrt{T_0^*}$ будет иметь характер, показанный на рис. 7.1 кривой 1.

Характер изменения параметра работы L_T/T_0^* по p_T^* определяется формулой (7.1), из которой следует, что этот параметр пропорционален $(1 - 1/e_T^*)$ и КПД ступени. Параметр момента, как следует из (7.6), пропорционален L_T/T_0^* и G_z .

На рис. 7.1 показано также изменение α_2 . Увеличение p_T^* приводит к росту перепада давлений на лопатках рабочего колеса и, следовательно, к увеличению скорости w_2 при практически мало изменяющемся направлении газового потока ($\beta_2 \approx \text{const}$). Из треугольника скоростей на выходе из рабочего колеса следует, что в этом случае угол α_2 будет уменьшаться.

Отклонение $n/\sqrt{T_0^*}$ от его расчетного значения следующим образом сказывается на рассмотренных зависимостях.

1. При пониженном значении $n/\sqrt{T_0^*}$ (т. е. пониженном λ_u) расчетному значению u/c_1 соответствуют также пониженные значения λ_{c1} и λ_{ax} . Поэтому кривая $\eta_T^* = f(p_T^*)$ в этом случае смещается влево, как показано на рис. 7.1 линией 2. При этом максимальное значение КПД ступени обычно несколько снижается при снижении λ_u вследствие роста профильных потерь при снижении M_{w2} (см. рис. 5.14, б).

2. В той области режимов работы ступени, где сопловый аппарат «заперт», изменение λ_u не оказывает влияния на параметр расхода. Но при докритических режимах течения газа в сопловом аппарате (например, при пониженных p_T) уменьшение λ_u приводит обычно к увеличению G_z . Это связано с тем, что при $p_T = \text{const}$ снижение λ_u означает уменьшение параметра u/c_1 , т. е. уменьшение угла β_1 (см. рис. 5.18). Поскольку $\beta_2 \approx \text{const}$, уменьшение β_1 приводит к уменьшению степени сужения струи газа, проходящей через межлопаточный канал (см. рис. 5.2) и соответственно к уменьшению перепада давлений на рабочем колесе (снижению степени реактивности ступени). В результате при неизменной p_T (или p_T^*) перепад на сопловом аппарате увеличивается, что и приводит к росту параметра расхода. Однако указанное изменение степени реактивности обычно незначительно, и поэтому практически влияние λ_u на параметр расхода ступени сравнительно мало ощутимо.

3. Уменьшение λ_u при $p_T^* = \text{const}$, как следует из анализа треугольника скоростей, ведет к уменьшению α_2 . Параметр момента M_T/p_0^* изменяется почти пропорционально $1/\lambda_u$ [см. формулу (7.6)], но при $\lambda_u = 0$ имеет конечную величину.

4. Влияние увеличения λ_u на основные параметры ступени турбины, очевидно, противоположно рассмотренному и показано на рис. 7.1 кривыми 3.

Область возможных режимов работы ступени в рассматриваемых координатах ограничена справа, как отмечено на рис. 7.1, пре-

дельно возможными значениями $\pi_{т*}$, соответствующими условию достижения скорости звука по осевой составляющей скорости газа на выходе, т. е. предельной расширительной способности косого среза решетки рабочего колеса.

7.3. ОСОБЕННОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ТУРБИН

Характеристики многоступенчатых турбин со ступенями давления весьма схожи с рассмотренной выше и изображенной на рис. 7.1 характеристикой ступени. Вместе с тем они имеют ряд особенностей, связанных с особенностями совместной работы ступеней в многоступенчатой системе. Основные из них сводятся к следующему.

1. Как и в осевом компрессоре при отклонении режима работы турбины от расчетного, происходит рассогласование режимов работы ее ступеней. Сущность и причины возникновения этого рассогласования в компрессоре и в турбине в общем аналогичны. Изменение площади проточной части от ступени к ступени соответствует изменению плотности газа по тракту только на расчетном режиме работы. При изменении $\pi_{т*}$ степень изменения плотности газа по тракту турбины уже перестает соответствовать изменению площади проходных сечений, вследствие чего изменяется распределение скоростей газа по тракту турбины и значений параметров u/c в ее ступенях. В результате, как и в многоступенчатом компрессоре, ступени рассогласуются, и поэтому максимальные значения $\eta_{т*}$ в многоступенчатой турбине снижаются при уменьшении $n/\sqrt{T_r^*}$ в большей степени, чем в отдельной ступени.

2. Близость режимов течения газа в лопаточных венцах большинства авиационных турбин к критическим весьма существенно влияет на характер распределения перепадов давления между ступенями при изменении общей степени понижения давления и приводит к сохранению почти неизменных значений степени понижения давления в первой ступени (ступенях) в широком диапазоне режимов работы турбины в целом. Наглядное представление о характере распределения $\pi_{т*}$ по ступеням на различных режимах можно получить с помощью рис. 7.3, где сплошными линиями изображено изменение параметра расхода в зависимости от $\pi_{тi}$ для первой, второй и третьей ступеней трехступенчатой турбины. При этом для

первой и второй ступеней приведены не только значения $\frac{G_r \sqrt{T_0^*}}{P_0^*}$,

но и значения соответствующего параметра на выходе из ступени $\frac{G_r \sqrt{T_2^*}}{P_2^*}$. Эти значения могут быть определены для каждой ступени с помощью простого соотношения

$$\frac{G_r \sqrt{T_2^*}}{P_2^*} = \frac{G_r \sqrt{T_0^*}}{P_0^*} \frac{P_0^*}{P_2^*} \sqrt{\frac{T_2^*}{T_0^*}} = \frac{G_r \sqrt{T_0^*}}{P_0^*} \pi_{тi}^{\frac{n+1}{2n}}, \quad (7.7)$$

где n — средний показатель политропы расширения газа в ступени (в параметрах заторможенного потока). Показатель $\frac{n+1}{2n}$ в очень слабой степени зависит от КПД ступени и показателя адиабаты и может быть принят равным (в среднем) 0,89. Пользуясь тем, что значение $\frac{G_r \sqrt{T_2^*}}{P_2^*}$ для i -й ступени одновременно является значе-

нием параметра расхода $\frac{G_r \sqrt{T_0^*}}{P_0^*}$ для следующей $(i+1)$ -й ступени, нетрудно, задав произвольно $\pi_{т*}$ для последней ступени, опре-

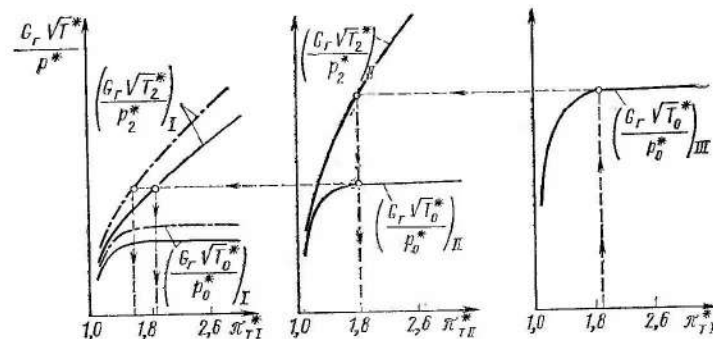


Рис. 7.3. К анализу распределения перепада давлений между ступенями турбины на нерасчетных режимах (штрихпунктиром показано влияние раскрытия соплового аппарата в 1-й ступени)

делить (как показано стрелками на рис. 7.3) значения $\pi_{т*}$ для всех предыдущих ступеней. Из этой схемы видно, что до тех пор, пока $\pi_{т*}$ в какой-либо из ступеней превышает $\pi_{т,кр}^*$, значения $\pi_{т*}$ во всех впереди расположенных ступенях будут оставаться неизменными, т. е. изменение общей степени понижения давления в турбине вообще не будет сказываться на значениях $\pi_{т*}$ в этих ступенях, а будет целиком обусловлено изменением $\pi_{т*}$ в последних (последней) ступенях. Для иллюстрации сказанного на рис. 7.4 приведено изменение $\pi_{тi}^*$ в ступенях трехступенчатой турбины в зависимости от суммарной степени понижения давления, построенное по данным рис. 7.3.

3. Изменение параметра $n/\sqrt{T_r^*}$ почти не сказывается на распределении перепадов давления между ступенями (при неизменной общей степени понижения давления), так как его влияние может проявиться в основном через изменение показателя $\frac{n+1}{2n}$, вызванное изменением КПД ступени. Но влияние $\eta_{тi}^*$ на этот показатель, как уже отмечалось, невелико.

4. Слабая зависимость степени понижения давления в первой ступени от режима работы турбины приводит к тому, что в широком диапазоне эксплуатационных режимов параметр расхода газа остается неизменным:

$$\frac{G_r \sqrt{T_r^*}}{P_r^*} = \text{const.} \quad (7.8)$$

5. Как и для ступени, область возможного изменения π_{T^*} в многоступенчатой турбине ограничена значением $\pi_{T^* \max}^*$, соответствующим условию достижения скорости звука по осевой составляющей скорости газа на выходе из последней ступени. Если пренебречь отклонением потока за турбиной от осевого направления, то этому соответствует $q(\lambda_T)_{\max} \approx 1,0$. При этом условии значение $\pi_{T^* \max}^*$ может быть найдено с помощью уравнения (7.7), записанного для турбины в целом с учетом уравнения расхода (1.4):

$$q(\lambda_T) \sin \alpha_r = \text{const } q(\lambda_r) \pi_T^* \frac{n+1}{2n}. \quad (7.9)$$

Тогда, если $\pi_{T,r}^*$ и $q(\lambda_T)_r$ — значения π_T^* и $q(\lambda_T)$ на расчетном режиме, то, полагая $\sin \alpha_r \approx 1$ и учитывая условие (7.8), из уравнения (7.9) получим

$$\pi_{T^* \max}^* = \pi_{T,r}^* q(\lambda_T)_r^{-\frac{2n}{n+1}}. \quad (7.10)$$

Таким образом, чем меньше значение $q(\lambda_T)_r$, тем большим оказывается превышение $\pi_{T^* \max}^*$ над π_T^* . Управление работой турбины за счет изменения π_T^* используется как при заводской отладке, так и при регулировании ряда ГТД. Поэтому возможность работать с $\pi_T^* > \pi_{T,r}^*$, т. е. наличие достаточного запаса работы турбины

$$\bar{L}_T = \frac{1 - 1/e_{T^* \max}^*}{1 - 1/e_{T,r}^*} \quad (7.11)$$

является важной характеристикой турбины, зависящей, как видно из формулы (7.10), от расчетных значений π_T^* и $q(\lambda_T)$.

7.4. РЕГУЛИРОВАНИЕ ТУРБИН ПОВОРОТОМ ЛОПАТОК СОПЛОВЫХ АППАРАТОВ

Создание турбин с регулирующими (поворотными) сопловыми лопатками является технически значительно более сложной задачей, чем применение поворотных направляющих аппаратов в ком-

прессоре, так как требует разработки поворотных узлов и торцевых уплотнений, надежно работающих при высоких температурах газового потока. Тем не менее поворотные сопловые лопатки уже применяются в турбинах вспомогательного назначения, и ведутся работы по созданию высокотемпературных регулируемых турбин для основных типов авиационных ГТД.

Поворот лопаток сопловых аппаратов турбин может производиться с целью:

- регулирования расхода газа через турбину;
- изменения в желаемом направлении формы треугольников скоростей;
- перераспределения работы между ступенями турбины.

1. Поскольку поворот сопловых лопаток всего на несколько градусов приводит к существенному изменению площади горловин межлопаточных каналов, регулирование первого соплового аппарата турбины может обеспечить изменение параметра расхода G_z в значительных пределах. Это позволяет улучшить согласование режимов работы компрессора и турбины ГТД и оптимизировать уровень температуры газов в различных условиях полета, а в турбинах вспомогательного назначения — изменять в широких пределах их мощность. При сверхкритических перепадах давлений в сопловом аппарате изменение параметра расхода газа пропорционально изменению площади горловин межлопаточных каналов, т. е. изменению $\sin \alpha_{\text{эф}}$. Но следует иметь в виду, что при этом изменяется соотношение проходных сечений каналов соплового аппарата и рабочего колеса, что ведет к перераспределению перепадов давлений между ними. В результате, например, при «раскрытии» соплового аппарата перепад давлений на нем уменьшается, и поэтому при докритических перепадах изменение G_z происходит в меньшей степени, чем изменение $\sin \alpha_{\text{эф}}$.

2. Изменение значения α_1 совместно с изменением степени реактивности приводит к деформации треугольника скоростей ступени на всех радиусах, в результате чего может наблюдаться более или менее значительное снижение КПД ступени (в дополнение к снижению КПД из-за наличия торцевых зазоров у поворотных сопловых лопаток). При этом особенно заметное падение КПД происходит при повороте лопаток на уменьшение угла α_1 (на «прикрытие»), так как в этом случае наблюдается совместное отрицательное воздействие на КПД и увеличения угла атаки у рабочих лопаток и уменьшения степени реактивности.

Но при работе многоступенчатых турбин на пониженных по сравнению с расчетными значениях π_T^* перепад давлений в последней ступени падает очень сильно (см. рис. 7.4), что приводит к резкому возрастанию u/c_1 и, как следствие, к сильному падению КПД. В этом случае «прикрытие» соплового аппарата последней ступени позволяет увеличить перепад давлений в ней и значение c_1 , что приводит к увеличению КПД последней ступени и турбины в целом.

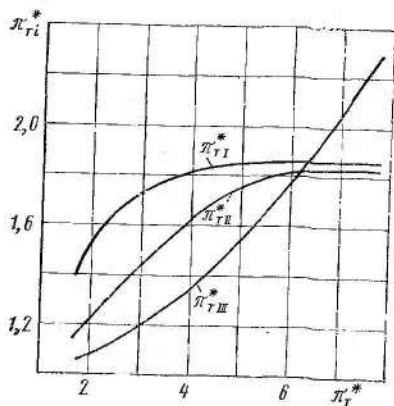


Рис. 7.4. Зависимость степени понижения давления в каждой ступени от общей степени понижения давления в трехступенчатой турбине

3. Влияние регулирования сопловых аппаратов на распределение перепада давлений (и соответственно работы) между ступенями можно проанализировать, используя построение типа показанного на рис. 7.3. Так, например, раскрытие соплового аппарата первой ступени (см. штрихпунктирные линии) приводит к снижению $\pi_{т1}^*$, т. е. к уменьшению доли общего теплоперепада (работы), приходящейся на первую ступень. Раскрытие соплового аппарата второй или третьей ступени ведет к увеличению доли теплоперепада, приходящейся на впереди расположенные ступени. Такое регулирование может служить эффективным средством управления режимами работы каскадов компрессора и турбины в многоваловых ГТД.

7.5. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ

Наиболее достоверным способом получения расчетных характеристик турбин является последовательный расчет кинематики потока и всех видов потерь для каждого лопаточного венца, начиная с соплового аппарата первой ступени, с учетом конкретных геометрических параметров решеток сопловых и рабочих лопаток и изменения параметров потока по радиусу. Однако такой расчет для многоступенчатой турбины оказывается весьма громоздким, даже в том случае, когда в процессе расчета ведется определение параметров потока только на одном (среднем) радиусе.

Ниже изложена приближенная методика расчета характеристик одноваловых газовых турбин, имеющая меньшую точность, чем может быть получена при повенечном расчете, но отличающаяся значительно большей компактностью и не требующая задания многих геометрических параметров всех лопаточных венцов.

Исходными данными для расчета характеристик в этой методике, помимо физических констант газа (k, R), являются следующие значения параметров турбины на расчетном режиме ее работы (который будет отмечаться индексом «р»):

- степень понижения полного давления $\pi_{т,р}^*$ и КПД $\eta_{т,р}^*$;
- параметр расхода $G_{з,р} = \left(\frac{G_r \sqrt{T_r^*}}{P_r^*} \right)_p$;
- число λ по окружной скорости $\lambda_{у,р}$ и число ступеней z ;
- число λ за турбиной $\lambda_{т,р}$ и угол выхода потока (на среднем радиусе) $\alpha_{т,р}$.

При этом λ_u должно быть определено по среднеквадратичному значению окружных скоростей всех ступеней:

$$\lambda_u = \frac{\sqrt{\frac{1}{z} \sum_{i=1}^z u_i^2}}{\sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_r^*}}.$$

Результатами расчета являются значения $\eta_{т,р}^*$, $G_{з,р}$, $\alpha_{т,р}$ и $\lambda_{т,р}$ на нерасчетных режимах, т. е. при различных значениях $\pi_{т,р}^*$ и $\lambda_u = \lambda_{у,р} / \lambda_{у,р}^*$.

Методика по своему построению аналогична приведенной в гл. 4 методике приближенного расчета характеристик многоступенчатых компрессоров и основана на анализе ряда характеристик одно- и многоступенчатых газовых турбин,

позволившем установить закономерности относительного изменения основных параметров турбины на нерасчетных режимах в области автомодельности по числу Re.

В отличие от осевых компрессоров расчетный режим работы турбины обычно не совпадает с режимом $\eta_{т,р}^*$ при $\lambda_u = 1$. Это связано с тем, что в высоконагруженных ступенях авиационных турбин расчетные значения $u/c_{ад}^*$ обычно лежат ближе к оптимальным по $\eta_{т,р}^*$, чем по $\eta_{т,р}^*$, и поэтому максимум $\eta_{т,р}^*$ при $\lambda_u = 1$ достигается при $y^* > y_p^*$. Режимы $\eta_{т,р}^*$ и соответствующие им значения $y_{опт}^*$ являются базовыми в рассматриваемой методике. Поэтому значения $y_{опт}^*$ и соответственно $\eta_{т,р}^*$ при $\lambda_u = \lambda_{у,р}$ должны быть предварительно оценены. Соотношение между y_p^* и $y_{опт,р}^*$ зависит прежде всего от степени реактивности ступеней турбины и коэффициента нагрузки. Для одноступенчатых турбин обычно $y_{опт,р}^* / y_p^* = 1,1 \dots 1,25$. Для многоступенчатых турбин ($z = 2 \dots 3$) это отношение обычно ближе к единице (1,05—1,15). Значения $\eta_{т,р}^*$ могут быть вычислены через $\eta_{т,р}^*$ по формуле

$$\eta_{т,р}^* = \eta_{т,р}^* \left[1 + 0,7 \left(\frac{y_{опт,р}^*}{y_p^*} - 1 \right)^2 \right]. \quad (7.12)$$

Дальнейший расчет может быть проведен в следующем порядке.

Определение $y_{опт}^*$ и $\eta_{т,р}^*$ при $\lambda_u \neq \lambda_{у,р}$. В одноступенчатой турбине уменьшение λ_u приводит к снижению оптимального значения $\pi_{т,р}^*$. Но изменение $\pi_{т,р}^*$ сказывается в большей мере на степени понижения давления в рабочем колесе, чем на $\pi_{с.а.}$. Поэтому снижение $\pi_{т,р}^*$ ведет к уменьшению степени реактивности и, как следствие, к снижению значения $y^* = u/c_{ад}^*$, соответствующего максимуму $\eta_{т,р}^*$. В многоступенчатых турбинах влияние изменения λ_u на $y_{опт}^*$ усложняется особенностями перераспределения перепадов давлений между ступенями на нерасчетных режимах. Но в первом приближении изменение $y_{опт}^* = y_{опт,р}^* / y_{опт,р}^*$ при изменении λ_u в этом случае может быть принято примерно таким же, как и в одноступенчатых турбинах, для которых при $\bar{\lambda}_u > 0,5$

$$\bar{y}_{опт}^* \approx 0,91 + 0,36 (\bar{\lambda}_u - 0,5)^2, \quad (7.13)$$

а при $\bar{\lambda}_u < 0,5$ (без учета влияния Re) $\bar{y}_{опт}^* \approx \text{const} = 0,91$.

Относительное изменение КПД турбины на оптимальных режимах $\bar{\eta}_{т,р}^* = \eta_{т,р}^* / \eta_{т,р}^*$ при изменении $\bar{\lambda}_u$ в диапазоне $\bar{\lambda}_u = 0,5 \dots 1,1$ приближенно выражается формулами:

$$\text{при } \bar{\lambda}_u \geq 1 \quad \bar{\eta}_{т,р}^* = 1 + 0,03 (\bar{\lambda}_u - 1); \quad (7.14)$$

$$\text{при } \bar{\lambda}_u < 1 \quad \bar{\eta}_{т,р}^* = 1 - [0,1 + 0,18 (\pi_{т,р}^{*0,4} - 1,44)] (1 - \bar{\lambda}_u). \quad (7.15)$$

При $\bar{\lambda}_u < 0,5$ можно считать $\bar{\eta}_{т,р}^* \approx \text{const} = (\eta_{т,р}^*)_{\lambda_u = 0,5}$.

Определение КПД турбины на заданном (нерасчетном) режиме. По заданным значениям λ_u и $\pi_{т,р}^*$ определяют $\bar{\lambda}_u$ и $y^* = \sqrt{2 \lambda_u / \lambda_{ад}^*}$, где $\lambda_{ад}^*$ находят из условия $\Pi(\lambda_{ад}^*) = 1/\pi_{т,р}^*$. Значение $\bar{\lambda}_u$ позволяет определить $y_{опт}^*$ и $\eta_{т,р}^*$ с помощью зависимостей (7.13—7.15). Степень снижения $\eta_{т,р}^*$ на данном режиме по сравнению с $\eta_{т,р}^*$ зависит от степени отклонения этого режима от оптимального.

В работах П. К. Казанджана [28], Н. Д. Тихонова [17] и др. было показано, что относительное изменение КПД турбины при отклонении от режима мак-

сумма КПД практически одинаково при различных значениях λ_u . Рис. 7.5, где по вертикали отложены значения $\bar{\eta}_t^* = \eta_t^* / \eta_{t, \max}^*$, а по горизонтали — значения $\bar{y}^* = y^* / y_{\text{опт}}^*$, иллюстрирует относительное изменение η_t^* при изменении y^* (при $\lambda_u = \text{const}$) и показывает, что это изменение в таких координатах практически одинаково не только при различных λ_u , но и для различных турбин.

Кривая на рис. 7.5, аппроксимирующая эти данные, соответствует формулам:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } \bar{y}^* < 1 \quad \bar{\eta}_t^* &= 1 - (\bar{y}^* - 1)^2; \\ \text{при } \bar{y}^* > 1 \quad \bar{\eta}_t^* &= 1 - 0,55 (\bar{y}^* - 1)^2, \end{aligned} \right\} \quad (7.16)$$

позволяющим найти значения η_t^* при $y^* \neq y_{\text{опт}}^*$

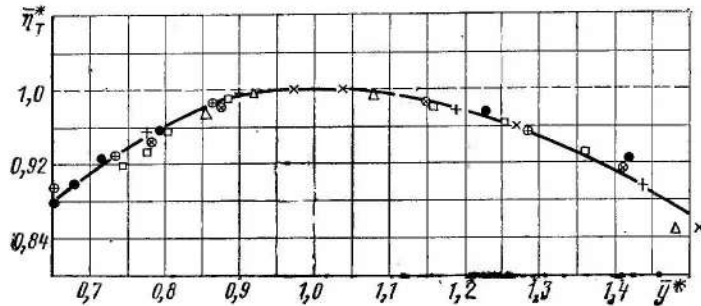


Рис. 7.5. Относительное изменение η_t^* при отклонении от оптимального режима работы турбины (точки относятся к различным турбинам при $\lambda_u = 0,5 \dots 1,0$)

Определение параметра расхода газа через турбину. Как указывалось, определяющее влияние на параметр расхода G_z оказывает $\pi_{t, \text{кр}}^*$. Влияние изменения λ_u на этот параметр невелико и в первом приближении может не учитываться. В этом случае зависимость G_z от режима работы для различных турбин можно представить в виде двух частных зависимостей:

— зависимости критической степени понижения давления $\pi_{t, \text{кр}}^*$ от расчетных параметров турбины;

— зависимости относительного значения параметра расхода $\bar{G}_z = G_z / G_{z, \text{кр}}$ от перепада давлений при $\pi_{t, \text{кр}}^* < \pi_{t, \text{кр}}^*$.

Анализ имеющихся экспериментальных и расчетных характеристик турбин показал, что значение $\pi_{t, \text{кр}}^*$ определяется, в основном, числом ступеней, причем эта зависимость приближенно может быть выражена формулой

$$\pi_{t, \text{кр}}^* = 6 - 5,75e^{-0,34\sqrt{z}}, \quad (7.17)$$

где e — основание натуральных логарифмов.

Зависимость $\bar{G}_z$ от $\pi_{t, \text{кр}}^*$ при $\pi_{t, \text{кр}}^* < \pi_{t, \text{кр}}^*$ для различных турбин хорошо обобщается в координатах, представленных на рис. 7.6, где по горизонтали отложен параметр $x = \frac{\pi_{t, \text{кр}}^* - 1}{\pi_{t, \text{кр}}^* - 1}$. Кривая, осредняющая здесь отдельные точки в диапазоне $x = 0,1 \dots 1$, описывается формулами

$$\text{при } x = 0,3 \dots 1,0 \quad \bar{G}_z = \sqrt[4]{1 - (1 - x)^2}; \quad (7.18)$$

$$\text{при } x = 0,1 \dots 0,3 \quad \bar{G}_z = 1,26 \sqrt[3]{x}. \quad (7.19)$$

При малых перепадах давлений, как следует из уравнения расхода и уравнения Бернулли, величина $\bar{G}_z$ должна быть пропорциональна $\sqrt{x}$. Тогда при $x < 0,1$

$$\bar{G}_z = 1,85 \sqrt{x}. \quad (7.20)$$

При $x > 1$

$$\bar{G}_z = 1 = \text{const.}$$

Для определения параметра расхода при заданном значении $\pi_{t, \text{кр}}^*$ по этим соотношениям следует сначала определить $\pi_{t, \text{кр}}^*$, а затем вычислить

$$G_z = G_{z, \text{р}} \frac{\bar{G}_z}{\bar{G}_{z, \text{р}}},$$

где $\bar{G}_{z, \text{р}}$ — значение $\bar{G}_z$ при $\pi_{t, \text{кр}}^* = \pi_{t, \text{р}}^*$

Следует отметить, что использованные на рис. 7.6 экспериментальные данные в области пониженных значений $\pi_{t, \text{кр}}^*$ соответствуют и пониженным значениям

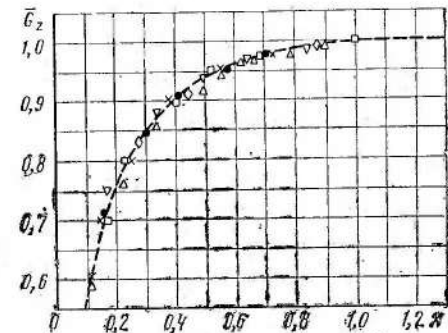


Рис. 7.6. Изменение параметра расхода при $\pi_{t, \text{кр}}^* < \pi_{t, \text{кр}}^*$

λ_u , так как возможности тормозных устройств турбинных стендов обычно не позволяют сохранить высокую частоту вращения при малых $\pi_{t, \text{кр}}^*$. Но и при работе турбины в системе ГТД обычно наблюдается аналогичная ситуация.

Определение числа λ_t и направления потока за турбиной. Из уравнения расхода следует:

$$q(\lambda_t) = q(\lambda_{t, \text{р}}) \frac{G_z}{G_{z, \text{р}}} \frac{\pi_{t, \text{кр}}^*}{\pi_{t, \text{р}}^*} \frac{\sin \alpha_{t, \text{р}}}{\sin \alpha_t} \sqrt{\frac{v_{t, \text{р}}^*}{v_t^*}}, \quad (7.21)$$

где $\tau_t^* = T_t^* / T_{t, \text{кр}}^*$ — степень понижения температуры в турбине. На режимах, незначительно отличающихся от расчетного, можно пренебречь изменением $\sin \alpha_t$, и тогда формула (7.21) позволяет непосредственно определить значения $q(\lambda_t)$ и λ_t .

