

ПРЯМОТОЧНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

ТЕОРИЯ
ПРЯМОТОЧНЫХ
И РАКЕТНО-
ПРЯМОТОЧНЫХ
ДВИГАТЕЛЕЙ

В. С. ЗУЕВ, В. С. МАКАРОН



В. С. ЗУЕВ, В. С. МАКАРОН

ТЕОРИЯ
ПРЯМОТОЧНЫХ
И РАКЕТНО-ПРЯМОТОЧНЫХ
ДВИГАТЕЛЕЙ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «МАШИНОСТРОЕНИЕ»
Москва 1971

Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. Зуев В. С., Макарон В. С., М., «Машиностроение», 1971, стр. 368.

Книга посвящена теории, перспективам развития и методам расчета воздушно-реактивных двигателей прямоточных схем.

На основе общего термодинамического подхода проводится анализ различных схем ВРД. Рассмотрены основные закономерности протекания характеристик РГД, СПВРД и ГПВРД. Приводится метод расчета характеристик двигателей, учитывающий физико-химические превращения в газах при высоких температурах. Излагаются теория и принципы организации рабочего процесса сверхзвукового диффузора, сопла, прямоточной камеры сгорания, струйного нагнетателя (эжектора).

Книга предназначена для специалистов, работающих в области реактивной техники, преподавателей вузов, а также читателей, интересующихся развитием авиационной и ракетной техники.

Табл. 10. Иллюстр. 299. Библ. 36 назв.

Рецензент докт. техн. наук **М. М. Бондарюк**

Предисловие

В книге после краткой классификации двигателей летательных аппаратов и разбора принципиальных схем различных типов воздушно-реактивных двигателей (ВРД) авторы подробно рассматривают два типа двигателей: прямоточный (ПВРД) и ракетно-прямоточный (РПД). Эти двигатели взаимно дополняют друг друга по характеристикам, их объединяет простота конструкции и возможность единой компоновки на летательном аппарате. Во многих случаях единая силовая установка на базе ПВРД и РПД вследствие большей экономичности способна с успехом заменить ракетные ускорители.

На основе общего термодинамического подхода, отвлекаясь от конкретных конструктивных и эксплуатационных особенностей двигателей, получены основные закономерности протекания тягово-экономических характеристик сверхзвуковых ПВРД, РПД и гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ГПВРД).

Такой методологический прием позволяет получить наглядную общую картину изменения характеристик двигателей, установить оптимальные режимы их работы, определить физические принципы форсирования и регулирования.

В отечественной литературе предлагаемый подход к анализу реактивных двигателей мало использовался, хотя он имеет несомненные преимущества ввиду своей общности.

Полученные расчетные соотношения и приводимые графики позволяют, не делая сложного числового расчета, определить основные параметры и их комплексы, характеризующие эффективность двигателей.

Имеющийся в гл. I, VI и VII материал может служить основой для систематического изучения реактивных двигателей прямоточных схем.

Авиационную и ракетную технику в настоящее время интересуют сверхзвуковые и гиперзвуковые скорости полета и использование на этих скоростях ВРД. Поэтому в книге работе двигателей при этих скоростях полета уделено значительное внимание. В последние годы большой интерес проявляется к прямоточным двигателям со сверхзвуковыми скоростями в камере сгорания (ГПВРД). Значительное место в книге уделено термодинамическому анализу работы сверхзвуковой камеры сгорания и характеристикам ГПВРД в целом.

Главы II, III, IV, V посвящены анализу работы и характеристикам элементов двигателей — сверхзвукового диффузора, камеры сгорания,

сопла, струйного компрессора, — а также перспективам их совершенствования.

Основное внимание в книге обращается на физическую сторону рассматриваемых задач внутренней газовой динамики и характеристик двигателей. Поэтому во многих случаях сделаны упрощающие предположения о природе рабочего тела, участвующего в процессе ($c_p = \text{const}$, $R = \text{const}$). Вместе с тем в гл. VIII излагается строгая методика расчета рабочего процесса и тягово-экономических характеристик сверхзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей СПВРД и РПД с использованием энтальпийных диаграмм, учитывающая физико-химические превращения в газах при высоких температурах и неоднородность течения. Так как конструктор располагает различной начальной информацией при выборе исходных данных, а также нередко требуется неодинаковая точность проводимых расчетов, то даются различные способы решения однотипных задач газовой динамики внутреннего тракта двигателей.

Условные обозначения

- a — скорость звука;
 $a_{кр}$ — критическая скорость звука;
 α — угол наклона скачков уплотнения к потоку;
 α — коэффициент избытка воздуха в прямоточной камере сгорания;
 $\alpha_{ж}$ — коэффициент избытка окислителя в камере ЖРД;
 α_c — угол раствора сопла;
 β — коэффициент увеличения массы;
 c_p — теплоемкость при постоянном давлении;
 $c_{pм}$ — средняя теплоемкость при постоянном давлении и интервале температур от 0° К до T ;
 $c_p (T_1-T_2)$ — средняя теплоемкость в интервале температур T_1-T_2 ;
 c_V — теплоемкость при постоянном объеме;
 c_s — теплоемкость при постоянной энтропии;
 c_R — коэффициент тяги;
 c_x — коэффициент сопротивления;
 $c_{хл}$ — коэффициент волнового сопротивления диффузора;
 $\delta_{кн}$ — полуугол конуса осесимметричного сверхзвукового диффузора;
 $\delta_{кл}$ — полуугол клина плоского сверхзвукового диффузора;
 δ_d — полуугол раствора дозвукового диффузора;
 $\varphi_{сг}$ — коэффициент полноты сгорания топлива в камере;
 φ_n, φ_l — коэффициенты расхода диффузора;
 H — высота полета в атмосфере;
 H_u — теплотворная способность топлива;
 $i_{эф}$ — эффективная (полная) энтальпия с учетом химической энергии;
 i — энтальпия единицы массы;
 I — поток импульса;
 J — поток импульса единицы массы,
 k — показатель адиабаты;
 λ — коэффициент скорости (приведенная скорость);
 ν_0 — стехиометрический коэффициент горючего при сгорании с окислителем в РкД;
 L_0 — стехиометрический коэффициент горючего при сгорании с воздухом;
 ψ_w — коэффициент уменьшения скорости истечения из сопла;
 m — секундная масса;
 M — число Маха;
 n — показатель политропы расширения;
 p — давление в потоке;
 p_0 — полное давление в $\frac{M_H}{M^2} \left(1 + \frac{M_H}{M^2} \approx 10 \frac{кгс}{с.м^2} \approx 10 \text{ ат} \right)$;
 P_c — относительный перепад давлений в сопле;
 Q — количество подводимого к потоку тепла в $\frac{кдж}{кг} \left(1 + \frac{кдж}{кг} \approx \approx 0,24 \frac{ккал}{кг} \right)$;

- R — газовая постоянная;
 R — тяга;
 $R_{уд}$ — удельная тяга РкД;
 ρ — плотность;
 s — энтропия единицы массы;
 σ_{1-2} — коэффициент полного давления на участке 1—2;
 σ_d — коэффициент полного давления диффузора;
 σ_c — коэффициент полного давления в сопле;
 T — термодинамическая температура в потоке в °К;
 T_0 — температура торможения в °К;
 θ — отношение температуры торможения воздуха на входе в эжектор РПД к температуре торможения реактивных газов РкД;
 U — внутренняя энергия рабочего тела;
 W — скорость в м/сек;
 ϵ — степень сжатия эжектора с учетом потерь в предкамерном диффузоре;
 $\epsilon_{ц}$ — степень сжатия на цилиндрическом участке камеры эжектора;
 $n = \frac{m_v}{m_c}$ — коэффициент эжекции;
 $\frac{P_0}{P_{0c}}$ — отношение полного давления высоконапорной струи РкД к полному давлению эжектируемого воздуха на входе в эжектор;
 $S = \frac{F_{в.э.}}{F_c}$ — геометрический параметр эжектора;
 $\tau = T_{0cr}/T_{0н}$ — относительный подогрев в двигателе;
 $\tau_k = T_{0cr}/T_{0см}$ — относительный подогрев в камере дожигания РПДгэ;
 J_R — удельный импульс в $\frac{н \cdot сек}{кг}$ $\left(10 \frac{н \cdot сек}{кг} \approx 1,0 \frac{кг \cdot сек}{кг} = 1,0 сек \right)$;
 $c_{уд}$ — удельный расход топлива ВРД;

И н д е к с ы

- H — относится к параметрам в набегающем потоке в атмосфере на высоте H ;
 $вх$ — на входе в диффузор двигателя;
 $т$ — в горле диффузора;
 $д$ — в конце диффузора;
 $э$ — на входе в эжектор;
 $см$ — на выходе из эжектора, после полного смешения;
 $дэ$ — на выходе из диффузора эжектора;
 $х$ — в «холодном» сечении камеры сгорания перед теплоподводом;
 $х'$ — в «холодном» сечении перед фронтными устройствами;
 $г$ — в конце цилиндрического участка камеры сгорания ГПВРД;
 $сг$ — в конце камеры сгорания ПВРД, ГПВРД, РПД;
 $кр$ — в критическом сечении сопла;
 $крж$ — в критическом сечении сопла ракетного двигателя в схеме РПД;
 $а$ — на срезе выходного реактивного сопла ВРД;
 $с$ — на срезе сопла ракетного двигателя (в схеме РПД);
 $к$ — в камере сгорания ракетного двигателя;

С о к р а щ е н и я

- СПВРД — сверхзвуковой прямоточный воздушно-реактивный двигатель;
 ГПВРД — гиперзвуковой прямоточный воздушно-реактивный двигатель;
 ЖРД — жидкостный ракетный двигатель;
 РДТТ — ракетный двигатель твердого топлива;
 РПД — ракетно-прямоточный двигатель с единой камерой смешения, сгорания;
 РПДэ — ракетно-прямоточный двигатель с отдельным эжектором;
 ТРД — турбореактивный двигатель.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ

$$\tau(\lambda) = T/T_0 = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2;$$

$$\pi(\lambda) = p/p_0 = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}};$$

$$\varepsilon(\lambda) = \rho/\rho_0 = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}};$$

$$q(\lambda) = \frac{\zeta W}{Q_{кр} a_{кр}} = \frac{F_{кр}}{F} = \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}};$$

$$y(\lambda) = \frac{p_0 F_{кр}}{pF} = \frac{\lambda}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}};$$

$$f(\lambda) = \frac{mW + pF}{p_0 F} = (1 + \lambda^2) \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}};$$

$$r(\lambda) = \frac{pF}{mW + pF} = \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}{1 + \lambda^2};$$

$$M = \frac{W}{a} = \frac{\lambda \sqrt{\frac{2}{k+1}}}{\sqrt{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}}.$$

Основы теории воздушно-реактивных двигателей

Перед рассмотрением ПВРД и РПД, которым посвящена настоящая книга, коснемся некоторых вопросов общей теории двигателей летательных аппаратов (ДЛА), принципиальных схем ВРД, принципов их работы, а также определения эффективности различных типов двигателей исходя из общих энергетических соображений.

§ 1. КЛАССИФИКАЦИЯ ДВИГАТЕЛЕЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

В настоящее время существует много типов двигательных установок (ДУ) для летательных аппаратов, отличающихся характеристиками и основными областями применения.

Для лучшего понимания особенностей различных ДУ полезно представить их совокупность в виде отдельных групп и подгрупп, в которых сосредоточены двигатели, объединенные некоторыми общими характеристиками для данной группы или подгруппы свойствами, важными для практического использования двигателя на летательном аппарате.

Предлагаемая ниже классификация, так же как и названия ДУ, не является единственно возможной. Можно представить и увидеть классификации, несколько отличные от представленной ниже.

Однако общие принципы составления любой системы классификации должны быть едины и заключаться:

1) в выявлении факторов, определяющих основные характеристики (свойства) ДУ;

2) в соединении в группы или подгруппы двигательных установок, имеющих общие свойства.

При этом определяющие факторы могут иметь различную природу по группам или подгруппам.

При составлении классификации, очевидно, надо стремиться идти от общих свойств, объединяющих значительное количество двигателей, к частным, позволяющим производить дальнейшую детализацию свойств двигателей, исходя уже из других характерных качеств рассматриваемой совокупности двигателей.

Для современной техники наиболее общей и важной особенностью всей совокупности двигателей является возможность разделения ее на две принципиально отличные группы: группу двигателей, способных работать только в пределах атмосферы, и группу двигателей, не требующих для своей работы наличия атмосферы.

Практически важное отличие этих двух групп двигателей заключается в использовании двигателями первой группы в качестве основной массы рабочего тела атмосферы (воздуха), тогда как у двигателей второй группы рабочее тело находится на борту летательного аппарата.

Двигатели первого типа назовем атмосферными или, применительно к земным условиям, воздушными ВД, а второго типа — ракетными РкД.

Начало классификации с деления всей совокупности двигателей летательных аппаратов на воздушные и ракетные вполне оправдано их

большой практической значимостью, широким применением, которое находят обе группы двигателей, а также отличием их характеристик, конструкций и, конечно, основных областей применения.

Группы, на которые делятся ВРД, можно составить, пользуясь различными соображениями. Нам представляется правильным, с точки зрения чисто двигательных характеристик, принцип деления вывести из рассмотрения двигательной установки как сочетания тепловой машины и движителя.

Широко известны ДУ, в которых тепловая машина и движитель являются отдельными агрегатами и рабочее тело тепловой машины не является рабочим телом движителя. Строго говоря, нельзя считать, что тепловая машина, взятая как конкретный агрегат, не участвует в создании тяги. Тепловая машина в известной мере выполняет и функции движителя. Однако доля этого вклада по отношению к тяге, развиваемой собственно движителем, мала. К таким ДУ относятся, например, поршневой мотор внутреннего сгорания (машина) с винтом (движитель) (ВМГ), или турбовинтовой двигатель (ТВД), у которого функции тепловой машины выполняет турбокомпрессор, а движителем является винт.

К двигательным установкам другого рода относятся такие широко известные системы, как турбореактивные двигатели (ТРД) и прямоточные реактивные двигатели (ПВРД), в которых движитель и тепловая машина совмещены в одном агрегате и рабочее тело тепловой машины и движителя одно и то же.

Эти две группы двигателей, нашедшие широкое применение, существенно отличаются по характеристикам, областям применения, не говоря уже о конструктивных особенностях.

Поэтому мы и считаем целесообразным совокупность воздушных (атмосферных) двигателей разбить на две большие группы, отнеся к первой группе двигатели, у которых тепловая машина и движитель не совмещаются в одном агрегате, и ко второй — двигатели, у которых тепловая машина и движитель представляют единый агрегат.

Двигатели первой группы условно назовем винтовыми воздушными двигателями (ВВД) и второй — воздушно-реактивными двигателями (ВРД).

Как известно, основными представителями первой группы являются ВМГ и ТВД — двигательные установки, имеющие одинаковые двигатели, но отличающиеся различными типами тепловых машин; у винтомоторной группы (ВМГ) машина представляет поршневой мотор, у турбовинтового двигателя — турбокомпрессор. Вторую группу представляют ТРД и ПВРД, принципиальное отличие которых заключается в отсутствии у ПВРД сжатия воздуха за счет подвода механической энергии в тракте двигателя. Необходимое для работы двигателя повышение статического давления происходит только за счет торможения движущегося во входном устройстве воздухозаборника воздуха. Отсюда существенные отличия в характеристиках ТРД и ПВРД на малых и больших скоростях полета, не считая, конечно, существенной разницы в конструкции.

Классификацию ракетных двигателей тоже можно начать строить, например, взяв в основу род топлива (жидкое или твердое, криогенное или нет), а можно — исходя из характера энергии, используемой в движителях, — химической (РКД), ядерной (ЯРД), электрической (ЭЯРД). Нам представляется наиболее целесообразным начинать классификацию РКД исходя из рода энергии, так как это в большей мере отражается на характеристиках, конструкции и областях применения, чем род топлива, который надо учитывать при дальнейшей детализации классификации ракетных двигателей, так как топливо также сильно влияет на основные свойства двигателя.

На рис. 1.1 представлена схема, отражающая высказанные выше общие соображения. На схеме отдельными позициями показаны двигатели, имеющие те или иные существенные свойства, относящиеся одновременно к двум группам — это двухконтурный турбокомпрессорный реактивный двигатель (ТРДК), у которого тяга образуется как за счет внутреннего контура, представляющего тепловую машину (как в ТРД), так и за счет внешнего контура, представляющего собственно движитель, отделенный от тепловой машины (как в ТВД).

Ракетно-прямоточный двигатель (РПД) конструктивно выполнен как сочетание ракетного двигателя (на жидком или твердом топливе) и прямоточного двигателя. Ракетный двигатель (или генератор) на малых скоростях полета выполняет функции компрессора для повышения давления проходящего через двигатель воздуха, а при полете на больших высотах может выполнять роль основного двигателя.

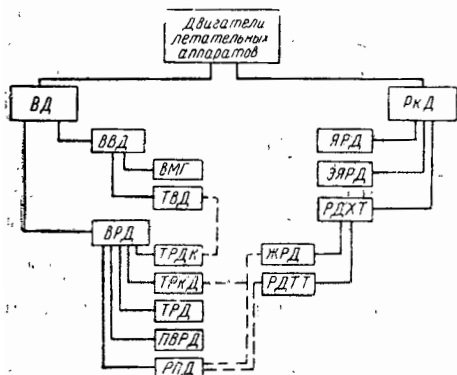


Рис. 1.1. Примерная классификация основных типов двигателей летательных аппаратов

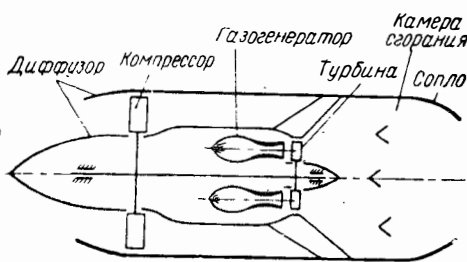


Рис. 1.2. Схема турборакетного двигателя ТРКД

К таким промежуточным ДУ можно отнести двигатель ТРКД (рис. 1.2), у которого турбина, приводящая в движение компрессор, работает от специального генератора, представляющего по существу ЖРД. Характеристики такого двигателя типичны для ТРД, разновидностью которого его можно считать. Связь же с группой ЖРД, идущая по линии конструкции, правда, весьма важного элемента — генератора, довольно слабая (пунктир), а принятое название двигателя нельзя признать удачным.

В предлагаемой схеме указаны основные типы двигателей летательных аппаратов. Однако каждая позиция может быть развита дальше по определяющим данный тип двигателя особенностям конструкции и характеристик.

Для ЖРД такими характерными особенностями могут быть эксплуатационные и энергетические качества топлив, отсюда и детализация ЖРД по роду применяемых топлив (криогенные или стабильные, токсичные или нет и т. д.). Можно продолжить детализацию ПВРД (и других типов двигателей) исходя из факторов, связанных с областями применения, в частности со скоростью полета, сильно влияющей на характеристики, рабочий процесс и конструкцию двигателя. Например, группу ПВРД можно представить как состоящую из трех типов двигателей: ПВРД для дозвуковых или «малых» сверхзвуковых скоростей полета, ПВРД для умеренных сверхзвуковых скоростей (СПВРД) и, наконец, двигатель, предназначенный для полета на больших сверхзвуковых скоростях ($M_H > 6$), — «гиперзвуковой» ПВРД (ГПВРД).