Но при значительных отклонениях от расчетного режима направление потока за турбиной может существенно отличаться от осевого. Значение α_t на среднем радиусе в общем случае можно найти из анализа треугольника скоростей на выходе из рабочего колеса последней ступени турбины.

Из рис. 5.3 следует:

$$\text{tg } \alpha_2 = \frac{c_2 \sin \alpha_2}{c_2 \sin \alpha_2 \text{ ctg } \beta_2 - u_2}.$$

Относя эту формулу к выходу из последней ступени и разделив здесь числитель и знаменатель на значение критической скорости в потоке за турбиной, получим

$$\text{tg } \alpha_t = \frac{\lambda_t \sin \alpha_t}{\lambda_t \sin \alpha_t \text{ ctg } \beta_t - \lambda_{n1}}, \quad (7.22)$$

где, пренебрегая изменением среднего диаметра ступеней турбины, можно принять

$$\lambda_{uT} = \lambda_u \sqrt{v_{T*}^*}$$

а угол выхода потока из колеса в относительном движении β_T (с учетом приближенности излагаемой методики) принять равным его расчетному значению $\beta_{T.p}$, причем

$$\operatorname{tg} \beta_{T.p} = \frac{\lambda_{T.p} \sin \alpha_{T.p}}{\lambda_{T.p} \cos \alpha_{T.p} + \lambda_{u.p} \sqrt{v_{T.p}^*}}$$

При необходимости различие между β_T и $\beta_{T.p}$ может быть учтено, например, по данным рис. 5.11.

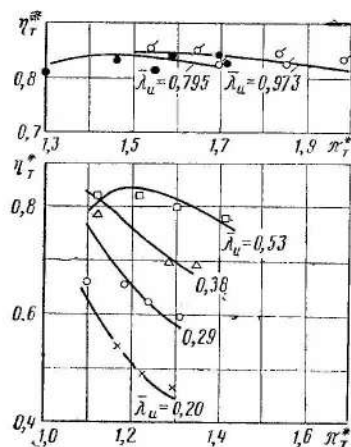


Рис. 7.7. Сравнение расчетных (сплошные кривые) и экспериментальных (точки) характеристик одноступенчатой турбины

Совместное решение уравнений (7.21) и (7.22) позволяет найти одновременно и λ_T и α_T на любом режиме работы турбины по известным значениям G_s , π_{T*} и τ_{T*} на этом режиме.

При этом следует иметь в виду, что практический смысл имеют только такие решения, при которых осевая составляющая скорости газа за турбиной остается дозвуковой. Если это условие не выполняется или если формула (7.21) дает значение $q(\lambda_T) > 1$, то принятое в расчете (заданное) значение π_{T*} нереально (недостижимо).

Изложенная методика, как видно из рис. 7.7, дает удовлетворительное согласие расчетных характеристик турбин с экспериментальными в довольно широком диапазоне значений λ_u и π_{T*} , и может быть поэтому рекомендована для использования в параметрических исследованиях и в учебных целях применительно к одновальным турбинам с $\pi_{T.p}^* = 1,5 \dots 5$ и $z = 1 \dots 4$. В многовальных двигателях характеристики каждой группы ступеней, сидящих на одном валу, должны рассчитываться отдельно.

Глава 8

ТЯГА И ВНЕШНЕЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СИЛОВЫХ УСТАНОВОК С ВРД

Развиваемая двигателем сила тяги является одним из основных параметров силовой установки. Она, как правило, не может быть полностью использована для совершения полезной работы. Некоторая ее часть затрачивается на преодоление внешних сопротивлений, создаваемых элементами силовой установки: входными и выходными устройствами, двигательными гондолами, перепускными и впускными створками, заборниками охлаждающего воздуха и т. п.

Для одного и того же двигателя при различных способах его установки на самолете указанные внешние сопротивления, а следовательно, и создаваемая тяга могут быть различными, что зависит от схемы и ряда других особенностей силовой установки. Для правильной оценки характеристик изолированного двигателя и для учета влияния на тяговую эффективность силовой установки создаваемых ею внешних сопротивлений принято вводить два понятия: силы тяги: *внутреннюю тягу двигателя* и *эффективную тягу силовой установки*. Под внутренней тягой двигателя R принято понимать тягу, которую двигатель создает в соответствии с внутренним процессом, т. е. без учета внешних сопротивлений силовой установки. Под эффективной тягой силовой установки $R_{эф}$ понимают ту часть тяги, которая идет на совершение полезной работы, т. е. используется для преодоления лобового сопротивления и инерции самого самолета. Эту величину иногда называют также свободной (или чистой) тягой, подразумевая под этим то, что она расходуется на продвижение самолета в воздухе и его ускорение.

8.1. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЯГА СИЛОВОЙ УСТАНОВКИ

Эффективная тяга силовой установки по физическому смыслу представляет собой равнодействующую всех сил давления и трения, действующих на ее рабочие поверхности со стороны газового потока, протекающего через двигатель и обтекающего силовую установку снаружи.

Принципиально можно было бы найти силу тяги, суммируя силы давления и трения по всем указанным рабочим поверхностям, т. е.

по внутренним поверхностям двигателя и по внешнему контуру элементов силовой установки, обтекаемых воздушным потоком. Но такой путь оказывается нерациональным из-за трудности определения и суммирования сил давления и трения по внутренним поверхностям двигателя (сложной является как сама форма этих поверхностей, так и характер распределения указанных сил). Поэтому для более простого вывода формулы эффективной тяги пользуются уравнением сохранения количества движения, применяя его к силовой установке в целом.

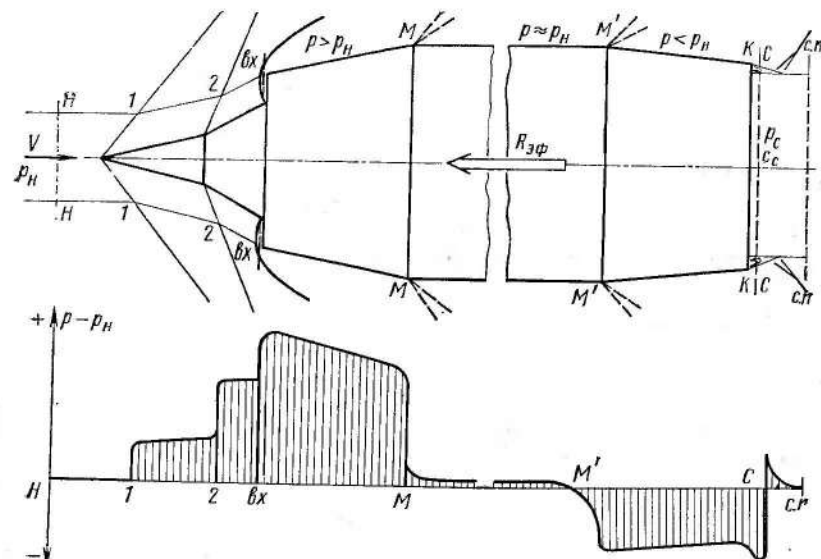


Рис. 8.1. Схема обтекания двигательной гондолы сверхзвуковым потоком и распределение давлений

Заметим, что силы давления и трения, действующие на внутренние поверхности двигателя, определяются его внутренним процессом и от условий внешнего обтекания практически не зависят. Силы же, действующие на наружные поверхности силовой установки, получаются различными в зависимости от того, каким образом установлен двигатель на самолете (в отдельной гондole, внутри фюзеляжа, в крыле и т. п.). Поэтому и сами формулы для расчета эффективной тяги ВРД будут иметь различный вид в зависимости от схемы силовой установки.

Рассмотрим вначале случай, когда двигатель установлен в отдельной осесимметричной гондole, обтекаемой сверхзвуковым потоком, при нулевом угле атаки.

Схема течения воздуха через двигатель и внешнего обтекания гондолы показана на рис. 8.1. Здесь условно принято, что силовая установка неподвижна, а воздух набегае на нее со скоростью полета V . Набегающий поток перед входом в двигатель разделяется

на две части: одна его часть, ограниченная поверхностью тока $H-1-2-вх$, входит в двигатель, а остальной воздушный поток обтекает гондолу снаружи.

Гондola двигателя на рис. 8.1 состоит из трех участков — головного (расширяющегося) $вх-M$, центрального (близкого к цилиндрическому) $M-M'$ и кормового (сужающегося) $M'-K$. Такая форма гондолы характерна для современных силовых установок. Площади ее поперечных сечений обозначим $F_{вх}$; F_M ; $F_{M'}$; F_K .

Выделим контрольную поверхность, ограниченную наружной поверхностью струи, проходящей через двигатель (в пределах внутреннего тракта двигателя она проходит по всем его рабочим поверхностям), и двумя сечениями, перпендикулярными оси двигателя: сечением $H-H$ в невозмущенном потоке перед двигателем и сечением $C-C$ на срезе сопла. Поперечные площади этих сечений обозначим F_H и F_C . Заметим, что в том случае, когда площадь F_K оказывается больше площади F_C (как на рис. 8.1), между выходной струей и поверхностью гондолы образуется донная полость с площадью поперечного сечения $(F_K - F_C)$.

Эффективная тяга силовой установки согласно определению может быть представлена следующим выражением:

$$R_{эф} = P_{вн} - P_{нар}, \quad (8.1)$$

где $P_{вн}$ — равнодействующая сил давления и трения, действующих на внутренние поверхности двигателя; $P_{нар}$ — равнодействующая сил давления и трения, действующих на наружную поверхность гондолы (включая донный срез).

Силу $P_{нар}$ можно представить следующим образом:

$$P_{нар} = \int_{F_{вх}}^{F_K} p dF + \int_{F_K}^{F_C} p dF + X_{тр}, \quad (8.2)$$

где $\int_{F_{вх}}^{F_K} p dF$ — равнодействующая сил наружного давления, приложенных к поверхности гондолы;

$\int_{F_K}^{F_C} p dF$ — равнодействующая сил донного давления;

$X_{тр}$ — сила трения наружного потока воздуха о поверхность гондолы;

$dF = dS \cos \alpha$ — проекция элемента боковой поверхности гондолы двигателя dS на плоскость, перпендикулярную направлению полета.

Знаки перед отдельными членами в формуле (8.2) определяют направлением действия сил: силы, действующие против потока, считаются положительными, а по потоку — отрицательными.

Силу $P_{вн}$ определим, пользуясь уравнением Эйлера для участка струи внутреннего потока, расположенного между сечениями H и C . Контрольная поверхность, ограничивающая рассматриваемый объем, включает поверхность тока $H-1-2-вх$, внутренние по-

верхности двигателя (те поверхности, на которых возникает сила $P_{\text{вн}}$) и торцовые поверхности струи в сечениях H и C . Согласно уравнению Эйлера, сумма всех сил, действующих на выделенный контрольной поверхностью объем газа, равна секундному изменению количества движения газа при его течении через эту контрольную поверхность. Запишем это уравнение в проекции на ось двигателя, принимая за положительное направление скорость невозмущенного потока. Тогда получим

$$p_H F_H + P_{\text{вн}} - p_c F_c + \int_{F_H}^{F_{\text{вх}}} p dF = G_r c_c - G_b V, \quad (8.3)$$

где $p_H F_H$ и $p_c F_c$ — силы давления, приложенные к торцовым поверхностям выделенного участка струи;

$\int_{F_H}^{F_{\text{вх}}} p dF$ — равнодействующая сил давления, приложенных к боковой поверхности струи тока $H-I-2-вх$;

$P_{\text{вн}}$ — равнодействующая всех сил давления и трения, действующих на внутренние поверхности двигателя;

$G_r c_c$ — секундное количество движения массы газа, вытекающей через сечение F_c ;

$G_b V$ — секундное количество движения массы воздуха, втекающего через сечение F_H .

Из формулы (8.3) следует, что

$$P_{\text{вн}} = (G_r c_c - G_b V) + (p_c F_c - p_H F_H) - \int_{F_H}^{F_{\text{вх}}} p dF. \quad (8.4)$$

Подставляя выражения $P_{\text{нар}}$ из (8.2) и $P_{\text{вн}}$ из (8.4) в уравнение (8.1), получим

$$R_{\text{эф}} = (G_r c_c - G_b V) + (p_c F_c - p_H F_H) - \int_{F_H}^{F_{\text{вх}}} p dF - \int_{F_{\text{вх}}}^{F_K} p dF - \int_{F_K}^{F_c} p dF - X_{\text{тр}}$$

или

$$R_{\text{эф}} = (G_r c_c - G_b V) + (p_c F_c - p_H F_H) - \int_{F_H}^{F_c} p dF - X_{\text{тр}}. \quad (8.5)$$

Для перехода от абсолютных давлений к избыточным воспользуемся следующим очевидным тождеством:

$$\int_{F_H}^{F_c} p_H dF - p_H (F_c - F_H) \equiv 0. \quad (8.6)$$

Оно позволяет выражение (8.5) привести к виду

$$R_{\text{эф}} = (G_r c_c - G_b V) + (p_c F_c - p_H F_H) - p_H (F_c - F_H) + \int_{F_H}^{F_c} p_H dF - \int_{F_H}^{F_c} p dF - X_{\text{тр}} \quad (8.7)$$

или

$$R_{\text{эф}} = (G_r c_c - G_b V) + (p_c - p_H) F_c - \int_{F_H}^{F_K} (p - p_H) dF - \int_{F_K}^{F_c} (p - p_H) dF - X_{\text{тр}}. \quad (8.8)$$

Это уравнение является общим выражением эффективной тяги ВРД прямой реакции (с одноконтурным соплом), устанавливаемого в гондole, обтекаемой невозмущенным потоком.

8.2. ВНУТРЕННЯЯ ТЯГА ДВИГАТЕЛЯ

Внутренняя тяга ВРД может быть определена из формулы (8.8) при условии, что внешний поток, обтекающий мотогондолу, является идеальным, т. е. в нем отсутствуют трение, скачки уплотнения и срывные зоны. Можно показать, что в этом случае достаточно принять $p = p_H$ и $X_{\text{тр}} = 0$. Тогда

$$R = (G_r c_c - G_b V) + (p_c - p_H) F_c. \quad (8.9)$$

В дальнейшем при изложении теории ВРД мы будем в основном рассматривать внутреннюю тягу R и называть ее просто тягой двигателя. Она состоит из двух составляющих. Первая составляющая

$$G_r c_c - G_b V, \quad (8.10)$$

равная секундному изменению количества движения массы газа, протекающего через двигатель, получила название динамической составляющей тяги. Она связана с изменением скорости движения газа. Вторая составляющая

$$(p_c - p_H) F_c \quad (8.11)$$

носит название статической составляющей. Она обусловлена наличием избыточного давления на срезе сопла, которое может быть как большим, так и меньшим атмосферного. В последнем случае статический член в формуле тяги получается отрицательным.

Формула внутренней тяги (8.9) справедлива для ВРД любого типа. Для конкретных случаев в этой формуле могут быть сделаны некоторые упрощения.

Так, расход газа для ВРД G_r отличается от расхода воздуха G_b на величину расхода топлива G_t . Если для относительного расхода топлива ввести обозначение

$$g_r = G_t / G_b, \quad (8.12)$$

то с учетом (8.12) формула тяги ВРД запишется следующим образом:

$$R = G_v [(1 + g_r) c_c - V] + (p_c - p_H) F_c. \quad (8.13)$$

Для турбореактивных двигателей на бесфорсажных режимах их работы расход топлива составляет около 1,5—2% от расхода воздуха, т. е. $g_r = 0,015 \dots 0,02$. Тогда оказывается возможным в первом приближении пренебречь расходом топлива, считая $G_r = G_v = G$, и записать формулу (8.13) в виде, полученном Б. С. Стечкиным (формула Стечкина),

$$R = G (c_c - V) + (p_c - p_H) F_c. \quad (8.14)$$

В случае полного расширения газа в выходном сопле (когда $p_c = p_H$) формула внутренней тяги имеет еще более простой вид:

$$R = G (c_{c,п} - V), \quad (8.15)$$

где $c_{c,п}$ — скорость истечения из выходного сопла двигателя при полном расширении газа до атмосферного давления. (Для простоты записи индекс «п» ниже в ряде случаев опускается).

Для ракетных двигателей в формуле (8.9) следует положить $G_v = 0$, а $G_r = G_T$; тогда

$$P = G_T c_c + (p_c - p_H) F_c. \quad (8.16)$$

8.3. ВНЕШНЕЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СИЛОВОЙ УСТАНОВКИ И ЕГО СОСТАВЛЯЮЩИЕ

При установке двигателя в отдельной гондоле, обтекаемой сверхзвуковым невозмущенным потоком, суммарное внешнее сопротивление, равное $X_{\Sigma} = R_{\text{эф}} - R$, в соответствии с формулой (8.8) имеет вид

$$X_{\Sigma} = \int_{F_H}^{F_K} (p - p_H) dF + \int_{F_K}^{F_c} (p - p_H) dF + X_{\text{тр}}. \quad (8.17)$$

Первое слагаемое в этой формуле представляет собой сопротивление, обусловленное тем, что на поверхности струи тока, втекающей в двигатель, и на внешней поверхности гондолы двигателя давление отлично от атмосферного. В соответствии с тождеством

$$\int_{F_H}^{F_K} (p - p_H) dF = \int_{F_H}^{F_{\text{вх}}} (p - p_H) dF + \int_{F_{\text{вх}}}^{F_K} (p - p_H) dF \quad (8.18)$$

это сопротивление можно представить состоящим из двух составляющих: сопротивления давления гондолы двигателя

$$X_p = \int_{F_{\text{вх}}}^{F_K} (p - p_H) dF \quad (8.19)$$

и дополнительного сопротивления (сопротивления по жидкой линии тока)

$$X_{\text{дон}} = \int_{F_H}^{F_{\text{вх}}} (p - p_H) dF. \quad (8.20)$$

Второе слагаемое в формуле (8.17) представляет собой донное сопротивление, которое обозначим $X_{\text{дон}}$.

Таким образом, суммарное внешнее сопротивление силовой установки состоит из четырех составляющих:

$$X_{\Sigma} = X_p + X_{\text{дон}} + X_{\text{дон}} + X_{\text{тр}}. \quad (8.21)$$

Рассмотрим каждую из этих составляющих в отдельности в условиях сверхзвукового полета.

Сопротивление давления в соответствии с формулой (8.19) представляет собой сумму проекций на ось двигателя сил избыточного давления, действующих на всю внешнюю поверхность гондолы двигателя. Его значение зависит от формы гондолы и характера распределения давлений вдоль ее образующей. На рис. 8.1, внизу, дана картина распределения давлений вдоль струи тока $H-1-2-vx$, поверхности гондолы $vx-M-M'-K$ и выходной струи.

Рассмотрим характер распределения давлений и определим значение и направление действующих сил на отдельных участках гондолы. На головном участке гондолы $vx-M$ давление превышает атмосферное вследствие торможения воздушного потока в системе скачков уплотнения, создаваемой воздухозаборником. Скорость потока здесь может либо оставаться сверхзвуковой, если у передней кромки образуется присоединенный косой скачок уплотнения, либо может стать меньшей скорости звука, если перед входом в двигатель образуется головная волна (как на рис. 8.1). Вдоль поверхности головного участка гондолы в таком случае происходит разгон потока (до $M > 1$) и снижение давления, но оно остается по всей ее длине больше атмосферного. Это создает на головном участке гондолы равнодействующую силу давлений $X_{\text{гол}}$, действующую в сторону, противоположную направлению полета.

Заметим, что у сверхзвуковых самолетов на форму головной части гондолы и на ее внешнее сопротивление существенное влияние оказывает тип применяемого входного устройства и его параметры. Поэтому в ряде случаев сопротивление давления головной части гондолы принято рассматривать как внешнее сопротивление обечайки сверхзвукового воздухозаборника и обозначать $X_{\text{об}}$. Очевидно, что

$$X_{\text{гол}} = X_{\text{об}} = \int_{F_{\text{вх}}}^{F_M} (p - p_H) dF. \quad (8.22)$$

При переходе от головного участка к центральному сверхзвуковой поток поворачивается в волнах разрежения, исходящих из угловой точки M , и течет далее в направлении его образующей $M-M'$. Если участок $M-M'$ является цилиндрическим, то скорость

потока после его разгона становится близкой к скорости полета, а давление снижается практически до атмосферного. При этом осевая составляющая от сил избыточного давления на цилиндрической поверхности независимо от характера распределения давлений всегда равна нулю.

В тех же случаях, когда форма центрального участка гондолы отлична от цилиндрической,

$$X_{\kappa} = \int_{F_M}^{F_{M'}} (p - p_H) dF. \quad (8.23)$$

На кормовой части гондолы при обтекании угловой точки M' вновь возникает течение разрежения и давление на ней становится уже меньше атмосферного. Это вызывает возникновение равнодействующей силы давления

$$X_{\text{кор}} = \int_{F_{M'}}^{F_K} (p - p_H) dF, \quad (8.24)$$

действующей в сторону, противоположную направлению полета, и создающей кормовое сопротивление, так как $d\vec{F} = dS \cos \alpha < 0$.

После схода потока с кормового участка гондолы он вновь поворачивается в кормовом скачке и далее течет в направлении оси двигателя. При этом скорость потока снижается, а давление восстанавливается до атмосферного.

Суммарное сопротивление давления гондолы равно

$$X_p = \int_{F_{\text{вх}}}^{F_K} (p - p_H) dF = \int_{F_{\text{вх}}}^{F_M} (p - p_H) dF + \int_{F_M}^{F_{M'}} (p - p_H) dF + \int_{F_{M'}}^{F_K} (p - p_H) dF \quad (8.25)$$

или
$$X_p = X_{\text{гол}} + X_{\kappa} + X_{\text{кор}}. \quad (8.26)$$

Следовательно, при сверхзвуковых скоростях полета распределение давлений по поверхности гондолы, имеющей форму, отличную от цилиндрической, в общем случае оказывается таким, что равнодействующая сил давления, действующих на гондолу, является силой сопротивления движению. Это сопротивление иногда называют волновым сопротивлением гондолы.

Дополнительное сопротивление, как следует из формулы (8.20), равно сумме проекций на ось двигателя сил избыточного давления, действующих со стороны внешнего потока на поверхность тока $H-1-2-\text{вх}$ (см. рис. 8.1). На этой поверхности за счет увеличения давления в скачках уплотнения $p > p_H$. Поэтому указанная сила направлена в сторону, противоположную направлению полета, т. е. она создает сопротивление движению.

Физический смысл дополнительного сопротивления состоит в следующем. На тех режимах работы сверхзвукового воздухозаборника, на которых скачки уплотнения не фокусируются у передней кромки обечайки, а выходят во внешний поток, через скачки уплотнения проходит не только струя воздуха, входящая в двигатель, но и определенная масса воздуха, обтекающего двигатель снаружи. Поэтому в тех струйках воздуха, которые проходят через скачки уплотнения, но не попадают в воздухозаборник, а растекаются вокруг него, вследствие потерь на скачках происходит уменьшение количества движения, что и создает сопротивление движению. Оно получается тем более значительным, чем интенсивнее сами скачки уплотнения и чем большее количество воздуха подвергается сжатию и растекается вокруг обечайки. Именно по этой причине дополнительное сопротивление называют также сопротивлением растекания.

Донное сопротивление представляет собой силу сопротивления полету, возникающую вследствие появления зон пониженного давления в задней торцевой части гондолы (или при обтекании уступов на ее поверхности). В рассматриваемом случае донная полость представляет собой торцовый уступ между сверхзвуковой струей, вытекающей из двигателя, и внешним потоком, обтекающим гондолу двигателя (см. рис. 8.1). Он может быть выполнен преднамеренно, в целях эжектирования охлаждающего воздуха, или появиться при нерасчетных режимах работы сопла, когда реактивная струя не заполняет все располагаемое сечение в плоскости среза кормовой части гондолы.

В общем случае величина донного сопротивления определяется по формуле

$$X_{\text{дон}} = - \int_{F_{\text{дон}}} (p_{\text{дон}} - p_H) dF, \quad (8.27)$$

где $p_{\text{дон}} < p_H$ — донное давление.

Если донное давление всюду одинаково, а сама донная полость представляет собой кольцо с площадью $(F_K - F_{\text{д}})$, то

$$X_{\text{дон}} = (p_H - p_{\text{дон}}) (F_K - F_{\text{д}}). \quad (8.28)$$

Донное сопротивление тем выше, чем больше донная площадь и чем ниже донное давление. Донное давление может быть увеличено, а вызываемое им сопротивление снижено подачей в донную полость воздуха из воздухозаборника или сливаемого пограничного слоя.

Сопротивление трения воздуха о наружную поверхность гондолы возникает вследствие влияния сил вязкости. Его можно определить при известном распределении по всей поверхности гондолы S касательных напряжений трения τ из соотношения

$$X_{\text{тр}} = \int_S \tau dS. \quad (8.29)$$

Сопротивление трения значительно повышается при течении с положительным градиентом давления, а образование зон отрыва потока приводит к увеличению сопротивления давления, что требует специального профилирования гондолы. Роль сопротивления трения относительно велика при дозвуковых скоростях полета.

При выводе и анализе формулы эффективной тяги нами была рассмотрена сравнительно простая схема силовой установки. На практике могут встретиться более сложные схемы. Силовые установки современных сверхзвуковых самолетов, например, могут иметь дополнительные системы (устройства) для подачи воздуха во

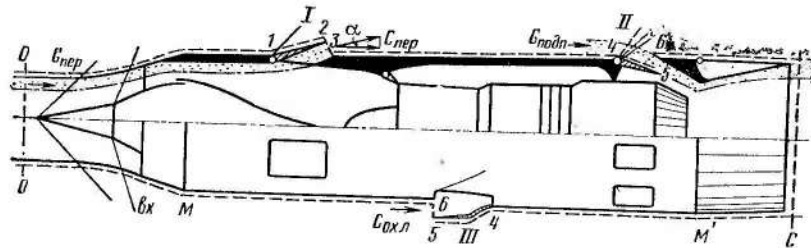


Рис. 8.2. Схема двигательной гондолы при наличии перепуска и подпитки из внешнего потока

внутренний тракт двигателя из внешнего потока или для отвода воздуха из внутреннего тракта во внешний поток. Схема силовой установки с такими дополнительными устройствами дана на рис. 8.2. В верхней ее половине показаны створки I перепуска воздуха из воздухозаборника и створки II подпитки наружным воздухом эжекторного сопла. В нижней половине показаны створки (заборники) III для подачи охлаждающего воздуха к двигателю. Эти системы также создают внешнее сопротивление, которое должно учитываться при расчетах эффективной тяги.

В рассматриваемом случае при составлении уравнения Эйлера нужно выбрать контрольную поверхность по контуру, показанному на рис. 8.2 пунктиром. Тогда в уравнении эффективной тяги появятся дополнительные члены, учитывающие сопротивление системы перепуска или подпитки наружным воздухом.

При обтекании створок перепуска I внешним сверхзвуковым потоком на поверхности 1—2 возникает избыточное давление (из-за появления перед створкой косоугольного уплотнения). Поэтому создается сопротивление давления на створках перепуска, осевая составляющая которого равна

$$X_{\text{ств.пер}} = \int_1^2 (p - p_H) dF. \quad (8.30)$$

Но, помимо этого, система перепуска создает сопротивление вследствие уменьшения осевой составляющей количества движения

выпускаемого воздуха по сравнению с количеством движения этого воздуха во внешнем потоке (из-за наличия гидравлических сопротивлений и неполноты расширения). Если в формуле (8.8) суммарный расход был определен без учета перепускаемого воздуха, то согласно уравнению Эйлера (для струйки тока, проходящей через створку I) снижение эффективной тяги за счет дополнительной подачи в воздухозаборник и последующего выпуска через створки количества воздуха $G_{\text{в.пер}}$ будет равно

$$\Delta R_{\text{эф.пер}} = \int_1^2 (p - p_H) dF - G_{\text{в.пер}} c_{\text{пер}} - F_{\text{пер}} (p_{\text{пер}} - p_H) + G_{\text{в.пер}} V, \quad (8.31)$$

где $G_{\text{в.пер}}$ — расход перепускаемого воздуха;

$F_{\text{пер}}$ — площадь перепуска в сечении 2—3;

$c_{\text{пер}} = c \cos \alpha$ — средняя осевая составляющая скорости перепускаемого воздуха в сечении 2—3;

$p_{\text{пер}}$ — среднее давление в сечении 2—3.

Если при вытекании воздуха через створки перепуска его расширение происходит до атмосферного давления, то

$$\Delta R_{\text{эф.пер}} = \int_1^2 (p - p_H) dF + G_{\text{в.пер}} (V - c_{\text{пер}}). \quad (8.32)$$

Первый член в правой части равенства (8.32) представляет собой сопротивление давления на створках, а второй — потерю тяги вследствие уменьшения количества движения перепускаемого воздуха из-за наличия гидравлических потерь при его торможении в воздухозаборнике и при последующем протекании через систему перепуска. Именно в силу этих потерь всегда $c_{\text{пер}} < V$.

Следовательно, для снижения сопротивления перепуска нужно стремиться к тому, чтобы не возникало значительного повышения давления на створках, а скорость истечения перепускаемого воздуха была бы возможно более высокой.

При обтекании сверхзвуковым потоком створок подпитки II или III на поверхности 4—5 возникает разрежение. Это также приводит к появлению внешнего сопротивления на створках

$$X_{\text{ств.подп}} = \int_4^5 (p - p_H) dF. \quad (8.33)$$

Для определения потерь эффективной тяги за счет подпитки внутреннего тракта двигателя воздухом через створки, окна или дополнительные воздухозаборники нужно применить уравнение Эйлера для струйки затекающего воздуха между сечениями на входе и выходе. Если предположить, что воздух подпитки затем по-

дается в сопло, расширяется в нем до атмосферного давления и приобретает скорость истечения, равную c_c' , то

$$\Delta R_{\text{эф.подп}} = - \int_4^5 (p - p_H) dF + G_{\text{в.подп}} c_{\text{подп}} + F_{\text{подп}} (p_{\text{подп}} - p_H) - G_{\text{в.подп}} c_c' \quad (8.34)$$

где $G_{\text{в.подп}}$ — расход воздуха через створки подпитки;
 $c_{\text{подп}}$ — осевая составляющая средней скорости воздуха во входном сечении системы подпитки;
 $p_{\text{подп}}$ — среднее давление воздуха в том же сечении;
 c_c' — средняя скорость истечения воздуха при его полном расширении до давления p_H .

Как видно, расчетные формулы для определения эффективной тяги ВРД зависят от схемы силовой установки. Вид их написания зависит также от выбора контрольной поверхности, хотя абсолютное значение тяги, определяемое по этим формулам, от выбора контрольной поверхности не зависит.

Для определения внешнего сопротивления силовой установки, как видно, требуется знать распределение давлений и касательных напряжений трения по ее поверхности. В некоторых случаях с известной степенью точности они могут быть найдены на основе теоретических методов расчета. Чаще всего для этих целей пользуются экспериментальными значениями аэродинамических коэффициентов давления c_{x_p} и трения $c_{x_{тр}}$, при наличии которых соответствующие сопротивления определяются по формулам

$$X_p = c_{x_p} q F_m; \quad X_{тр} = c_{x_{тр}} q S, \quad (8.35)$$

где q — скоростной напор;

F_m — площадь миделя гондолы;

S — площадь боковой поверхности гондолы.

Выведенная формула эффективной тяги (8.8) относится к случаю размещения двигателя в отдельной гондole. При установке двигателя внутри фюзеляжа (с лобовым воздухозаборником) волновое сопротивление фюзеляжа относится к общему сопротивлению самолета. В этом случае можно считать, что силовая установка никаких добавочных внешних сопротивлений не создает, кроме дополнительного, донного и кормового сопротивлений. В этом случае

$$R_{\text{эф}} = R - X_{\text{дон}} - X_{\text{кор}} - X_{\text{лон}} \quad (8.36)$$

При установке двигателя у боковой поверхности фюзеляжа или крыла с вынесенным в поток воздухозаборником в величине эффективной тяги должны учитываться волновое сопротивление и сопротивление трения внешней поверхности (обечайки) воздухозаборника, взаимная интерференция заборника и самолета, а также сопротивление давления и трения тех частей силовой установки, которые выступают за очертания летательного аппарата.

На дозвуковых самолетах должны применяться двигатели с гондолой с плавно обтекаемым внешним контуром. Воздухозаборник в этом случае выполняется со скругленными передними кромками, имеющими в меридиональном сечении форму аэродинамического профиля. Схема двигательной гондолы дозвукового самолета приведена на рис. 8.3.

При скоростях полета, меньших скорости звука, и безотрывном обтекании входного участка гондолы на внешней поверхности скругленных передних кромок возникает разрежение. В результате этого создается равнодействующая аэродинамическая сила P , которая дает осевую составляющую в направлении полета, так называемую подсасывающую силу $P_{\text{подс}}$ (рис. 8.4).

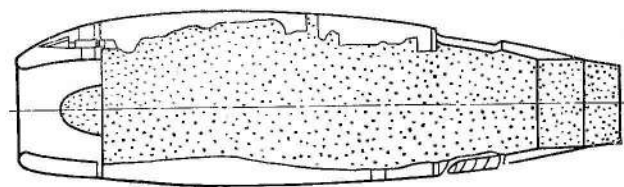


Рис. 8.3. Схема двигательной гондолы дозвукового самолета

При идеальном обтекании, когда отсутствуют трение, скачки уплотнения и срывы потока, подсасывающая сила (определяемая путем интегрирования сил давления по внешней поверхности головной части гондолы, начиная от критической точки K) в точности равна по значению и противоположна по направлению силе дополнительного сопротивления, которое образуется на поверхности свободной струи H — $вх$ из-за повышения на ней давления вследствие торможения набегающего потока. Следовательно, при идеальном обтекании $X_{\text{доп}} + P_{\text{подс}} = 0$.

В условиях реального обтекания подсасывающая сила меньше силы дополнительного сопротивления. Она снижается особенно значительно при крутых внешних обводах воздухозаборника, приводящих к сильному искривлению струек тока и к появлению отрыва потока на его внешней поверхности, как это показано на рис. 8.5. При острых входных кромках (дозвуковое обтекание сверхзвукового воздухозаборника) подсасывающая сила становится весьма незначительной.

На центральном участке гондолы давление восстанавливается почти до атмосферного, а на ее сужающейся кормовой части при больших дозвуковых скоростях полета возникает вначале разгон, а затем торможение потока, что приводит к возникновению разрежения ($p < p_H$) на значительной части кормы и вызывает возникновение кормового сопротивления.

Сопротивление трения при дозвуковых скоростях полета составляет большую долю от суммарного сопротивления силовой уста-

новки и должно учитываться в расчетах эффективной тяги. Внешнее сопротивление двигательных гондол при дозвуковых скоростях

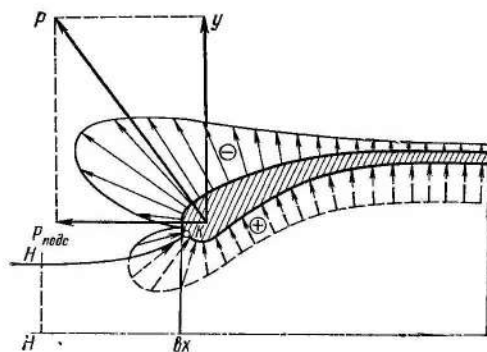


Рис. 8.4. Образование подсасывающей силы в дозвуковом воздухозаборнике

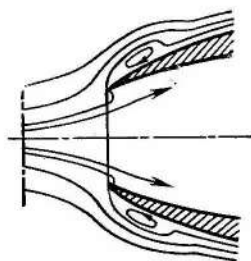


Рис. 8.5. Срыв потока с внешней поверхности дозвукового воздухозаборника

полета обычно определяется экспериментально по данным продувок в аэродинамических трубах тел соответствующей формы с протоком воздуха, имитирующим работу двигателя.

Глава 9

ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА ВРД

Увеличение скоростей полета самолетов привело к повышению роли входных устройств. При дозвуковых скоростях полета сжатие воздуха в двигателе осуществлялось в основном компрессором, а повышение давления от скоростного напора было невелико. Главными задачами входных устройств в этом случае являлись подача воздуха к двигателю с малыми потерями и получение на входе в компрессор равномерных полей давлений и скоростей, необходимых для обеспечения его устойчивой работы.

С переходом на сверхзвуковые скорости полета стало возможным значительное повышение давления воздуха во входном устройстве за счет использования скоростного напора. Но вместе с этим газодинамические процессы во входных устройствах существенно усложнились и стали более значительно влиять на тягу и экономичность силовой установки и, что особенно важно, на ее устойчивую работу.

Входное устройство современного сверхзвукового самолета представляет собой сложную систему, состоящую из воздухозаборника, каналов, подводящих воздух к двигателю, перепускных и противопомпажных створок, устройств слива пограничного слоя и сложной автоматики. От безотказной работы этой системы зависят как эффективность, так и надежность силовой установки в целом. Грамотная же эксплуатация такой системы, своевременное предупреждение неисправностей и устранение возникших отказов требуют глубокого понимания сложных газодинамических процессов, происходящих в элементах входного устройства.

Заметим, что в этой главе термины «входное устройство» и «воздухозаборник» употребляются как синонимы, как принято в практике, хотя понятие «входное устройство» является более широким.

9.1. ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К ВХОДНЫМ УСТРОЙСТВАМ, И ИХ ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Входные устройства ВРД предназначены для осуществления процесса сжатия воздуха, поступающего в двигатель, за счет ис-

пользования кинетической энергии набегающего воздушного потока. При сверхзвуковых скоростях полета эта их функция является главной. Она подчинена условию получения максимально возможной эффективной тяги силовой установки при ее устойчивой и надежной работе.

Для осуществления указанной функции входные устройства должны удовлетворять ряду требований. К числу этих требований относятся:

- 1) малые потери полного давления в процессе торможения потока воздуха, поступающего в двигатель;
- 2) минимальное внешнее сопротивление;
- 3) устойчивость процесса течения воздуха при всех условиях полета и режимах работы двигателя;
- 4) равномерность полей скоростей и давлений, а также отсутствие значительных пульсаций потока на входе в компрессор (или камеру сгорания) двигателя;

5) высокая производительность и возможность регулирования расхода воздуха в соответствии с потребностями двигателя;

6) малая масса и габаритные размеры, простота конструкции. К числу важнейших эксплуатационных требований относятся надежность работы всех систем, простота обслуживания, хорошая защищенность от попадания в двигатель грунта и посторонних предметов при рулении и взлете и др.

Рассмотрим основные параметры, характеризующие эффективность входных устройств. К числу таких параметров относятся:

1. *Коэффициент сохранения полного давления*, оценивающий газодинамические потери в процессе торможения воздушного потока. Он представляет собой отношение полного давления за входным устройством (на входе в двигатель) к полному давлению воздуха в набегающем потоке, т. е.

$$\sigma_{вх} = p_{вх}^* / p_H^* \quad (9.1)$$

Чем выше коэффициент $\sigma_{вх}$, тем больше при заданном режиме полета степень повышения давления воздуха во входном устройстве, т. е.

$$\pi_{вх} = p_{вх}^* / p_H \quad (9.2)$$

поскольку

$$\pi_{вх} = \sigma_{вх} p_H^* / p_H = \sigma_{вх} \pi_{вх.ид.} \quad (9.3)$$

Коэффициент $\sigma_{вх}$ существенно зависит от совершенства организации процесса торможения сверхзвукового потока. На рис. 9.1 в качестве примера дан график зависимости $\pi_{вх}$ от числа M полета при различных способах торможения сверхзвукового потока. Кривая 1 относится к идеальному процессу, когда нет потерь. Кривая 3 соответствует торможению сверхзвукового потока в прямом скачке уплотнения. Кривая 2 указывает примерные значения $\pi_{вх}$ для существующих входных устройств.

Снижение $\pi_{вх}$ (вследствие уменьшения $\sigma_{вх}$) приводит к уменьшению давления воздуха на входе в двигатель, что вызывает пропорциональное уменьшение расхода воздуха через двигатель. Но, помимо этого, уменьшается степень расширения газа в двигателе и падает скорость его истечения, а следовательно, снижается удельная тяга и повышается удельный расход топлива. Отсюда ясна исключительно важная роль правильной организации торможения воздушного потока в сверхзвуковых воздухозаборниках.

2. *Коэффициент внешнего (лобового) сопротивления входного устройства*, подобно коэффициенту лобового сопротивления, рассматриваемому в аэродинамике, принято определять по формуле

$$c_{x_{вх}} = \frac{X_{вх}}{q F_M}, \quad (9.4)$$

где

$X_{вх}$ — суммарное внешнее сопротивление входного устройства;

$q = \rho_H V^2 / 2$ — скоростной напор;

F_M — площадь мишени воздухозаборника.

Суммарное внешнее сопротивление входного устройства складывается из сопротивления обечайки, дополнительного сопротивления и сопротивления средств перепуска воздуха. На сверхзвуковых скоростях полета и при нерасчетных режимах работы воздухозаборника оно может составлять 20—30% от внутренней тяги двигателя, что и делает крайне важным принятие всех возможных мер для его снижения.

3. *Коэффициент расхода*, характеризующий производительность входного устройства, принято определять как отношение действительного расхода воздуха через воздухозаборник к максимально возможному при каждом заданном числе M полета. Согласно этому определению

$$\varphi = \frac{G_{в}}{G_{в.макс}} = \frac{\rho_H F_H V}{\rho_H F_{вх} V} = \frac{F_H}{F_{вх}}. \quad (9.5)$$

Требования высокой производительности входных устройств и необходимости регулирования коэффициента расхода φ связаны с особенностями их работы на сверхзвуковых скоростях полета, когда при заданной площади $F_{вх}$ фактический расход воздуха, пропускаемый воздухозаборником, может иметь различные значения. Увеличение коэффициента φ снижает дополнительное сопро-

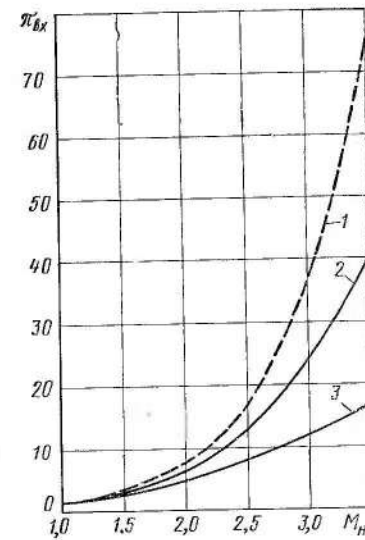


Рис. 9.1. Зависимость $\pi_{вх}$ от числа M полета

тивление и в ряде случаев способствует повышению эффективной тяги двигателя.

4. *Запас устойчивости* $\Delta K_{y_{вх}}$ входного устройства вводится аналогично тому, как это делается при оценке запаса устойчивости компрессора. Выражение для определения $\Delta K_{y_{вх}}$ будет дано ниже. Здесь укажем лишь, что обеспечение устойчивой работы входного устройства является важнейшим требованием, так как связано с условиями надежности работы силовой установки и безопасности полетов.

5. *Пульсации и неравномерность потока на выходе из воздухозаборника* оцениваются по тем же параметрам, что и на входе в компрессор. Источниками пульсации являются турбулентность воздуха, неустойчивость пограничного слоя, особенно в местах его взаимодействия со скачками уплотнения, наличие конструктивных и технологических уступов в проточной части и, наконец, неустойчивость течения в самом воздухозаборнике на некоторых режимах его работы. На равномерность и стационарность течения в воздухозаборнике значительное влияние оказывают возмущения от вблизи расположенных элементов летательного аппарата. Уровень неравномерности поля скоростей и пульсационные характеристики (амплитуда и частота пульсаций) потока на выходе из воздухозаборников специально нормируются и не должны превышать допустимых значений по условиям устойчивой работы двигателя.

Пристального внимания требуют вопросы размещения воздухозаборника на летательном аппарате. Это объясняется тем, что воздухозаборник интерферирует с планером летательного аппарата и оказывает влияние на его аэродинамическое качество и подъемную силу, которые при правильной компоновке (для воздухозаборников некоторых схем) могут даже увеличиваться на определенных режимах полета. Наоборот, неудачная компоновка воздухозаборника может привести к ухудшению аэродинамических характеристик летательного аппарата. С другой стороны, воздушный поток, возмущенный элементами летательного аппарата, может иметь значительную неравномерность перед входом в воздухозаборник, особенно при эволюциях. В этом случае выбор места расположения воздухозаборника должен обеспечивать его эффективную работу в широком диапазоне углов атаки и скольжения, значительно изменяющихся в условиях полета. Образующиеся при обтекании поверхностей летательного аппарата пограничные слои и вихревые структуры не должны попадать внутрь воздухозаборника и оказывать отрицательное влияние на его внутренний процесс.

Следует указать, что требования получения высоких значений $\sigma_{вх}$, малых $c_{x_{вх}}$ и достаточных запасов устойчивости с учетом всех остальных условий являются противоречивыми. Поэтому выбор типа входного устройства и его основных параметров в целом должен быть подчинен требованию обеспечения максимально воз-

можной для заданных условий полета эффективной тяги силовой установки или, при еще более общем рассмотрении, — требованию получения оптимальных характеристик летательного аппарата соответствующего целевого назначения. При этом должно максимально удовлетворяться также требование обеспечения безопасности полетов.

9.2. ОСОБЕННОСТИ ДОЗВУКОВЫХ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВ

Большинство современных гражданских и военных самолетов с ВРД имеют числа M полета, значительно большие единицы, и на них устанавливаются специальные сверхзвуковые воздухозаборники. Однако на пассажирских, военно-транспортных, а также на некоторых боевых и учебно-тренировочных самолетах, имеющих $M_H < 1,0$, находят применение также дозвуковые входные устройства.

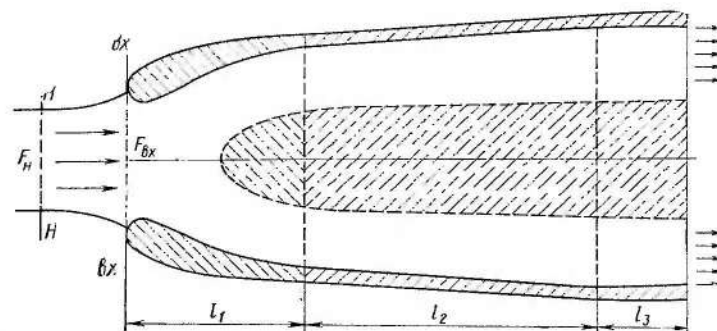


Рис. 9.2. Схема дозвукового воздухозаборника

Схема дозвукового входного устройства представлена на рис. 9.2. Оно имеет входную часть — обечайку l_1 с плавным очертанием входных кромок. К ней примыкает канал требуемой длины l_2 , который в своей начальной части обычно делается расширяющимся, но непосредственно перед входом в компрессор имеет сужающийся участок l_3 . Плавное очертание входных кромок дозвукового воздухозаборника необходимо для предотвращения срыва потока, обеспечения требуемой подсасывающей силы и создания равномерного поля скоростей на входе во внутренний канал и перед компрессором. При дальнейшем движении дозвукового потока воздуха по расширяющемуся каналу (диффузору) происходит уменьшение его скорости и увеличение давления. Во избежание отрыва потока от стенок канала площадь его поперечного сечения должна увеличиваться плавно и не должны допускаться резкие повороты потока.

Отрыв потока обусловлен влиянием вязкости, которая уменьшает скорость движения воздуха в пограничном слое и может быть причиной появления обратных токов, оттесняющих поток от

стенок и являющихся источником значительных вихревых потерь. Потери на трение при безотрывном течении невелики. Поэтому основная задача профилирования каналов дозвуковых входных устройств — не допускать отрыва потока от стенок. Именно для этого нужно иметь равномерный поток воздуха на входе в канал, а также плавное изменение площади поперечных сечений канала, в особенности в местах поворота потока.

Рекомендации по профилированию диффузорных каналов устанавливаются в основном экспериментально. Они сводятся обычно к выбору допустимого угла раствора эквивалентного расширяющегося диффузора с прямолинейными стенками. Для обеспечения безотрывного течения в таком диффузорном канале полуугол его раствора не должен превышать $4-6^\circ$.

В расчетных условиях полета торможение потока воздуха начинается еще перед входом его в воздухозаборник, как показано на рис. 9.2. Это способствует снижению потерь в процессе преобразования скоростного напора в давление. В таком случае на участке струи тока между сечениями $H-H$ и $vx-vx$ отсутствуют ограничивающие поток стенки, а следовательно, нет потерь из-за трения воздуха о них. С другой стороны, уменьшаются потери при течении воздуха в самом внутреннем канале воздухозаборника из-за уменьшения скорости на входе в канал.

Следует, однако, иметь в виду, что чрезмерное увеличение отношения площадей $F_{вх}/F_H$, т. е. повышение относительной доли внешнего сжатия, приводит к очень сильному искривлению струек тока и к значительному ускорению потока на внешней поверхности обечайки, что может вызвать отрыв потока на этой поверхности (см. рис. 8.5), либо образование местных сверхзвуковых зон. Это приведет к снижению подсасывающей силы, росту внешнего сопротивления и падению эффективной тяги двигателя.

Обычно для дозвуковых ВРД скорость $c_{вх}$ выбирают равной примерно половине скорости полета. При этом основная доля сжатия воздуха от скоростного напора ($\sim 75\%$) происходит вне воздухозаборника.

Может возникнуть вопрос, не уменьшается ли в данном случае тяга двигателя из-за того, что внешнее сжатие воздуха происходит при отсутствии силового взаимодействия со стенками воздухозаборника. Этого не происходит. При дозвуковых и небольших сверхзвуковых скоростях полета у воздухозаборников с закругленными передними кромками такое фактическое укорочение длины диффузорного канала практически полностью компенсируется подсасывающей силой, появляющейся на его обечайке.

Внутренний канал в конце воздухозаборника может иметь сужающийся участок l_3 (см. рис. 9.2). На участке l_3 происходит ускорение потока, что приводит к выравниванию поля скоростей на входе в компрессор.

Если двигатель расположен на большом расстоянии от заборника воздуха, целесообразно для снижения потерь в длинных под-

водящих каналах вначале затормозить поток до сравнительно малой скорости, а перед входом в двигатель за счет сужения канала увеличить скорость воздуха до требуемого значения.

При больших дозвуковых скоростях полета ($M_H > 0,8$), и особенно при переходе к сверхзвуковым скоростям полета, характеристики дозвуковых воздухозаборников резко ухудшаются. На их внешней поверхности образуется течение с местными сверхзвуковыми зонами, что приводит к заметному росту внешнего сопротивления. При $M_H > 1$ перед плоскостью входа появляется головная волна. При умеренных сверхзвуковых числах M полета ($M_H < 1,4 \dots 1,6$) потери полного давления в самой головной волне относительно невелики, но коэффициент внешнего сопротивления обычно продолжает увеличиваться и при $M_H > 1$, причем характер его изменения от M_H существенно зависит от формы обечайки. Уменьшение относительной толщины профиля обечайки и применение острой входной кромки приводит, как видно из рис. 9.3, к уменьшению $c_{x_{вх}}$. На $c_{x_{вх}}$ существенное влияние оказывает коэффициент расхода φ (см. рис. 9.3), при уменьшении которого повышается дополнительное сопротивление. Следует иметь в виду, однако, что дозвуковые воздухозаборники с острыми передними кромками создают значительные потери полного давления на взлете и малых скоростях полета из-за срыва с этих кромок потока, втекающего внутрь воздухозаборника, что приводит к уменьшению расхода воздуха через двигатель и его тяги, а также к резкому ухудшению структуры потока на входе в двигатель. Воздухозаборники с острыми передними кромками существенно ухудшают свои характеристики также при косом обдуве. Все это должно учитываться при выборе формы профиля обечайки.

Особенно высокие требования предъявляются к дозвуковым воздухозаборникам ДТРД с высокой степенью двухконтурности, которые при очень больших расходах воздуха должны обладать малой массой и, что особенно важно, малыми потерями. Это требование обусловлено тем, что при небольшой степени повышения давления во втором контуре даже незначительное увеличение потерь в воздухозаборнике существенно снижает тягу и ухудшает экономичность ДТРД. На рис. 9.4 приведена схема входного устройства двигателя JT9D-3 самолета «Боинг-747». Оно имеет малую относительную длину ($l/D_{вх} = 0,58$), специальное профили-

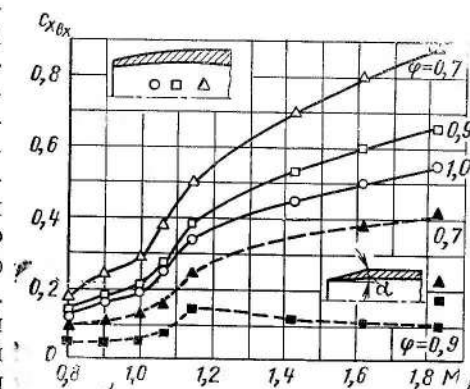


Рис. 9.3. Влияние формы обечайки дозвукового воздухозаборника, коэффициента расхода и числа M_H на коэффициент $c_{x_{вх}}$

рование внутреннего канала и окна (а) подпитки дополнительным воздухом на взлете и при малых скоростях полета.

Потери в дозвуковых входных устройствах ВРД зависят от формы канала, плавности очертания входных кромок и числа M на входе. Влияние числа Re на потери в дозвуковых воздухозаборниках обычно мало. При выборе допустимой степени диффузорности канала и умеренных числах M потока на входе значения $\sigma_{вх}$ дозвуковых воздухозаборников при $M_H < 0,9$ лежат в пределах 0,96—0,98, а у ДТРД с большими степенями двухконтурности они достигают 0,98—0,99.

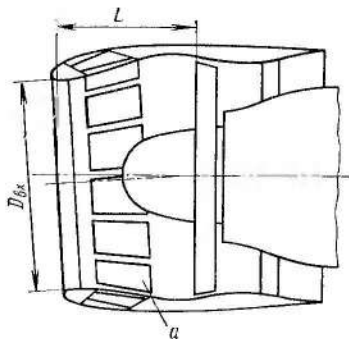


Рис. 9.4. Схема входного устройства ДТРД с большой степенью двухконтурности

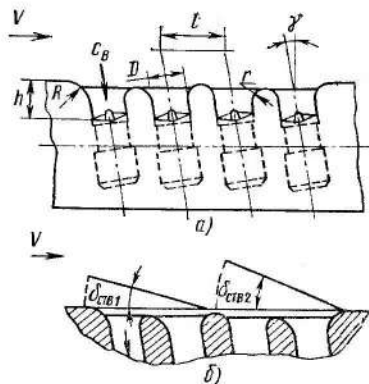


Рис. 9.5. Схема воздухозаборников подъемных двигателей:
а—коллекторный вход; б—вход с применением направляющих створок

У самолетов вертикального взлета и посадки применение подъемных двигателей приводит к значительному несовпадению направления потока с осью двигателя и к необходимости поворота потока на угол, близкий к 90° . Особенно тяжелым с точки зрения подачи воздуха к двигателю является момент захода самолета на посадку, когда скорость полета еще достаточно высокая, а скорость воздуха на входе в компрессор низкая (режим авторотации). На этих режимах отношение скоростей $V/c_{в}$ может достигать 2,5—3,0. Неблагоприятная структура потока на входе в двигатель может затруднить его запуск или вызвать неустойчивую работу. Это требует выполнения всасывающих каналов с очень большой коллекторностью — большие радиусы R и r (рис. 9.5, а) — и применения специальных створок для поворота потока (рис. 9.5, б). Наличие створок существенно уменьшает окружную и радиальную неравномерность потока и тем самым обеспечивает устойчивую работу двигателя. Кроме того, их наличие позволяет в диапазоне изменения углов атаки от $+12^\circ$ до -4° иметь $\sigma_{вх}$ в пределах 0,97—0,99.