Можно продолжить деление и далее по роду применяемого топли-

ва, например СПВРД на жидком или твердом топливе, ядерной энергии и т. д.

Однако такое развитие классификации будет носить частный характер и, по-видимому, может быть полезным лишь для отдельных типов двигателей, а не входить в классификацию ДЛА, устанавливающую основные существенно отличающиеся друг от друга типы двигателей.

В заключение обратим внимание на различные принципы классификации ВД и РкД. Начинать классификацию ВД можно было бы также исходя из рода используемой энергии, так как ВД, использующие в двигателях ядерную или электрическую энергию, вполне реальны.

Однако значимость таких двигательных установок в области ВРД существенно ниже, чем ракетных двигателей с учетом перспектив их развития. Поэтому деление ВРД основано на характере сочетания движителя и тепловой машины.

Следует также отметить некоторую кажущуюся (неизбежную) нечеткость классификации РкД. Так, например, ЯРД и ЭЯРД используют, по существу, один и тот же тип энергии — ядерную. Различие состоит в том, что в ЯРД ядерная энергия преобразуется в тепловую с целью повышения температуры рабочего тела, а для ЭЯРД ядерная энергия с помощью специальных элементов преобразуется в электрическую энергию, которая и является основой работы движителя. ЯРД и ЭЯРД, исключая реакторы, резко отличаются по устройству, организации рабочего процесса, тяговым и экономическим характеристикам, что связано непосредственно с родом применяемой в движителях энергии. Отсюда и соответствующее положение этих двигателей в схеме, хотя их можно было бы объединить в группу под названием ядерные ракетные двигатели.

Далее, по роду рабочего тела ЯРД может быть отнесен к ЖРД, одним из типов которых он является. Это тоже может послужить основанием для изменения приведенной схемы.

Подобных примеров можно привести много. Они показывают возможность другого подхода к классификационной схеме. Однако какой бы она не приводилась, указанные двигатели должны в ней присутствовать как основные типы ДЛА, и, конечно, ее построение должно быть логичным, и не являться простым перечислением основных типов двигателей.

§ 2. ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ДВИГАТЕЛЕЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

В данном разделе кратко рассмотрим принципиальные схемы некоторых типов двигателей (РкД, ТРД, РПД и ПВРД), а также принцип их работы.

РАКЕТНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ

Рассматривая принцип работы ракетного двигателя, не будем здесь касаться известных теорем механики, определяющих формулы, по которым рассчитывается тяга. Ограничимся рассмотрением сил давления, действующих на поверхности двигателя.

Принципиальная схема ракетного двигателя приведена на рис. 1.3 с изображением эпюр давлений, действующих на внутреннюю и внешнюю поверхности камеры и сопла.

Силы давления, действующие на боковую цилиндрическую поверхность $a - b$, не изображены, так как они не участвуют в образовании тяги. Давление, действующее на внешние поверхности двигателя, для определенности естественно принять равным атмосферному давлению

p_H , хотя в полете в зависимости от компоновки ДУ давление на элементы внешней поверхности может отличаться от p_H .

Это отличие следует учитывать либо определяя сопротивление, либо вводя в тягу двигателя. Следует отметить, что в ряде случаев определение сил давления, действующих на внешнюю поверхность ДУ, особенно в ее донной части при многосопельной компоновке, является непростой задачей. Внешнее давление p_H прямо не влияет на рабочий процесс РкД и давление в камере двигателя, поэтому можно его тяговые и экономические характеристики оценивать, принимая $p_H=0$ или, другими словами, интегрируя силы давления и трения, действующие только на внутренние поверхности двигателя. Практически такой случай ($p_H=0$) реализуется при полете в пустоте, поэтому соответствующие

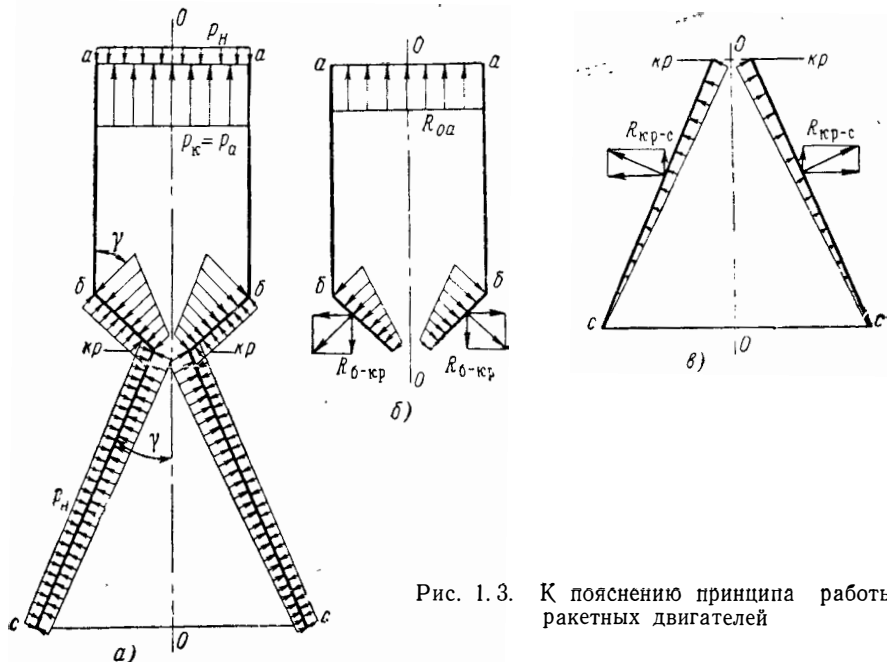


Рис. 1.3. К пояснению принципа работы ракетных двигателей

значения тяги (R) и удельного импульса ($R_{уд}$) часто называются пустотными ($R_{пуст}$; $R_{уд.п}$). «Пустотные» тяги и удельный импульс всегда выше, чем «земные», так как силы внешнего давления p_H по поверхностям $a-a$, $б-кp$ всегда направлены против вектора силы тяги. Легко понять, что сумма проекций на ось $O-O$ результирующих сил давления по поверхностям $a-a$, $б-кp$, $кp-c$ и даст внутреннюю тягу двигателя $R_{вн}$.

Выражение для тяги можно записать в виде

$$R_{вн} = \int_S (p - p_H) \cos \gamma dS,$$

где p — давление, действующее на внутреннюю поверхность двигателя; γ — угол между направлением оси $O-O$ (см. рис. 1.3, а) и вектором избыточных сил давлений $(p - p_H)$.

Посмотрим от чего зависит величина $R_{вн}$. Схема двигателя допускает независимое рассмотрение системы сил, действующих на поверхности камеры до критического сечения сопла и расширяющейся части сопла.

Будем считать, что скорость движения рабочего тела по камере мала и $\rho_{ок} = \rho_k$.

Сохраним давление в камере постоянным и увеличим размер критического сечения сопла. Поверхность $b - \kappa r$ и, следовательно, сила $R_{b-\kappa r}$ при этом уменьшится, а тяга камеры R_K возрастет. Однако сохранить $p_K = \text{const}$ при изменении площади критического сечения сопла РкД невозможно, если не менять объемный расход газов через сопло двигателя. Запишем уравнение расхода газа через критическое сечение сопла в следующем виде (см. литературу [1] или формулу (3.14) гл. III):

$$m_T = \frac{p_K}{\sqrt{R_T T_K}} F_{\kappa r} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}. \quad (1.1)$$

Если двигатель работает на конкретном топливе, то состав сгоревших газов (R_T) и температура в камере (T_K) вполне определены, т. е. комплекс $R_T T_K$ постоянен. При условии $R_T T_K = \text{const}$ и $p_K = \text{const}$ из соотношения (3.14) следует, что пропорционально возрастанию $F_{\kappa r}$ необходимо увеличивать подачу топлива в камеру двигателя, т. е. увеличение тяги R_K возможно только при возрастании расхода топлива m_T .

Рассмотрим теперь влияние ряда параметров на тягу двигателя в целом.

Тяга двигателя состоит из тяги камеры R_K и тяги сопла R_c .

Физическая картина образования тяги сопла представлена на рис. 1.3, в, на которой приведена эпюра избыточных сил давления ($p - p_H$), действующих на его поверхность. Очевидно, что наибольшая сила тяги реализуется, когда давление на срезе равно атмосферному. При перерасширении ($p_c < p_H$) или недорасширении ($p_c > p_H$) тяга сопла будет меньше. Сказанное справедливо, если не учитывать трение на стенке сопла. Наличие трения делает выгодным применение сопла с несколько меньшим расширением ($p_c > p_H$) (подробнее об этом см. гл. III).

Если сохранять при изменении площади критического сечения сопла РкД оптимальное давление на срезе сопла ($p_c \approx p_H$), то необходимо пропорционально росту $F_{\kappa r}$ увеличивать площадь выходного сечения сопла F_c (см. гл. II). Следовательно, поверхность $\kappa r - c$ и сила, приложенная к расширяющейся части сопла (R_c), также возрастут пропорционально $F_{\kappa r}$.

Таким образом, тяга ракетного двигателя при $p_K = \text{const}$ возрастет пропорционально увеличению площади критического сечения сопла, что однозначно связано с пропорциональным возрастанием расхода топлива, на котором работает двигатель.

Однако для ракетного двигателя, у которого все рабочее тело находится на борту летательного аппарата, имеет большое значение возможность получения требуемой тяги при наименьшем расходе рабочего тела. Это равносильно тому, что при заданных значениях $F_{\kappa r}$ и p_K должен быть минимальный расход, что, естественно, соответствует максимальному значению $R_{уд}$. Из соотношения (1.1) нетрудно заметить, что минимальное значение m_T при указанных выше условиях получается при максимальном значении $R_T T_K$ (влиянием изменения величины показателя адиабаты k пренебрегаем). То есть для ракетных двигателей выгодны топлива, продукты сгорания (нагрева в ЯРД) которых имеют высокую газовую постоянную и высокую температуру в камере, что дает возможность получить большой объем газа на единицу рабочего тела. Очевидно, чем выше газообразование, тем меньше будет весовой расход через двигатель, необходимый для поддержания заданного давления p_K . Отсюда вытекает целесообразность применения топлив, продукты сгорания которых имеют не только высокую температуру сгорания, но и низкий молекулярный вес. Именно эти обстоятельства и определяют популяр-

ность водорода, как одного из компонентов топлив ЖРД, несмотря на эксплуатационные трудности, связанные с его малой плотностью.

Особенно выгодно с точки зрения получения высокого удельного импульса применение водорода в ЯРД, в котором полностью используется высокая газообразование H_2 при его подогреве.

Рассмотрим теперь, как зависит тяга двигателя от давления в камере p_k . Простое повышение давления p_k при прочих равных условиях приведет к пропорциональному увеличению тяги за счет роста давления на внутренние поверхности двигателя. При этом будет уменьшаться доля внешнего давления, которое остается неизменным. Поэтому тяга двигателя должна измениться несколько больше, чем p_k .

Если повышение p_k будет сопровождаться изменением тяги R_c за счет увеличения площади F_c , то тяга дополнительно увеличится за счет силы, действующей на добавочную поверхность сопла. Пустотная же тяга РкД увеличивается прямо пропорционально давлению в камере p_k .

Повышение давления p_k при сохранении постоянным расхода m_t , как уже отмечалось выше, приводит к выполнению условия $p_k F_{кр} = \text{const}$ [см. формулу (3.14)], т. е. с увеличением p_k должна уменьшиться площадь $F_{кр}$. Указанное соотношение между p_k и $F_{кр}$ приводит к независимости от давления пустотной тяги $R_{кр}$ (увеличение давления на поверхности $a - a$ компенсируется увеличением поверхности $b - \kappa r$ и давлением на нее). Если сохранить неизменной геометрическую степень расширения сопла ($F_c/F_{кр} = \text{const}$), то пустотная тяга сопла не изменится при повышении p_k — рост давления p_k компенсируется уменьшением поверхности F_c .

Так как $R_{к,пуст}$ при $m_t = \text{const}$ и $R_{с,пуст}$ при $\frac{F_c}{F_{кр}} = \text{const}$ не зависят от давления p_k , то увеличение тяги двигателя в целом возможно только за счет увеличения силы, действующей на сверхзвуковую часть сопла. Для этой цели необходимо увеличить степень расширения сопла (отношение $F_c/F_{кр}$), что обычно и делают на практике.

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ТРД

Схема ТРД с его основными элементами дана на рис. 1.4. Для простоты положим, что скорость течения по тракту в пределах $n - \kappa r$ всегда мала и поэтому статическое и полное давления на этом участке мало отличаются друг от друга.

Пренебрежем силами трения и будем считать все элементы двигателя «идеальными», т. е. работающими без механических и гидравлических потерь.

Представим, что наш идеальный турбокомпрессор приведен в движение посторонним источником. Машина в таком идеальном представлении будет работать без подвода тепла, причем статическое давление за турбиной будет равняться статическому давлению за компрессором — это следует из равенства работ компрессора (l_k) и турбины (l_t). Если не учитывать изменения массы рабочего тела по тракту двигателя и пренебречь изменением показателя адиабаты k , то можно написать

$$l_t = T_{от} \left(1 - \frac{1}{\Pi_{от}^{\frac{k-1}{k}}} \right) = T_{ок} \left(\Pi_{ок}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) = l_k, \quad (1.2)$$

где $T_{от}$ и $T_{ок}$ — температуры торможения газового потока перед турбиной и компрессором соответственно;

$P_{ок}$, $P_{от}$ — степени повышения и понижения полных давлений в компрессоре ($P_{ок} = \frac{P_{0к2}}{P_{0к1}}$) и турбине ($P_{от} = \frac{P_{0т3}}{P_{0т4}}$) соответственно.

Из приведенного соотношения следует

$$\frac{1}{(P_{от})^{\frac{k}{k-1}}} = 1 - \frac{T_{0к}}{T_{0т}} \left(P_{ок}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right). \quad (1.3)$$

При отсутствии подогрева ($T_{от} = T_{ок}$) отсюда вытекает, что для «холодного» двигателя $P_{от} = P_{ок}$.

Эюра давлений по длине двигателя для этого случая приведена на рис. 1.4, а. Интеграл сил давления по всем поверхностям внутреннего газо-воздушного тракта такой системы равен «нулю».

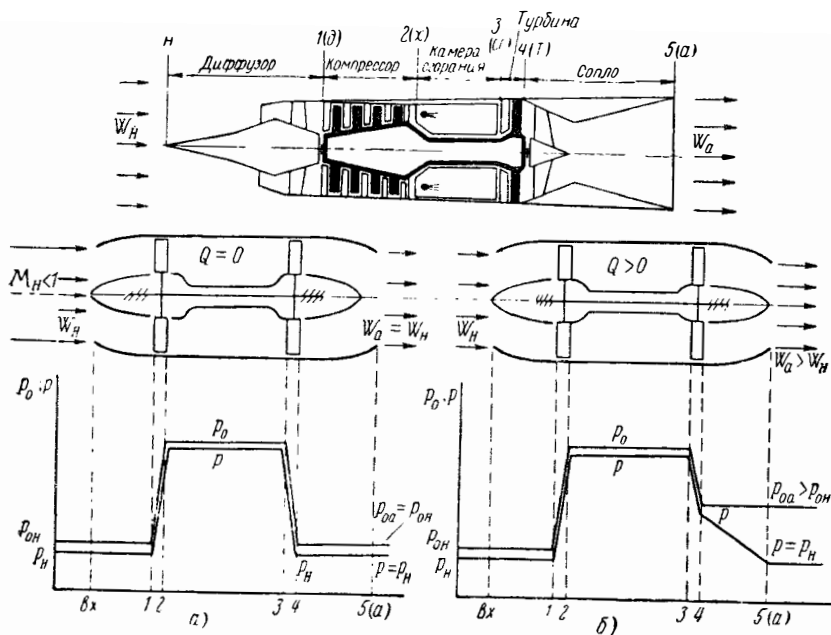


Рис. 1.4. К пояснению принципа действия ГРД

Единственная возможность нарушить равновесие сил в этой системе — это увеличить давление за турбиной компрессора, что можно достигнуть подогревом газа перед турбиной. При $T_{от} > T_{ок}$, как следует из соотношения (1.3), за турбиной увеличивается давление и возникает неуравновешенная сила — сила тяги турбокомпрессорного двигателя.

Эюра давления за турбиной (участок 4—5(а)) имеет вид, показанный на рис. 1.4, б.

Прходные сечения проточного тракта системы турбина — сопло при этом, естественно, изменяются, обеспечивая неизменность расхода рабочего тела при повышенных давлениях и температурах.

Практически скорость течения в турбинных каналах может быть весьма большой, так же как и скорость истечения газа из турбины, поэтому принимать равенство статического и полного давления уже нельзя. Однако это не меняет существа дела; подвод тепла к потоку воздуха перед турбиной вызывает увеличение давления в системе турбина — сопло, что и приводит к образованию тягового усилия.

Принцип работы ТРД с форсажной камерой за турбиной, в которой дополнительно подводится тепло, показан на рис. 1.5.

Подвод тепла в форсажной камере, если нет изменения расхода газа и давления за турбиной, требует увеличения площади минимального сечения сопла $F_{кр}$. Это приводит к уменьшению силы $R_{\sigma-кр}$ и к увеличению тяги, так же как и в случае РкД.

Подвод тепла в форсажной камере без изменения площади $F_{кр}$ приведет к повышению давления за турбиной, что повлечет за собой увеличение тяги. Однако при этом будет меняться режим работы турбокомпрессора — в общем случае увеличение оборотов компрессора и повышение температуры перед турбиной. Практического значения этот случай не имеет, так как форсажный режим применяется при работе турбокомпрессорного агрегата на максимальных параметрах, которые уже не могут быть повышены.

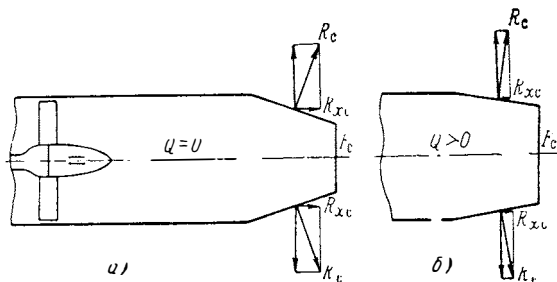


Рис. 1.5. К пояснению принципа увеличения тяги ТРД при работе форсажной камеры

По тем же причинам, что и в ракетных двигателях, тяга с единицы расхода рабочего тела в ВРД тем выше, чем больше объем газообразных продуктов сгорания (температура и газовая постоянная R_T).

Однако влияние применения различных топлив на газовую постоянную продуктов сгорания в ВРД значительно меньше, чем в РкД, поскольку основную массу в продуктах сгорания составляет азот.

УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПВРД

Принципиальная схема прямооточного двигателя весьма проста. На рис. 1.6 изображены три типа ПВРД, использующих химическую энергию: «дозвуковой» ПВРД для дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростей полета (рис. 1.6, а) ($M_H < 1,5 \div 2,0$); ПВРД для работы на умеренных сверхзвуковых скоростях (рис. 1.6, б) ($M_H < 5,0 \div 7,0$), который мы будем обозначать СПВРД, и, наконец, схема двигателя для работы на больших сверхзвуковых скоростях ($M_H > 5,0 \div 7,0$), который назовем (как это принято) гиперзвуковым прямооточным двигателем (ГПВРД).

Двигатели состоят из трех обязательных элементов: диффузора, камеры сгорания и сопла.

Диффузор служит для повышения статического давления движущегося относительно его поверхности воздуха при его торможении.

Диффузор «дозвукового» ПВРД представляет собой расширяющийся канал, где при отсутствии отрыва потока от стенок уменьшается скорость потока и соответственно повышается статическое давление. Если такой диффузор работает на сверхзвуковой скорости $M_H > 1,0$, то торможение воздуха на нормальных режимах работы диффузора происходит также и в прямом скачке, находящемся либо впереди входа, либо в его плоскости.

В диффузоре СПВРД торможение воздуха происходит в системе скачков, определяемой геометрией иглы диффузора и M_H , а затем после перехода к дозвуковому течению — в расширяющейся части канала $m-\delta$.

При оптимальном режиме работы диффузора переход к дозвуковой скорости в рабочем диапазоне M_H , как правило (если не брать не-

типичные для СПВРД самые малые значения M_H) совершается в районе сечения t — горла диффузора.

Диффузор ГПВРД характеризуется тем, что торможение потока происходит по существу только при обтекании иглы диффузора, скорость потока после торможения остается сверхзвуковой, «дозвуковая» расширяющаяся часть отсутствует.

Диффузоры ВРД должны иметь по возможности минимальные потери полного давления, удовлетворительные расходные характеристики и приемлемые для ДУ летательных аппаратов вес и габариты.

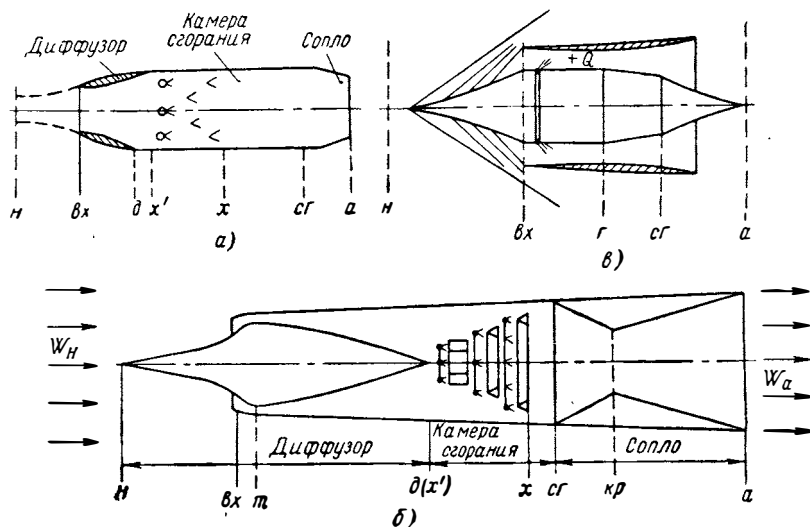


Рис. 1.6. Принципиальные схемы ПВРД с обозначением контрольных сечений газо-воздушного тракта:

a —дозвуковой ПВРД; $б$ —сверхзвуковой ПВРД; $в$ —гиперзвуковой ПВРД

В дальнейшем работа сверхзвукового диффузора будет освещена более подробно, в данном же разделе ограничимся сделанными общими замечаниями.

Камера сгорания, как это следует из названия, является элементом двигателя, в котором выделяется тепло с соответствующим повышением температуры рабочего тела. Выделение тепла происходит за счет химических реакций, где окислителем является кислород воздуха, а горючим — химические соединения (обычно углеводороды) и химические элементы (водород), находящиеся на борту летательного аппарата.

Для протекания химических реакций необходимо выполнить некоторые требования, например надо обеспечить воспламенение полученной горючей смеси, а также смешение воздуха с горючим в оптимальных (или близких к ним) соотношениях для протекания реакций.

Во многих случаях требуется защита внешних стенок камеры сгорания от воздействия высоких температур. В СПВРД этого можно достигнуть установкой специальных экранов, на охлаждение которых используется часть воздуха, проходящего через двигатель. В ГПВРД благодаря очень высоким температурам в пристеночных слоях и сверхзвуковой скорости потока экран не может использоваться. Здесь надо либо охладить стенки камеры (в качестве охладителя следует стараться использовать горючее, расход которого может оказаться достаточным для охлаждения поверхности камеры сгорания, а также и других поверхностей летательного аппарата, требующих защиты от высоких тепловых потоков), либо защитить их с помощью наносимых на стенку специальных теплозащитных материалов с малой теплопроводностью.

Такой метод защиты пригоден при малом времени работы двигателя (несколько десятков секунд), в противном случае толщина и соответственно вес такой теплозащиты исключают возможность ее применения.

Очевидно, камера сгорания должна обладать высокой полнотой сгорания и надежно работать на всех требуемых рабочих режимах, т. е. при различных значениях коэффициента избытка воздуха α , давления p_x , температуры T_x и скорости течения W_x . Диапазон изменения указанных выше основных величин, определяющих работу камеры, зависит от назначения двигателя и в значительной мере определяет устройство камеры сгорания. Так, для камеры сгорания с дозвуковыми скоростями течения («дозвуковой» ПВРД и СПВРД) диапазон изменения α , p_x , T_x , W_x определяет размер и количество стабилизаторов, топливный коллектор (одно- или многоступенчатый), наличие или отсутствие системы охлаждения (защиты) стенок камеры, устройство форкамеры и т. д.

Однако во всех случаях можно указать типичные элементы, присущие любой камере ПВРД с дозвуковой скоростью потока. К таким элементам относится форкамера — устройство, обеспечивающее мощный пламенный источник поджигания основного количества горючей смеси. Форкамера представляет собой небольшую (относительно размеров основной камеры) камеру сгорания с малой скоростью движения горючей смеси, которую можно легко воспламенить, например, с помощью искровой электрической свечи.

Для обеспечения устойчивой работы, сокращения длины камеры применяются стабилизирующие устройства, представляющие собой плохо обтекаемые тела — отдельные конусы, кольца из углового профиля (см. рис. 2.17, а и 2.17, б). Зона обратных токов, образующаяся за стабилизаторами, обеспечивает необходимую устойчивость работы камеры при изменении α , p_x , T_x , W_x .

Смесеобразование достигается с помощью топливного коллектора, представляющего обычно кольцо, выполненное из трубки круглого или эллиптического сечения, в которое подается горючее. Горючее попадает в камеру сгорания через форсунки, установленные на кольце коллектора. Подача горючего может осуществляться как против потока, так и по его направлению. Коллектор устанавливается на небольшом расстоянии перед каждым стабилизатором. Такое расположение позволяет получать в зоне стабилизатора местные значения коэффициента избытка воздуха α , наиболее благоприятные для горения при довольно больших пределах изменения суммарного значения.

Камера сгорания ГПВРД не может быть выполнена, как камера сгорания дозвукового ПВРД или СПВРД, так как всякое загромождение сечения при $M_x > 1,0$ приведет к образованию сильных возмущений с переходом сверхзвукового потока в дозвуковой. Поэтому камера сгорания ГПВРД представляет собой свободный канал, подача горючего в который происходит со стенок и рассредоточена по длине. Подача большого количества горючего (до 10% от расхода воздуха) в одном месте может привести к значительным возмущениям и затрудняет смесеобразование.

Воспламенение горючей смеси может достигаться за счет высокой температуры в потоке или пристеночном пограничном слое (напомним, что уже при $M_n = 8$ и $T_n = 216,5^\circ \text{К}$ температура торможения составляет 2500°К). Не исключено поджигание горючего специально организованными «факельными» источниками, которые могут быть образованы при истечении продуктов сгорания твердого топлива в специальном газогенераторе. Возможно также создание специальных горелок с подачей в них жидкого горючего и окислителя (воздух, кислород и т. п.) и образование дежурного факела, который может действовать без ограничения времени работы. Процесс сгорания топлива в камере сгорания ГПВРД

может осуществляться с использованием детонационного горения (см. рис. 2.20). Резкий подъем давления и температуры в скачке ускоряет воспламенение и горение топлива.

Ограничиваясь сделанными общими замечаниями, отметим, что более подробно о камерах сгорания будет сказано в гл. II.

Перейдем к последнему обязательному элементу двигателя — соплу. Назначением сопла, так же как и в ракетном двигателе, является достижение максимально возможного статического давления в камере сгорания (что достигается подбором соответствующего значения критического сечения сопла $F_{кр}$), преобразование избыточного давления в кинетическую энергию истекающих газов, если давление в камере p_k больше давления в окружающей среде p_H .

Рассмотрим теперь принцип действия СПВРД. Говоря о принципе действия ПВРД, как и ранее, ограничимся показом действующих сил, определим условия, при которых образуется тяга, и установим основные параметры, от которых она зависит.

Представим мысленно эксперимент, схема которого приведена на рис. 1.7. Это дает возможность наглядно и просто показать тягу как равнодействующую сил давления, действующих по внутренней и внешней поверхности двигателя (внешнее давление примем равным атмосферному давлению p_H).

Воздух из ресивера поступает в двигатель, состоящий из двух конусов (диффузор и сопло) и промежуточной цилиндрической части (камера подогрева).

Рассмотрим силы, действующие на элементы двигателя при следующих исходных предположениях: давление в сечении «вх» равно атмосферному ($p_{вх} = p_H$); скорость потока на входе в двигатель (сечение vx) не изменяется и удовлетворяет условию $M_{вх} \ll 1,0$; расход через сечение vx также неизменен. Площадь сечений x и $сг$ существенно больше $F_{вх}$, т. е. скорость потока на участке $x—сг$, в случае прилегания потока к стенкам двигателя, должна быть очень малой ($M_x \rightarrow 0$). Последнее допущение даст возможность пренебречь потерями полного давления в случае подвода тепла к движущемуся газу на участке $x—сг$.

В целом условия нашего мысленного эксперимента упрощают рассуждения и позволяют дать правильный ответ на поставленные вопросы.

Представим, что из ресивера проходит через двигатель воздух при отсутствии подогрева. Очевидно, если течение не сопровождается отрывом потока от стенок, то в расширяющейся части поток тормозится, статическое давление увеличивается до p_x [в нашем случае статическое и полное давление в объеме $x—сг$ практически совпадает ($p_x = p_{ст} \approx p_{0x} = p_{0ст}$), так как $W_{xст} \rightarrow 0$]; на участке $x—сг$ давление сохраняется постоянным, а на участке $сг—a$ (сопло) уменьшается до атмосферного ($p_a = p_H$).

Легко видеть, что результирующая сил давления сводится к разности сил $R_{хд}$ и $R_{хс}$, действующих на поверхности $vx—x$ и $сг—a$ и направленных вдоль оси $x—x$. На рис. 1.7, а условно показаны эти силы $R_{хд}$ и $R_{хс}$, действующие на верхнюю и нижнюю половины поверхностей участков $vx—x$ (диффузор R_d) и $сг—a$ (сопло R_c). Очевидно, $R_{хд}$ и $R_{хс}$ для рассматриваемого случая равны по модулю и направлены в разные стороны, т. е. система сил, действующих на двигатель, находится в равновесии.

Задача состоит в том, чтобы определить условия, при которых равновесие осевых сил, действующих на диффузор и сопло, нарушится при положительном значении разности модулей $R_{хд}$ и $R_{хс}$ ($|R_{хд}| - |R_{хс}| > 0$). Посмотрим, как это можно сделать.

При заданных условиях на входе мы не можем увеличить силу $R_{xд}$, действующую на диффузор, но, очевидно, можем попытаться уменьшить силу R_{xc} , действующую на поверхность сопла. Для этой цели мож-

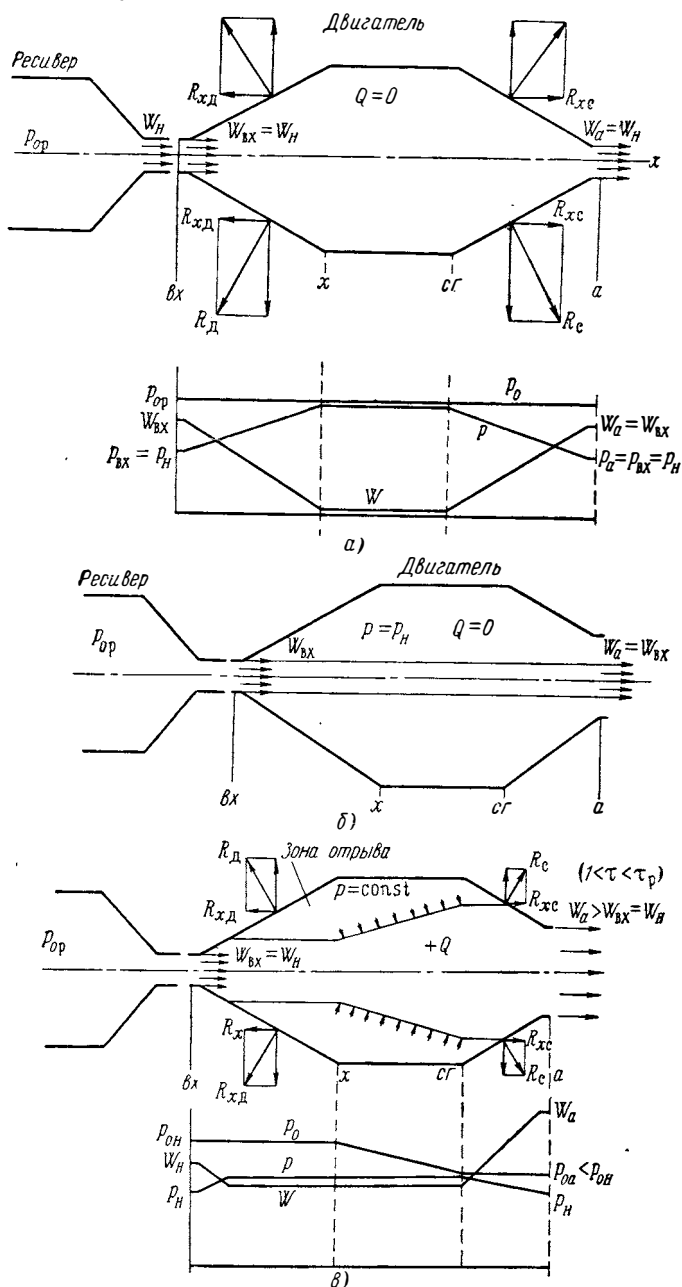


Рис. 1.7. К определению принципа действия ПВРД

но, на первый взгляд, просто обрезать сопло с целью уменьшения его поверхности, а следовательно, и силы.

Попробуем, не подогревая газ и не подводя в контур двигателя дополнительную массу, обрезать сопло, как это показано на рис. 1.7, б. При этом или должны возникнуть потери в струе воздуха, проходящей

через двигатель, или может произойти отрыв потока от стенок (как показано на рис. 1.7, б, см. подробнее в гл. VI).

Написав уравнения расхода через сечения «вх» и «а», считая c_p , k и R (R — здесь газовая постоянная) неизменными и имея в виду, что при отсутствии потерь $M_{вх} = M_a$, получим

$$\frac{F_a}{F_{вх}} \sqrt{\frac{T_{0x}}{T_{0a}}} = 1,0. \quad (1.4)$$

Из этого соотношения видно, что увеличение площади F_a при соблюдении условия постоянства расхода, отсутствия потерь в струе и безотрывного течения возможно только при соответствующем увеличении температуры T_{0a} .

Второй возможный путь — это увеличение расхода через сопло путем подачи дополнительной массы на участке x — $сг$.

Осуществляя подачу массы при равенстве давлений, температур и скоростей основного потока подаваемой массы, можно считать неизменными полное давление и температуру до и после смешения масс. Тогда из уравнения неразрывности течения будем иметь

$$\frac{m_{вх}}{m_a} \frac{F_a}{F_{вх}} = 1,0 \quad (1.5)$$

или, обозначая

$$\bar{m}_a/m_{вх} = \beta \quad \text{и} \quad F_a/F_{вх} = \bar{F}_a,$$

получим, что $\beta = \bar{F}_a$.

Если же при подаче массы меняется и температура, то

$$\beta \sqrt{\tau} = \beta \sqrt{\frac{T_{0a}}{T_{0x}}} = \bar{F}_a. \quad (1.6)$$

Таким образом, чтобы реализовать возможность уменьшения R_{xc} без изменения R_{xd} (здесь имеется в виду максимальное значение R_{xd} , когда поток прилегает к стенкам), мы должны либо увеличить температуру перед соплом, либо увеличить расход, вводя дополнительную массу в тракт двигателя, либо воздействовать обоими факторами одновременно.

На практике ВРД обычно имеют место оба способа: увеличение температуры T_{0a} за счет химических реакций и увеличение массы за счет подачи горючего. Если не рассматривать работу некоторых типов двигателей на больших скоростях полета и предельные форсажные режимы, например, разгонных ПВРД, то можно найти, что основное влияние оказывает повышение температуры, а масса горючего дает вспомогательный эффект, поскольку β мало отличается от единицы.

Очевидно, чем выше T_{0a} и m_a , тем больше можно увеличить F_a , соответственно снижая R_{xc} (осевую силу, действующую на сужающуюся часть сопла). Полезное действие увеличения температуры T_{0a} или расхода (β), как и для ракетного двигателя, определяется увеличением объемного расхода. Очевидно, чем выше объем газа, протекающего через сопло в единицу времени, тем, при прочих равных условиях, больше должна быть площадь проходных сечений сопла (в нашем случае $F_a \equiv m_a \sqrt{T_{0a}}$). Следует отметить, что такое же влияние на тягу, как температура, оказывает газовая постоянная продуктов истечения, повышение которой всегда увеличивает объем газа на единицу массы.

Режим максимальной тяги при $F_a > F_{вх}$ соответствует вполне определенному значению подгрева $\tau = \tau_p$. Если τ уменьшается, то мы должны ожидать уменьшения тяги двигателя.

Возникает естественный вопрос: за счет какого перераспределения сил давления это возможно? Рассмотрим силы, действующие на СПВРД простейшей схемы, показанной на рис. 1.8. Если $\tau < \tau_p$, то при $M_m = 1,0$ поток на некоторой части канала $m-d'$ будет не тормозиться, а разгоняться. На участке разгона потока за горлом диффузора статическое давление будет уменьшаться, как в сопле, а не увеличиваться. В некотором сечении возникает скачок уплотнения, после которого скорость станет дозвуковой (рис. 1.8, б). Разрежение за горлом диффузора и будет причиной уменьшения тяги двигателя при $\tau < \tau_p$. Наличие регулируемого сопла в двигателе позволяет при уменьшении подогрева

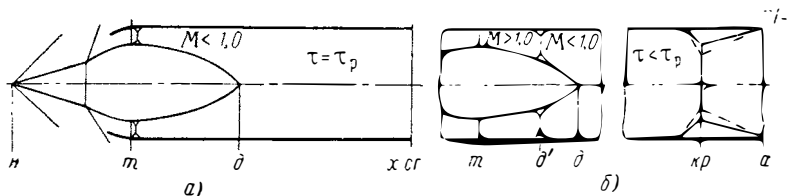


Рис. 1.8. К определению тяги СПВРД

($\tau < \tau_p$) сохранить неизменными силы давления, действующие на диффузор. Для этой цели необходимо в соответствии с соотношением (1.1) изменить площадь минимального (критического) сечения сопла. При этом, однако, возрастут отрицательные силы, приложенные к сужающейся части сопла, которые несколько уменьшают тягу.