9.3. ТИПЫ СВЕРХЗВУКОВЫХ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВ

На современных сверхзвуковых самолетах применяются входные устройства, которые различаются принципом организации процесса торможения сверхзвукового потока (числом скачков и их расположением относительно плоскости входа), формой поперечного сечения воздухозаборников, расположением их на летательном аппарате и рядом других признаков.

Торможение набегающего потока в сверхзвуковых воздухозаборниках осуществляется в специально организованной системе скачков уплотнения. С этой целью используются профилированные поверхности, при обтекании которых образуется несколько последовательно расположенных друг за другом или пересекающихся скачков уплотнения (волн сжатия), заканчивающихся обычно прямым скачком (рис. 9.6). Такие поверхности называются *поверхностями торможения*.

Выбор числа скачков производится из условия получения высоких значений коэффициента $\sigma_{вх}$ в диапазоне основных режимов полета, причем в процессе изменения числа M полета и регулирования воздухозаборника число скачков и их расположение могут изменяться.

При относительно небольших сверхзвуковых скоростях полета высокое значение коэффициента $\sigma_{вх}$ достигается в воздухозаборниках с одним прямым скачком уплотнения. При $M_H < 1,3 \dots 1,4$ значение $\sigma_{вх} \approx \sigma_{пр}$ прямого скачка оказывается достаточно высоким (не ниже 0,94—0,96). На этом основании у сверхзвуковых самолетов с указанными небольшими значениями максимальных чисел M полета могут применяться дозвуковые воздухозаборники, но с более тонкими и острыми передними кромками.

При более высоких числах M полета торможение потока в одном прямом скачке уже сопряжено со значительными потерями. В таком случае, если M_H не превосходит 1,8—2, целесообразно вначале затормозить поток в косом скачке малой интенсивности, а затем в прямом скачке, который принято называть замыкающим. Потери в замыкающем прямом скачке будут, очевидно, небольшими, если число M перед ним не более 1,3—1,4. В этом случае воздухозаборник получается двухскачковым: с одним косым и одним прямым скачком. Потери в такой системе скачков при заданной скорости полета будут меньшими, чем при одном

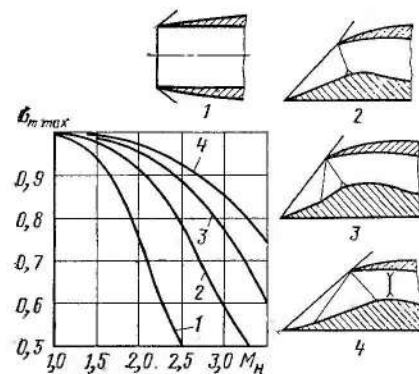


Рис. 9.6. Зависимость $\sigma_{т max}$ от числа M полета для воздухозаборников с различным числом скачков:

1—прямой скачок; 2—косой и прямой; 3—два косых и прямой; 4—три косых и прямой

прямом скачке, так как один прямой скачок значительной интенсивности заменен здесь двумя последовательно расположенными скачками — косым и прямым — меньшей интенсивности.

С дальнейшим ростом числа M полета увеличивается и число M за косым скачком. Если число M после первого косого скачка получается слишком высоким, целесообразно последующее сжатие потока осуществить еще в одном косом скачке, с тем чтобы снизить скорость перед замыкающим прямым скачком до приемлемых значений. В этом случае воздухозаборник получается трехскачковым, имеющим два косых скачка и один прямой. Такая система скачков применима до чисел M полета, равных примерно 2,0—2,2. При еще более высоких числах M полета целесообразно применение поверхностей торможения с еще большим числом косых скачков.

Величину коэффициента сохранения полного давления в системе, состоящей из m косых скачков и прямого скачка, обозначают σ_m . Она определяется как произведение коэффициентов σ_i всех косых и прямого скачков. Например, при наличии двух косых и замыкающего прямого скачка $\sigma_m = \sigma_1 \sigma_2 \sigma_p$.

Для образования косых скачков используются осесимметричные или плоские поверхности торможения с изломами образующих. Интенсивность отдельных косых скачков и соответствующие им значения коэффициентов σ_i зависят от выбора углов β_i излома образующей поверхности торможения. При заданном числе M полета и заданном числе скачков уплотнения эти углы могут быть подобраны таким образом, чтобы коэффициент σ_m достигал наибольшего возможного значения. Системы скачков, удовлетворяющие этому условию, получили название *оптимальных*.

Зависимость коэффициента $\sigma_{m \max}$ от числа M полета для плоских оптимальных систем скачков с различным числом косых скачков уплотнения и с замыкающим прямым скачком показана на рис. 9.6. Как видно, при заданном числе M полета с увеличением числа скачков коэффициент $\sigma_{m \max}$ повышается. Выигрыш от перехода к большему числу скачков получается тем значительнее, чем больше число M полета.

Таким образом, число косых скачков выбирается тем большим, чем выше число M полета. Однако чем большее число косых скачков имеет воздухозаборник, тем сложнее профиль поверхности торможения. Возникают также трудности в обеспечении регулирования воздухозаборника на нерасчетных режимах его работы.

Требуемая система скачков уплотнения может быть создана различными способами, что зависит от принципа организации процесса торможения набегающего потока.

По принципу организации процесса торможения сверхзвукового потока входные устройства подразделяются на три типа: (рис. 9.7):

- а) входные устройства *внешнего сжатия*;
- б) входные устройства *смешанного сжатия*;
- в) входные устройства *внутреннего сжатия*.

Они различаются местом расположения скачков уплотнения относительно плоскости входа. В первом случае косые скачки уплотнения (волны сжатия) располагаются перед плоскостью входа. Во втором случае часть скачков уплотнения располагается вне и часть внутри канала. В третьем — все скачки находятся внутри канала.

Увеличивая число скачков в воздухозаборнике как с внешним, так и с внутренним сжатием, в пределе можно перейти к непрерывному (изэнтропическому) торможению сверхзвукового потока.

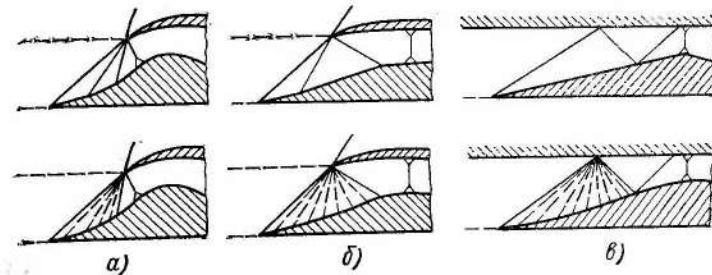


Рис. 9.7. Схемы воздухозаборников с внешним (а), смешанным (б) и внутренним (в) сжатием

Это может быть сделано на всей поверхности торможения или (практически) на некоторой ее части.

На рис. 9.7 внизу показаны схемы входных устройств с частичным изэнтропическим сжатием. Как видно, при обтекании сверхзвуковым потоком специально профилированных участков центрального тела или стенок внутреннего канала образуется слабый косой (конический) скачок и за ним серия волн сжатия (они на рис. 9.7 показаны штриховыми линиями). В волнах сжатия волновые потери отсутствуют, что позволяет затормозить сверхзвуковой поток с малыми общими потерями полного давления.

Входные устройства по форме поверхности торможения подразделяются на *плоские* и *пространственные* (обычно *осесимметричные*). У воздухозаборников первого типа поверхности торможения сверхзвукового потока выполняются состоящими из ряда плоских панелей, устанавливаемых под углом друг к другу, образующих *ступенчатый клин* (рис. 9.8, а). В поперечном сечении плоские воздухозаборники обычно имеют форму прямоугольника, а переход от прямоугольного сечения к круглому осуществляется на дозвуковом участке канала, соединяющем воздухозаборник с двигателем.

У осесимметричных входных устройств поверхность торможения получают обычно сопряжением нескольких конических поверхностей, образующих в совокупности *ступенчатый конус* (рис. 9.8, б). Скачки уплотнения в этом случае возникают в местах излома образующей ступенчатого конуса. Внутренний канал в сверх-

звуковой части имеет у них форму кольца. Это обеспечивает их высокие прочностные характеристики и малую массу.

Основное преимущество плоских входных устройств состоит в том, что регулировать их конструктивно проще, причем изменение регулируемых параметров можно осуществлять в более широком диапазоне. По массе плоские входные устройства несколько уступают осесимметричным.

В зависимости от расположения на летательном аппарате входные устройства подразделяются на *лобовые* и *боковые*.

Лобовыми принято называть входные устройства, размещающиеся в головной части фюзеляжа или двигательной гондолы. Чаше всего они выполняются осесимметричными. Вследствие обтекания невозмущенным потоком и возможности использования длинных каналов симметричной формы в этом случае при малых углах атаки могут быть обеспечены равномерные параметры потока и низкий уровень пульсаций на входе в двигатель.

При размещении двигателя внутри фюзеляжа широко используются боковые входные устройства (с воздухозаборниками, размещенными у боковой поверхности фюзеляжа или крыла). Они обычно имеют малую длину воздухоподводящих каналов. При таком расположении воздухозаборников освобождается место в носовой части самолета, которое необходимо для размещения специального оборудования.

Схемы размещения лобовых и боковых воздухозаборников, характерные для современных сверхзвуковых самолетов, показаны на рис. 9.9. На схеме *а* изображен лобовой воздухозаборник, расположенный в носовой части фюзеляжа. Схемы *б* и *г* соответствуют случаю установки полукруглого воздухозаборника и плоского воздухозаборника с вертикальным расположением клина у боковой поверхности фюзеляжа. На схеме *д* показан плоский боковой воздухозаборник с горизонтальным расположением клина. Схема *в* иллюстрирует установку секторного воздухозаборника в месте сочленения крыла и фюзеляжа.

При боковом расположении воздухозаборник попадает в зону возмущенного фюзеляжем или крылом потока. Это обстоятельство отчасти является благоприятным, так как скачки уплотнения от расположенных впереди частей летательного аппарата увеличивают плотность и уменьшают число M потока перед воздухозаборником, что позволяет уменьшить площадь входа в воздухозаборник. Однако возмущенный фюзеляжем или крылом поток обычно не является равномерным, что ухудшает характеристики таких воздухозаборников.

При боковом расположении воздухозаборник попадает в зону возмущенного фюзеляжем или крылом потока. Это обстоятельство отчасти является благоприятным, так как скачки уплотнения от расположенных впереди частей летательного аппарата увеличивают плотность и уменьшают число M потока перед воздухозаборником, что позволяет уменьшить площадь входа в воздухозаборник. Однако возмущенный фюзеляжем или крылом поток обычно не является равномерным, что ухудшает характеристики таких воздухозаборников.

При боковом расположении воздухозаборник попадает в зону возмущенного фюзеляжем или крылом потока. Это обстоятельство отчасти является благоприятным, так как скачки уплотнения от расположенных впереди частей летательного аппарата увеличивают плотность и уменьшают число M потока перед воздухозаборником, что позволяет уменьшить площадь входа в воздухозаборник. Однако возмущенный фюзеляжем или крылом поток обычно не является равномерным, что ухудшает характеристики таких воздухозаборников.

Наиболее важной задачей, связанной с боковым расположением входных устройств, является устранение вредного влияния пограничного слоя, образующегося на расположенной впереди него боковой поверхности летательного аппарата. Для этого, как показано на рис. 9.9, между боковой поверхностью летательного аппарата и воздухозаборником выполняются щели для слива пограничного слоя.

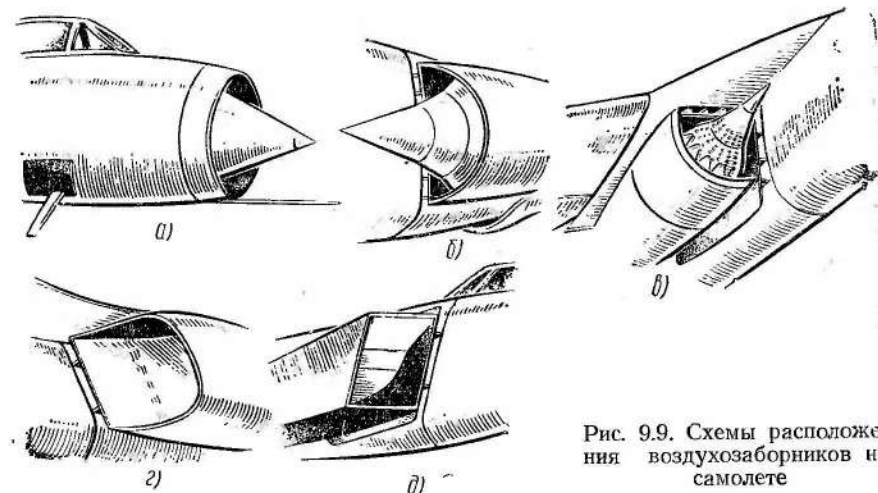


Рис. 9.9. Схемы расположения воздухозаборников на самолете

В настоящее время наибольшее практическое применение в авиации нашли многоскачковые сверхзвуковые воздухозаборники с внешним сжатием как осесимметричные, так и плоские. Воздухозаборники со смешанным сжатием находятся в стадии опытной разработки. На пути создания воздухозаборников с внутренним сжатием имеется ряд существенных трудностей, поэтому они пока еще не нашли достаточного практического применения.

9.4. СВЕРХЗВУКОВЫЕ ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА ВНУТРЕННЕГО СЖАТИЯ

Входное устройство (воздухозаборник) внутреннего сжатия представляет собой профилированный канал, вначале сужающийся, а затем расширяющийся, напоминающий сопло Лавала (рис. 9.10, *а*). В идеальном случае, т. е. при изэнтропическом торможении сверхзвукового потока и при отсутствии пограничного слоя, оно работает следующим образом. В сужающейся (сверхзвуковой) части канала происходит торможение сверхзвукового потока в волнах сжатия бесконечно малой интенсивности, и на расчетном режиме в наименьшем сечении канала $2-2$, называемом «горлом», скорость достигает скорости звука. Далее в расширяющейся (дозвуковой) части канала происходит дальнейшее торможение дозвукового потока. Следовательно, идеальный воздухозаборник с

внутренним сжатием работает как обращенное сопло Лавалля. Параметры потока в нем меняются непрерывно, а потери полного давления отсутствуют.

В реальном воздухозаборнике возникает пограничный слой на стенках, быстро нарастающий по длине канала. Если бы профиль канала в сверхзвуковой части имел изломы для образования ко-

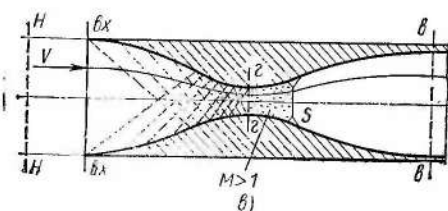
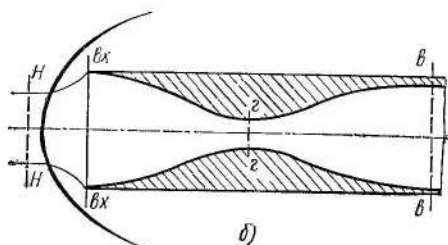
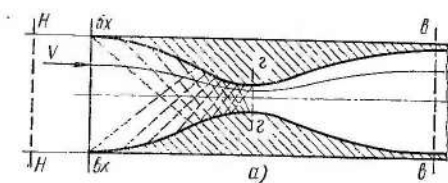


Рис. 9.10. Схемы течения в воздухозаборнике внутреннего сжатия на режимах: а — критическом; б — докритическом; в — сверхкритическом

рых скачков уплотнения, то при их взаимодействии с пограничным слоем был бы возможен отрыв потока от стенок канала и нарушение расчетной схемы течения. Для сохранения расчетной картины течения воздухозаборники с внутренним сжатием должны иметь плавный контур (т. е. иметь изэнтропическое торможение сверхзвукового потока) и перфорированные стенки для отвода пограничного слоя.

Помимо указанных трудностей, связанных с чрезмерным влиянием пограничного слоя, основным препятствием на пути практического применения воздухозаборников этой схемы является сложность вывода их на расчетный режим. Этот процесс получил название *запуска*.

Для выяснения особенностей запуска сверхзвуковых воздухозаборников с внутренним сжатием определим потребную для его работы относительную площадь горла

$$\bar{F}_r = F_r / F_{вх} \quad (9.6)$$

С этой целью составим уравнение расхода для сечений в невозмущенном потоке $H-H$ и в горле $z-z$ (см. рис. 9.10). Согласно этому уравнению

$$m_a \frac{p_H^*}{\sqrt{T_H^*}} F_H q(\lambda_H) = m_a \frac{p_r^*}{\sqrt{T_r^*}} F_r q(\lambda_r).$$

Разделив правую и левую части этого уравнения на $F_{вх}$ и учитывая, что $F_H/F_{вх} = \varphi$, а $T_r^* = T_H^*$, получим

$$\bar{F}_r = \varphi \frac{p_H^*}{p_r^*} \frac{q(\lambda_H)}{q(\lambda_r)} \quad (9.7)$$

В изэнтропическом воздухозаборнике $p_r^* = p_H^*$. В общем же случае, если в сверхзвуковой его части имеется система скачков, для которой $p_r^*/p_H^* = \sigma_m$, то тогда

$$\bar{F}_r = \frac{\varphi}{\sigma_m} \frac{q(\lambda_H)}{q(\lambda_r)} \quad (9.8)$$

Эта формула для определения относительной площади горла справедлива для воздухозаборников любого типа.

Относительная площадь горла называется *оптимальной*, когда $\lambda_r = 1$. Для этого случая

$$\bar{F}_{r, \text{опт}} = \frac{\varphi}{\sigma_m} q(\lambda_H) \quad (9.9)$$

В частности, для воздухозаборника с изэнтропическим сжатием ($\sigma_m = 1$), работающего на расчетном режиме ($\varphi = 1$),

$$\bar{F}_{r, \text{опт}} = q(\lambda_H) \quad (9.10)$$

Как видно, оптимальная площадь горла, потребная для того, чтобы затормозить сверхзвуковой поток от M_H до $M_r = 1$, тем меньше, чем выше число M_H , так как при возрастании M_H величина $q(\lambda_H)$ снижается.

Полученный результат имеет простое физическое объяснение: с увеличением числа M полета возрастает $\lambda_{вх}$ и повышается плотность воздуха в горле, что приводит к необходимости уменьшения его площади. Именно такое регулирование $\bar{F}_r$ надо иметь у воздухозаборника, чтобы обеспечить необходимую пропускную способность горла при различных числах M полета.

Представим себе теперь, что горло рассчитано на какое-либо заданное число M полета. Тогда при уменьшении числа M полета, даже очень незначительном, горло оказывается недостаточным для того, чтобы пропустить всю струю тока, имеющую площадь $F_H = F_{вх}$. При этом перед плоскостью входа возникает головная волна (рис. 9.10, б). Так как за головной волной устанавливается дозвуковое течение, поверхность тока в дозвуковом потоке имеет возможность принять такую форму, при которой площадь F_H становится меньше площади $F_{вх}$ и соответствует новой пропускной способности горла.

Если теперь увеличить число M полета до его расчетного значения, то головная волна хотя и приблизится к плоскости входа, но не исчезнет: из-за значительных потерь полного давления в головной волне пропускная способность горла не сможет достигнуть своего расчетного значения. Следовательно, расчетная схема течения не восстановится — воздухозаборник не запустится. Коэффициент $\sigma_{вх}$ у «незапущенного» воздухозаборника будет на уровне σ_H для прямого скачка, коэффициент расхода станет меньше единицы, а тяга двигателя с таким воздухозаборником значительно снизится по сравнению с ее значением, соответствующим расчетной схеме течения воздуха в воздухозаборнике.

Для восстановления расчетной схемы течения, т. е. для осуществления запуска воздухозаборника, его горло должно быть выполнено регулируемым. Вначале оно должно быть увеличено до таких размеров, чтобы головная волна на входе исчезла, т. е. чтобы вся струя воздуха, имеющая площадь $F_{вх}$, смогла пройти через горло. В этом случае скорость воздуха в горле станет сверхзвуковой, так как новое меньшее сужение сверхзвукового участка канала будет недостаточным, чтобы затормозить поток до скорости звука. Переход к дозвуковой скорости будет теперь осуществляться в интенсивном скачке уплотнения, который появится за горлом. Далее нужно вновь уменьшить площадь горла до ее расчетного значения и тем самым устранить сильный скачок внутри воздухозаборника, только после этого будет достигнута расчетная схема течения. Это требует создания быстродействующих автоматических систем изменения площади горла при запуске и связано со значительным усложнением конструкции воздухозаборника.

Потребная для запуска воздухозаборника с внутренним сжатием минимальная относительная площадь горла определяется из уравнения расхода (9.7) при $F_H = F_{вх}$ ($\varphi = 1$), $p_T^*/p_H^* = \sigma_H$ и $q(\lambda_T) = 1$. Для этих условий

$$\bar{F}_{г.зат} = q(\lambda_H)/\sigma_H \quad (9.11)$$

Чем выше число M полета, тем меньше становится коэффициент σ_H . Тем, следовательно, значительно нужно увеличивать площадь горла для запуска воздухозаборника внутреннего сжатия. В частности, например, при $M_H = 2,5$, когда $\sigma_H = 0,5$, для запуска требуется увеличение площади горла в два раза.

Если число M полета будет увеличено по сравнению с расчетным, то площадь горла окажется большей ее потребного значения для данного числа M полета. Тогда степень сужения канала будет недостаточной для того, чтобы в горле получить $M_T = 1$. Скорость в горле останется сверхзвуковой. Переход к дозвуковой скорости в этом случае произойдет за горлом в скачке уплотнения, близком к прямому (скачок S на рис. 9.10, в). После скачка S поток станет дозвуковым. Потери в скачке S приведут к снижению полного давления за воздухозаборником на величину, пропорциональную коэффициенту σ_H этого скачка.

Такая же картина течения будет, если на расчетном числе M полета выполнить площадь горла больше оптимальной. Перерасширение горла на расчетном режиме позволяет предотвратить выбивание головной волны при снижении в некотором диапазоне чисел M полета, а также при попутных порывах ветра и других возмущениях, идущих со стороны входа воздухозаборника, но приводит к снижению коэффициента $\sigma_{вх}$.

На режим течения воздуха в воздухозаборнике с внутренним сжатием оказывает влияние также его дросселирование, которое при испытаниях изолированного воздухозаборника осуществляется перемещением дросселя, а в системе двигателя — изменением режима работы последнего.

При открытии дросселя (что равносильно увеличению пропускной способности двигателя) картина течения в его сверхзвуковой части до горла (при $M_H = \text{const}$) не изменяется, но изменяется характер течения за горлом. Поток, имеющий в горле $M = 1$ или $M > 1$, попадая в расширяющийся канал, разгоняется в нем, а затем переходит в дозвуковой в скачке уплотнения S , который устанавливается в расширяющейся части канала. Коэффициент $\sigma_{вх}$ при этом уменьшается, что приводит к снижению плотности воздуха перед дросселем (или двигателем) при сохранении неизменного расхода воздуха (несмотря на увеличение пропускной способности дросселя или двигателя).

Прикрытие дросселя при наличии сверхзвуковой зоны за горлом приводит к тому, что скачок S из-за увеличения противодействия перемещается против направления потока, постепенно приближаясь к горлу. Коэффициент $\sigma_{вх}$ при этом возрастает вследствие уменьшения интенсивности скачка S . При некотором оптимальном противодавлении скачок достигает горла (если $\bar{F}_T > \bar{F}_{T. \text{опт}}$) или исчезает (если $\bar{F}_T = \bar{F}_{T. \text{опт}}$). Во втором случае коэффициент $\sigma_{вх}$ достигает максимума (теоретически $\sigma_{вх} = 1$). Дальнейшее дросселирование приводит к выбиванию головной волны и к практически мгновенному снижению коэффициента $\sigma_{вх}$, который становится равным коэффициенту σ_H прямого скачка для заданного числа M полета. При оптимальном противодавлении, следовательно, течение в воздухозаборнике (как и при оптимальной площади горла) оказывается статически неустойчивым (в данном случае по отношению к возмущениям, идущим со стороны двигателя). Для защиты воздухозаборника от этих возмущений, приводящих к нарушению расчетной схемы течения, в реальных условиях необходим выбор противодействия, меньше оптимального, т. е. предельное создание сверхзвуковой зоны за горлом. Это приводит к определенному снижению коэффициента $\sigma_{вх}$.

Режим работы воздухозаборника, при котором возникает сверхзвуковая зона и скачок уплотнения за горлом, принято называть *сверхкритическим*; режим, соответствующий расположению скачка в горле, — *критическим*, а режим с головной волной на входе и дозвуковыми скоростями в канале — *докритическим*. Практический интерес для воздухозаборников внутреннего сжатия представляют сверхкритические режимы, так как только на этих режимах они могут работать устойчиво и с высокими значениями коэффициента $\sigma_{вх}$.

Потери полного давления у реального воздухозаборника внутреннего сжатия в общем случае могут быть вызваны следующими причинами:

- наличием пограничного слоя и трением воздуха о стенки;
- перерасширением горла, приводящим к возникновению скачка уплотнения в горле;
- снижением противодействия по сравнению с его оптимальным значением, приводящим к перемещению скачка S вниз по потоку и к возрастанию его интенсивности;

— наличием потерь в системе скачков, образующихся до горла, если торможение сверхзвукового потока не является чисто изэнтропическим.

Потери полного давления от перерасширения горла и снижения противодавления в сумме численно характеризуются коэффициентом сохранения полного давления в скачке S , ограничивающем сверхзвуковую зону, образующуюся за горлом. Потери же от перерасширения горла соответствуют σ_n этого скачка на критическом режиме, т. е. когда вследствие повышения противодавления до оптимального значения скачок устанавливается точно в плоскости горла. Эти потери отсутствуют при оптимальной площади горла, когда указанный скачок при приближении к горлу исчезает.

Внешнее сопротивление давления у воздухозаборников внутреннего сжатия на расчетном режиме его работы теоретически может быть равным нулю, так как для этого режима $\varphi=1$ и $X_{доп}=0$. Что же касается сопротивления обечайки, то в принципе ничто не мешает выполнять ее внешнюю поверхность цилиндрической и тем самым иметь $X_{об}=0$. Иначе обстоит дело у воздухозаборников внешнего сжатия, у которых имеется, как правило, значительное внешнее сопротивление, создаваемое обечайкой.

Требование регулирования площади горла для запуска воздухозаборников внутреннего сжатия связано с необходимостью разработки и создания специальных, весьма сложных конструкций. Поэтому воздухозаборники внутреннего сжатия не нашли пока практического применения на сверхзвуковых летательных аппаратах.

9.5. СВЕРХЗВУКОВЫЕ ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА ВНЕШНЕГО СЖАТИЯ

Рассмотрим подробнее особенности работы входных устройств внешнего сжатия. Для этого обратимся к схеме течения газового потока в плоском трехскачковом воздухозаборнике (рис. 9.11). Поверхность торможения этого воздухозаборника представляет собой двухступенчатый клин $1-2-3$ с углами установок панелей β_1 и β_2 . При их обтекании образуются косые скачки уплотнения $I-A$ и $2-A$, в которых осуществляется торможение сверхзвукового потока.

Углы ступенчатого клина и осевая протяженность отдельных ступеней выбираются таким образом, чтобы на расчетном числе M полета косые скачки фокусировались в точке A передней кромки обечайки. Это соответствует условию $\varphi=1$, обеспечивающему максимально возможный расход воздуха и отсутствие дополнительного сопротивления.

В плоском течении все косые скачки являются прямолинейными, а линии тока представляют собой ломаные, состоящие из отрезков прямых, параллельных образующей поверхности торможения. У осесимметричного воздухозаборника характер течения более сложен.