Тяга СПВРД, так же как и РкД, возрастает с увеличением критического сечения сопла до тех пор, пока остается неизменным давление в камере сгорания. Однако при определенных полетных условиях уже не удастся при помощи подогрева поддерживать максимальным давление в камере вследствие ограниченности теплотворной способности топлив.

Положительной стороной применения регулируемого сопла является возможность в этих случаях работы двигателя с минимальными потерями полного давления по тракту, а в «идеальном» случае вообще без потерь при всех значениях τ .

Более подробно на особенностях работы ПВРД мы здесь не останавливаемся, этим вопросам посвящена гл. VI.

ПРИНЦИП РАБОТЫ И ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ РПД

На рис. 1.9 показаны принципиальные схемы РПД на жидких и твердых топливах. РПД представляет собой двигатель прямоточной схемы, в воздушном контуре которого установлены ракетные двигатели. Газообразные продукты первичного сгорания топлив в камере ракетного двигателя истекают из его сопла в прямоточный воздушный тракт непосредственно за диффузором. Реактивные газы РкД, обладающие высокой температурой и большой кинетической энергией, смешиваются с воздухом в камере эжектора, повышая его полное давление и температуру. В воздушном контуре РПД могут устанавливаться дополнительные коллекторы, через которые жидкое горючее вводится непосредственно в воздух или в смесь газов. Сгорая в свободном кислороде воздуха, это горючее повышает температуру газов перед их истечением из сопла комбинированной установки.

Простейшие соображения показывают, что подмешивание атмосферного воздуха к реактивной струе позволяет увеличить импульс последней. Предположим, что к m_c кг газа, истекающего из реактивного сопла со скоростью W_c , подмешивается m_b кг воздуха из атмосферы и пусть в результате смешения поток на выходе из камеры эжектора име-

ет скорость $W_{см}$. Процесс смешения газов всегда сопровождается потерями кинетической энергии. Оценим эти потери с помощью коэффициента $\eta_{см}$, так что

$$\frac{m_c + m_b}{2} W_{см}^2 = \eta_{см} \frac{m_c}{2} W_c^2. \quad (1.7)$$

Тогда отношение количества движения смеси газов и исходной реактивной струи в стартовых условиях ($H=0, M_H=0$) будет равно:

$$\bar{R} = \frac{m_c + m_b}{m_c} \frac{W_{см}}{W_c} = \sqrt{\eta_{см}(n+1)}, \quad (1.8)$$

где n — коэффициент эжекции ($n = \frac{m_b}{m_c}$).

Из формулы (1.8) следует, что при $\eta_{см} > \frac{1}{n+1}$ величина $\bar{R} > 1$.

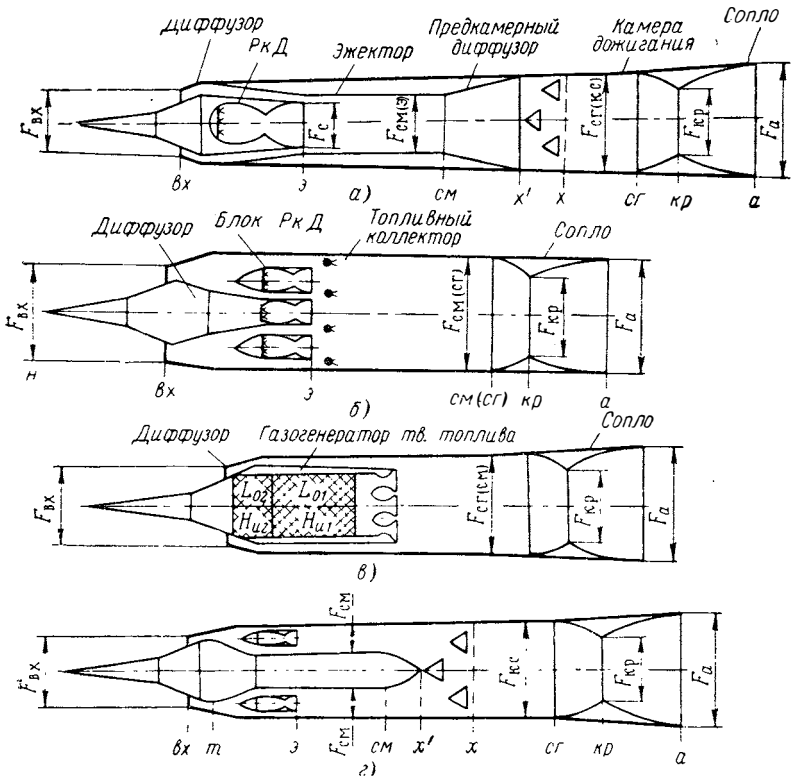


Рис. 1.9. Принципиальные схемы РПД с обозначением контрольных сечений газо-воздушного тракта;

а—РПД с отдельными камерами смешения и догорания (РПДэ); *б*—РПД с единой камерой смешения-сгорания; *в*—РПД на твердом топливе; *г*—РПД с кольцевой камерой эжектора

В основе работы ракетно-прямоточных двигателей, особенно при малых скоростях полета, лежат эффекты, свойственные простейшим эжекторным устройствам, о которых шла речь выше. При подмешивании воздуха к выхлопной струе реализуется основной принцип реактивного движения: чем больше масса, к которой подводится заданная тепловая энергия, тем выше становится реактивный импульс.

При истечении газов из сопла реактивного двигателя значительная масса тепла выбрасывается выхлопными газами. Кроме того, выхлопная струя РкД, как правило, содержит некоторую долю горючих эле-

ментов, которые не используются и могут догорать в воздухе. В соответствии со сказанным это должно позволить увеличить реактивный импульс при подмешивании воздуха.

При том виде подогрева воздуха, который осуществляется при смешении его с реактивной струей в РПД неизбежно подводится кроме тепловой также кинетическая энергия. Давление в прямооточной камере РПД за счет этого может быть выше, чем в камере ПВРД. Очевидно, что эффект от подмешивания воздуха к выхлопным газам будет тем выше, чем больше будет давление по сравнению с наружным, так как большая часть теплосодержания сможет перейти в кинетическую энергию истечения.

Все эти принципиальные черты эжекторного устройства как средства увеличения тяги свойственны ракетно-прямоточным двигателям.

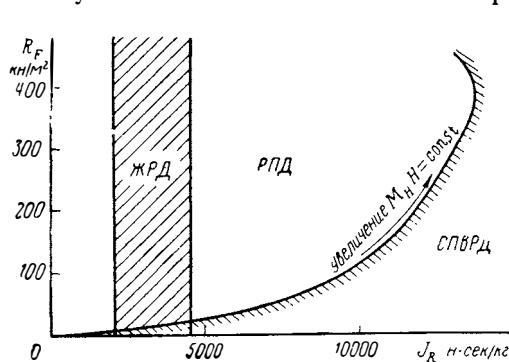


Рис. 1.10. Рабочие зоны характеристик ПВРД, РкД и РПД

Вместе с тем РПД как тепловая машина и движитель значительно сложнее, чем эжекторный насадок, как с точки зрения организации его рабочего процесса, так и вследствие более широкого диапазона режимов работы и тягово-экономических характеристик.

Рабочий процесс в РПД может быть организован по-разному. В схеме РПД, показанной на рис. 1.9, а, процессы смешения газов и их догорания разделены. В эжекторе РПД происходит механическое смешение компонентов, истекающих из сопла РкД, с воздухом.

Процесс дожигания топливо-воздушной смеси организован в отдельной камере сгорания прямооточного типа. Такая схема РПД может быть осуществлена при условии, что не происходит самовоспламенения реактивных газов РкД в канале эжектора. Это возможно, если исходный ракетный двигатель работает, во-первых, сам на стехиометрическом или большем стехиометрического отношении компонентов и, во-вторых, если соотношение компонентов (при $\alpha_{ж} \ll 1,0$) в камере первичного РкД таково, что истекающие из его сопла газы имеют температуру меньше, чем температура их воспламенения в воздухе.

Назовем условно схему РПД, в которой процессы смешения и догорания разделены эжекторным РПД, сокращенно РПДэ.

Более распространена, однако, иная схема РПД, которая показана на рис. 1.9, б. В РПД такой схемы процессы смешения газов и их догорание происходят одновременно. Как РПДэ, так и РПД могут работать и на жидких и на твердых топливах. В дальнейшем мы будем обозначать индексом «ж» РПД и РПДэ, работающие на жидких топливах, а индексом «т» — РПД и РПДэ, работающие на твердых топливах.

С термодинамической точки зрения рабочий процесс в схеме РПДэ организован лучше, чем в РПД, так как в РПДэ процесс подвода тепла происходит после процесса сжатия в эжекторе. Однако конструктивно схема РПД более проста, чем РПДэ.

Если обратиться к рис. 1.10, где изображена в координатах $R_F - J_R$ (миделевая тяга — экономичность) область возможных характеристик ракетных и прямооточных двигателей отдельно, то нетрудно видеть, что значительная зона промежуточных сочетаний R_F, J_R не охватывается ни одним из этих двигателей. ЖРД может иметь практически неограничен-

ные величины тяг R , однако экономичность ракетных двигателей на химических топливах ограничена величинами $R_{уд} \approx 4500$ [н·сек/кг]. С другой стороны, прямоточный двигатель не имеет стартовой тяги, обладает низкими тягами при дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростях полета, однако при $M_H > 2,0$ он обладает уже высокой экономичностью. Ракетно-прямоточный двигатель обладает промежуточными характеристиками между РкД и ПВРД, более высокой тягой, чем ПВРД, и более высокой экономичностью, чем ЖРД. Таким образом, он может охватить указанную выше «мертвую» зону в характеристиках двигателей.

В зависимости от требования можно изменять долю ракетного и прямоточного контуров и, таким образом, иметь характеристики РПД, более близкие к РкД или ПВРД. В принципе компоновка РПД позволяет осуществить переход комбинированного двигателя целиком на прямоточный режим работы. Это целесообразно осуществить при скоростях полета, когда тяговые характеристики СПВРД оказываются достаточными для выполнения технической задачи (обычно это числа $M_H = 2,5 \div 3,0$).

На большой высоте, когда плотность атмосферного воздуха мала и воздушный контур РПД имеет малую долю тяги, возможно форсировать РПД за счет повышения тяги РкД, установленного в его тракте.

Тяга РПД складывается из тяг прямоточного и ракетного двигателей. Однако РПД представляет собой не простую механическую сумму, а органическое сочетание ракетного и прямоточного двигателей. Поэтому изменение тяги одного из двигателей сказывается сразу на тяге другого. Так, например, увеличение тяги прямоточного двигателя, вызванное ростом сил давления на его внутреннюю поверхность, изменит тягу ракетного двигателя, расположенного в его контуре (изменятся условия истечения из сопла РпД и его тяга). Если же увеличить тягу РкД и, следовательно, реактивный импульс струи, то вырастет вследствие эжекционного эффекта разрежение за горлом диффузора ПВРД и уменьшится его тяга. Поэтому при изменении тяги одного из составляющих двигателей РПД необходимо согласовать режим работы и проходные сечения газо-воздушного тракта другого. Только в этом случае оба двигателя: прямоточный и ракетный — будут согласованно работать в оптимальных условиях в единой силовой установке.

Мы ограничимся пока этими сведениями о работе РПД, так как подробный анализ его работы будет дан в гл. VII.

§ 3. ОСНОВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ КАЧЕСТВА ВРД КАК АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Как и всякий авиационный двигатель, ВРД предназначен для создания тягового усилия, необходимого для полета летательного аппарата. Поэтому основой оценки ВРД являются его качества как движителя для летательного аппарата.

Так как ВРД как авиационный двигатель устанавливается на летательном аппарате, большое значение имеют такие факторы, как простота конструкции, вес и габариты, надежность работы и т. п. Именно вследствие неудовлетворительных весовых и габаритных качеств на летательных аппаратах с большой скоростью полета не применяются поршневые двигатели, хотя с термодинамической точки зрения они более эффективны из-за более высокого термического КПД.

Так как важнейшее значение имеют тяговые и экономические характеристики двигателя, то система величин, оценивающих качества

двигателя, должна обязательно отражать эти характеристики, так же как вес, габариты и другие факторы, определяющие применение ВРД на летательных аппаратах.

А. ТЯГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Очевидно, одной из главных характеристик двигателя является тяга, которую развивает двигатель при данном режиме полета (W_H, H). Также понятно, что для авиационного двигателя требуется создание нужной тяги при минимальных весе и длине двигателя. Жесткость требований к весу и габаритам двигателя во многом определяется летательным аппаратом, на котором устанавливается двигатель. Так, для тяжелых дальних летательных аппаратов вес и габариты двигателя не играют такой роли, как для относительно легких летательных аппаратов с малым временем действия. Иногда требования к весу и габаритам двигателя (при нужной тяговой характеристике) являются основными, определяющими даже тип двигателя. Очевидно, не случайно в зенитных управляемых ракетах и реактивных снарядах в большинстве случаев устанавливаются жидкостные или пороховые ракетные двигатели, несмотря на худшую экономичность по сравнению с воздушными двигателями. Поэтому в тяговые характеристики двигателя должны входить величины, которые дают возможность оценить его вес и габариты по отношению к развиваемой тяге.

Оценка тяговых характеристик двигателя возможна с помощью нескольких абсолютных и относительных величин.

1. Тяга двигателя R

Под силой тяги двигателя понимается сила, которую развивает данный двигатель в различных условиях полета (W_H, H) и при различных режимах работы.

Пусть ось двигателя совпадает с направлением полета. Тогда проекция на ось равнодействующей сил избыточного давления и трения, приложенных к внутренним поверхностям двигателя, представляет его внутреннюю тягу (см. рис. 1.3—1.8):

$$R_{\text{вн}} = \int_{F_{\text{внут}}} (p - p_H) dF_{\text{внут}} + \int_{S_{\text{внут}}} \tau_{\text{тр}} dS_{\text{внут}}, \quad (1.9)$$

где $F_{\text{внут}}$ — проекция внутренней поверхности на плоскость, перпендикулярную оси;

$S_{\text{внут}}$ — площадь внутренней поверхности двигателя;

p — статическое давление на стенках;

p_H — атмосферное давление;

$\tau_{\text{тр}}$ — проекция касательного напряжения трения на ось двигателя.

По теореме механики об изменении количества движения для одноконтурного двигателя можно написать (см. [1]).

$$R_{\text{вн}} = m_{\text{в}} (\beta W_a - W_H) + F_a (p_a - p_H), \quad (1.10)$$

здесь $m_{\text{в}}$ — расход воздуха через двигатель;

W_a и W_H — средняя скорость истечения из сопла и скорость полета соответственно;

p_a и p_H — среднее давление на срезе сопла и давление в окружающей среде соответственно;

F_a — площадь выходного сечения сопла;

$\beta = 1 + g_T$ — коэффициент, учитывающий приращение массы выходящих газов по отношению к входящему воздуху за счет топлива:
 g_T — относительный расход топлива $g_T = \frac{m_T}{m_B}$, где m_T — полный расход топлива.

Тяга двигателя является одним из важнейших параметров двигателя, определяющим скорость и высоту полета летательного аппарата, его скороподъемность и т. п.

2. Удельная тяга двигателя $R_{уд}$

Под удельной тягой будем понимать тягу, развиваемую двигателем при расходе воздуха 1 кг/сек:

$$R_{уд} = \frac{R}{m_B},$$

или
$$R_{уд} = (\beta W_a - W_H) + F'_a (p_a - p_H), \quad (1.11)$$

где $F'_a = \frac{F_a}{m_B}$ — площадь выходного сечения сопла при расходе воздуха 1 кг/сек.

Понятие удельной тяги удобно применять, когда исследуются тяговые характеристики данного типа двигателя в различных условиях его работы безотносительно к его абсолютным размерам.

По $R_{уд}$ удобно также сравнивать различные типы двигателей друг с другом.

3. Тяговая (N_T) и удельная тяговая мощность ($N_{T.уд}$)

Под тяговой мощностью понимается работа силы тяги за секунду:

$$N_T = R W_H; \quad (1.12)$$

под удельной тяговой мощностью —

$$N_{T.уд} = R_{уд} W_H = \frac{N_T}{m_B}. \quad (1.13)$$

Если известно значение скорости полета, то переход от тяги (удельной тяги) к тяговой мощности (удельной тяговой мощности) совершается крайне просто. Тяга однозначно определяет тяговую мощность и наоборот.

На практике обычно пользуются величинами R и $R_{уд}$.

Очевидно, что при установившемся полете тяговая мощность определяет мощность, затрачиваемую на продвижение летательного аппарата с данной скоростью.

4. Удельный вес двигателя $\gamma_{дв}$ и $\gamma_{дв N}$

Удельным весом двигателя будем называть отношение веса двигателя с агрегатами ($G_{дв}$) к полной силе тяги:

$$\gamma_{дв} = \frac{G_{дв}}{R} \quad (1.14)$$

или в тяговой мощности

$$\gamma_{дв N} = \frac{G_{дв}}{N_T}, \quad (1.14')$$

где $G_{дв}$ — вес двигателя с агрегатами.

Удельный вес двигателя позволяет оценить относительно совершенство конструкции (с точки зрения веса) различных двигателей одного и того же типа (ПВРД или ТРД и т. п.) и даст возможность сравнивать веса различных типов двигателей.

Так как $\gamma_{дв}$ или $\gamma_{дв} N$ зависит не только от типа двигателя, но и от высоты и скорости полета, то делать заключения по весу двигателя, если речь идет о сравнении различных двигателей, в общем случае нельзя.

Действительно удельный вес ПВРД ($\gamma_{дв}$) при $W_H=0$ равен ∞ , но при $M_H=3,0\div 4,0$ и $H < 20$ км он очень мал. Очевидно, что для сравнения эти значения $\gamma_{дв}$ сами по себе мало что значат: из того, что при $W_H=0$ $\gamma_{дв} = \infty$ нельзя сделать заключение, что ПВРД имеет недопустимо большой вес, а второй факт не означает, что ПВРД является самым легким авиационным двигателем, должны быть известны удельные веса других двигателей в тех же условиях полета.

При всей своей относительности понятие удельного веса полезно, так как оно дает возможность оценить абсолютный вес двигателя, что достаточно для суждения о том, приемлем он или нет.

Для сравнительной же оценки весов различных двигателей очевидно их следует поставить в сравнимые условия работы, иначе всякое сравнение будет неправильно.

5. Лобовая тяга и мощность двигателя R_F и N_{TF}

Под лобовой тягой двигателя R_F обычно понимается отношение тяги к его миделевому F_M (максимальному) сечению:

$$R_F = \frac{R}{F_M} \quad (1.15)$$

и под лобовой мощностью — отношение

$$N_{TF} = \frac{N_T}{F_M}. \quad (1.16)$$

Очевидно, что тяга или мощность на 1 м^2 поперечного сечения определяет поперечные габариты двигателя, требования к которым могут быть очень жесткими. Здесь, естественно, следует помнить, что чем меньше R_F (или N_{TF}), тем меньше и $\gamma_{дв}$. Все замечания об относительности понятия удельного веса двигателя целиком применимы и в данном случае.

Часто лобовую тягу двигателя оценивают так называемым коэффициентом тяги c_R , который представляет собой отношение лобовой тяги

к скоростному напору $\frac{\rho_H W_H^2}{2} = \frac{k}{2} \rho_H M_H^2 = q_H$:

$$c_R = \frac{R_F}{q_H} = \frac{R}{F_M} \frac{1}{q_H} = \frac{R}{\rho_H W_H^2 / 2 \cdot F_M}. \quad (1.17)$$

Иногда при определении c_R за характерную площадь целесообразно принять не F_M , а другое характерное сечение, например площадь входа $F_{вх}$ или площадь входящей струи F_H .

Легко видеть, что коэффициент тяги аналогичен аэродинамическим коэффициентам c_x , c_y и др.

Пользуясь коэффициентом тяги, легко связать некоторые параметры двигателя и самолета. Например, равенство тяги двигателя R и сопротивления $R_x = c_x q_H F_{крд}$ является необходимым условием для посту-

пательного равномерного движения самолета. Очевидно, равенство $R = R_x$ может быть записано в виде

$$c_R F_M = c_x F_{крл} \quad \text{или} \quad \frac{c_R}{c_x} = \frac{F_{крл}}{F_M}.$$

Таким образом, отношение коэффициента тяги к коэффициенту сопротивления самолета при полете с постоянной скоростью равно отношению площади крыла к площади двигателя или другой характерной площади.

Это соотношение удобно использовать при рассмотрении располагаемых и потребных для полета тяг.

Кроме того, значение c_R мало зависит от высоты (поскольку $R \sim \rho_H$ и $q_H \sim \rho_H$), что также удобно, так как вместо двух внешних параметров (M_H и ρ_H) c_R зависит только от одного — числа M_H полета.

Коэффициент тяги особенно широко используется при расчетах характеристик ПВРД.

Б. ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИГАТЕЛЯ: УДЕЛЬНЫЕ РАСХОДЫ ТОПЛИВА ПО ТЯГЕ И ТЯГОВОЙ МОЩНОСТИ

В настоящее время широко распространена оценка экономичности двигателей по расходу топлива, отнесенному либо к тяге, либо к тяговой мощности, развиваемой двигателем.

Очевидно, такой метод не дает возможности прямо оценить степень использования подводимой энергии, которая определяется произведением расхода топлива на его теплотворную способность.

Однако удельный расход топлива — важный параметр, от которого непосредственно зависит время полета (дальность), или если оно задано, то удельный расход топлива в большой мере определяет размеры и начальный вес летательного аппарата. Поэтому представляется целесообразным с практической точки зрения принять за основной параметр, определяющий экономичность двигателя, расход топлива, отнесенный к тяге ($c_{уд}$) или тяговой мощности ($c_{удN}$), хотя с энергетической стороны это не совсем правильно. Правильно будет сказать, что $c_{уд}$ или $c_{удN}$ определяют экономичность двигателя по расходу топлива.

1. Удельный расход топлива $c_{уд}$

Удельным расходом топлива называется часовой расход топлива на единицу развиваемой двигателем тяги:

$$c_{уд} = \frac{3600 m_T}{R}, \quad (1.18)$$

где m_T — расход топлива за одну секунду ($кг/сек$).

Иногда за критерий экономичности ВРД принимается удельный импульс J_R , представляющий собой отношение тяги к секунднему расходу топлива:

$$J_R = \frac{R}{m_T}. \quad (1.19)$$

Очевидно, J_R и $c_{уд}$ связаны простым соотношением

$$c_{уд} J_R = 3600.$$

С физической стороны $c_{уд}$ определяет расход топлива, который соответствует тяге в 1 н, а J_R показывает, какую тягу способен развить двигатель при расходе 1 кг топлива в секунду.

Отметим, что $c_{уд}$ и J_R зависят от многих параметров и что увеличение $c_{уд}$ или уменьшение J_R с ростом скорости еще не значит, что на этой увеличенной скорости двигатель стал работать менее экономично с точки зрения расхода топлива на единицу пути, что определяет дальность полета.

2. Удельный расход топлива по тяговой мощности $c_{удN}$

Под удельным расходом по тяговой мощности будем понимать отношение часового расхода топлива к тяговой мощности:

$$c_{удN} = \frac{3600m_T}{N_T} \quad (1.20)$$

Очевидно, что $c_{удN}$ и $c_{уд}$ или J_R связаны друг с другом соотношениями

$$c_{удN} = \frac{c_{уд}}{W_H} \quad \text{и} \quad c_{удN} = \frac{3600}{J_R W_H}$$

Если вспомнить формулу для дальности полета, то увидим, что

$$L = \frac{k}{c_{удN}} \ln \frac{1}{1 - \bar{M}}, \quad \text{где} \quad \bar{M} = \frac{M_{\text{топлива}}}{M_{\text{нач.лет.аппар.}}}$$

$c_{удN}$ при неизменных k и \bar{M} целиком определяет дальность полета. Минимальное значение $c_{удN}$ соответствует L_{max} . Поэтому $c_{удN}$ полностью характеризует экономичность двигателя с точки зрения расхода топлива на единицу пути.

В теории тепловых машин под экономичностью понимается отношение полезной работы к подведенному теплу (КПД).

Очевидно, что оценки полезного действия двигателя с помощью величины, полученной путем деления расхода топлива на тягу ($c_{уд}$) или тяговую мощность ($c_{удN}$), не эквивалентны приведенному выше понятию экономичности теплового двигателя.

В самом деле, если в одном случае имеем ясное энергетическое соотношение, определяющее степень использования подведенной энергии, то в другом мы этого не имеем. При втором способе оценки экономичности может оказаться, что меньший относительный расход топлива (а следовательно, лучшая с точки зрения расхода топлива «экономичность») будет соответствовать двигателю, который как тепловая машина работает хуже. Это объясняется тем, что меньший расход топлива получен только за счет более высокой калорийности топлива, хотя использование калорийности топлива плохое. Однако всегда при изучении свойств того или иного типа двигателя необходимо знать степень его совершенства как тепловой машины хотя бы для того, чтобы судить о возможности и целесообразности улучшения ее данных. Это важно, так как всякое улучшение коэффициента полезного действия теплового двигателя при прочих равных условиях приведет к улучшению характеристик двигателя как движителя.

Таким образом, та или иная оценка качеств двигателя как тепловой машины необходима.

С другой стороны, если к вопросу «экономичности» подходить с точки зрения требований, предъявляемых к двигателю летательным аппаратом, то можно легко увидеть, что одним из основных требований будет требование минимального расхода топлива для обеспечения потребной для полета тяги.

Здесь экономичность понимается уже не столько с энергетической стороны как расходование массы, находящейся на борту летательного аппарата, а насколько экономно она расходуется.

С этой точки зрения всегда выгодно иметь возможно меньший расход. В ЖРД применение топлив с большей теплотворной способностью приводит к увеличению скорости истечения, а следовательно, и к увеличению потери энергии с выходной скоростью (считаем, что $W_a > W_H$) (см. ниже), при этом полный КПД двигателя уменьшается, но одновременно уменьшается и расход топлива на ту же тягу. Решает последнее — предпочтение следует оказать двигателю с меньшим расходом топлива.

Таким образом, понятно, что расход топлива, отнесенный к тяге или тяговой мощности, также можно и должно принять за критерий экономичности, понимая под экономичностью не какие-либо энергетические соотношения, а просто расход топлива на единицу тяги или единицу тяговой мощности.

В силу указанных обстоятельств в качестве параметров, определяющих экономичность, целесообразно принять: во-первых, некоторые энергетические соотношения — в виде коэффициентов полезного действия, которые определяют совершенство авиационного двигателя с энергетической стороны, и, во-вторых, соотношения, определяющие относительный расход топлива (на тягу или тяговую мощность) или, другими словами, экономичность двигателя по расходу топлива.

Относительный расход дает возможность наиболее просто судить о таких важных летных качествах летательного аппарата с данным двигателем, как дальность или время полета.

На практике наиболее широко принято оценивать экономичность по расходу топлива.

В. ПОЛЕЗНАЯ РАБОТА И КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

К числу параметров, которыми можно оценить авиационные двигатели как тепловые двигатели и как движители, относятся также коэффициенты полезного действия.

Для суммарной оценки экономичности авиационного двигателя имеют основное значение два КПД: эффективный η_e и полный КПД η_0 . Первый оценивает экономичность авиационного двигателя как тепловой машины, а второй экономичность авиационного двигателя в целом с учетом всех энергетических потерь.

Рассмотрим сначала эффективный КПД, характеризующий ВРД как тепловой двигатель.

1. Полезная работа и эффективный коэффициент полезного действия

Для любого одноконтурного реактивного двигателя как тепловой машины полезной работой L_e следует считать разность кинетических энергий выходящей из сопла струи газа $\frac{m_r W^2}{2}$ и входящего в двигатель воздуха $\frac{m_b W_H^2}{2}$, т. е.

$$L_e = \frac{m_r W^2}{2} - \frac{m_b W_H^2}{2}.$$

Следует отметить, что в случае полного расширения в сопле до атмосферного давления ($v_a = p_H$) W — есть истинная скорость истечения $W = W_a$.

Если же в сопле неполное расширение, то W — есть фиктивная скорость W_ϕ , определяемая из выражения (см. гл. III)

$$W_\phi = W_a + \frac{F_a}{m_\tau} p_H \left(\frac{p_a}{p_H} - 1 \right). \quad (1.21)$$

В дальнейшем, поскольку это не отражается на выводах, скорость истечения для обоих случаев будем обозначать W_a , имея в виду, что при $p_a = p_H$, $W = W_a$, а если $p_a \neq p_H$, то $W_a = W_\phi$.

Выходной импульс I_a можно представить в общем случае выражением

$$I_a = m_\tau W_a + F_a (p_a - p_H),$$

где W_a — есть действительная скорость истечения из сопла.

Для получения более простых выражений целесообразно представить R_c как произведение массы выходящих из сопла газов m_τ на некоторую фиктивную скорость W_ϕ . Очевидно, в этом случае

$$I_a = m_\tau W_\phi = m_\tau W_a + F_a (p_a - p_H),$$

откуда

$$W_\phi = W_a + \frac{F_a}{m_a} (p_a - p_H) = W_a + \frac{F_a}{m_\tau} p_H \left(\frac{p_a}{p_H} - 1 \right).$$

Как известно из теории тепловых машин, эффективный КПД представляет собой отношение полезной работы L_e к энергии E , которая должна быть затрачена для получения полезной работы L_e :

$$\eta_e = \frac{L_e}{E}.$$

В случае авиационного двигателя под затраченной энергией E следует понимать тепло Q , которое выделяется при полном сгорании топлива ($Q = m_\tau H_u$), и кинетическую энергию топлива $\frac{m_\tau}{2} W_H^2$, которая определяет также уменьшение кинетической энергии летательного аппарата из-за уменьшения его массы, связанного с расходом топлива.

Таким образом,

$$\eta_e = \frac{0,5 (m_\tau W_a^2 - m_b W_H^2)}{m_\tau H_u + \frac{m_\tau W_H^2}{2}} = \frac{\left(\beta \frac{W_a^2}{2} - \frac{W_H^2}{2} \right)}{(\beta - 1) \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)}, \quad (1.22)$$

где

$$\beta = 1 + g_\tau = 1 + \frac{1}{\alpha L_0}.$$

В большинстве случаев, за исключением очень больших чисел M_H ($M_H > 5,0$), можно пренебречь величиной $\frac{W_H^2}{2}$ по отношению к H_u . Так, если $W_H = 4,296$ м/сек ($M_H = 4,0$, $H \geq 11\,000$ м) и $H_u = 41\,900$ кдж/кг, то $\frac{W_H^2}{2}$ составляет всего 1,6% от H_u .

Следовательно, в некоторых случаях можно приближенно считать

$$\eta_e \approx \frac{\left(\frac{m_\tau W_a^2}{2} - \frac{m_b W_H^2}{2} \right)}{m_\tau H_u} \approx \frac{\left(\beta \frac{W_a^2}{2} - \frac{W_H^2}{2} \right)}{(\beta - 1) H_u}. \quad (1.22')$$

Часто принимают $\beta=1,0$, что в случае ПВРД и РПД можно привести к значительным ошибкам.

Так, например, в случае ПВРД при $M_H=3\div 4$ ошибка в η_e , если считать $\beta=1,0$, может достигнуть 10% и более.

2. Термический η_t и относительный $\eta_{отн}$ КПД

Если в формуле (1.22) вместо W подставить $W_{ид}$ — идеальную скорость истечения, при определении которой не учитывались бы какие-либо механические потери и принимались во внимание только потери термодинамического цикла, то получим выражение для термического коэффициента полезного действия двигателя η_t :

$$\eta_t = \frac{\beta \frac{W_{ид}^2}{2} - \frac{W_H^2}{2}}{(\beta - 1) \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)}. \quad (1.23)$$

Потери в диффузоре, камере сгорания, сопле и других элементах двигателя характеризуются относительным коэффициентом полезного действия $\left(\eta_{отн} = \frac{\eta_e}{\eta_t} \right)$, оценивающим энергетические потери в тепловом двигателе по отношению к идеальному тепловому двигателю, в котором учтены только потери термодинамического цикла.

Очевидно,

$$\eta_{отн} = \frac{\beta W_a^2 - W_H^2}{\beta W_{ид}^2 - W_H^2}.$$

3. Полетный КПД $\eta_{п}$

Если η_t и η_e оценивают энергетические потери в двигателе, то полетный КПД определяет потери с «остаточной» скоростью.

Струя, выходящая из двигателя, имеет по отношению к пространству, где происходит движение, скорость $(W_a - W_H)$.

Кинетическая энергия этого движения $\frac{m_r(W_a - W_H)^2}{2}$ рассеивается в пространстве, в конечном счете приводя к увеличению его энтропии, и является энергией, потерянной для двигателя.

Поэтому полезную энергию с учетом потери от выходной скорости можно представить выражением

$$\left(\frac{m_r W_a^2}{2} - \frac{m_b W_H^2}{2} \right) - \frac{m_r (W_a - W_H)^2}{2}.$$

Отсюда полетный КПД можно представить в виде

$$\eta_{п} = \frac{\left(\frac{m_r W_a^2}{2} - \frac{m_b W_H^2}{2} \right) - \frac{m_r (W_a - W_H)^2}{2}}{\frac{m_r W_a^2}{2} - \frac{m_b W_H^2}{2}}. \quad (1.24)$$

Произведя элементарные преобразования и имея в виду, что

$$\frac{m_r}{m_b} = 1 + g_r = \beta,$$

получим

$$\eta_{\pi} = \frac{(\beta W_a^2 - W_H^2) - \beta (W_a - W_H)^2}{(\beta W_a^2 - W_H^2)} = \frac{\left[\beta \left(\frac{W_a}{W_H} \right)^2 - 1 \right] - \beta \left(\frac{W_a}{W_H} - 1 \right)^2}{\beta \left(\frac{W}{W_H} \right)^2 - 1}. \quad (1.25)$$

Очевидно, что при $W_a = W_H$, $\eta_{\pi} = 1,0$.

4. Полный КПД η_0

Под полным КПД двигателя будем понимать отношение полезной работы к затраченной энергии.

При определении эффективного и полетного КПД были установлены понятия полезной работы двигателя как тепловой машины:

$$L_e = \frac{m_{\Gamma} W_a^2 - m_B W_H^2}{2}$$

и определены потери с выходной скоростью $\frac{m_{\Gamma} (W_a - W_H)^2}{2}$, которые относятся к потерям, характеризующим двигатель как движитель.

Естественно в качестве полного КПД принять отношение разности $\frac{m_{\Gamma} W_a^2 - m_B W_H^2}{2} - \frac{m_{\Gamma} (W_a - W_H)^2}{2}$ к затраченной энергии $g_{\Gamma} \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)$, т. е.

$$\eta_0 = \frac{\left[\frac{m_{\Gamma} W_a^2 - m_B W_H^2}{2} - \frac{m_{\Gamma} (W_a - W_H)^2}{2} \right]}{(\beta - 1) \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)}. \quad (1.26)$$

Как легко видеть, полный КПД двигателя равен произведению эффективного КПД на полетный:

$$\eta_0 = \eta_{\pi} \eta_e.$$

Из уравнений (1.24) и (1.26) можно написать

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \frac{\frac{m_{\Gamma} W_a^2 - m_B W_H^2}{2} - \frac{m_{\Gamma} (W_a - W_H)^2}{2}}{\frac{m_{\Gamma} W_a^2 - m_B W_H^2}{2}} \cdot \frac{\frac{m_{\Gamma} W_a^2 - m_B W_H^2}{2}}{(\beta - 1) \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)} = \\ &= \frac{\left[\frac{m_{\Gamma} W_a^2 - m_B W_H^2}{2} - \frac{m_{\Gamma} (W_a - W_H)^2}{2} \right]}{(\beta - 1) \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)}. \end{aligned}$$

Производя упрощения, получаем

$$\eta_0 = \frac{W_H^2 \left(\beta \frac{W_a}{W_H} - 1 \right) - (\beta - 1) \frac{W_H^2}{2}}{(\beta - 1) \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)}. \quad (1.27)$$

Легко видеть, что $W_H^2 \left(\beta \frac{W_a}{W_H} - 1 \right) = R_{y\alpha} W_H$, т. е. равно удельной тяговой мощности. Действительно,

$$R_{y\alpha} W_H = (\beta W_a - W_H) W_H = W_H^2 \left(\beta \frac{W_a}{W_H} - 1 \right).$$

Таким образом, можно написать :

$$\eta_0 = \frac{R_{yд} W_H}{(\beta - 1) \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)} - \frac{\frac{W_H^2}{2}}{\left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)}. \quad (1.28)$$

В некоторых случаях, если, например, W_H не слишком велико, можно

пренебречь членом $\frac{W_H^2}{2}$ и считать

$$\eta_0 \approx \frac{R_{yд} W_H}{(\beta - 1) \left(H_u + \frac{W_H^2}{2} \right)}, \quad (1.28')$$

или

$$\eta_0 \approx \frac{R_{yд} W_H}{(\beta - 1) H_u} = \frac{3500 W_H}{c_{yд} H_u} = \frac{J_R W_H}{H_u}. \quad (1.28'')$$

Г. ЭФФЕКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Отличие двигателей летательных аппаратов (как вообще любых транспортных двигателей) от стационарных состоит в том, что последние практически всю развиваемую ими мощность отдают потребителю, а двигатели летательных аппаратов часть развиваемой ими мощности (тяги) тратят на свое продвижение. Когда эта часть становится соизмеримой со всей развиваемой двигателем мощностью (тягой), то возникают специальные проблемы проектирования таких двигателей, на которых мы также кратко остановимся ниже.