За последним косым скачком как в плоском, так и в осесимметричном течениях поток является еще сверхзвуковым. Переход сверхзвукового потока в дозвуковой в воздухозаборниках с внешним сжатием осуществляется на входе во внутренний канал. В расчетной схеме условно принято считать, что этот переход происходит в замыкающем прямом скачке $A-3$, располагающемся вблизи плоскости входа, а далее газ течет по дозвуковому внутреннему каналу.

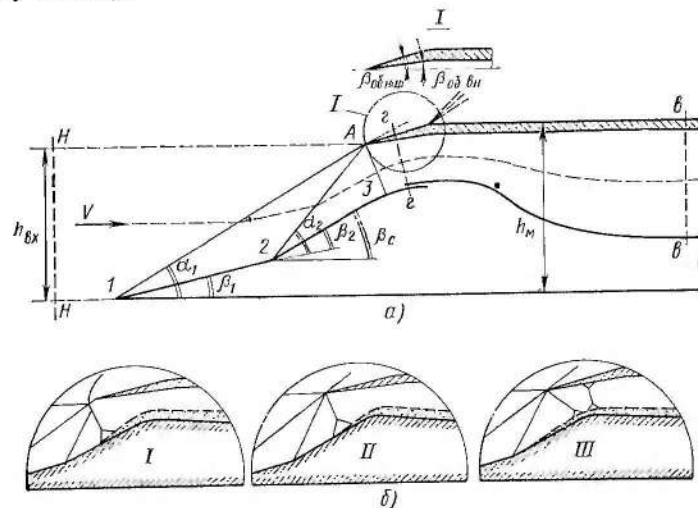


Рис. 9.11. Схемы течения в воздухозаборниках с внешним сжатием

В действительности схема течения на входе во внутренний канал и в нем самом является более сложной. Она может быть существенно различной в зависимости от принципа профилирования внутреннего канала.

Если максимальное число M полета самолета относительно невелико и не превосходит 2,0—2,3, то в этом случае может использоваться схема воздухозаборника с головной волной и дозвуковой скоростью на входе во внутренний канал (см. схему I на рис. 9.11, б). Для внутреннего потока головная волна играет роль замыкающего прямого скачка и ее наличие не приводит к снижению коэффициента $\sigma_{вх}$, если она находится вблизи плоскости входа и не разрушает систему косых скачков. У поверхности торможения головная волна вследствие взаимодействия с пограничным слоем, нарастающим вдоль этой поверхности, образует λ -образное разветвление, а ее периферийная часть уходит во внешний поток. Воздухозаборники такой схемы нашли широкое практическое применение для многорежимных маневренных самолетов, так как они имеют ряд эксплуатационных преимуществ. Их недостатком является то, что наличие головной волны вызывает снижение коэффи-

циента расхода на расчетном режиме ($\varphi < 1$), а более высокое давление за головной волной (чем за присоединенным косым скачком) способствует повышению давления на внешней поверхности обечайки. Эти факторы вызывают возрастание внешнего сопротивления воздухозаборника.

Другой принцип организации течения на входе основан на таком профилировании входа во внутренний канал, при котором в некотором диапазоне числа M полета исключалась бы возможность появления головной волны перед плоскостью входа.

Головная волна может возникнуть при недостаточном угле наклона внутренней поверхности обечайки к оси воздухозаборника $\beta_{об. вн.}$, именуемом углом «поднутрения» обечайки, недостаточной длине участка «поднутрения» обечайки, приводящей к большой кривизне канала в области горла, или недостаточной площади горла. Это требует специального профилирования внутреннего канала, а в некоторых случаях — регулирования формы и взаимного расположения его элементов.

Сложность картины течения на входе во внутренний канал воздухозаборника обусловлена наличием пограничного слоя, а иногда и отрыва потока на поверхности торможения. На схеме II показано течение с дозвуковой скоростью на входе во внутренний канал. Здесь у плоскости входа возникает скачок, близкий к прямому, который при взаимодействии с пограничным слоем дает λ -образное разветвление. Схема III соответствует сверхзвуковому втеканию потока во внутренний канал, в результате чего от внутренней поверхности обечайки отходит косой скачок, а за ним возникает мостообразный скачок. Во всех случаях разветвления скачков, вызванные наличием пограничного слоя, приводят к возникновению неравномерности потока и к сохранению за системой скачков местных сверхзвуковых зон. Во внешнем потоке в этих случаях головная волна не образуется, а возникает присоединенный косой скачок, интенсивность которого зависит от угла $\beta_{об. нар}$ и числа M полета. При прочих равных условиях избыточное давление на внешней поверхности обечайки при косом скачке ниже, чем при головной волне, поэтому внешнее сопротивление воздухозаборника в схемах II и III оказывается меньшим, чем в схеме I. Это различие тем выше, чем больше число M полета.

Во всех рассмотренных случаях суммарные потери полного давления, возникающие в той или иной сложной системе скачков при переходе от сверхзвуковой скорости за последним косым скачком к дозвуковой, с достаточной точностью можно принять равными потерям в одном замыкающем прямом скачке, что и используется в расчетах.

Дальнейшее течение воздуха во внутреннем канале сопряжено с возникновением значительных потерь, обусловленных вязкостным трением и отрывом потока от поверхности торможения в районе горла. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Вследствие течения с положительным градиентом давления происходит весьма быстрое нарастание пограничного слоя на стен-

ках воздухозаборника, чему способствует его взаимодействие со скачками уплотнения. Наличие пограничного слоя значительной толщины является предпосылкой к появлению отрыва потока еще в зоне обтекания поверхности торможения, где сжатие газового потока сопровождается его отклонением от осевого направления. В районе горла требуется иметь такой же обратный поворот потока, чтобы вернуть его к осевому направлению. При этом повороте в условиях положительного градиента давления и действия инерционных сил происходит отрыв потока и образуется зона отрыва.

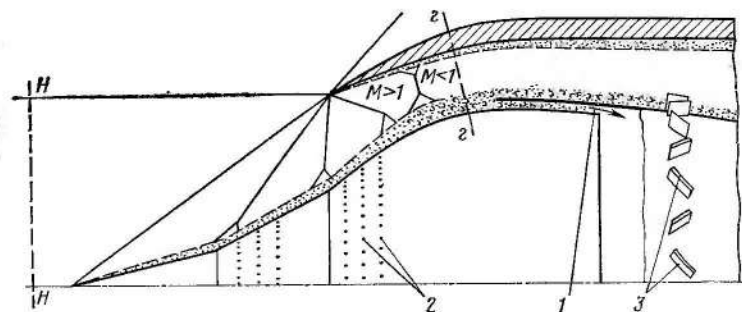


Рис. 9.12. Схема течения в воздухозаборнике с управлением пограничным слоем:

1—щель в области горла; 2—перфорация; 3—турбулизаторы

На рис. 9.12 показана схема течения при наличии пограничного слоя и зоны его отрыва. Как видно, у поверхности ступенчатого конуса (клина) и обечайки образуются пограничные слои, которые быстро нарастают по длине. В местах образования скачков происходит повышение давления. Оно передается по дозвуковой части пограничного слоя против потока, что приводит к его утолщению. В местах вздутия пограничного слоя возникают дополнительные скачки уплотнения. Наконец, вблизи горла в месте резкого поворота потока происходит его отрыв от поверхности торможения.

Наличие сильно развитого пограничного слоя и зоны отрыва приводит к снижению коэффициента $\sigma_{вх}$ и создает значительную неравномерность и нестационарность потока за воздухозаборником. Поэтому принимается ряд мер для снижения вредного влияния указанных факторов. К этим мерам относятся *выбор оптимальной площади горла, слив пограничного слоя, применение специальных турбулизаторов* и др.

Площадь горла воздухозаборника обычно выбирается из того условия, чтобы скорость потока в нем была равна скорости звука. Выбранная таким образом площадь горла называется оптимальной и обозначается $F_{г. опт.}$. Если сделать площадь горла меньше оптимальной, то тогда горло не сможет пропустить весь расход воздуха, который соответствует площади сверхзвуковой струи в

невозмущенном потоке. В таком случае перед плоскостью входа возникнет головная волна. Это приведет к снижению расхода воздуха через воздухозаборник и к возрастанию его внешнего сопротивления. Если же площадь горла будет больше оптимальной, то в этом случае возрастут внутренние потери, вызванные перерасширением горла.

Появление потерь от *перерасширения горла* в воздухозаборниках внешнего сжатия обусловлено тем, что при излишне большом горле поток заполняет лишь часть его проходного сечения. Остальную же часть площади горла в таком случае занимает зона отрыва. Это объясняется тем, что поток при его отрыве прижимается центробежными силами к периферийной части канала и в области горла занимает примерно одну и ту же площадь независимо от фактической площади проходного сечения канала. Но увеличение размеров зоны отрыва вызывает значительную неравномерность потока за горлом, и его последующее выравнивание приводит к значительному снижению полного давления, что уменьшает коэффициент $\sigma_{вх}$.

Расчетная относительная площадь горла определяется по формуле (9. 8), согласно которой

$$(\bar{F}_r)_{расч} = \frac{\varphi q (\lambda_H)}{\sigma_m q (\lambda_r)}.$$

В частности, величина оптимальной площади горла, соответствующая условию $\lambda_r = 1$, равна

$$(\bar{F}_{r,опт})_{расч} = \frac{\varphi}{\sigma_m} q (\lambda_H).$$

Если рассматривать расчетный режим течения в воздухозаборнике, принимая $\varphi = 1,0$, то

$$(\bar{F}_{r,опт})_{расч} = q (\lambda_H) / \sigma_m. \quad (9. 12)$$

Расчеты показывают, что $(\bar{F}_{r,опт})_{расч}$ с ростом числа М потока снижается, но в меньшей степени, чем в воздухозаборниках с внутренним сжатием, вследствие более значительного уменьшения коэффициента σ_m . Эти формулы выведены, исходя из рассмотрения течения газа в воздухозаборнике как одномерного, и, естественно, не учитывают неравномерности потока, наличия пограничного слоя и отрыва потока в горле. Поэтому фактическая площадь горла должна быть больше ее расчетного значения. Это учитывают коэффициентом *перерасширения горла* K_r , который зависит от ряда факторов (главным образом от угла β_c , см. рис. 9. 11, так как при его возрастании увеличиваются размеры зоны отрыва) и находится в пределах 1,05—1,15. С учетом этой поправки

$$\bar{F}_r = K_r (\bar{F}_r)_{расч}. \quad (9. 13)$$

Чтобы предотвратить развитие отрыва в канале за горлом и обеспечить условия для быстрого выравнивания потока и его ста-

билизации, осуществляют специальное профилирование внутреннего канала воздухозаборника: изменение площади проходного сечения канала и сопряжение его стенок с контурами поверхности торможения и наклонной поверхности обечайки делают очень плавными (с большими радиусами скругления), в районе горла и за ним выполняют участок с неизменной площадью поперечного сечения и только за этим участком постепенно увеличивают площадь поперечного сечения канала с углом раствора эквивалентного диффузора не более 10° .

С другой стороны, принимают специальные меры по удалению образовавшегося пограничного слоя. Для этого на поверхностях торможения за вторым и последующими косыми скачками выполняют перфорацию (ряды мелких отверстий) или щели для слива пограничного слоя. Иногда выполняют кольцевую щель для отсоса пограничного слоя в районе горла (см. рис. 9. 12). Слив пограничного слоя увеличивает коэффициент σ_m воздухозаборника, что обеспечивает рост тяги двигателя. При этом улучшается структура потока на выходе из воздухозаборника и увеличивается запас его устойчивости, хотя имеются потери в расходе воздуха, что требует учета.

Равномерность поля скоростей, а также уровень и спектр пульсаций в выходном сечении воздухозаборника зависят, помимо состояния пограничного слоя, от суммарного угла поворота потока и длины внутреннего канала. Если внутренний канал достаточно длинный (его длина превышает 6—8 калибров от $D_{вх}/2$ или $h_{вх}$), то поток на выходе имеет приемлемые показатели равномерности и стационарности, хотя это выравнивание потока достигается за счет некоторого снижения полного давления. Если же воздухозаборник имеет более короткий внутренний канал, то может потребоваться установка специальной спрямляющей решетки для достижения требуемой равномерности и стационарности потока. Для этой же цели у поверхности центрального тела в дозвуковой части воздухозаборника, расположенной за горлом, иногда устанавливают специальные турбулизаторы (см. рис. 9. 12). Турбулизаторы (генераторы вихрей) выполняют в виде коротких лопаток малого удлинения (козырьков), имеющих высоту, несколько большую толщины пограничного слоя (в 1,2—1,5 раза). При обтекании этих лопаток, устанавливаемых под большими углами атаки к потоку, возникают вихри, которые способствуют перемешиванию пограничного слоя с основным потоком. В результате этого предотвращается образование и развитие зон отрыва пограничного слоя от стенок и происходит выравнивание поля скоростей и уменьшение пульсаций потока в канале малой длины.

Основное достоинство входных устройств внешнего сжатия состоит в том, что они обладают свойством *автозапуска*: повышение противодавления относительно расчетного не приводит к резкому нарушению течения перед воздухозаборником, как это имеет место у входных устройств внутреннего сжатия. Соответственно переход воздухозаборника на докритический режим не приводит

представлен в зависимости от одного параметра — угла β_c . На рис. 9.15 показаны такие зависимости при различных числах M полета для плоского и осесимметричного течений при $m=3$.

Как видно из рис. 9.15, для каждого числа M полета и в этом случае имеется такой угол $\beta_{c. \text{ опт.}}$, при котором обеспечивается максимальный коэффициент σ_m . Снижение коэффициента σ_m при $\beta_c < \beta_{c. \text{ опт.}}$ объясняется тем, что число M за последним косым скачком оказывается еще слишком большим, что ведет к увеличению интенсивности замыкающего прямого скачка. При $\beta_c = \beta_{c. \text{ опт.}}$ интенсивность прямого скачка примерно сравнивается с интенсивностью косых скачков, чем обеспечиваются минимальные потери в системе скачков. При $\beta_c > \beta_{c. \text{ опт.}}$ интенсивность прямого скачка значительно снижается, но увеличиваются по сравнению с оптимальными интенсивности косых скачков. Это также приводит к снижению коэффициента σ_m . Приведенные графики существенно облегчают задачу определения коэффициента σ_m для заданных значений M_H , β_c и m .

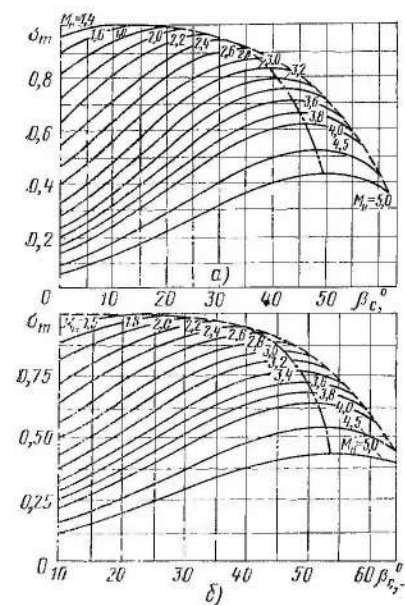


Рис. 9.15. Зависимости коэффициента σ_m от угла β_c при $m=3$:

а — плоское течение; б — осесимметричное течение (по С. Л. Вишневецкому)

ходного направления, тем большим, чем больше число косых скачков. Поэтому сверхзвуковой поток за последним косым скачком, т. е. перед плоскостью входа, оказывается направленным под значительным углом к оси воздухозаборника.

В таких условиях течение воздуха вдоль поверхности торможения характеризуется наличием высоких положительных градиентов давления, что может привести к отрыву пограничного слоя, увеличению размеров зоны отрыва потока за горлом, увеличению степени неравномерности и нестационарности потока в канале и на выходе из воздухозаборника. Для воздухозаборников со сверхзвуковым течением на входе это приводит к необходимости увеличения угла $\beta_{об. \text{ вн.}}$ во избежание появления выбитой головной волны, что в свою очередь вызывает увеличение внешнего сопротивления обечайки. Поэтому в реальных конструкциях воздухозаборников в расчетных условиях его работы выбирают $\beta_c < \beta_{c. \text{ опт.}}$.

Расчеты показывают, что в диапазоне чисел M полета от 2,0 до 3,0 целесообразные значения углов β_c для осесимметричных воздухозаборников лежат в пределах $20-30^\circ$ (тогда как $\beta_{c. \text{ опт.}} = 30 \dots 45^\circ$), а соответствующие им значения углов $\beta_{об. \text{ вн.}}$ составляют $5-10^\circ$. Для плоских воздухозаборников рекомендуемые значения этих углов получаются несколько меньшими в соответствии с особенностями двухмерного течения.

9.6. СВЕРХЗВУКОВЫЕ ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА СМЕШАННОГО СЖАТИЯ

Входные устройства смешанного сжатия занимают промежуточное положение между двумя рассмотренными типами входных устройств. Как видно из схемы на рис. 9.7, б, у них вначале осуществляется внешнее торможение потока, но за косыми скачками внешнего сжатия число M еще остается достаточно высоким, поэтому требуемый угол поворота потока в этих скачках получается меньшим, что позволяет уменьшить угол «поднутрения» обе-

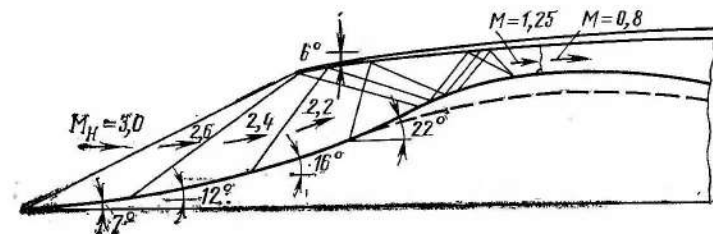


Рис. 9.16. Схема течения в воздухозаборнике смешанного сжатия при $M_H=3$

чайки и снизить внешнее сопротивление по сравнению со случаем чисто внешнего сжатия. Дальнейшее торможение сверхзвукового потока у воздухозаборников со смешанным сжатием осуществляется во внутреннем канале. Оно происходит обычно в системе отраженных скачков (рис. 9.16).

В этом случае внутренний канал работает как воздухозаборник с внутренним сжатием, имеющий относительно небольшую сверхзвуковую скорость на входе. Поэтому для внутреннего канала сохраняются те же ограничения по запуску, как и для воздухозаборника с внутренним сжатием. Но вследствие того, что перед внутренним каналом поток предварительно уже заторможен, требуется иметь относительно меньший диапазон регулирования площади горла.

Таким образом, воздухозаборники смешанного сжатия конструктивно несколько проще, а характеристики их в случае незапуска ухудшаются не столь значительно, как при внутреннем сжатии, чем обеспечивается большая безопасность их применения в

условиях эксплуатации. Их применение целесообразно на маломаневренных самолетах, имеющих большие расчетные числа M полета ($M_{Нр}=2,7 \dots 3,0$ и более).

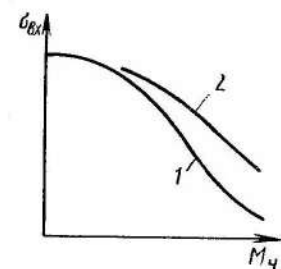


Рис. 9.17. Изменение $\sigma_{вх}$ по M в воздухозаборниках внешнего (1) и смешанного (2) сжатия

Сжатие во внутреннем канале этих воздухозаборников осуществляется в большем числе скачков и при малом отклонении потока от осевого направления, что позволяет получить при $M_H > 2,0 \dots 2,5$ существенный выигрыш в коэффициенте $\sigma_{вх}$ (рис. 9.17). Однако такие воздухозаборники требуют отсасывания с поверхности торможения и из области горла значительного количества воздуха (до 5—10%). На числах M полета, меньших 2,0, они начинают работать как воздухозаборники внешнего сжатия, чем и объясняется слияние кривых 1 и 2 на рис. 9.17.

9.7. НЕРАСЧЕТНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ СВЕРХЗВУКОВЫХ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВ

До сих пор рассматривалась работа сверхзвуковых воздухозаборников на расчетном режиме. Этот режим соответствует максимальному (или близкому к нему) числу M полета. Работа воздухозаборника и двигателя на этом режиме полностью согласована: воздухозаборник работает устойчиво, с относительно малыми потерями и наибольшей производительностью, что соответствует $\varphi=1$ и отсутствию дополнительного сопротивления.

В условиях эксплуатации воздухозаборники работают в широком диапазоне нерасчетных режимов. Изменяются число M полета, высота полета, режим работы двигателя, а также направление набегающего потока (при изменении углов атаки и скольжения самолета). В зависимости от этих факторов изменяется газодинамическая картина течения, что оказывает влияние на параметры, характеризующие эффективность работы воздухозаборника, и его запас устойчивости.

Рассмотрим влияние изменения числа M полета, режима работы двигателя и угла атаки (скольжения) на работу нерегулируемого сверхзвукового воздухозаборника. Изучение особенностей работы нерегулируемых воздухозаборников на нерасчетных режимах позволит лучше понять, чем вызвана необходимость их регулирования и какие явления возможны при отказах системы регулирования.

Влияние изменения числа M полета. При отклонении числа M полета от расчетного значения изменяются углы наклона косых скачков. Они уже не фокусируются на передней кромке обечайки.

При числах M полета, меньших расчетного, углы наклона косых скачков возрастают. Это неизбежно приводит

к уменьшению площади струи тока F_H , входящей в воздухозаборник, в результате чего коэффициент расхода становится меньше единицы. Появляется дополнительное сопротивление. Уменьшение площади F_H и снижение расхода воздуха по сравнению с его максимально возможным значением, соответствующим $\varphi=1$, вызывается в рассматриваемом случае прохождением потока через скачки уплотнения, имеющие большие углы наклона, чем на расчетном режиме. Как указывалось, линии тока в плоском сверхзвуковом течении эквидистантны поверхности ступенчатого клина, а при осе-

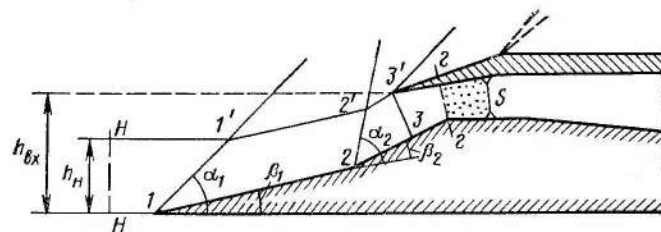


Рис. 9.18. Схема течения при числе M_H , меньшем расчетного

симметричном течении почти эквидистантны образующей ступенчатого конуса. Поэтому, как показано на рис. 9.18, в рассматриваемых условиях площадь F_H получается обязательно меньшей площади $F_{вх}$.

Наибольший коэффициент расхода при заданном числе M полета, меньшем расчетного, зависит от пропускной способности системы скачков. В плоском течении он может быть легко найден построением проходящей через точку $3'$ линии тока $1'-2'-3'$, эквидистантной поверхности торможения $1-2-3$ (см. рис. 9.18). Далее определяют площадь струйки тока, входящей во входное устройство $F_H = h_H b$, где b — ширина клина, и коэффициент расхода $\varphi = h_H / h_{вх}$. В осесимметричном воздухозаборнике поверхность тока также однозначно определяется из расчета сверхзвукового осесимметричного течения, хотя построение этой поверхности осуществляется значительно сложнее, чем в плоском течении.

Определенный указанным образом коэффициент расхода (из условия сверхзвукового течения на входе) следует рассматривать как располагаемый для выбранной системы скачков, так как он может быть реализован лишь в том случае, если весь расход воздуха в струе, выделенной поверхностью тока, сможет пройти далее через воздухозаборник. Обозначим его $\varphi_{расп}$. Всякое снижение коэффициента расхода по сравнению с $\varphi_{расп}$ при $M_H = \text{const}$ возможно только за счет выбивания головной волны.

Заметим, что при значительном снижении числа M полета отдельные углы поверхности торможения оказываются большими предельных. Тогда возникает головная волна, которая вначале появляется у последней ступени поверхности торможения. При даль-

нейшем снижении числа M полета она последовательно перемещается на ступени с меньшими углами наклона, и, наконец, может установиться перед поверхностью торможения. Такая картина течения возникает обычно при $M_H < 1,2 \dots 1,4$.

На $\varphi_{расп}$ и $c_{x_{доп}} = X_{доп}/qF_m$ при числах M_H , меньших расчетного, значительное влияние оказывает выбор расчетного числа M полета воздухозаборника, т. е. того числа M_H , при котором $\varphi = 1$. Будем его обозначать $M_{р.вх.}$. На рис. 9.19, а показаны зависимости

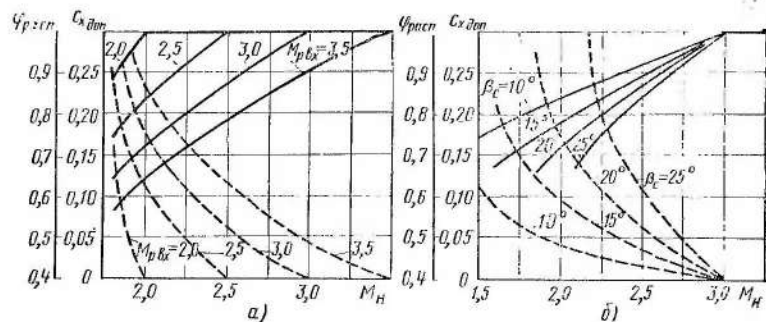


Рис. 9.19. Зависимости $\varphi_{расп}$ (—) и $c_{x_{доп}}$ (---) от числа M_H полета для плоских воздухозаборников:
а—влияние $M_{р.вх.}$; б—влияние β_0

сти $\varphi_{расп}$ и $c_{x_{доп}}$ для плоского воздухозаборника с $\beta_c = 20^\circ$ при различных значениях $M_{р.вх.}$. Как видно, чем на большее число M полета рассчитана система скачков, тем меньшим получается $\varphi_{расп}$ и тем большим $c_{x_{доп}}$ при числах M полета, меньших расчетного.

На коэффициенты $\varphi_{расп}$ и $c_{x_{доп}}$ значительное влияние оказывает также выбор угла β_c . На рис. 9.19, б показаны зависимости этих коэффициентов от M_H при различных углах β_c и при $M_{р.вх.} = 3,0$ (для случая плоского воздухозаборника с одним косым скачком). Как видно, с уменьшением угла β_c значение $\varphi_{расп}$ при $M_H < M_{р.вх.}$ получается более высоким, а $c_{x_{доп}}$ снижается. Это обстоятельство учитывается при выборе угла β_c на расчетном режиме, который всегда целесообразно иметь меньшим $\beta_{c, опт.}$. Кроме того, снижение $c_{x_{доп}}$ при $M_H < M_{р.вх.}$ может быть достигнуто соответствующим регулированием угла β_c (его уменьшением).

Весь воздух, проходящий через систему скачков уплотнения, должен далее пройти через горло воздухозаборника. С уменьшением числа M полета пропускная способность системы скачков уплотнения снижается. Одновременно уменьшается и пропускная способность горла. Это объясняется интенсивным снижением плотности воздуха в горле из-за уменьшения скоростного напора набегающего воздушного потока.

Пропускная способность горла у нерегулируемого воздухозаборника снижается при уменьшении M_H значительно быстрее, чем у системы скачков. Поэтому, если потребная площадь горла выбрана исходя из расчетного режима работы воздухозаборника, то при числах M полета, меньших расчетного, горло не может про-

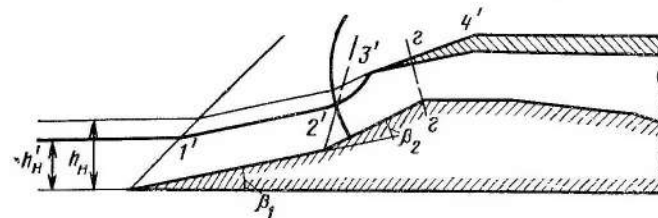


Рис. 9.20. Схема течения при $M_H < M_{р.вх.}$ с головной волной

пустить весь расход воздуха, проходящий через систему косых скачков. Возникает (отходит от плоскости входа) головная волна, которая и обеспечивает необходимое снижение расхода воздуха из-за дополнительного уменьшения коэффициента расхода до значений, меньших $\varphi_{расп}$. Это снижение коэффициента расхода оказывается возможным за счет изменения формы поверхности тока в дозвуковом потоке за головной волной (на участке $2'-3'$, рис. 9.20). Чем значительнее должен уменьшиться расход воздуха по сравнению с располагаемым, тем головная волна должна дальше отойти от плоскости входа.

Перемещение головной волны приводит к разрушению системы косых скачков, тем более значительному, чем ближе скачки под-

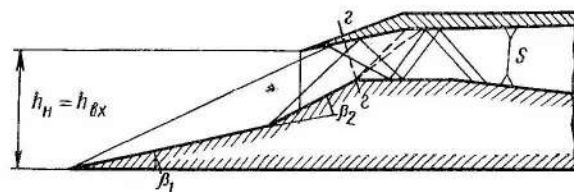


Рис. 9.21. Схема течения при $M_H > M_{р.вх.}$

ходят к обечайке (чем выше φ), и вызывает увеличение неравномерности потока на входе в воздухозаборник. Увеличивается также дополнительное сопротивление и сопротивление обечайки, так как повышается избыточное давление на поверхности тока за головной волной (на участке $2'-3'$) и на внешней поверхности обечайки (на участке $3'-4'$).

При числах M полета, больших расчетного, углы наклона косых скачков уменьшаются (рис. 9.21). Косые скачки в этом случае попадают во внутренний канал воздухозаборника.

Течение внутри канала оказывается очень сложным. Поля давлений и скоростей за горлом становятся резко неравномерными, что вызывает большие потери полного давления. Располагаемый коэффициент расхода в этой области режимов, как правило, остается все время равным единице.

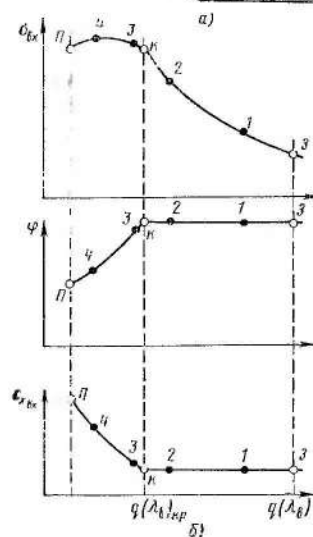
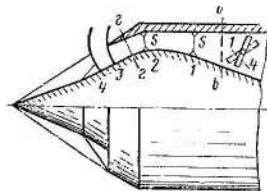


Рис. 9.22. Изменение σ_{vh} , ϕ и $c_{x_{vh}}$ от $q(\lambda_v)$ при дросселировании воздухозаборника

Следует заметить, что при $M_H > M_{p, \text{вх}}$ расход воздуха, пропускаемый воздухозаборником (при $\phi = 1$), как правило, оказывается меньшим требуемого расхода двигателя. Это приводит к снижению противодавления за воздухозаборником и к возрастанию интенсивности скачка S , образующегося за горлом. В результате расход воздуха через двигатель снижается до значения располагаемого расхода воздухозаборника.

При сильном дросселировании воздухозаборника и в этом случае может возникнуть головная волна, что приведет к снижению ϕ до значений, меньших единицы, и к появлению дополнительного сопротивления.

Влияние изменения режима работы двигателя. Условием совместной работы воздухозаборника и двигателя является согласование их расходов воздуха. При этом влияние изменения режима работы двигателя на воздухозаборник равносильно изменению положения дросселя при его изолированной работе и сводится к изменению относительной плотности тока $q(\lambda_v)$ на выходе из воздухозаборника.

Предположим, что при заданном числе M полета воздухозаборник работает на сверхкритическом режиме. На этом

режиме, независимо от характера течения на входе ($\phi = 1$ или $\phi < 1$), за горлом имеется сверхзвуковая зона, заканчивающаяся скачком уплотнения S (рис. 9.22, а).

При постепенном прикрытии дроссельной заслонки, что соответствует снижению $q(\lambda_v)$, противодавление за воздухозаборником возрастает. При этом скачок S перемещается вверх по потоку из положения 1 в положение 2, и соответственно размеры сверхзвуковой зоны сокращаются. Из-за уменьшения числа M перед скачком S его интенсивность снижается. По этой причине возрастает коэффициент σ_{vh} вследствие повышения коэффициента $\sigma_{п, д}$, характеризующего потери полного давления в скачке S .

В тот момент, когда скачок S достигает горла, сверхзвуковая зона в канале за горлом исчезает и течение всюду становится до-

звуковым. Воздухозаборник переходит на критический режим работы.

Заметим, что во всем диапазоне сверхкритических режимов работы воздухозаборника, характеризующихся наличием сверхзвуковой зоны за горлом, течение на входе в воздухозаборник при его дросселировании сохраняется неизменным ($M_H = \text{const}$). Следовательно, остаются постоянными как абсолютный расход воздуха, так и коэффициент расхода ϕ . Неизменным остается также коэффициент внешнего сопротивления воздухозаборника $c_{x_{vh}}$. Уменьшение же скорости за воздухозаборником (на входе в двигатель) компенсируется в данном случае повышением плотности воздуха за счет уменьшения потерь в скачке за горлом.

Как видно из рис. 9.22, б, на сверхкритических режимах работы воздухозаборника коэффициенты ϕ и $c_{x_{vh}}$ остаются неизменными, а коэффициент σ_{vh} увеличивается при уменьшении $q(\lambda_v)$. Критический режим на рис. 9.22, б отмечен точками k .

При еще большем прикрытии дросселя повышение противодавления начинает передаваться по дозвуковому потоку к системе скачков уплотнения и приводит к появлению (перемещению) головной волны перед плоскостью входа. Воздухозаборник переходит на докритические режимы работы. Головная волна по мере увеличения степени дросселирования начинает отходить от плоскости входа, перемещаясь навстречу набегающему потоку (из положения 3 в положение 4). Следовательно, начинает снижаться расход воздуха через воздухозаборник. При этом уменьшается площадь F_H входящей струи тока, а следовательно, и коэффициент расхода ϕ . Коэффициент же лобового сопротивления начинает возрастать, что обусловлено появлением (или увеличением) дополнительного сопротивления из-за снижения коэффициента расхода и возрастанием сопротивления обечайки, так как на ее внешнюю поверхность начинает действовать более высокое давление за головной волной. Коэффициент σ_{vh} при переходе на докритические режимы изменяется мало. Он вначале обычно несколько увеличивается, так как с уменьшением расхода воздуха через воздухозаборник снижаются скорости воздуха в его внутреннем канале и потери от трения. Но при дальнейшем дросселировании головная волна удаляется от плоскости входа настолько значительно, что начинает разрушать систему косых скачков и коэффициент σ_{vh} может начать снижаться.

Значительное удаление головной волны от плоскости входа вызывает возникновение неустойчивой работы воздухозаборника, называемой *помпажом*. На рис. 9.22 этот режим отмечен точками n (помпаж). При сверхкритических режимах работы воздухозаборника значительное увеличение относительной плотности тока $q(\lambda_v)$ вызывает высокочастотные пульсации потока, получившие название «зуда» (точки $з$).

Влияние изменения углов атаки и скольжения. Изменение углов атаки и скольжения оказывает значительное влияние на характеристики и запас устойчивости сверхзвуковых воздухозабор-

ников. В значительной степени характер этого влияния зависит от схемы воздухозаборника и его компоновки.

Наиболее сильное влияние изменения углов атаки α на данные сверхзвуковых входных устройств наблюдается у осесимметричных воздухозаборников. Нарушение симметрии потока при косом обдуве приводит к различию в картине их сверхзвукового обтекания на наветренной и подветренной сторонах (рис. 9.23, а). В верхней (подветренной) части углы наклона косых скачков по

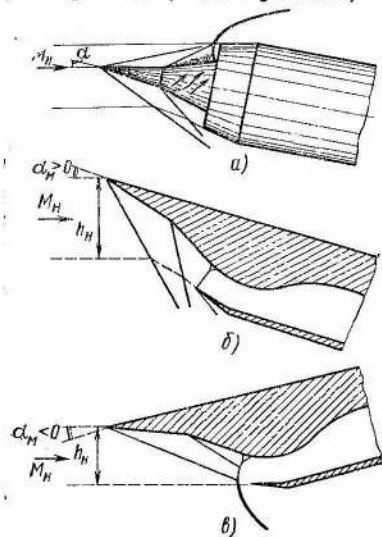


Рис. 9.23. Обтекание воздухозаборников на углах атаки:

а — осесимметричного; б — плоского при $\alpha_N > 0$; в — плоского при $\alpha_N < 0$ (α_N — местный угол атаки)

отношению к набегающему потоку уменьшаются и снижается их интенсивность. Вследствие этого уменьшается сжатие потока в косых скачках, увеличивается число M за системой косых скачков и возникает интенсивная головная волна перед входом во внутренний канал воздухозаборника. В нижней (наветренной) части углы наклона косых скачков и их интенсивность повышаются. Это приводит к более сильному возрастанию давления на нижней поверхности центрального тела, чем на верхней. Возникает перетекание воздуха снизу вверх, а при $\alpha > 5-10^\circ$ это приводит к утолщению и отрыву пограничного слоя на подветренной стороне центрального тела. В результате возникает значительная окружающая неравномерность потока, происходит снижение коэффициентов φ и $\sigma_{вх}$ и уменьшение запаса устойчивости воздухозаборника. При этом значи-

тельно снижаются расход воздуха через двигатель и его тяга.

Следует заметить, что изменение направления потока, обтекающего воздухозаборник, в точности соответствует изменению угла атаки только у лобовых воздухозаборников. У боковых воздухозаборников обычно такого соответствия не наблюдается. При подкрыльевом расположении входных устройств, как, например, на самолетах Ту-144, изменение угла атаки приводит к весьма малому изменению угла набегающего потока на воздухозаборник. Помимо этого, вследствие повышения интенсивности скачка уплотнения, отходящего от крыла, снижается число M перед воздухозаборником, что может привести даже к увеличению $\sigma_{вх}$ у таких входных устройств.

При расположении входных устройств у боковых поверхностей фюзеляжа изменение фактических углов набегающего потока на воздухозаборник в ряде случаев оказывается большим, чем изменение углов атаки самолета из-за местных возмущений потока, созда-

ваемых фюзеляжем (на фюзеляже поток перетекает снизу вверх). Кроме того, в отличие от лобовых воздухозаборников, здесь поток является неравномерным. У плоских воздухозаборников существенную роль играет в этом случае расположение клина по отношению к набегающему потоку.

При горизонтальном расположении клина (см. рис. 9.9, д) изменение угла атаки ведет к изменению углов наклона косых скачков. Переход на небольшие положительные углы атаки в этом случае может даже улучшать характеристики воздухозаборника. Это объясняется тем, что вызываемое этим увеличение наклона косых скачков (рис. 9.23, б) приводит к возрастанию коэффициента расхода φ , а также к снижению числа M перед головной волной и потерь в ней, что дает увеличение коэффициента $\sigma_{вх}$. Коэффициент расхода при этом может стать даже большим единицы из-за увеличения h_N . Но при более значительном возрастании углов атаки чрезмерное увеличение пропускной способности косых скачков вызывает переполнение воздухозаборника воздухом и снижение запаса его устойчивости, а сильное повышение интенсивности косых скачков приводит уже к увеличению потерь в них и к снижению $\sigma_{вх \max}$.

На углах атаки и больших числах M полета у рассматриваемых входных устройств может наблюдаться попадание в воздухозаборник вихревой пелены, т. е. пограничного слоя, отрывающегося от нижней поверхности фюзеляжа из-за воздействия на него головной волны от воздухозаборника. При этом возникают сильные пульсации давления в воздухозаборнике, приводящие к тряске самолета.

Более неблагоприятным у таких воздухозаборников оказывается переход на отрицательные углы атаки. При этом уменьшаются углы наклона и интенсивность косых скачков, что приводит к значительному увеличению интенсивности головной волны, к уменьшению коэффициентов φ и $\sigma_{вх}$ и к существенному возрастанию неравномерности и пульсаций потока на выходе из воздухозаборника. Запас устойчивости воздухозаборника резко снижается. Это может явиться причиной ограничений режимов полета самолета с большими отрицательными перегрузками. А у самолета F-15 по этой причине весь воздухозаборник с горизонтально расположенным клином выполнен поворотным и регулируется по углу атаки самолета.

При вертикальном расположении клина (см. рис. 9.9, е) изменение углов атаки самолета также оказывает сильное влияние на характеристики воздухозаборников. В этом случае косой обдув вызывает искажение структуры потока и его срыв с горизонтально расположенных наветренных боковых стенок канала. Это приводит к снижению коэффициентов $\sigma_{вх}$ и φ , к уменьшению запаса устойчивости воздухозаборника и к возрастанию неравномерности и пульсаций потока на входе в двигатель. Конструктивными мерами для снижения влияния углов атаки на характеристики воздухозаборника в этом случае служат горизон-

тально расположенные перегородки в передней части канала воздухозаборника.

Изменение углов скольжения также неблагоприятно сказывается на работе боковых воздухозаборников в основном из-за срыва потока с фюзеляжа и попадания его в воздухозаборник, расположенный с подветренной стороны.

Для улучшения условий работы лобовых и боковых воздухозаборников на углах атаки обычно геометрическая ось воздухозаборников делается наклоненной на угол $-2 \dots -4^\circ$ по отношению к строительной оси самолета. Такое «заклинивание» воздухозаборника позволяет снизить угол скоса потока, набегающего на воздухозаборник, при полетах с большими положительными углами атаки.

Чтобы не допускать снижения коэффициента запаса устойчивости воздухозаборника при полете самолета с большими углами атаки применяют специальное их регулирование, обеспечивающее дополнительное выдвижение конуса у осесимметричного или клина у плоского воздухозаборника. Часто такое регулирование осуществляется путем взаимосвязи указанных регулируемых элементов с положением стабилизатора, поскольку между углами атаки самолета и углами отклонения стабилизатора имеется прямая зависимость.

9.8. ПОМПАЖ И «ЗУД» СВЕРХЗВУКОВЫХ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВ

Помпаж входных устройств возможен при сверхзвуковых скоростях полета и на таких режимах, при которых либо мала пропускная способность двигателя, либо чрезмерно велика пропускная способность воздухозаборника. При этих условиях происходит перепополнение внутреннего канала воздухозаборника воздухом, что приводит к потере газодинамической устойчивости течения. Помпаж проявляется в том, что возникают колебания давления и расхода воздуха по всему газозвдушному тракту силовой установки. Эти колебания отличаются большой амплитудой и малой частотой. Частота колебаний зависит от размеров воздухозаборника и объема каналов, подводящих воздух к двигателю, и обычно лежит в пределах от 2 до 15 Гц. Амплитуда колебаний параметров газового потока при помпаже увеличивается с ростом числа M полета. При больших числах M полета ($M_H = 2,0 \dots 2,5$) относительная амплитуда колебаний давлений при помпаже на выходе из воздухозаборника $\delta p^* = (p^*_{\max} - p^*_{\min}) / p^*_{\text{ср}}$ может достигать до 30—40%. При меньших числах M полета интенсивность пульсаций потока при помпаже снижается, а при $M_H < 1,6$ помпаж обычно не наблюдается.

В условиях эксплуатации силовых установок помпаж воздухозаборника недопустим. Резкие колебания давления и расхода воздуха могут вызвать помпаж компрессора и, как следствие, недопустимое повышение температуры газа перед турбиной (ее пере-

грев) или самовыключение двигателя. При этом, опасные последствия помпажа воздухозаборника усиливаются при увеличении числа M полета.

Перепополнение канала воздухозаборника сжатым воздухом вначале приводит к образованию головной волны перед обечайкой. Эта головная волна, перемещаясь против потока, все больше разрушает систему косых скачков уплотнения. Поток за головной волной становится резко неравномерным. Причина возникновения этой неравномерности состоит в том, что в тех струях тока, которые проходят только через головную волну, создаются более высо-

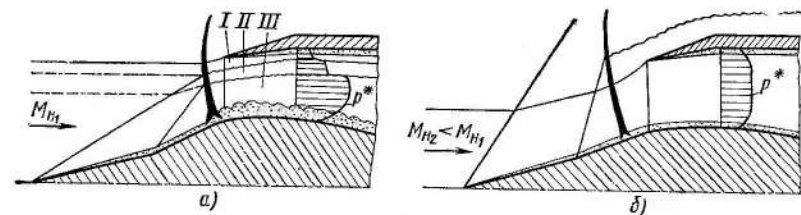


Рис. 9.24. Развитие неравномерности потока при удалении головной волны от плоскости входа

кие потери полного давления, чем в других струях, для которых еще сохраняются остатки системы скачков уплотнения. Это, как видно, из рис. 9.24, а вызывает для потока, проходящего в периферийной зоне I, снижение полного давления. Полное давление резко падает также в непосредственной близости от поверхности торможения, где головная волна, взаимодействуя с пограничным слоем, вызывает отрыв потока. Перемещение головной волны против потока приводит к увеличению размеров зоны отрыва.

По указанной причине образуются отдельные струи тока с полным давлением более низким, чем среднее давление за воздухозаборником. По этим струям происходит прорыв воздуха и выброс его из канала воздухозаборника наружу. Втекание воздуха во входной канал прекращается. Головная волна быстро перемещается против потока, разрушая всю систему скачков, а за ней образуется дозвуковая зона с полным давлением, более низким, чем полное давление в канале.

Воздух из канала начинает вытекать через входное отверстие наружу (в зону, где давление ниже, чем в канале) и одновременно продолжает поступать в двигатель. Происходит процесс опорожнения канала воздухозаборника — давление в нем быстро падает. Когда полное давление в канале становится меньшим, чем в зоне за головной волной, истечение наружу через входное отверстие прекращается. С этого момента начинается быстрое обратное перемещение головной волны к плоскости входа и восстановление сверхзвукового течения на входе. Головная волна, движущаяся по направлению потока, из-за низкого противодавления за

воздухозаборником не задерживается у плоскости входа, а проходит внутрь канала, где превращается в скачок S , ограничивающий сверхзвуковую зону, образующуюся за горлом. Этот процесс «проглатывания» головной волны протекает почти мгновенно и давление в канале за столь короткое время не успевает измениться.

На новом режиме количество воздуха, втекающего в воздухозаборник, превышает количество воздуха, поступающего в двигатель, так как расход воздуха через двигатель в этот момент времени снижается в соответствии с более низким давлением на входе в него. В результате канал начинает наполняться, давление в нем возрастает. Под действием возрастающего давления скачок S , ограничивающий сверхзвуковую зону,

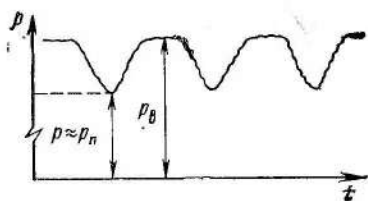


Рис. 9.25. Колебание давления p_n за воздухозаборником во времени при помпаже воздухозаборника

перемещается к горлу. При увеличении давления в канале до некоторого критического значения вновь образуется головная волна, которая движется с большой скоростью навстречу набегающему потоку и вызывает повторное блокирование входа. Цикл повторяется.

Изменение давления в канале воздухозаборника во времени имеет при этом вид, показанный на рис. 9.25. Давление при истечении из канала падает до значения, близкого к давлению за прямым скачком при заданном числе M полета, а затем при наполнении восстанавливается до уровня, имевшего место до возникновения помпажа. Чем выше число M полета, тем, очевидно, больше должна быть амплитуда колебаний давления при помпаже. Чем больший объем имеет внутренний канал, тем больше требуется времени для его опорожнения и наполнения, тем больше период и амплитуда колебаний.

При уменьшении M_H косые скачки располагаются более полого (рис. 9.24, б), что обеспечивает возможность движения головной волны против потока в некотором диапазоне чисел M полета без разрушения косых скачков, а уменьшение интенсивности головной волны снижает вероятность отрыва потока с поверхности торможения. Поэтому с уменьшением M_H запас устойчивости повышается.

Такой характер процессов при помпаже воздухозаборника установлен на основании анализа осциллограмм давлений и картин течения, полученных с помощью высокоскоростных киносъемок.

Возникновению помпажа воздухозаборника на самолете способствуют все факторы, приводящие к переполнению входного канала двигателя. Для устранения помпажа необходимо уменьшить противодавление за воздухозаборником, что может быть сделано выпуском избытка воздуха из воздухозаборника во внешний поток через створки перепуска, переводом двигателя на

режим с большим расходом воздуха путем увеличения частоты вращения, а также соответствующим снижением пропускной способности воздухозаборника с помощью его регулирования. Эффективным средством прекращения помпажа воздухозаборника является также снижение скорости полета самолета, поскольку при этом возрастает пропускная способность двигателя и снижается располагаемый расход воздухозаборника.

«Зуд» входных устройств наблюдается при значительном снижении противодавления за воздухозаборником по сравнению с расчетным значением. Такое явление возникает всякий раз, когда пропускная способность воздухозаборника оказывается меньшей, чем требуется для двигателя. В этом случае интенсивность скачка S , возникающего в канале за горлом, сильно возрастает, поэтому увеличивается перепад давлений на этом скачке, а сам он перемещается вниз по потоку. Скачок взаимодействует с нарощим по длине канала пограничным слоем, что приводит к возникновению периодических отрывов потока от стенок канала из-под основания скачка. В результате возбуждаются высокочастотные пульсации потока газа с широким спектром частоты колебаний (от нескольких десятков до нескольких сотен герц) и с амплитудой, много меньшей, чем при помпажных колебаниях. Интенсивность пульсаций при «зуде» мало зависит от M_H и определяется режимом двигателя (противодавлением).

Взаимодействие скачка с пограничным слоем может дать пульсационный режим течения не только в конце внутреннего канала, но также и на поверхности торможения в местах образования косых скачков или прямого скачка при достаточно развитом пограничном слое.

Высокочастотные колебания воздушного потока, возникающие при «зуде», оказывают неприятное физиологическое воздействие на летчика. Возникающие пульсации давлений снижают запас устойчивости компрессора. Вибрации при «зуде» могут нарушить нормальную работу оборудования, расположенного вблизи входного устройства. Но «зуд» менее опасен, чем помпаж, и может допускаться в эксплуатации на некоторых режимах (в целях повышения запаса устойчивости воздухозаборника по помпажу).

9.9. ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХЗВУКОВЫХ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВ

Характеристиками сверхзвукового входного устройства называются зависимости параметров, характеризующих его эффективность, а именно, коэффициентов сохранения полного давления, сопротивления и расхода, от параметров, определяющих режим его работы. Режим работы воздухозаборника зависит от относительной плотности тока $q(\lambda_n)$ на выходе, числа M полета и угла атаки. Заметим, что изменение числа Re практически не оказывает влияния на характеристики сверхзвуковых воздухозаборников вследствие высоких его значений ($Re > Re_{кр} \approx 10^6$).

Наиболее достоверным способом получения характеристик сверхзвуковых воздухозаборников является их экспериментальное определение на специальных стендах.

Характеристики нерегулируемого воздухозаборника с внешним сжатием при $\alpha=0$ даны на рис. 9.26. Они представляют собой совокупность всех возможных режимов его работы, включая границы помпажа и «зуда». Штрихпунктиром показана линия критиче-

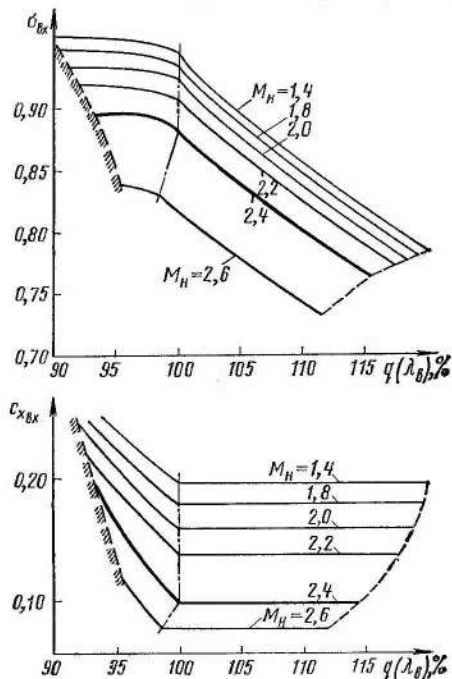


Рис. 9.26. Характеристики нерегулируемого воздухозаборника с внешним сжатием по $q(\lambda_v)$

ских режимов. Вправо от нее лежит область сверхкритических режимов, ограниченная линией начала «зуда», влево — область докритических режимов, ограниченная линией начала помпажа воздухозаборника.

Особенности работы воздухозаборника на нерасчетных режимах, рассмотренные выше, позволяют объяснить протекание этих характеристик. Влияние дросселирования на протекание зависимостей σ_{vk} и $c_{x,vk}$ от $q(\lambda_v)$ было объяснено в подразд. 9.7. При всех числах M полета качественно оно одинаково.

В области сверхкритических режимов работы воздухозаборника при постоянном числе M полета σ_{vk} изменяется обратно пропорционально относительной плотности тока, т. е. подчиняется условию

$$\sigma_{vk} q(\lambda_v) = \text{const}, \quad (9.15)$$

представляющему собой в координатах σ_{vk} и $q(\lambda_v)$ уравнение гиперболы.

Это следует из равенства расходов воздуха на любых двух сверхкритических режимах работы данного (нерегулируемого) воздухозаборника при $M_H = \text{const}$, согласно которому (применительно к сечению «в»)

$$m_v \frac{P_v^*}{\sqrt{T_v^*}} F_v q(\lambda_v) = m_v \frac{P_v^{*'}}{\sqrt{T_v^{*'}}} F_v q(\lambda_v)' = \text{const}. \quad (9.16)$$

Разделив обе части этого равенства на ρ_H^* и учитывая, что $T_v^* = T_v^{*'}$, получим

$$\sigma_{vk} q(\lambda_v) = \sigma_{vk}' q(\lambda_v)',$$

откуда и следует справедливость уравнения (9.15).

Рассмотрим влияние числа M полета на протекание характеристик. Как видно из рис. 9.26, при постоянном значении $q(\lambda_v)$ коэффициент σ_{vk} получается тем более высоким, чем меньше число M полета. Это объясняется снижением интенсивности скачков уплотнения и уменьшением потерь в них при торможении потока от меньшего начального значения числа M_H . Коэффициент $c_{x,vk}$ при уменьшении числа M полета возрастает. Это связано со снижением коэффициента расхода, а следовательно, с увеличением дополнительного сопротивления. Особенно интенсивный рост $c_{x,vk}$ при уменьшении M_H наблюдается с момента запирания горла, которое у данного воздухозаборника происходит при $M_H \leq 2.4$. Линия критических режимов в области запирания горла располагается вертикально, а при более высоких M_H значения $q(\lambda_v)'$, соответствующие критическим режимам, уменьшаются при увеличении числа M полета.

Характеристики входных устройств удобно изображать также в виде зависимостей σ_{vk} и $c_{x,vk}$ от коэффициента расхода φ (рис. 9.27). Характеристики воздухозаборника внешнего сжатия в этих координатах имеет две ветви: пологую, соответствующую докритическим режимам течения, которая обычно располагается почти горизонтально, и вертикальную, относящуюся к сверхкритическим режимам (так как на этих режимах $\varphi = \text{const}$). Скругление в месте сопряжения указанных ветвей условно называют «угловой точкой» характеристики. Эта область характеристики является наиболее выгодной для согласования воздухозаборника с двигателем, так как здесь высокие значения σ_{vk} сочетаются со значительными запасами устойчивости. Точки k соответствуют критическим режимам, точки n — относятся к границе помпажа, а $з$ — к границе зуда.