Оптимальные параметры рабочего процесса и соответствующие им характеристики двигателя, полученные в результате термодинамического расчета (например, для ТРД — $\pi_{к\text{ опт}}$ и $T_{03\text{ опт}}$); для ПВРД — $T_0\text{ ср}$ или α ; для РПД — n , α), для известных условий полета (M_H , H) могут далеко не всегда соответствовать действительным оптимальным режимам работы двигателя. Для всех типов двигателей, использующих в качестве рабочего тела воздух, это особенно ярко проявляется при повышении скорости и высоты полета.

Становятся недостаточными общие рассуждения о качественном влиянии габаритов и веса двигателя и все большее значение приобретает количественная оценка влияния этих величин на его эффективность. Как было отмечено, это связано с тем, что двигатель при движении вместе с летательным аппаратом требует на свое собственное перемещение некоторую часть развиваемой им тяги ($R_{x\text{ дв}}$). Эта часть тяги при соответствующих значениях M_H и H , характерных для каждого типа двигателя, может быть очень большой (50% и более). В этих случаях действительная эффективность двигателя определяется не только его термодинамическими, внутривыкательными параметрами. Возникает необходимость учитывать влияние и его собственного веса, и габаритов, определяющих сопротивление перемещению собственно двигателя.

Понимание сути эффективных параметров двигателей, методологические разработки, необходимые для их определения, требуют хорошего знания аэродинамики летательных аппаратов и их конструкции.

Глубокое проникновение в аэродинамику и конструкцию летательных аппаратов диктуется и тенденциями развития авиационной техники, указывающими на повышение роли двигателя, который все больше

и больше будет определять летательный аппарат в целом. С увеличением скорости и высоты полета летательный аппарат с полным правом можно будет определить как «летающий двигатель». Уже в настоящее время вероятно появление компоновок, где конструкция двигателя и летательного аппарата представляет настолько единое целое, что один и тот же элемент конструкции можно с полным правом отнести и к летательному аппарату, и к двигателю. В этих случаях можно только тогда представить себе оптимальные параметры двигателя (и по параметрам его рабочего процесса, и по конструкции), когда они будут увязаны с летательным аппаратом в целом.

Разработка научных основ проектирования двигателей должна вестись с учетом перспектив их развития. Частью этой общей научной проблемы является разработка методической основы оценки эффективности двигателя и системы, определяющих ее величину. В настоящей книге будут даны лишь простейшие представления о путях решения вопроса и приведены некоторые примеры приближенного определения эффективных характеристик различных двигателей.

Рассматривая баланс тяги двигателя и сопротивления летательного аппарата, легко обнаружить, что часть тяги (обозначим ее через $R_{x\text{ дв}}$) идет на продвижение собственно двигательной установки. $R_{x\text{ дв}}$ в установившемся горизонтальном полете компенсирует сопротивление «моторной гондолы», а также сопротивление той части крыла, которая необходима для поддержания двигателей в воздухе. При движении с набором высоты или с ускорением $R_{x\text{ дв}}$ учитывает также слагаемую веса двигателя и указанной части крыла (для ракетных систем крыла может и не быть).

Вопрос об эффективных параметрах мы будем рассматривать в основном применительно к горизонтальному полету без ускорения крылатого летательного аппарата. При этом будет требоваться минимальное значение тяги $R_{x\text{ дв}}$, необходимой для продвижения собственно двигателя. Наглядное представление о $R_{x\text{ дв}}$ как суммы двух слагаемых $R_{x\text{ дв}}$ и $R_{x\text{ кр}}$ можно получить на примере (рис. 1.11) компоновки летательного аппарата с двигателями, расположенными на концах крыльев. На рис. 1.11 штриховкой выделена та часть крыла площадью $F_{\text{кр. д}}$, которая необходима для поддержания веса двигателя при установившемся горизонтальном движении, векторами $R_{x\text{ дв}}$ и $R_{x\text{ кр}}$ представлены силы сопротивления мотогондолы и соответствующей части крыла.

Разность $R = (R_{x\text{ дв}} + R_{\text{кр. дв}})$, где R тяга двигателя, определяемая обычной формулой $R = m_v(\beta W_a - W_H) + F_a(v_a - p_H)$, разумно назвать эффективной ($R_{\text{эф}}$) или полезной тягой двигателя. Физический смысл понятия эффективной тяги прост: $R_{\text{эф}}$ представляет тягу, которая идет на продвижение всех элементов летательного аппарата, за исключением двигателя. Следует отметить, что такое понятие эффективной тяги и соответствующих ей значений других параметров нам представляется весьма полезным, так как дает возможность наглядно оценить предельные возможности различных типов двигателей, объяснить их эволюцию.

Рациональной основой применения эффективных параметров является то, что они связывают в единый расчетный комплекс «термодинамические» характеристики с весом и габаритом двигателя. Это дает возможность также подойти к выбору оптимальных размерностей двигателей и режимов их работы более правильно, нежели основываясь только на данных расчета чисто двигательных параметров. Широкое использование эффективных параметров двигателей, по-видимому, сдерживается трудностью их определения для многих компоновок, в которых двигатель и летательный аппарат представляют единое целое и выделение элементов, относящихся только к двигателю, представляется не всегда возможным и оправданным.

Относительно просто этот вопрос решается для компоновок летательного аппарата, в которых можно сравнительно легко выделить двигатель как обособленный агрегат. Примерами таких компоновок являются летательные аппараты, двигатели которых представляют самостоятельный конструктивный элемент, как бы пристыкованный к фюзеляжу, крылу, оперению (рис. 1.12).

Предельный (воображаемый) случай независимой компоновки двигателя показан на схеме летательного аппарата (см. рис. 1.12), состоящей из двух отдельно расположенных элементов: двигателя с поддерживающим его крылом и планера, несущего все остальные элементы

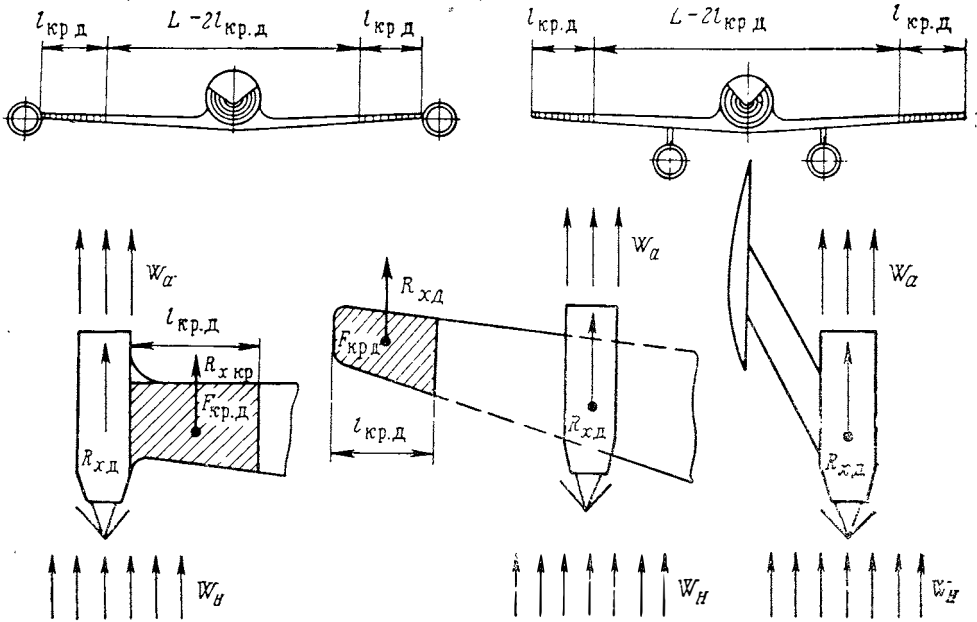


Рис. 1.11. К определению эффективной тяги:

$R_{хд}$ — сила сопротивления мотогондолы; $R_{хкр}$ — сила сопротивления части крыла, необходимой для поддержания двигателя

(баки, оборудование и т. д.), соединенные силовой связью C , передающей эффективную тягу от двигателя к планеру.

Несмотря на условности этой схемы, она может с успехом служить при оценке эффективных характеристик двигателя и сравнения двигателей различных типов. При этом можно быть уверенным, что если эффективная тяга будет низкая ($\frac{R_{эф}}{R} \ll 1,0$), то и любая реальная компоновка не даст других результатов, так как двигатель для своего перемещения потребует примерно ту же долю «термодинамической» тяги R .

Особый смысл, как это будет видно из дальнейшего, имеет применение эффективных параметров при больших значениях M_H и H . Мы говорили об эффективных характеристиках, которые определялись только параметрами собственно двигателя. Определение эффективных характеристик ДУ в целом, если включать в ее состав топливо, конструкцию баков и всех систем управления, вопрос более сложный, требующий разработки. Однако решение его не представляется безнадежным, по крайней мере для составных летательных аппаратов, и может оказаться полезным для двигателей. Оно даст возможность оценить влияние конструкции ДУ, рода топлива, режима работы двигателя для выпол-

нения основной задачи летательным аппаратом, например, разгона системы I, системы II до некоторой заданной скорости W_H (рис. 1.13). Затруднения в определении эффективных характеристик двигателей в тех случаях, когда элементы двигателя и элементы собственно летательного аппарата становятся трудно различимыми, а аэродинамические характеристики двигателя не удается учитывать отдельно, делают целесообразным сузить понятие эффективных параметров и учитывать только

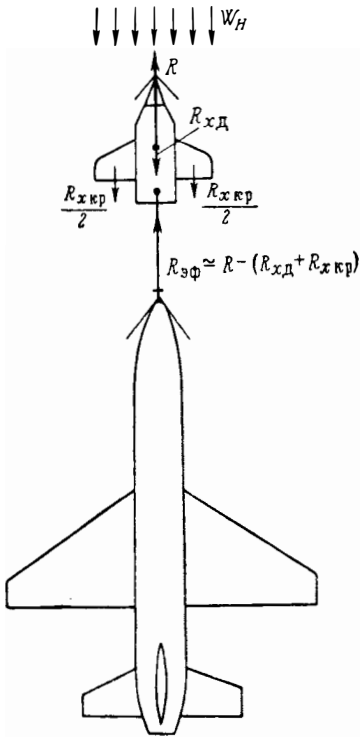


Рис. 1.12. Предельная схема компоновки: двигатель отделен от летательного аппарата

часть сил, действующих на двигатель. Так, например, в инженерной практике встречается метод расчета, в котором под эффективной тягой понимают разность между R и $R_{xд}$, где $R_{xд}$ представляет собой волновое сопротивление диффузора. Величина волнового сопротивления, которое всегда существует при $\varphi_d < 1,0$, определяется его типом и значением M_H (см. гл. IV).

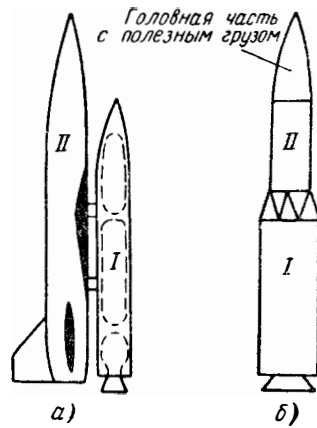


Рис. 1.13. Пример компоновки составного летательного аппарата:

а—составной летательный аппарат с крылатой II ступенью;
б—составная двухступенчатая ракета

Таким образом, в этом методе расчета $R_{эф} = R - R_{xд} = R \left(1 - \frac{R_{xд}}{R} \right)$ или если $c_{xд}$ и c_R отнесены к площади одного и того же сечения, то

$$R_{эф} = R \left(1 - \frac{c_{xд}}{c_R} \right).$$

Можно представить себе и другие определения $R_{эф}$, однако при этом надо оценивать $R_{эф}$ через характерную для двигателя величину, которая количественно легко определяется для различных компоновок. Только в этом случае будет достигаться желательная общность понятия эффективной тяги. Этому требованию и отвечает разобранный частный вариант определения $R_{эф}$ как разности «термодинамической» тяги R и волнового сопротивления диффузора.

Таким образом, можно рассматривать $R_{эф}$ как разность $R - R_{xдв}$, где $R_{xдв}$ представляет часть тяги, идущей:

- 1) на продвижение ДУ в целом с учетом топлива;
- 2) на продвижение только двигателя;

3) на компенсацию действительных или фиктивных сил сопротивления, действующих на некоторые «элементы» двигателя (в том числе и воображаемые), поддающиеся точному определению. Далее (в гл. IV) будет показано, что сила волнового сопротивления диффузора есть фиктивная сила (в том смысле, что она не приложена к поверхности конструкции двигателя), которая уравнивается соответствующей конструктивно направленной силой, учитываемой при определении R . Мы ограничимся понятием эффективной тяги в соответствии с ее определением согласно пп. 2 и 3.

Выведем в простейших предположениях выражение для вычисления эффективной тяги изолированного двигателя (п. 2) применительно к условию горизонтального полета. Рассмотрим по отдельности $R_{x \text{ дв}}$ и $R_{x \text{ кр}}$ с целью выражения их через величины, удобные для вычисления. $R_{x \text{ дв}}$ представляет силу аэродинамического сопротивления моторной gondoly, которую можно выразить известной формулой

$$R_{x \text{ дв}} = c_{x \text{ м}} \frac{\rho_H W_H^2}{2} F_{\text{м}}, \quad (1.29)$$

где $c_{x \text{ м}}$ — коэффициент сопротивления;

$\frac{\rho_H W_H^2}{2}$ — скоростной напор;

$F_{\text{м}}$ — характерная площадь, за которую можно принять мидель gondoly или приближенно мидель двигателя.

$R_{x \text{ кр}}$ по физическому смыслу представляет собой аэродинамическое сопротивление крыла, потребного для поддержания веса двигателя в полете. Пользуясь известным из аэродинамики соотношением для силы сопротивления, можно написать

$$R_{x \text{ кр}} = c_{x \text{ кр}} \frac{\rho_H W_H^2}{2} F_{\text{кр.д}}, \quad (1.30)$$

где $c_{x \text{ кр}}$ — коэффициент сопротивления крыла;

$F_{\text{кр.д}}$ — площадь крыла, необходимая для поддержания веса двигателя. Если считать, что двигатель не имеет собственной подъемной силы, то $F_{\text{кр.д}}$ определится из выражения

$$G_{\text{дв}} + G_{\text{кр.д}} = c_y \frac{\rho_H W_H^2}{2} F_{\text{кр.д}},$$

где $G_{\text{дв}}$ и $G_{\text{кр.д}}$ — вес двигателя и крыла соответственно;

c_y — коэффициент подъемной силы.

Положив $G_{\text{кр}} = g_{\text{кр}} F_{\text{кр}}$, где $g_{\text{кр}}$ — вес 1 м² поверхности крыла, будем иметь

$$F_{\text{кр}} = \frac{G_{\text{дв}}}{c_y \frac{\rho_H W_H^2}{2} - g_{\text{кр}}}.$$

Подставляя полученное значение $F_{\text{кр}}$ в формулу (1.30), будем иметь

$$R_{x \text{ кр}} = c_{x \text{ кр}} \frac{\rho_H W_H^2}{2} \frac{G_{\text{дв}}}{c_y \frac{\rho_H W_H^2}{2} - g_{\text{кр}}}.$$

Таким образом,

$$R_{\text{эф}} = R - \left[c_{x \text{ м}} \frac{\rho_H W_H^2}{2} F_{\text{м}} + \frac{G_{\text{дв}}}{c_y / c_x \left(1 - \frac{g_{\text{кр}}}{c_y \rho_H W_H^2 / 2} \right)} \right]$$

или, вынося R и обозначая $\frac{R}{F_{\text{м}}} = R_F$; $\frac{c_y}{c_x} = K$,

получим

$$R_{\text{эф}} = R \left[1 - \frac{c_{xM} \rho_H W_H^2 / 2}{R_F} - \frac{\gamma_{\text{дв}}}{K \left(1 - \frac{g_{\text{кр}}}{c_{yQ_H} W_H^2 / 2} \right)} \right], \quad (1.31)$$

где R_F — лобовая тяга двигателя;

$\gamma_{\text{дв}}$ — удельный вес;

K — качество крыла в соответствующей компоновке.

Если R выразить через коэффициент тяги c_{R_0} , отнесенный к миделю гондолы, то

$$\frac{R_{x\text{д}}}{R} = \frac{c_{xM} \frac{\rho_H W_H^2}{2} F_M}{c_R \frac{\rho_H W_H^2}{2} F_M} = \frac{c_{xM}}{c_R}$$

и выражение для $R_{\text{эф}}$ можно записать в виде

$$R_{\text{эф}} = R \left\{ 1 - \left[\frac{c_{xM}}{c_R} + \frac{\gamma_{\text{дв}}}{K \left(1 - \frac{g_{\text{кр}}}{c_{yQ_H} W_H^2 / 2} \right)} \right] \right\}. \quad (1.32)$$

Величину, стоящую в фигурных скобках, назовем коэффициентом эффективности и обозначим через $r_{\text{эф}}$. Как видно из соотношения (1.32), кроме условий полета ($M_{\text{нб}}, H$), $r_{\text{эф}}$ зависит от чисто двигательных параметров: лобовой тяги (R_F), удельного веса двигателя ($\gamma_{\text{дв}}$), аэродинамических коэффициентов (c_{xM}, K), конструктивного совершенства крыла ($g_{\text{кр}}$).

Все эти параметры характеризуются в целом уровнем развития техники и могут быть названы довольно точно или, во всяком случае, может быть указан возможный диапазон их изменения в различных условиях полета.

Использование понятия $R_{\text{эф}}$, очевидно, дает возможность получить эффективные значения всех других величин, определяющих тяговые экономические характеристики двигателя: $c_{R_{\text{эф}}}$, $J_{R_{\text{эф}}}$ и т. д. Говоря об эффективной тяге в применении к двигателю в целом, отметим, что для выявления определяющих $R_{\text{эф}}$ величин и их влияния на $R_{\text{эф}}$ в зависимости от условий полета при решении многих интересных задач не надо предъявлять высокие требования к точности $R_{x\text{дв}}$ и $R_{x\text{кр}}$, вычисляя их по средним значениям входящих в выражение $R_{\text{эф}}$ величин, характерных для аэродинамики и конструкции летательных аппаратов и двигателей в рассматриваемый период состояния развития техники. Такие приближенные количественные оценки $R_{x\text{дв}}$ и $R_{x\text{кр}}$ вполне достаточны для объяснения эволюции различных типов двигателей и установления примерных предельных границ их применения по скорости и высоте полета.

В качестве иллюстрации использования формулы (1.32) приведем анализ (далеко не полный) причин, приведших к определенной последовательности развития ДУ в последние десятилетия. Проанализируем, почему по мере роста скорости и высоты полета на смену таким экономичным ДУ, как ВМГ, ТВД и ТРД с центробежным компрессором, пришли ТРД с осевым компрессором и форсажной камерой и, наконец, прямоточные и ракетные двигатели. Из формулы (1.32) следует, что для определения эффективных значений тяги, удельного импульса и т. д. кроме обычных «термодинамических» тяговых и экономических характеристик надо знать удельный вес ДУ ($\gamma_{\text{дв}}$), коэффициент сопротивления мотогондолы (c_{xM}) и качество крыла в зависимости от ско-

рости и высоты полета. Для ДУ конкретного летательного аппарата эти величины можно установить по данным, заложенным в проект аппарата. Если же сравнивать между собой ДУ в более общем виде, то можно воспользоваться литературными источниками, дающими представление о весовых и аэродинамических параметрах ДУ и летательного аппарата на данном этапе развития техники.