Уменьшение протяженности пологих ветвей характеристик при увеличении M_H объясняется тем, что на больших M_H движение головной волны против потока практически сразу же приводит к разрушению косых скачков уплотнения и к разделению струи входящего во внутренний канал воздуха на зоны с различным уровнем

нем полного давления (см. рис. 9.24, а), а интенсивность головной волны здесь является достаточной, чтобы вызвать отрыв потока на поверхности торможения. При пониженных M_H интенсивность головной волны уменьшается и становится недостаточной для отрыва пограничного слоя, а головная волна имеет возможность более значительного перемещения навстречу потоку без разрушения косых скачков (см. рис. 9.24, б).

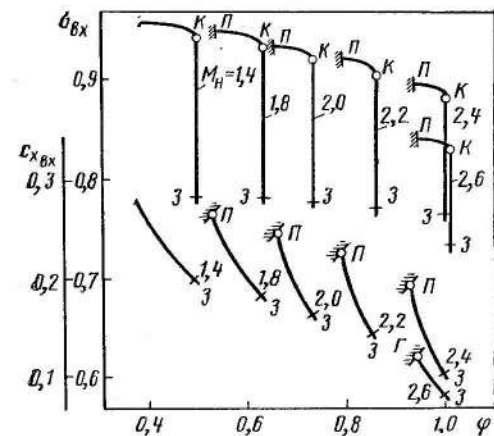


Рис. 9.27. Характеристики нерегулируемого воздухозаборника по φ

Протяженность пологих ветвей характеристик значительно увеличивается при применении слива пограничного слоя, особенно при больших M_H , так как при этом уменьшаются размеры зоны отрыва потока с поверхности торможения из-под разветвления головной волны.

Запас устойчивости входного устройства определяется при каждом числе M_H из соотношения

$$\Delta K_{y.vx} = \left(\frac{\pi_{vx.r/q} (\lambda_v)_r}{\pi_{vx/q} (\lambda_v)} - 1 \right) 100\%.$$

Так как при заданном числе M полета π_{vx} пропорционально σ_{vx} , а $q(\lambda_v)$ пропорционально коэффициенту расхода φ , то

$$\Delta K_{y.vx} = \left(\frac{\sigma_{vx.r/\varphi_r}}{\sigma_{vx/\varphi}} - 1 \right) 100\%, \quad (9.17)$$

где индексом «г» обозначены параметры на границе устойчивых режимов работы входного устройства.

Соответственно коэффициент устойчивости входного устройства

$$K_{y.vx} = \frac{\pi_{vx.r/q} (\lambda_v)_r}{\pi_{vx/q} (\lambda_v)} = 1 + \frac{\Delta K_{y.vx}}{100}.$$

Если рассматривать характеристики воздухозаборника в виде зависимостей $\sigma_{vx} = f(\varphi)$, то σ_{vx}/φ пропорционально тангенсу угла наклона луча, проведенного из начала координат, и $K_{y.vx}$ характеризует при заданном числе M полета удаление рабочего режима воздухозаборника от границы помпажа.

На рис. 9.28 показано протекание характеристик плоского сверхзвукового воздухозаборника внешнего сжатия с горизонтальным расположением клина при $M_H = \text{const}$ на различных углах атаки. Как видно, вначале при небольшом увеличении угла атаки

дроссельные характеристики воздухозаборника смещаются вправо вверх, т. е. у них увеличиваются одновременно $\varphi_{\max}$ и $\sigma_{vx \max}$. При больших положительных углах атаки, несмотря на продолжающееся увеличение $\varphi_{\max}$, снижается $\sigma_{vx \max}$ и протяженность пологих ветвей характеристики. При отрицательных углах атаки одновременно уменьшаются как $\varphi_{\max}$, так и $\sigma_{vx \max}$, а пологая ветвь характеристики практически исчезает. Это означает, что эффективность воздухозаборника здесь существенно ухудшается и он может устойчиво работать только на сверхкритических режимах.

Заметим, что характеристики воздухозаборников смешанного и внутреннего сжатия терпят разрыв при переходе из сверхкритической области в докритическую: коэффициенты σ_{rx} и φ скачкообразно уменьшаются. При этом в диапазоне чисел M полета, в котором площадь горла меньше потребной для запуска, обратный переход в сверхкритическую область становится невозможен без специального регулирования.

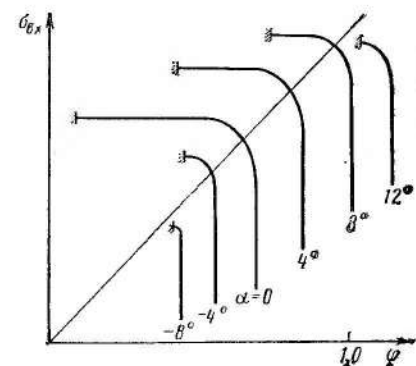


Рис. 9.28. Влияние угла атаки α на протекание характеристик нерегулируемого воздухозаборника при $M_H = \text{const}$

9.10. РЕГУЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВ

Задача регулирования сверхзвуковых входных устройств состоит в том, чтобы обеспечить такое согласование работы входного устройства и двигателя, при котором эффективная тяга силовой установки достигала бы максимально возможных значений на всех основных режимах полета при достаточных для надежной эксплуатации запасах устойчивости.

Существует большое количество различных способов регулирования сверхзвуковых входных устройств. Основными из них являются: изменение величины площади горла, осевое перемещение поверхности торможения или изменение углов наклона ее образующей, изменение площади входа (угла наклона обечайки), применение различных средств перепуска воздуха.

Выбор способа регулирования входного устройства зависит от его схемы, диапазона возможных режимов полета и от особенностей расходных характеристик двигателя. Для ГТД они представляют собой зависимости относительной плотности тока $q(\lambda_v)$ на входе в компрессор от приведенной частоты вращения ротора двигателя.

Обычно программа регулирования входного устройства подбирается под заданные расходные характеристики двигателя. С этой

целью вначале определяются требуемые значения коэффициентов расхода и площади горла на различных режимах полета и режимах работы двигателя. Эти требуемые значения параметров входного устройства обеспечиваются затем надлежащим регулированием расположения скачков уплотнения, площади горла и количества перепускаемого воздуха.

Потребный коэффициент расхода находят из уравнения расхода для сечений $H-H$ и $г-г$ (см. рис. 9.11). Это уравнение, представляющее собой условие совместной работы входного

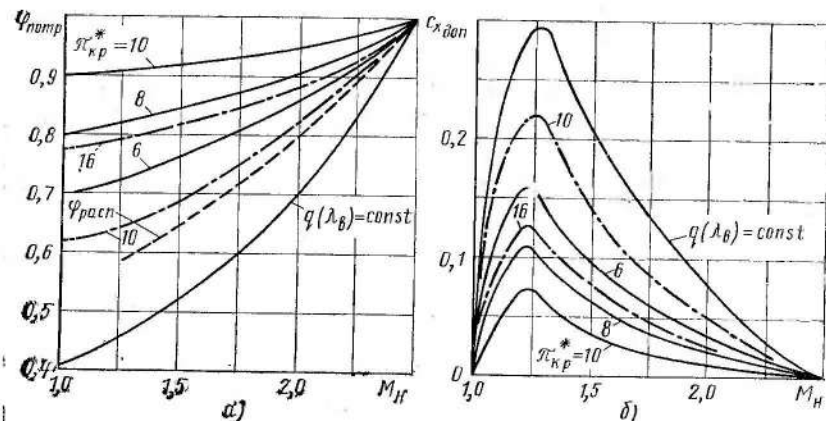


Рис. 9.29. Зависимости $\varphi_{потр}$ и $c_{x доп}$ от M_H для двигателей с различными $\pi_{к.р}^*$.

— для нерегулируемого компрессора; - - - для регулируемого компрессора

устройства и двигателя, при отсутствии перепуска воздуха ($G_{в. пер} = 0$) может быть записано следующим образом:

$$\frac{P_H^*}{\sqrt{T_H}} q(\lambda_H) F_H = \frac{P_B^*}{\sqrt{T_B}} q(\lambda_B) F_B. \quad (9.18)$$

Разделив обе части уравнения (9.18) на площадь $F_{вх}$, учитывая, что $F_H/F_{вх} = \varphi$, $P_B^*/P_H^* = \sigma_{вх}$ и, обозначив $F_B/F_{вх} = \bar{F}_B$, получим

$$\varphi_{потр} = \sigma_{вх} \frac{q(\lambda_B)}{q(\lambda_H)} \bar{F}_B. \quad (9.19)$$

По формуле (9.19), зная число M полета, т. е. $q(\lambda_H)$, определив для соответствующего режима работы двигателя $q(\lambda_B)$ и оценив максимально возможное для каждого заданного режима полета значение $\sigma_{вх}$, например, по формуле (9.14), можно вычислить потребный коэффициент расхода $\varphi_{потр}$.

Значение $\varphi_{потр}$ зависит от целого ряда факторов и, в первую очередь, от расчетного числа M полета и расходных характеристик двигателя. На рис. 9.29, а в качестве примера показаны за-

висимости $\varphi_{потр}$ от числа M полета при $M_{р. вх} = 2,5$ и $H \geq 11$ км для нескольких ТРД, имеющих различные значения расчетной степени повышения давления воздуха при постоянной частоте вращения ротора двигателя. Зависимость коэффициента $\sigma_{вх}$ от числа M полета в этих расчетах принята для всех случаев одинаковой (стандартной).

Как видно, $\varphi_{потр}$ для ТРД снижается при уменьшении числа M полета. При увеличении $\pi_{к.р}^*$ это снижение происходит медленнее, что объясняется влиянием $\pi_{к.р}^*$ на протекание расходных характеристик двигателя.

Для сравнения на рис. 9.29, а пунктиром показано протекание $\varphi_{потр}$ для осесимметричного нерегулируемого воздухозаборника (при $\beta_c = 25^\circ$), определенного по пропускной способности системы скачков. Как видно, при высоких $\pi_{к.р}^*$, характерных для современных ТРД, требуемые значения коэффициентов расхода значительно превышают располагаемые. Регулирование должно обеспечивать в данном случае возможность увеличения значений $\varphi_{расп}$ до $\varphi_{потр}$, т. е. повышать пропускную способность системы скачков уплотнения при уменьшении числа M полета.

На рис. 9.29, б показаны значения коэффициентов дополнительного сопротивления (для трехскачкового осесимметричного регулируемого воздухозаборника, имеющего $\beta_c = 25^\circ$), определенные по значениям $\varphi_{потр}$, указанным на рис. 9.29, а. Как видно, чем сильнее снижается $\varphi_{потр}$ при уменьшении числа M полета, тем более значительным оказывается дополнительное сопротивление, причем максимальное значение его достигается при $M_H = 1,2 \dots 1,3$. Заметим, что при увеличении $M_{р. вх}$ значения $\varphi_{потр}$ снижаются, а соответствующие им значения $c_{x доп}$ возрастают.

Потребную площадь горла определяют по уравнению расхода, составленному для сечений $H-H$ и $г-г$, которое с учетом формул (9.8) и (9.13) при $\varphi = \varphi_{потр}$ принимает вид

$$\bar{F}_{г. потр} = K_r \bar{F}_{г. орг} = K_r \frac{\varphi_{потр}}{\sigma_m} q(\lambda_H). \quad (9.20)$$

Если учесть далее, что $\varphi_{потр}$ определяется по формуле (9.19), с учетом (9.14) получим

$$\bar{F}_{г. потр} = \sigma_{п.г} \sigma_{п.д} \sigma_{тр} K_r q(\lambda_B) \bar{F}_B. \quad (9.21)$$

Подставляя сюда рекомендованные ранее значения для K_r и произведения $\sigma_{п.г} \sigma_{п.д} \sigma_{тр}$, для приближенных расчетов получим следующую формулу:

$$\bar{F}_{г. потр} \approx q(\lambda_B) \bar{F}_B. \quad (9.22)$$

Подсчитанные по этой формуле значения $\bar{F}_{г. потр}$ для рассматриваемых ранее ТРД, имеющих различные $\pi_{к.р}^*$, даны на рис. 9.30. Из рисунка видно, что во всех случаях требуется увеличи-

вать площадь горла при уменьшении числа M полета, причем необходимое ее изменение тем больше, чем выше $\pi_{к.р}^*$. Это объясняется тем, что $q(\lambda_{в})$ при высоких $\pi_{к.р}^*$ возрастает более интенсивно при уменьшении числа M полета. Площадь горла не требует регулирования лишь в том случае, когда $q(\lambda_{в}) = \text{const}$.

Аналогичным способом может быть определен необходимый диапазон регулирования сверхзвуковых воздухозаборников в зависимости от степени дросселирования двигателя. В этом случае уменьшение, например, частоты вращения ротора ТРД будет требовать снижения потребных значений как коэффициента расхода, так и площади горла.

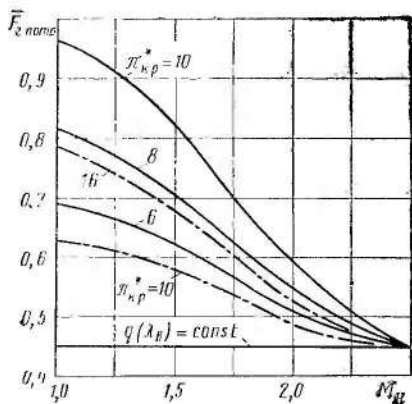


Рис. 9.30. Изменение потребной площади горла:

— для нерегулируемого компрессора;
--- для регулируемого компрессора

теля. Снижение, например, температуры T_n приводит к увеличению $q(\lambda_{в})$, что требует в соответствии с формулами (9.19) и (9.22) увеличения пропускной способности системы скачков $\Phi_{потр}$ и площади горла $F_{г. потр}$.

При увеличении углов атаки (скольжения) основная задача регулирования состоит в обеспечении достаточных запасов устойчивости воздухозаборника и, если это возможно, в предотвращении значительного снижения эффективной тяги силовой установки.

Рассмотрим, какими способами осуществляется регулирование плоских и осесимметричных воздухозаборников.

Регулирование плоского входного устройства. Схема такого воздухозаборника показана на рис. 9.31. Поверхность торможения воздухозаборника образована двумя плоскими панелями 1 и 2. Панель 1 первой грани клина, составляющая угол β_1 с направлением полета, обычно выполняется неподвижной. К ней присоединяется на шарнирах одна или несколько подвижных панелей, образующих продолжение поверхности торможения и переходящих далее в стенку внутреннего канала. В рассматриваемой схеме панель 2 служит второй гранью клина, которая с первой

Итак, по формулам (9.19) и (9.22) можно определить закон изменения потребных значений коэффициента расхода и площади горла. Как видно, у ТРД при уменьшении числа M полета по сравнению с расчетным необходимо увеличивать площадь горла и повышать пропускную способность системы скачков. При уменьшении же частоты вращения необходимо как площадь горла, так и пропускную способность системы скачков снижать.

Изменение температуры окружающего воздуха также вызывает рассогласование режимов работы воздухозаборника и двига-

тельную образует изменяемый угол β_2 . Горло в этом случае образуется внутренней поверхностью обечайки и внешней поверхностью панелей 3 и 4, которые соединены между собой телескопически и, кроме того, шарнирно связаны с подвижными панелями 2 и 5. Панель 5 шарнирно связана с основанием входного канала.

Образованный таким способом панельно-шарнирный механизм обеспечивает возможность одновременного изменения площади горла и угла β_c за счет плоскопараллельного перемещения панелей 3 и 4 и поворота панели 2 относительно панели 1.

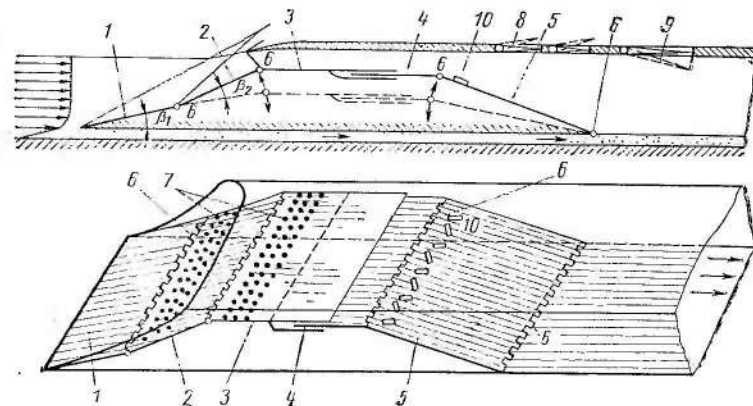


Рис. 9.31. Схема плоского регулируемого воздухозаборника:
1 — неподвижная панель; 2, 3, 4, 5 — подвижные панели; 6 — шарнирные соединения; 7 — перфорация; 8 — перепускные створки; 9 — створки подпитки; 10 — турбулизаторы

Изменение углов наклона косых скачков (одного или нескольких) позволяет при заданном числе M полета изменять расход воздуха через систему скачков уплотнения при сохранении неизменного расположения замыкающего скачка вблизи плоскости входа. Например, при уменьшении угла β_2 коэффициент расхода увеличивается (по сравнению с $\Phi_{расч}$ нерегулируемого воздухозаборника). Это видно из схемы на рис. 9.32. Одновременно увеличивается площадь горла воздухозаборника. Если при уменьшении числа M полета уменьшить угол β_2 , то это и обеспечит как раз требуемое изменение коэффициента расхода и площади горла (их увеличение) для согласования совместной работы воздухозаборника и двигателя.

Влияние регулирования плоского воздухозаборника на протекание его характеристик при $M_H = \text{const}$ показано на рис. 9.33. Как видно, выдвигание клина против расчетного приводит к снижению коэффициента расхода на сверхкритических режимах работы воздухозаборника. Но здесь характерно еще и то, что при выдвигании клина увеличивается $\sigma_{вх. макс.}$. Это объясняется тем, что обычно исходная величина $\beta_{с.р.}$ меньше $\beta_{с. опт.}$. В таком случае увеличение углов β_i наклона панелей ступенчатого клина приводит к

увеличению интенсивности косых скачков и снижению интенсивности замыкающего прямого скачка. И только при очень высоких значениях угла β_c дальнейшее его увеличение уже приводит к уменьшению $\sigma_{вх\max}$. На этом же рисунке показано качественно влияние отсоса пограничного слоя с поверхности торможения и в области горла на протекание дроссельных характеристик воздухо-

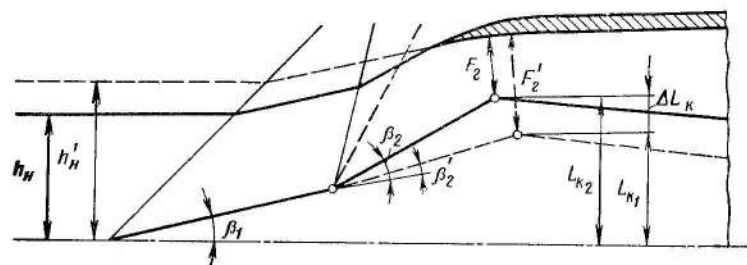


Рис. 9.32. Изменение $\phi_{расп}$ в зависимости от $\beta_2(\beta_c)$

заборника. Под ϕ в данном случае понимается коэффициент расхода, определенный по расходу воздуха на выходе из воздухозаборника. Отсос пограничного слоя с поверхности торможения, несколько снижая коэффициент расхода на сверхкритических режимах работы (на величину отсасываемого воздуха), приводит к увеличению $\sigma_{вх\max}$ и, главное, к существенному увеличению протяженности пологой ветви характеристики. При этом заметно снижается также уровень пульсаций потока за воздухозаборником.

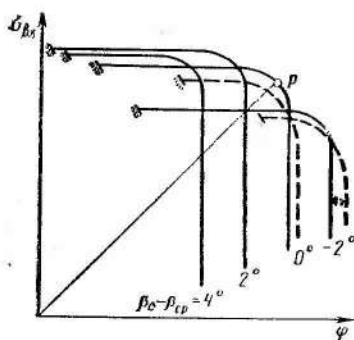


Рис. 9.33. Характеристики регулируемого воздухозаборника при $M_n = \text{const}$:

— с отсосом пограничного слоя;
--- без отсоса

Имея указанные характеристики для различных чисел M полета, можно провести анализ совместных режимов его работы с двигателем и выбрать оптимальную программу регулирования. При этом должны учитываться различные факторы и в первую очередь эффективность работы воздухозаборника, оцениваемая по $\sigma_{вх}$ и $c_{xвх}$, запас его устойчивости $\Delta K_{у.вх}$ и структура потока на выходе из него, влияющая на запас устойчивости компрессора.

На примере типичных для воздухозаборника внешнего сжатия характеристик можно еще раз указать на целесообразность обеспечения режимов его работы в «угловой точке», на участке скругления вертикальной и пологой ветвей (точка P на рис. 9.33). Работа воздухозаборника в указанной области

докритических режимов, близких к критическим, позволяет иметь близкий к максимальному коэффициент $\sigma_{вх}$, а также меньший, чем на критическом режиме, уровень пульсаций потока на выходе из воздухозаборника. Работа воздухозаборника на докритических режимах имеет, правда, и свои недостатки. Это более высокое дополнительное сопротивление и меньший запас устойчивости. Поэтому уход в область глубоких докритических режимов, как и переход на глубокие сверхкритические режимы, является нежелательным. Но переход на сверхкритические режимы может быть необходим, например для кратковременного повышения запаса устой-

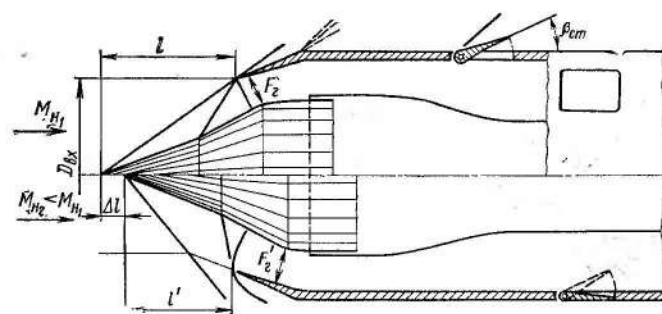


Рис. 9.34. Схема осесимметричного регулируемого воздухозаборника

чивости воздухозаборника при полетах на больших положительных и отрицательных углах атаки, когда протяженность пологой ветви характеристики значительно уменьшается или она вовсе исчезает.

Для обеспечения оптимального согласования работы воздухозаборника и двигателя в более широком диапазоне режимов может оказаться целесообразным иметь в системе регулирования воздухозаборника дополнительно еще и створки для перепуска воздуха. Такие створки, как показано на рис. 9.31, устанавливаются в канале за горлом. При их открытии часть воздуха перепускается во внешний поток. Створки перепуска могут быть использованы также в целях снижения внешнего сопротивления воздухозаборника при сверхзвуковых скоростях полета на числах M полета, меньших $M_{р.вх}$, или при дросселировании двигателя, а также как средство для предотвращения возникновения помпажа воздухозаборника.

Регулирование осесимметричного входного устройства. Схема такого входного устройства показана на рис. 9.34. Регулирование чаще всего осуществляется перемещением центрального тела, сопровождающимся одновременным изменением площади горла, и перепуском воздуха.

Осевое перемещение центрального тела при заданном числе M полета позволяет изменять расход воздуха, а следовательно, и коэффициент расхода воздухозаборника. Если центральное тело

вдвигать внутрь обечайки, расход воздуха через систему скачков будет возрастать. Если это тело выдвигать, располагаемый расход воздуха будет снижаться. Это видно из рис. 9.35, где показано изменение формы струи тока и площади F_H при перемещении центрального тела. Выдвижение его приводит к тому, что косые скачки уплотнения, не изменяя углов наклона и своего взаимного расположения, отодвигаются от плоскости входа, что неизбежно вызывает уменьшение площади F_H входящей в воздухозаборник струи тока и коэффициента расхода ϕ (на рис. 9.35, а площадь F_H ,

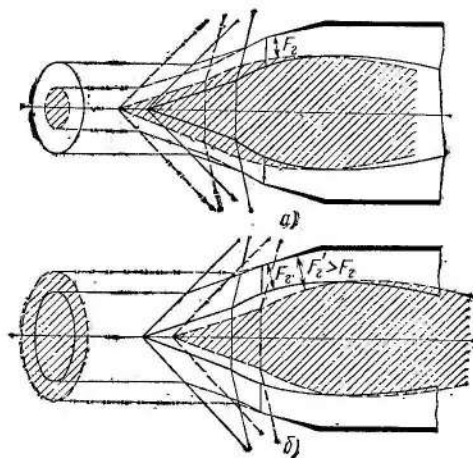


Рис. 9.35. Изменение $\phi_{расп}$ в зависимости от перемещения ступенчатого конуса:

а — при выдвижении; б — при вдвигании

уменьшившаяся после выдвижения центрального тела, заштрихована). При вдвигании центрального тела внутрь обечайки, наоборот, площадь F_H возрастает и коэффициент расхода увеличивается (рис. 9.35, б).

С увеличением коэффициента расхода нужно увеличивать одновременно площадь горла. У осесимметричных воздухозаборников с неизменным диаметром центрального тела независимое перемещение центрального тела и изменение площади горла осуществить практически невозможно. Поэтому в целях регулирования площади горла внутреннюю поверхность обечайки в том

месте, где образуется горло, делают наклонной (конической или профилированной). Тогда при вдвигании, например, центрального тела, т. е. при увеличении $\phi_{расп}$, одновременно увеличивается площадь горла (см. рис. 9.35, б).

Перепуск воздуха в осесимметричных воздухозаборниках преследует те же цели, что и в плоских. Отметим, однако, что диапазон изменения площади горла у осесимметричных воздухозаборников, регулируемых перемещением центрального тела, ограничен конструктивными условиями. Из-за малого возможного диапазона изменения площади горла перепуск воздуха у таких воздухозаборников применяется в основном для согласования режимов работы воздухозаборника и двигателя. В таком случае они выполняют роль противомпажного устройства и иногда их называют *противомпажными створками*.

Влияние регулирования осесимметричного воздухозаборника на протекание его дроссельных характеристик качественно аналогично рассмотренному на рис. 9.33. Для них свойственно, однако, меньшее изменение по $l = l/D_{вх}$ (рис. 9.34) величины $\phi_{вх\max}$.

Осесимметричные воздухозаборники, регулируемые перемещением центрального тела, в конструктивном отношении просты, имеют малую массу и обладают высокой надежностью. Но они достаточно эффективны лишь при относительно небольших расчетных числах M полета ($M_{р. вх} = 2,0 \dots 2,3$). При более высоких числах M полета диапазон возможного регулирования площади горла у них оказывается недостаточным. Кроме того, возникает необходимость перехода от чисто внешнего сжатия сверхзвукового потока к смешанному сжатию. В этом случае с успехом могут применяться плоские регулируемые воздухозаборники. Наряду с этим в настоящее время разрабатываются также осесимметричные

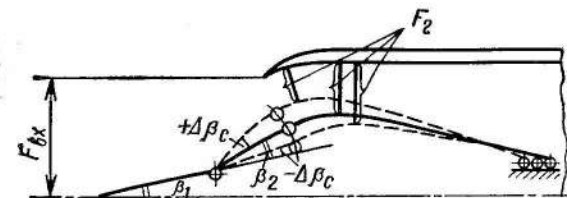


Рис. 9.36. Схема осесимметричного воздухозаборника с изменяемым диаметром центрального тела

воздухозаборники с независимым регулированием площади горла в широких пределах. В конструктивном отношении они оказываются более сложными, но это усложнение может быть оправдано значительным улучшением их характеристик.

На рис. 9.36 изображена схема осесимметричного воздухозаборника, имеющего центральное тело изменяемой формы. Средняя часть центрального тела выполняется из ряда продольных пластин (лепестков), которые могут раскрываться или закрываться и за счет этого изменять площадь горла. При уменьшении диаметра центрального тела одновременно обеспечивается уменьшение угла β_c .

Регулирование сверхзвуковых воздухозаборников осуществляется *автоматической системой регулирования*. Она должна обеспечивать получение высокой эффективной тяги и гарантировать устойчивую работу на всех режимах. Эта задача в зависимости от схемы воздухозаборника и предъявляемых к нему требований может решаться различными способами и в различной степени. В одних случаях для этих целей применяется особая система, учитывающая влияние основных факторов на потребное регулирование воздухозаборника (такие системы регулирования носят название *программных*), в других — в основу регулирования закладывается требование поддержания заданных значений определенных параметров, обеспечивающих работу воздухозаборника вблизи оптимального режима (системы регулирования, выполненные на этой основе, получили название *замкнутых*).

Программные системы регулирования предусматривают наличие счетнорешающих устройств, определяющих оптимальное положение регулирующих органов воздухозаборника в зависимости от числа M полета, высоты полета, частоты вращения ротора, температуры окружающего воздуха и угла набегания потока. В общем случае такая система оказывается достаточно сложной. Поэтому на практике осуществляют регулирование по меньшему числу параметров, каждый из которых учитывает влияние нескольких внешних возмущающих воздействий.

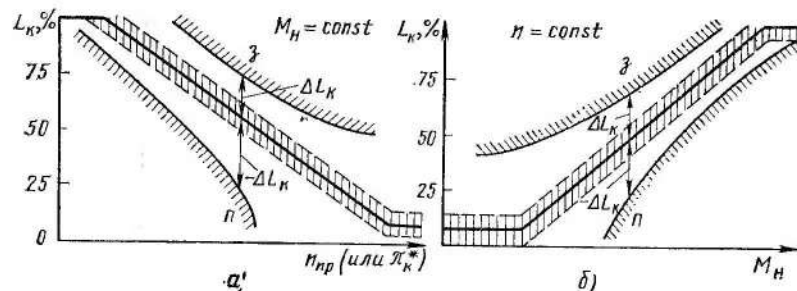


Рис. 9.37. Программа регулирования воздухозаборника:
а—по π_k^* ; б—по M_H

На современных самолетах широкое применение получили программные системы регулирования, в которых перемещение ступенчатого клина (конуса) осуществляется в зависимости от степени повышения давления компрессора π_k^* или от приведенной частоты вращения $n_{пр}$. Это объясняется тем, что влияние частоты вращения, числа M полета, высоты полета и температуры окружающего воздуха на требуемую производительность двигателя наиболее полно учитывается относительной плотностью тока $q(\lambda_v)$ на входе в компрессор. Но $q(\lambda_v)$ в большинстве случаев связана однозначной зависимостью с π_k^* , а также с $n_{пр}$.

Как указывалось, пропускную способность воздухозаборника следует увеличивать при уменьшении числа M полета, при увеличении частоты вращения ротора двигателя, при уменьшении температуры T_H и соответственно при увеличении высоты полета до 11 км. Во всех этих случаях возрастает относительная плотность тока на входе в компрессор и связанная с ним π_k^* . Именно это позволяет использовать параметр π_k^* (или $n_{пр}$) как сигнал для увеличения производительности воздухозаборника.

На рис. 9.37, а показана типичная для сверхзвуковых воздухозаборников программа регулирования, дающая зависимость хода выдвижения штока, управляющего регулируемым клином (конусом), от параметра $n_{пр}$ (или π_k^*). За 100% принято положение штока, соответствующее максимально выпущенному положению клина (конуса). Это положение соответствует максимальному чис-

лу M полета самолета, при котором параметр $n_{пр}$ достигает наименьшего значения. На взлете и при малых скоростях полета, которым соответствуют наиболее высокие значения $n_{пр}$, регулируемые панели полностью убираются, а площадь горла достигает максимума. Здесь же показано взаимное расположение границ «зуда» и помпажа воздухозаборника. Как видно, программа изменения L_k выбирается таким образом, чтобы при каждом числе M полета был достаточный запас устойчивости по помпажу и «зуду». При этом предусматриваются допуски на точность регулирования (заштрихованная полоса на рис. 9.37).

В ряде случаев, в особенности для осесимметричных воздухозаборников, одним выдвижением конуса не удастся обеспечить весь диапазон требуемого регулирования воздухозаборника. В таком случае после полного выдвижения конуса далее, при еще более низких значениях $n_{пр}$ (или π_k^*), согласование работы воздухозаборника и двигателя осуществляется открытием противопомпажных створок.

На рис. 9.37, б рассмотренная программа регулирования воздухозаборника представлена в других координатах — в виде зависимости L_k от числа M_H . Такое перестроение может быть произведено для условия $n = n_{max} = const$, при котором практически существует однозначная связь между $n_{пр}$ и M_H (при $H = const$).

Как видно, для каждого числа M полета отклонение от установленной программы регулирования будет приводить к изменению располагаемых запасов устойчивости воздухозаборника по помпажу и «зуду», которые к тому же уменьшаются при увеличении числа M полета. Обычно запас по помпажу, оцениваемый коэффициентом $\Delta K_{у.вх.}$, при $M_H = 2,0 \dots 2,5$ равен 10—15%. При уменьшении M_H до 1,6—1,7 он увеличивается до 40—50%, а при $M_H < 1,6$ помпаж воздухозаборника не возникает. Для практических целей весьма удобным критерием для оценки запаса устойчивости воздухозаборника может служить ΔL_k (см. рис. 9.37). Дело в том, что для каждого числа M полета определенное выдвижение конуса приводит к помпажу. Этот ход конуса (или ход штока, выдвижающего конус), измеряемый в миллиметрах, может служить мерой оценки запаса устойчивости воздухозаборника, так как он характеризует удаление задаваемого программой положения конуса от границы помпажа ($-\Delta L_k$) или от границы «зуда» ($+\Delta L_k$) воздухозаборника.

Программы регулирования существующих воздухозаборников предусматривают наличие коррекции по углу атаки самолета. При увеличении углов атаки запас устойчивости лобовых и боковых воздухозаборников заметно снижается. Чтобы не допустить возникновения помпажа воздухозаборника, на этих режимах осуществляется ступенчатое или непрерывное выдвижение клина (конуса) по углу атаки, что равносильно уменьшению пропускной способности воздухозаборника при заданной пропускной способности двигателя и снижению противодавления за воздухозаборником. При этом, как показано на рис. 9.38, происходит увеличение угла β_k (или

$I = I/D_{вх}$), а коэффициент $\sigma_{вх}$ уменьшается, что связано с переходом воздухозаборника на сверхкритический режим и сопровождается усилением пульсаций и неравномерности потока перед компрессором. Чрезмерная коррекция клина (конуса) его дополнительным выдвиганием может привести к помпажу компрессора.

Указанное кратковременное повышение запаса устойчивости воздухозаборника при полете на больших углах атаки может производиться также путем открытия противопомпажных створок. В этом случае снижение противодавления за воздухозаборником

и переход его на сверхкритический режим работы осуществляется выпуском некоторого количества воздуха из канала воздухозаборника в окружающую атмосферу, что приводит практически к тем же последствиям в отношении изменения $\sigma_{вх}$ и тяги двигателя.

Замкнутые системы регулирования могут лучше обеспечивать оптимальные условия работы воздухозаборника при различных условиях полета и режимах двигателя, так как они по своей физической сущности обеспечивают поддержание оптимального процесса воздухозаборника. В замкнутых системах регулирования воздухозаборников внешнего сжатия в качестве регулируемых параметров могут быть использованы:

а) поддержание заданной интенсивности скачка S , расположенного за горлом; б) поддержание месторасположения замыкающего прямого скачка (отсутствие в определенном диапазоне чисел M полета выбитой головной волны). Выполнение этих двух условий может быть обеспечено, например, регулированием площади горла и перепуска воздуха.

Окончательный выбор программы регулирования производится после конкретизации принятой системы регулирования и с использованием опытных характеристик конкретного регулируемого воздухозаборника. При этом, естественно, учитываются схема регулирования, управление пограничным слоем, интерференция с планером летательного аппарата и другие факторы. Наличие полей таких характеристик (см. рис. 9.33) и выбранной программы регулирования воздухозаборника позволяет затем построить скоростные характеристики воздухозаборника, под которыми принято понимать зависимости $\sigma_{вх}$ и $c_{xвх}$ от числа M полета. Наличие таких характеристик необходимо для расчета высотно-скоростных характеристик двигателя.

На стадии проектирования при подборе силовой установки к летательному аппарату, пока еще конкретного воздухозаборника не имеется, оценку потерь полного давления во входных устройствах производят по так называемым стандартным зависимостям $\sigma_{вх} = f(M_H)$, которые отражают достижимую степень совершенст-

ва регулируемых воздухозаборников данного типа. Для примера на рис. 9.39 приведены такие зависимости, относящиеся к воздухозаборникам внешнего сжатия и учитывающие положительное влияние слива пограничного слоя. Такие зависимости должны время от времени корректироваться с учетом новейших достижений теории и практики авиадвигателестроения.

Регулирование сверхзвуковых входных устройств в условиях взлета и малых скоростей полета осуществляется различными способами. Задача регулирования в этом случае состоит в увеличении производительности воздухозаборника и снижении потерь в нем. Дело в том, что в указанных условиях относительная плотность тока на входе в компрессор двигателя достигает максимально возможных значений, поэтому согласно формуле (9.22) наибольшего значения достигает также потребная площадь горла воздухозаборника. Помимо этого, течение воздуха на входе в воздухозаборник в стартовых условиях сопровождается значительными потерями вследствие срыва потока с передних острых кромок обечайки. Схема течения в этом случае при отсутствии специального регулирования полу-

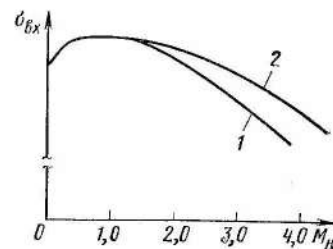


Рис. 9.39. Стандартная зависимость $\sigma_{вх} = f(M_H)$:

1—без учета слива пограничного слоя; 2—с учетом слива пограничного слоя

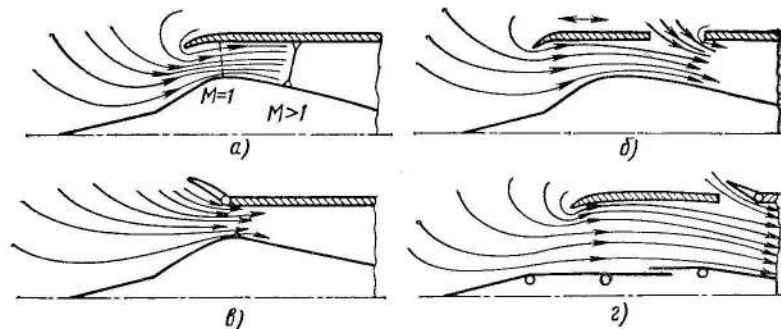


Рис. 9.40. Схема течения на входе в воздухозаборник в условиях взлета:

а—без регулирования; б—с регулированием; в—смещением обечайки; г—поворотом обечайки; д—уборкой клина и открытием створок подпитки

чается такой, как показано на рис. 9.40, а. Вследствие малой пропускной способности горла и больших потерь, снижающих плотность воздуха в горле, в нем возникает запыревание потока ($M_r = 1$), а за горлом возникает сверхзвуковая зона и замыкающий ее скачок уплотнения. Согласование расходов воздуха обеспечивается месторасположением и интенсивностью этого скачка. Чем сильнее зажа-

то горло, тем значительнее увеличиваются потери в скачке и тем в большей степени снижается плотность воздуха на входе в компрессор. Следовательно, тем значительнее падает расход воздуха через двигатель и его тяга. При докритических перепадах давлений в выходном сопле снижение давления на входе в двигатель может явиться причиной роста температуры газа перед турбиной и помпажа компрессора.

Для улучшения работы воздухозаборника в стартовых условиях горло должно быть максимально увеличено. В плоском воздухозаборнике это достигается полным опусканием ступенчатого клина, а в осесимметричных — перестановкой ступенчатого конуса в полностью убранное положение. В дополнение к этому широко используются впускные створки, устанавливаемые в канале между горлом воздухозаборника и входом в двигатель (рис. 9.31), открываемые внутрь. Их открытие происходит под действием перепада давлений на створках, который появляется тогда, когда давление перед двигателем становится меньше атмосферного. У осесимметричных воздухозаборников для целей дополнительной подачи воздуха к двигателю на взлете может использоваться кольцевая щель, открываемая при смещении обечайки (рис. 9.40, б). Для устранения срыва потока с передней кромки обечайки в плоских воздухозаборниках может применяться ее отклонение во внешнюю сторону (рис. 9.40, в).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абианц В. Х. Теория газовых турбин реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1965, 310 с.
2. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969, 824 с.
3. Акимов В. М., Бакулев В. И., Горбунов Г. М. и др. Теория воздушно-реактивных двигателей. Под ред. д-ра техн. наук С. М. Шляхтенко. М., «Машиностроение», 1975, 568 с.
4. Аронов Б. М., Жуковский М. И., Журавлев В. А. Профилирование лопаток авиационных газовых турбин. М., «Машиностроение», 1975, 192 с.
5. Бекиев В. С., Панков О. М., Янсон Р. А. Газовая динамика газотурбинных и комбинированных установок. Под ред. засл. деятеля науки и техники РСФСР д-ра техн. наук проф. В. В. Уварова. М., «Машиностроение», 1973, 392 с.
6. Борисенко А. И. Газовая динамика двигателей. М., Оборонгиз, 1962, 793 с.
7. Быков Н. Н., Емин О. Н. Выбор параметров и расчет маломощных турбин для привода агрегатов. М., «Машиностроение», 1972, 228 с.
8. Высокотемпературные охлаждаемые газовые турбины. Сборник статей. М., «Машиностроение», 1971, 232 с.
9. Герман Р. Сверхзвуковые входные диффузоры. Пер. с англ. под ред. Г. Н. Абрамовича. М. Физматгиз, 1960, 290 с.
10. Дейч М. Е. Техническая газодинамика, М., «Энергия», 1974, 592 с.
11. Довжик С. А. Исследования по аэродинамике осевого дозвукового компрессора. Труды ЦАГИ им. проф. Н. Е. Жуковского, вып. 1099. М., ЦАГИ, 1968, 279 с.
12. Евтеев И. В., Солохина Е. В., Холщевников К. В. Экспериментальное исследование вторичных потерь в прямых компрессорных решетках. — В кн.: Обмен техническим опытом. Сборник статей, вып. 3. Труды ЦИАМ № 642, М., ЦИАМ, 1975, с. 33—58.
13. Ершов В. Н. Неустойчивые режимы работы турбомашин. М., «Машиностроение», 1966, 180 с.
14. Жирицкий Г. С., Локай В. И., МаксUTOва М. К. и др. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов. М., «Машиностроение», 1971, 620 с.
15. Идельчик И. Е. Гидравлические сопротивления. М., Госэнергоиздат, 1954, 316 с.
16. Казакевич В. В. Автоколебания (помпаж) в компрессорах. М., «Машиностроение», 1974, 264 с.
17. Копелев С. З., Тихонов Н. Д. Расчет турбин авиационных двигателей. М., «Машиностроение», 1974, 267 с.
18. Кюхеман Д., Вебер И. Аэродинамика авиационных двигателей. [Пер. с англ.]. М., ИЛ, 1956, 388 с.
19. Лопаточные машины и струйные аппараты. Сборник статей. М., «Машиностроение», Вып. 1, 1969, 259 с; вып. 2, 1967, 236 с.
20. Мамаев Б. И., Клебанов А. Г. Профильные потери в турбинных решетках. — «Теплоэнергетика», 1970, № 6, с. 38—42.

21. Нечаев Ю. Н. Входные устройства сверхзвуковых самолетов. М., Воениздат, 1963, 140 с.
22. Нечаев Ю. Н. Регулирование входных устройств сверхзвуковых самолетов. — «Авиация и космонавтика», 1963, № 1, с. 53—60.
23. Павленко В. Ф. Силовые установки летательных аппаратов вертикального взлета и посадки. М., «Машиностроение», 1972, 283 с.
24. Промышленная аэродинамика. Вып. 24. Лопаточные машины и течения в каналах. М., Оборонгиз, 1962, 168 с.
25. Седов Л. И. Методы подобия и размерностей в механике. М., «Наука», 1967, 428 с.
26. Скубачевский Г. С. Авиационные газотурбинные двигатели. М., «Машиностроение», 1974, 520 с.
27. Степанов Г. Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. М., Физматгиз, 1962, 512 с.
28. Стечкин Б. С., Казанджан П. К., Алексеев Л. П. и др. Теория реактивных двигателей (лопаточные машины). М., Оборонгиз, 1956, 548 с.
29. Стечкин Б. С., Казанджан П. К., Алексеев Л. П. и др. Теория реактивных двигателей (рабочий процесс и характеристики). М., Оборонгиз, 1958, 533 с.
30. Федоров Р. М. О границе устойчивой работы ступени осевого компрессора. — «Изв. АН СССР. Энергетика и автоматика», 1961, № 1, с. 81—90.
31. Федоров Р. М. О границе срыва потока в компрессорных решетках. — «Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт», 1965, № 4, с. 91—97.
32. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. М., Гостехтеориздат, 1963, 458 с.
33. Холщевников К. В. Теория и расчет авиационных лопаточных машин. М., «Машиностроение», 1970, 610 с.
34. Хорлокс Дж. Х. Осевые турбины. [Пер. с англ.]. М., «Машиностроение», 1972, 212 с.
35. Хоуэлл А. Р. Гидродинамика осевого компрессора. — В кн. «Развитие газовых турбин. Сборник статей. Пер. под ред. В. Л. Александрова. М., изд-во БНТ, 1947, с. 42—56.
36. Штода А. В., Алещенко С. П., Иванов А. Я. и др. Конструкция авиационных газотурбинных двигателей. М., Воениздат, 1961, 412 с.
37. Эккерт Б. Осевые и центробежные компрессоры. [Пер. с нем.]. М., Машгиз, 1959, 679 с.
38. Югов О. К., Селиванов О. Д. Согласование характеристик самолета и двигателя. М., «Машиностроение», 1975, 204 с.
39. Howell A. R., Bonham R. P. Overall and Stage Characteristics of Axial — Flow Compressors. The Inst. of Mech. Engineers, Proceedings, 1950, vol. 163, N 60, p. 235—247.
40. Huffman G. D., Tramm P. C. Airfoil Design for High Tip Speed Compressors. — J. of Aircraft, 1974, XI, p. 682—689.
41. Huppert M., Benser W. A. Some Stall and Surge Phenomena in Axial — Flow Compressor. — J. Aeron. Science, 1953, vol. 20, N 12, p. 835—845.
42. Liblein S. Loss and Stall Analysis of Compressor Cascades. — Trans. of the ASME, D-81, N 3, p. 387—400.
43. Labick R. J., Waller L. E. Stall Prediction in Gas — Turbine Engines. — Trans. of the ASME, 1959, D-81, N 3, p. 401—408.
44. Smith S. F. A simple Correlation of Turbine Efficiency. — J. of RAS, 1965, vol. 11, N 655, p. 467—470.
45. Stodola A. Steam and Gasturbines. New York, Petersmith, 1945, 1356 p.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- А** Аппарат направляющий 38
— сопловой 183
- В** Возврат тепла 188
Воздухозаборник сверхзвуковой:
 боковой 262
 лобовой 262
 осесимметричный 261
 плоский 261
Входное устройство:
 дозвуковое 255
 сверхзвуковое 259
 внешнего сжатия 268
 внутреннего сжатия 263
 смешанного сжатия 277
- Г** Граница устойчивой работы:
 входного устройства 290
 компрессора 117
- Д** Двигатели реактивные (классификация) 10
Диаметр втулки относительный 39
Диффузорность относительная 138
- З** Запас устойчивости:
 входного устройства 254, 292
 компрессора 154
 «Зуд» воздухозаборника 286
- К** Каркас компрессора 111
 колесо рабочее 38, 183
Компрессор:
 двухкаскадный 111, 174
 осевой 38, 98
 осецентрибежный 100, 112
Коэффициент адиабатического напора 60
 — внешнего сопротивления входного устройства 253
 — затраченного напора ступени компрессора 59
 нагрузки ступени в компрессоре 60
 — ступени в турбине 191
 — полезного действия (КПД) компрессора (ступени) 55, 101
 — турбины (ступени) 189, 217
 — потеря в компрессорных решетках 78, 86
 — в турбинных решетках 198, 203
 — расхода входного устройства 253
 — ступени компрессора 59
 — сохранения полного давления 252
 — — — — решетки профилей 79, 198
 — — — — входного устройства 252
 — устойчивости входного устройства 292
 — компрессора 154
- Л** Линия рабочих режимов на характеристике компрессора 153
- Н** Неравномерность потока перед компрессором 158
Нестационарность потока перед компрессором 163
- П** Параметры решетки профилей 76, 195
Поверхность торможения 259
Помпаж входного устройства 286
 — компрессора 133, 145
Приведенная частота вращения 124
Приведенный расход воздуха 124
Производительность компрессора удельная 103
Противопомпажные створки 300
- Р** Работа вращения компрессора 51, 102
 — на валу турбины 186
 — расширения газа 187
 — сжатия воздуха 54
 — трения диска 53
Распределение работы между ступенями компрессора 109
 — — — — турбины 219
Регулирование входного устройства:
 на взлете 305
 осесимметричного 299

плоского 296	Т Теорема Жуковского 50
при запуске 264	Треугольник скоростей:
Регулирование компрессора:	ступени компрессора 42
перепуском воздуха 167	ступени турбины 185
поворотом лопаток 169	Турбина: со ступенями давл
разделением на каскады 173	ния 215
Регулирование турбины 230	— со ступенями скорости 22
С Скольжение роторов 174	Тяга:
Соппротивление:	внутренняя двигателя 241
внешнее силовой установки 242	силовой установки 237
давления 243	эффективная 241
донное 245	У Угол атаки критический 81
дополнительное 244	— — номинальный 82
тепловое 54	— отставания 85
трения 245	Уравнение:
Срыв вращающийся 134, 148	Бернулли (обобщенное) 24
Степень диффузорности 84	момента количества движ
— повышения давления в ком-	ния 31
прессоре (ступени) 54, 102	неразрывности 18
— понижения давления в тур-	первого закона термодинам
бине 186, 216	ки 22
— реактивности ступени комп-	радиального равновесия 66
рессора 60	сохранения количества движ
— — турбины 192	ния (Эйлера) 27
Степень компрессора:	сохранения энергии 19
диагональная 43	Ф Фактор диффузорности 84
осевая 40	Формы проточной части:
с постоянной циркуляцией 68	компрессора 108
с постоянной реактивностью 72	турбины 219
сверхзвуковая (трансзвуко-	Х Характеристика:
вая) 93	входного устройства 289
центробежная 44	компрессора 114
Степень турбины:	турбины 223
с постоянной циркуляцией 193	Ч Число Маха (число М) 59, 88
с постоянным углом выхода из	119, 205
СА 194	— Рейнольдса 80, 87, 119, 205

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Введение	5
Глава 1. Основные уравнения движения газа в двигателях и их элементах	17
1.1. Уравнение неразрывности	18
1.2. Уравнение сохранения энергии	19
1.3. Уравнение первого закона термодинамики	22
1.4. Обобщенное уравнение Бернулли	24
1.5. Уравнение сохранения количества движения (уравнение Эйлера)	27
1.6. Уравнение момента количества движения	31
1.7. Уравнения движения для нестационарного течения газа	33
Глава 2. Теория ступени компрессора ГТД	38
2.1. Схема и принцип действия ступени осевого компрессора	38
2.2. Схемы и особенности работы центробежной и диагональной ступеней компрессора	43
2.3. Усилия на лопатках и работа вращения колеса ступени	48
2.4. Основные параметры ступени компрессора	53
2.5. Ступени с различной степенью реактивности	62
2.6. Условия совместной работы элементов ступени, расположенных на различных радиусах	64
2.7. Ступень с постоянной циркуляцией	68
2.8. Ступень с постоянной реактивностью	72
2.9. Основные параметры компрессорных решеток профилей	76
2.10. Характеристики компрессорных решеток при малых скоростях потока	79
2.11. Влияние чисел М и Re на характеристики решеток	87
2.12. Влияние радиальных и осевых зазоров на работу ступени	91
2.13. Особенности сверхзвуковых и трансзвуковых ступеней осевого компрессора	93
Глава 3. Многоступенчатые компрессоры	98
3.1. Основные параметры многоступенчатого компрессора и связь их с параметрами ступеней	98
3.2. Формы проточной части и изменение осевой скорости по тракту осевого компрессора	107
3.3. Распределение работы сжатия между ступенями компрессора	109
Глава 4. Характеристики компрессоров и их регулирование	114
4.1. Общие представления о характеристиках компрессоров	114
4.2. Применение теории подобия к течению газа в компрессоре	118
4.3. Изображение характеристик компрессоров в параметрах подобия	122
4.4. Характеристики ступени компрессора	127
4.5. Срывные и неустойчивые режимы работы ступени	133
4.6. Характеристики нерегулируемых многоступенчатых компрессоров	139
4.7. Срывные и неустойчивые режимы работы многоступенчатых компрессоров	145
4.8. Рабочие режимы и запасы устойчивости компрессора в системе ГТД	152
4.9. Влияние условий эксплуатации на характеристики компрессоров	155
4.10. Регулирование компрессоров ГТД	166
4.11. Приближенный расчет характеристик осевых компрессоров	175
Глава 5. Теория ступени газовой турбины	183
5.1. Схема и принцип работы ступени	183
5.2. Работа газа на окружности колеса ступени	185
5.3. Основные параметры ступени	186
5.4. Изменение параметров потока по радиусу	192
5.5. Основные параметры и характеристики турбинных решеток	195

5.6. Охлаждение лопаток турбин	208
5.7. Влияние различных факторов на КПД ступени	208
Глава 6. Многоступенчатые турбины	215
6.1. Основные параметры турбины со ступенями давления	215
6.2. Формы проточной части и распределение работы (теплоперепада) между ступенями	219
6.3. Турбины со ступенями скорости	221
Глава 7. Характеристики газовых турбин	223
7.1. Способы изображения характеристик турбин	223
7.2. Характеристики ступени турбины	225
7.3. Особенности характеристик многоступенчатых турбин	228
7.4. Регулирование турбин поворотом лопаток сопловых аппаратов	230
7.5. Приближенный расчет характеристик газовой турбины	232
Глава 8. Тяга и внешнее сопротивление силовых установок с ВРД	237
8.1. Эффективная тяга силовой установки	237
8.2. Внутренняя тяга двигателя	241
8.3. Внешнее сопротивление силовой установки и ее составляющие	242
Глава 9. Входные устройства ВРД	251
9.1. Требования, предъявляемые к входным устройствам, и их основные параметры	251
9.2. Особенности дозвуковых входных устройств	255
9.3. Типы сверхзвуковых входных устройств	259
9.4. Сверхзвуковые входные устройства внутреннего сжатия	263
9.5. Сверхзвуковые входные устройства внешнего сжатия	267
9.6. Сверхзвуковые входные устройства смешанного сжатия	271
9.7. Нерасчетные режимы работы сверхзвуковых входных устройств	273
9.8. Помпаж и «зуд» сверхзвуковых входных устройств	286
9.9. Характеристики сверхзвуковых входных устройств	289
9.10. Регулирование сверхзвуковых входных устройств	293
Список литературы	304
Предметный указатель	305

ИБ № 416

Юлиан Николаевич Нечаев, Роман Миронович Федоров

ТЕОРИЯ АВИАЦИОННЫХ ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Часть I

Редактор издательства Л. В. Васильева
Технический редактор И. А. Юдина

Художник Е. В. Бекетов
Корректор В. Е. Блохина

Сдано в набор 27/VII-1977 г.

Подписано к печати 25/X-1977 г.

Т-16258

Формат 60×90^{1/16}

Бумага № I

Печ. л. 19,5

Уч.-изд. л. 21,2

Цена 1 р. 10 к.

Тираж 9000 экз.

Изд. зак. 788

Издательство «Машиностроение», 107885, Москва, Б-78, 1-й Басманный пер., 3.

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
Хохловский пер., 7 Тип. зак. 3133