Величины K и $c_{x\text{кр}}$ относительно слабо зависят от M_H при $M_H < 1,0$ и $M_H > 1,0$. Для исследования эффективных характеристик можно принять изменение K по рис. 1.14.

Конечно, значения K зависят от типа крыла. Однако всегда можно воспользоваться данными, типичными для рассматриваемого периода развития техники. Можно для однозначности решения использовать характеристики некоторых «оптимальных» профилей независимо от того, что они не применяются на практике.

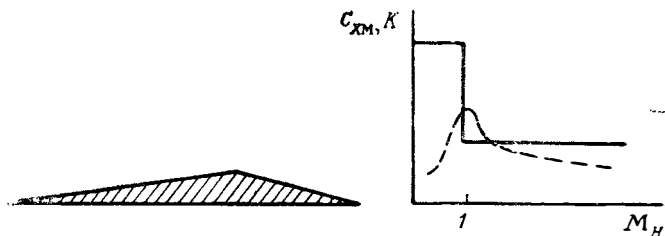


Рис. 1.14. Профиль крыла сверхзвукового самолета и характерная зависимость $K=f(M_H)$ и $c_{xм}=f(M_H)$

К такого рода профилям (при $M_H > 1,0$) относится, например, профиль, изображенный на рис. 1.14. Максимальное значение качества зависит от M_H и относительной толщины профиля. Для реальных (с точки зрения требований конструкции) относительных толщин максимальная величина качества на умеренных сверхзвуковых скоростях полета ($M_H < 5$) может доходить до 10.

Целесообразность применения для общего анализа подобных приемов удачно продемонстрирована Зенгером в книге «Техника ракетного полета» (Оборонгиз, 1947). Применение указанного профиля, аэродинамические характеристики которого (c_x , c_y , K) с достаточной точностью определяются расчетом, позволило Зенгеру в условиях недостатка экспериментальных и расчетных данных (использовались данные, известные в начале 30-годов) дать представление о перспективных аэродинамических характеристиках ракетного самолета.

В заключение отметим, что использование для вычисления эффективных характеристик предельных данных по c_x , K , c_y , $g_{кр}$ и т. п. дает максимальные значения $r_{эф}$. Это позволяет в свою очередь утверждать, что в действительности величина $r_{эф}$, независимо от компоновки двигателя, может быть только меньше, поэтому получаются как бы предельные тяговые и экономические характеристики ДУ с учетом веса и сопротивления.

Зависимость $c_{xм}=f(M_H)$ для гондолы двигателя имеет общий характер, показанный на рис. 1.14 пунктирной линией.

Зная конкретную зависимость $c_{xм}=f(M_H)$, очевидно, не представит трудности учесть влияние изменения $c_{xм}$ по M_H на эффективные характеристики двигателя. В приведенных ниже иллюстративных примерах принималось $c_{xм}=\text{const}$, что, конечно, несколько изменяет эффективные характеристики, особенно в области околозвуковых значений M_H , соответствующих наибольшим изменениям $c_{xм}$, но не влияет на полученные выводы, вытекающие из рассмотрения эффективных характеристик двигателей на дозвуковых или сверхзвуковых скоростях полета. В первом

случае вследствие малых значений скоростных напоров в общем балансе сил (аэродинамическое сопротивление гондолы независимо от c_{xM} весьма мало), а во втором случае, представляющем основной интерес, c_{xM} — относительно слабо зависит от M_H .

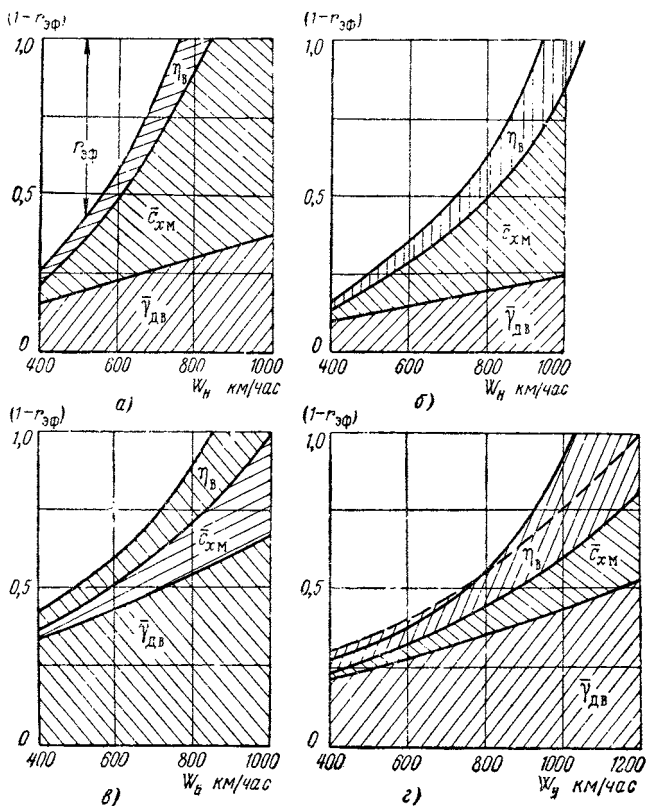


Рис. 1.15. К определению коэффициента эффективности винтомоторного двигателя (ВМГ):

η_B — КПД винта;

$$\bar{c}_{xM} = \frac{c_{xM}}{c_R}; \quad \bar{\gamma}_{дв} = \frac{\gamma_{дв}}{K \left(1 - \frac{q_{кр}}{c_y q_H}\right)}$$

$$q_H = \frac{\rho_H W_H^2}{2}$$

$a - H = 0, c_{xM} = 0,1, K = 10; б - H = 0, c_{xM} = 0,05, K = 15;$

$в - H = 15 \text{ км}, c_{xM} = 0,1, K = 10; г - H = 15 \text{ км}, c_{xM} = 0,05,$

$K = 15, \text{---} \text{---} \eta_B = 0,8$

Также следует отметить, что в областях малых скоростей или больших высот полета (малые скоростные напоры), член, учитывающий вклад веса двигателя в эффективные характеристики $\gamma_{дв}/k \left(1 - \frac{q_{кр}}{c_y q_H}\right)$ может быть сколько угодно большим, отражая тот очевидный факт, что при малых значениях q_H площадь крыльев, необходимая для поддержания веса двигателя, становится очень большой. Область малых M_H , с точки зрения эффективных характеристик, мало интересна.

В качестве примера эффективных характеристик на рисунках 1.15—1.19 приведены значения $r_{эф}$ (или $1 - r_{эф}$) для различных типов двигателей, вычисленных в предположении $K = 10 \div 6$ и $c_{xM} = 0,1 \div 0,05$. На

рис. 1.15 дано значение $(1 - r_{эф})$ в зависимости от скорости полета для ВМГ.

В качестве объекта рассмотрения принят совершенный поршневой мотор с большой высотностью ($H \approx 15$ км), проектные данные которого $N_{взл} = 2500$ л. с., $G = 1750$ кг, $N_{H=15} = 1500$ л. с.

Из рис. 1.15 следует, что применение такого мотора не имеет никаких перспектив с точки зрения увеличения скорости полета. Так, если считать, что $r_{эф}$ не должно быть меньше 0,2, т. е. на перемещение самого двигателя затрачивается 80% тяги [$(1 - r_{эф}) = 0,8$], то максимальная скорость полета не будет превосходить $(W_H)_{max} = 700 \div 880$ км/час (последнее относится к $c_{хм} = 0,05$ и $K = 15$) и на высоте $H = 15$ км соответственно $(W_H)_{max} = 740 \div 940$ км/час.

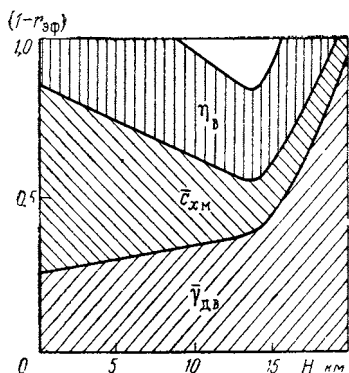


Рис. 1.16. К определению рабочей зоны эффективных величин тяги ВМГ по параметру $r_{эф}$ ($W_H = 1000$ км/час; $c_{хм} = 0,05$; $K = 15$)

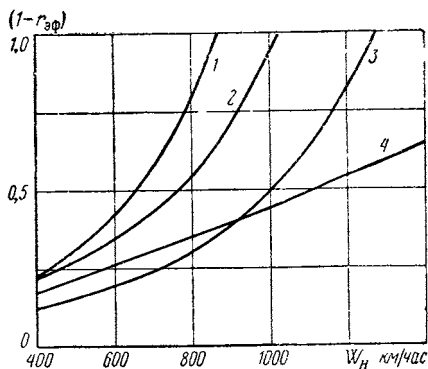


Рис. 1.17. Сравнение эффективных характеристик различных типов ДУ:
1—ВМГ ($H_{расч} = 6$ км); 2—ТВД 1950 г.; 3—современный ТВД типа Тайн; 4—ТРД с центробежным компрессором

На рис. 1.16 приведены значения $(1 - r_{эф})$ для того же двигателя по высоте для скорости полета $W_H = 1000$ км/час. Видно, что существует незначительный диапазон высот (8500—15 500 м), в котором имеется некоторая свободная мощность.

На рис. 1.17 приведены значения $(1 - r_{эф})$ для весьма совершенного поршневого мотора с высотностью $H = 6000$ м. Картина сохраняется прежней, максимальная скорость $(1 - r_{эф}) = 0,8$ составляет 800 км/час.

Причины, ограничивающие применение поршневого двигателя по скорости и высоте, — это большое влияние сопротивления и веса на эффективные параметры.

Первая причина сказывается при полете на относительно малых высотах. Так, для $H = 0$ (см. рис. 1.16) на $W_H = 1000$ км/час 60% мощности идет на преодоление сопротивления мотогондолы, а при $H = 20$ км, $W_H = 1000$ км/час и $K = 15$ 95% мощности идет на «провоз» веса ДУ.

Такое положение типично для поршневых двигателей, с помощью которых нельзя было превысить скорость звука.

Возможность улучшения их весовых данных ($\gamma_{дв}$) и уменьшения доли сопротивления в объеме энергетического баланса за счет повышения R_F была невозможна из-за самой схемы двигателя, «плотно упакованной металлом», и особенностей протекания скоростных характеристик (падением мощности со скоростью полета).

Увеличения R_F и снижение $\gamma_{дв}$ стали возможны с переходом на новую схему тепловой машины — газотурбинную*. Эта схема позволила

* Возможности, связанные со значительным уменьшением $c_{хм}$, отсутствуют.

существенно увеличить расход воздуха, приходящийся на единицу площади миделя, что дало возможность увеличить лобовую тягу (лобовую мощность) двигателя. Меньшее заполнение металлом объема двигателя, увеличение расхода воздуха на единицу площади миделя и особенности характера протекания тяговых характеристик газотурбинного двигателя заметно улучшили характеристики двигателя по лобовой тяге (в ТВД

$$R = \frac{N}{W_H} \eta_{\text{винт}}.$$

На рис. 1.17 показано значение $(1 - r_{\text{эф}})$ для различных типов двигателей и видно существенное влияние типа двигателя на значение эффективных параметров.

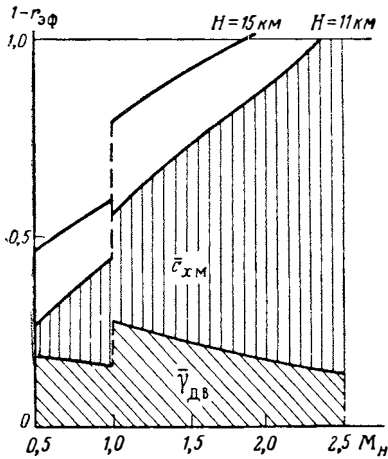


Рис. 1.18. К определению $r_{\text{эф}}$ ТРД с центробежным компрессором типа НИИ:

$$c_{xм} = 0,1; K = 10 (M_H < 1,0); \\ K = 6 (M_H > 1,0)$$

Переход ВМГ на применение ТВД расширяет диапазон применения винтовых ДУ по скорости на 300—400 км/час. Однако даже при высоком КПД винта ТВД имеет ограничение по скорости полета ($M_H \approx 1,0$). Как известно, с увеличением скорости полета, даже без учета влияния КПД винта, винтовые системы по своим «термодинамическим» характеристикам приближаются к ТРД. Однако последние имеют преимущество по весу из-за отсутствия винта и редуктора, а также и по расходу воздуха на мидель, что кроме увеличения лобовой тяги приводит к уменьшению $c_{xм}$. Влияние всех факторов приводит к превышению эффективных характеристик ТРД перед ТВД, что и отражается на рис. 1.17, где показано значение $(1 - r_{\text{эф}})$ для ВМГ, ТВД и ТРД с данными, соответствующими началу 50-х, концу 40-х годов, а также современному ТВД.

На рис. 1.18 приведены эффективные характеристики $(1 - r_{\text{эф}})$ ТРД с центробежным компрессором. Показаны ограниченные возможности такого двигателя по скорости и высоте полета.

Так, при полете на $H=15 \text{ км}$ эффективная тяга равна нулю при $(M_H)_{\text{max}} < 2,0$, а если $H=11 \text{ км}$, то $(M_H)_{\text{max}} < 2,5$.

Увеличение скорости и высоты полета, как и ранее, возможно при дальнейшем увеличении лобовой тяги и уменьшении удельного веса. Такая возможность у газотурбинных двигателей оказалась при применении осевых компрессоров, которые дают возможность увеличить расход воздуха, отнесенный к миделю, более чем в три раза по сравнению ТРД с центробежными двигателями. В итоге переход на ТРД с осевым компрессором привел к увеличению лобовой тяги и уменьшению удельного веса двигателя. Этот эффект может быть существенно усилен применением форсажной камеры.

На рис. 1.19 дано значение $r_{\text{эф}}$, которое можно ожидать для ТРД 60-х годов с осевым компрессором при наличии форсажа и без него.

Следует отметить, что ТРД без форсажа на больших высотах имеют малые значения $r_{\text{эф}}$.

Так, например, на высоте $H=25 \text{ км}$ и $M_H=2,5 \div 3,0$ $r_{\text{эф}}$ не превосходит 0,2, тогда как у ТРД с форсажной камерой $r_{\text{эф}}$ на этих числах M_H достигает $r_{\text{эф}}=0,55 \div 0,65$.

Интересно протекание экономических характеристик ТРД с форсажем и без него. На рис. 1.20 приведены отношения $\frac{c_{у.л.ф}}{c_{уд}}$. Верхняя ли-

ния показывает это отношение по данным термодинамического расчета. Последующие кривые дают отношение эффективных удельных тяг. Из приведенных данных видно, что эффективная экономичность форсированного двигателя, в противоположность термодинамической экономичности, лучше, чем двигателя, нефорсированного во всем диапазоне скоростей для $H > 20$ км. На $M_H = 3,0$ экономичности форсированного и нефорсированного двигателя сравниваются уже при $H = 11$ км.

Учитывая, что турбокомпрессоры при современных значениях температуры перед турбиной «вырождаются» при $M_H \approx 4$, целесообразно применять на соответствующих скоростях полета СПВРД, который, сравниваясь с ТРДФ по термодинамическим характеристикам, имеет

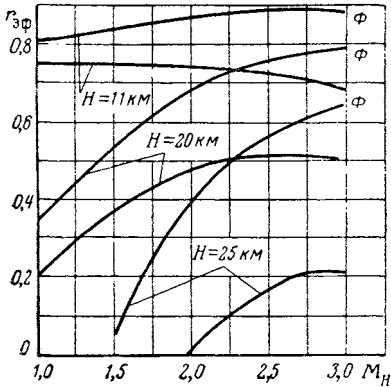


Рис. 1.19. Сравнение коэффициента эффективности ТРД на форсажных (Ф) и нефорсажных режимах работы

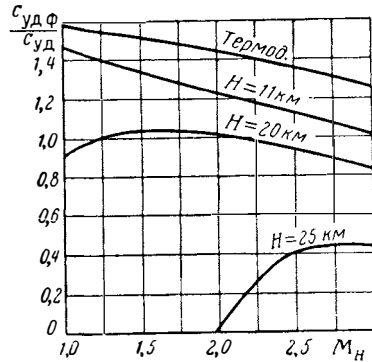


Рис. 1.20. Сравнительная оценка экономичности ТРД на форсажных и нефорсажных режимах работы

преимущество по весу (СПВРД можно представить как ТРДФ без турбокомпрессора), а следовательно, по эффективным характеристикам. Что касается РПД, то соединение РкД и ПВРД в единой силовой установке во многом определяется более удовлетворительными ее параметрами, чем каждого из двигателей в отдельности. Как известно, тяга ракетных двигателей, отнесенная к их весу, более чем в 10 раз выше соответствующей величины воздушно-реактивных двигателей с учетом возможных реальных условий полета. С другой стороны, их удельный импульс примерно во столько же раз ниже. Поэтому комбинированные двигатели, которые при сохранении высокого отношения тяги к весу, а также тяги к миделю имеют более низкий удельный расход топлива, чем РкД, могут оказаться перспективными для разгонных систем, например для ракет-носителей или космических транспортных систем. Различные аспекты применения ракетно-прямоточных двигателей на перспективных космических аппаратах в одно-, двух- и трехступенчатом вариантах ракет-носителей подробно рассматриваются в работе [35].

Показывая целесообразность учета эффективных параметров при сравнении различных типов двигателей, мы, однако, в дальнейшем при рассмотрении характеристик ПВРД и РПД сознательно ограничимся только «термодинамическими характеристиками», так как исследование весовых аэродинамических характеристик ДУ не входит в круг рассматриваемых авторами вопросов.

Очевидно, что «термодинамические характеристики» имеют большое значение, являясь необходимым исходным материалом для определения

эффективных характеристик, и значение их достаточно для выбора оптимальных ДУ для случая конкретного применения их на летательном аппарате.

Д. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

К числу свойств, характеризующих эксплуатационные качества авиационных двигателей, относятся: ресурс и надежность, диапазон режимов работы, стартовые характеристики двигателя и т. д.

Существенное влияние на эксплуатацию двигателя и двигательной установки в целом могут иметь физико-химические характеристики применяемого топлива.

В дальнейшем мы не будем подробно останавливаться на эксплуатационных свойствах рассматриваемых ВРД, изучение которых выходит за рамки настоящей книги.

Установленные ранее параметры позволяют оценить двигатель по силе тяги и мощности, по размерам, экономичности и дают возможность сравнивать различные двигатели друг с другом, установить основные преимущества и недостатки различных типов двигателей как авиационных движителей и определить область их применения.

§ 4. ТЕРМОДИНАМИКА ДВИГАТЕЛЕЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Главной задачей этого раздела будет рассмотрение эффективности ДУ как силовой установки летательного аппарата с точки зрения полезного использования располагаемой энергии (работоспособности) рабочего тела. Оценка эффективности ДУ будем проводить по величинам, определяемым методами термодинамики. Вес и габариты двигателя в оценке его эффективности не учитываются.

Следует отметить, что обычно методами термодинамики ДУ рассматривается только с точки зрения ее совершенства как тепловой машины, преобразующей располагаемую рабочим телом тепловую энергию в механическую. Такой подход недостаточен для оценки ДУ летательных аппаратов в целом. Поэтому представление об оценках ДУ расширено и некоторые вопросы, излагаемые в этом разделе, выходят за рамки задач термодинамики в их обычном понимании.

Так, кроме рассмотрения ДУ в целом, в данном разделе рассматривается эффективность ее как тепловой машины и как движителя, взятых в отдельности. Такое рассмотрение вопроса с единых позиций в одном разделе позволяет наиболее удачно представить физическую сторону понятия эффективности ДУ в целом.

Свойства ДУ как тепловой машины и как движителя могут определяться яснее, если ДУ представить как агрегат, совмещающий и тепловую машину, и движитель. Тогда рабочее тело движителя и рабочее тело тепловой машины можно считать одним и тем же.

Во многих случаях оценку эффективности ДУ и ее элементов целесообразно выполнять с помощью соответствующих коэффициентов полезного действия η . Структурно КПД представляет отношение величины, количественно выражающей полезное действие энергетического агрегата или его элемента к энергетической величине, которая обеспечивает функционирование рассматриваемого агрегата.

В различных конкретных случаях физический смысл понятия полезного действия, так же как и энергетической величины, определяющей это полезное действие, могут быть различны. Так, работа турбины оп-

ределяется понижением работоспособности (теплосодержания) рабочего тела, проходящего через турбину. В результате мы получаем «полезное действие» в виде механической энергии, которую можно реализовать, присоединяя к валу турбины устройство, потребляющее механическую мощность, например, компрессор.

Полезное действие компрессора можно, в частности, представить как приращение работоспособности рабочего тела, проходящего через него. Приращение работоспособности рабочего тела в результате подвода тепла можно определить так же, как полезную работу. Таким образом, КПД двигателя как тепловой машины выражается следующим образом:

$$\eta = \frac{\text{полезная работа}}{\text{подведенная энергия}} = \frac{\text{приращение работоспособности } RT}{\text{подведенная энергия}}.$$

Если оценивать двигатели летательных аппаратов, использующих воздух как тепловую машину, то (пренебрегая массой топлива) полезное действие следует понимать как приращение работоспособности воздуха (рабочего тела) за счет подвода к нему тепла в результате химических реакций в тракте двигателя или нагрева в теплообменнике в случае использования энергии ядерных реакций.

Оценка эффективности двигателя как движителя или оценка двигателя в целом с учетом его свойств как тепловой машины и движителя, как уже было отмечено, может быть произведена на основе полетного и полного КПД.

Однако относительную оценку полной эффективности двигателя иногда полезно производить не с помощью полного КПД, а величиной тяги R_E с единицей подведенной к рабочему телу тепловой энергии. Такая оценка весьма удобна и наглядна при анализе эффективности различных схем двигателей. Полный КПД и R_E , как легко видеть, однозначно связаны:

$$\eta_0 = \frac{RW_H}{E},$$

откуда следует, что $R_E = \frac{R}{E} = \frac{\eta_0}{W_H}$.

Рассмотрим подробнее величину E . Будем считать, что к рабочему телу ДУ подводится некоторая энергия E , часть которой преобразуется в полезное действие.

Для ракетных двигателей (ЖРД, РДТТ и т. п.) под E будем понимать полное теплосодержание, определяющее максимальную работоспособность некоторой массы рабочего тела при его изэнтропическом расширении от p_0 до $p=0$. Считая для простоты свойства рабочего тела независимыми от температуры, получим

$$E = mc_p T_0 = m \frac{k}{k-1} RT_0 = m i_0, \quad (1.33)$$

где R , c_p и i_0 отнесены к единице массы. Графическое изображение E в координатах $p-v$ и $i-s$ показано на рис. 1.21 и 1.22.

Величина E для ВРД определяется приращением работоспособности воздуха (полного теплосодержания) вследствие сообщения ему тепла i , в общем случае, дополнительной массы, например горючего. Часто этой дополнительной массой можно пренебречь по сравнению с массой воздуха, проходящего через контур тепловой машины.

Рассматривая такой предельный случай и считая, что подвод тепла совершается при $p_0 = \text{const}$, легко изобразить E в координатах $p-v$ и $i-s$.

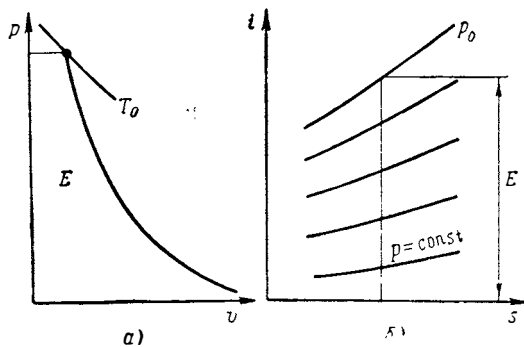


Рис. 1.21. Изображение энергии E для РКД в $p-v$ — и $i-s$ — координатах

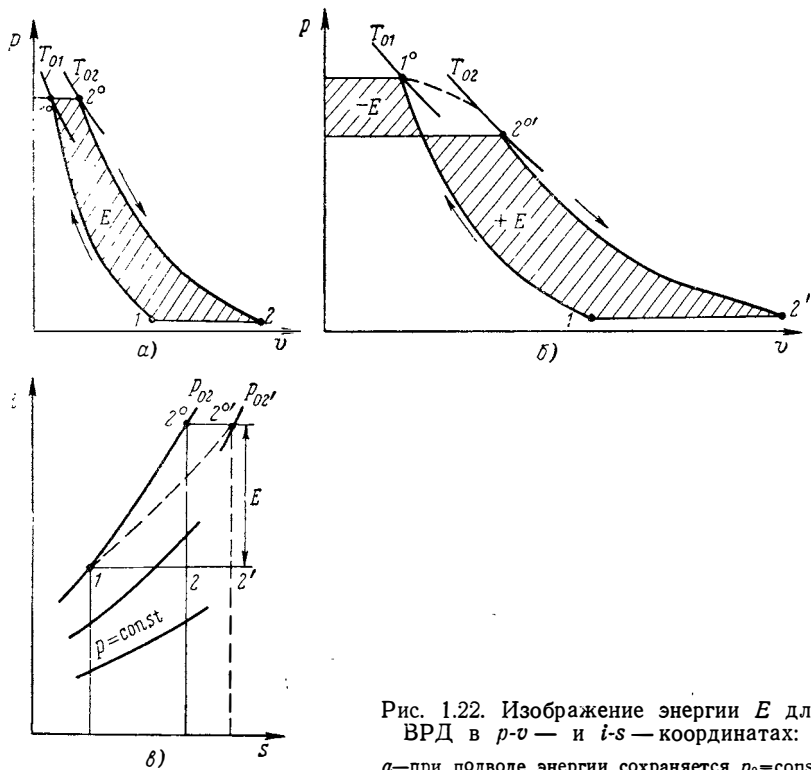


Рис. 1.22. Изображение энергии E для ВРД в $p-v$ — и $i-s$ — координатах:

а — при подводе энергии сохраняется $p_0 = \text{const}$;
 б, в — p_0 уменьшается

На рис. 1.22, *а* показаны две линии, отражающие процессы сжатия и расширения рабочего тела в ВРД, и две изотермы, проходящие через точки, характеризующие состояние его в начале 1^0 и конце процесса подвода тепла 2^0 . Величина E равна (в соответствующем масштабе) заштрихованной площади на p - v -диаграмме. На рис. 1.22 также показана величина E для более общего случая, когда p_0 изменяется при подводе тепла (рис. 1.22, *б* пунктир). Точка 2^{01} в данном случае отвечает полному давлению после сообщения тепла.

Можно отметить равновеликость площадей, ограниченных изобарами, осями координат и изоэнтропами, начинающимися от некоторой изотермы $T = \text{const}$. Нетрудно проверить, что величина E , изображаемая в p - v и i - s — координатах, не зависит от положения точки 2^0 на изотерме T_{02} . Однако всегда надо брать начальную точку (1), отражающую действительное состояние газа. Соответствующие площади в координатах p — v или отрезки (2^0 — 2) или (2^1 — 2^{01}) (рис. 1.22, *в*) определяют приращение работоспособности рабочего тела после сообщения энергии E . Очевидно,

$$E = m c_p \Delta T = m \frac{k-1}{k} R (T_{02} - T_{01}) = m \Delta i_0. \quad (1.34)$$

Выражения для E подчеркивают основное отличие между РкД и ВРД. Заключается оно в том, что в РкД вся энергия сообщается массе, находящейся на борту летательного аппарата, а в ВРД — массе, поступающей в ДУ извне, из атмосферы, что имеет принципиальное значение.

Очевидно, что одна и та же энергия E может быть сообщена различным количествам рабочего тела. Для ДУ, работающих на химических топливах, это практически означает возможность изменения E/m за счет калорийности топлив. Так, в низкокалорийных топливах одному и тому же значению E соответствует большее количество топлива, чем в высококалорийных. Прибавка к любому топливу какого-либо инертного вещества или избыток одного из компонентов тоже, очевидно, приводит к уменьшению $E_{уд}$ ($E_{уд} = \frac{E}{m}$) по сравнению с возможным для данного топлива максимальным значением. В двигателях, использующих ядерную энергию, изменение $E_{уд}$ может также легко достигаться соответствующими соотношениями между нагревом и количеством рабочего тела (подогрев уменьшается, масса соответственно увеличивается, подведенная к рабочему телу энергия остается неизменной).

Следует, однако, не забывать наличия практического ограничения величины $E_{уд}$ по верхнему значению. Действительно, для ДУ, использующих химическую энергию, имеется вполне определенное значение $(E_{уд})_{\text{max}}$, соответствующее природе компонентов (окислителя и горючего) топлива и соотношение между ними, которое имеет максимальное значение при стехиометрическом составе. То же самое можно сказать и о других типах ДУ, например для ДУ, использующих тепловой эффект ядерных реакций при нагреве рабочего тела через стенки реактора, величина $E_{уд}$ определяется максимальной допустимой температурой стенок.

Таким образом, в каждом данном случае всегда имеется некоторая масса рабочего тела m_T , отвечающая $(E_{уд})_{\text{max}}$ и характеризующая наивысшее достижимое значение E .

Как уже отмечалось, всякую двигательную установку можно представить как совокупность двух основных элементов: тепловой машины и движителя, параметры которых, влияя на совершенство ДУ в целом, могут быть прямо не связаны друг с другом.

Типичным примером ДУ первой группы, в которых движитель и тепловая машина совмещены в одном агрегате и имеют общее рабочее тело, являются реактивные двигатели, к которым следует отнести ТРД, ПВРД, ЖРД, РДТТ и др.

К двигательным установкам второй группы относятся системы: поршневой двигатель внутреннего сгорания с винтом (ВМГ), турбовинтовой двигатель (ТВД), двухконтурный ВРД (ТРДК).

В дальнейшем ДУ, относящиеся к первой и второй группам, будем, соответственно, называть одноконтурными и двухконтурными двигателями.

Для каждого типа ДУ легко представить ее устройство как тепловой машины и как движителя. Как уже отмечалось, в двигательных установках с одним контуром тепловая машина и движитель объединены в одном агрегате и имеют один рабочий тракт, общее рабочее тело (ракетные двигатели, ТРД, ПВРД). Практически все элементы таких ДУ одновременно, в большей или меньшей мере, выполняют функции тепловой машины и движителя.

В таких системах качества ДУ, как тепловой машины, и движителя связаны очень тесно.

В двухконтурном воздушном двигателе собственно движитель представляет вполне самостоятельную конструкцию, соединенную с тепловой машиной системой передачи механической энергии, которая вырабатывается в последней и передается с помощью этой системы на движитель и через него рабочему телу.

Так, например, в ТВД к системе передачи относятся турбина винта (или та ступень общей турбины, энергия которой передается на винт) и вся дальнейшая силовая коммуникация (валы, редуктор и т. д.).

Для анализа удобно все эти элементы, включая и собственно движитель, рассматривать как единую энергетическую систему движителя, параметры и характеристики которой непосредственно не связаны с параметрами и характеристиками тепловой машины.

Не надо, конечно, понимать так, что для двухконтурного двигателя тепловая машина, как элемент ДУ, только вырабатывает необходимую для работы движителя энергию, не внося никакого другого вклада в образование тягового усилия.

Практически тепловая машина всегда обладает и функцией движителя, развивая положительную тягу, величина которой на основных режимах работы ДУ может быть достаточно большой по отношению к тяге, развиваемой собственно движителем, в зависимости от типа ДУ, ее параметров и условий полета.

Дальнейшее рассмотрение, при отсутствии специальных оговорок, будет происходить на базе идеальной модели ДУ, подразумевающей отсутствие каких-либо потерь на трение и вихреобразование в ее рабочих элементах, включая движитель. Процессы торможения, сжатия и расширения считаются изэнтропическими. Отсутствует теплообмен между элементами и внешней средой. Приращение массы за счет топлива ВРД не учитывается. Принятые допущения сильно упрощают формальную сторону исследования и дают возможность наиболее наглядно и просто показать принципиальные особенности (характеристики) ДУ как энергетической системы летательных аппаратов.

ПОНЯТИЯ РАСПОЛАГАЕМОЙ И ПОЛЕЗНОЙ РАБОТ

Разберем работу основных элементов ДУ на примере типов одноконтурных ВРД, ПВРД и ТРД. После повышения статического давления воздуха в диффузоре и сжатия его в компрессоре (ТРД) к рабочему телу (воздуху) подводится тепло. Состояние рабочего тела после сообщения тепла полностью характеризуется какими-либо тремя независи-

мыми параметрами, например полным давлением p_{0cr} и температурой T_{0cr} , статическим давлением p_{cr} или числом M и т. д., которые мы знаем, так же как и такие характеристики рабочего тела, как R , k , c_p и т. д. Газ, имеющий эти параметры, обладает некоторой работоспособностью, выражающейся в том, что каждый килограмм его способен произвести работу l_p :

$$l_p = \frac{k}{k-1} RT_{0cr} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_{0cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right], \quad (1.35')$$

где p_a — статическое давление конца расширения. Так как наибольшая эффективность соответствует случаю, когда $p_a = p_H$ (см. гл. III), то, рас-

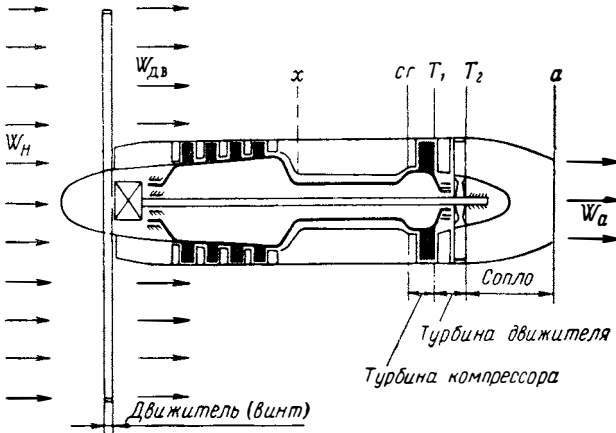


Рис. 1.23. Схема турбовинтового двигателя

сатривая эффективность ДУ, мы всегда будем считать $p_a = p_H$, понимая, что при этом рассматривается максимальная работа l_p :

$$l_p = \frac{k}{k-1} RT_{0cr} \left[1 - \left(\frac{p_H}{p_{0cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (1.35)$$

Назовем l_p располагаемой работой ДУ, что вполне соответствует физической стороне дела.

В зависимости от типа ДУ располагаемая работа l_p на участке $cg - a$ реализуется по-разному. Для ПВРД с точностью до потерь l_p воплощена в кинетической энергии, вытекающей из сопла струи газа $W_a^2/2$. Для ТРД часть l_p затрачивается на привод компрессора и различных агрегатов (насосы, генератор и др.), оставшаяся же часть l_p также представляет собой кинетическую энергию истекающей из сопла струи $W_a^2/2$. В качестве примера двухконтурной двигательной установки приведем схему ТВД (рис. 1.23), основными элементами которой являются турбокомпрессор (энергетический элемент — машина), система передачи работы на движитель и собственно движитель (в данном случае винт). Как видно из рис. 1.23, для изображенной схемы двигателя система передачи состоит из турбины, силового вала с подшипниками и редуктора.

Возможны схемы ТВД, в которых привод компрессора и движителя осуществляется общей турбиной при наличии одного силового вала, передающего энергию, вырабатываемую на турбине, и компрессору, и движителю. Однако, как легко видеть, это не влияет на результат дальнейших рассуждений.

В ТВД располагаемая работа l_p , как и в предыдущем случае, идет на привод компрессора и агрегатов, а также и привод движителя, который передает подведенную энергию проходящему через винт воздуху, что выражается в увеличении его кинетической энергии:

$$m_{дв} \frac{W_{дв}^2 - W_H^2}{2},$$

где $m_{дв}$ — массовый расход через движитель;

$W_{дв}$ — скорость отбрасывания рабочего тела движителем.

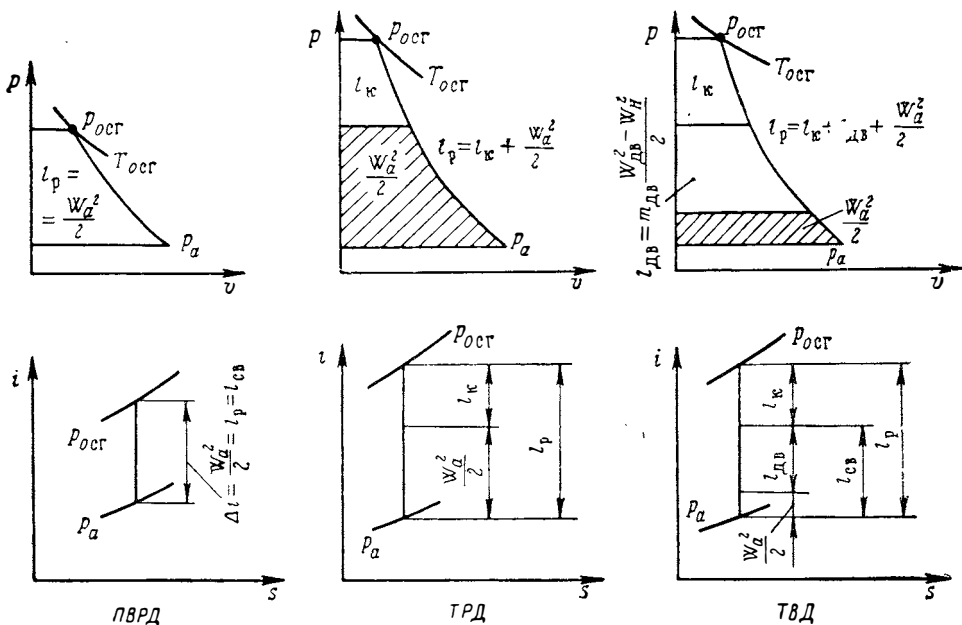


Рис. 1.24. Изображение располагаемой энергии l_p в координатах $p-v$ и $i-s$

Оставшаяся часть располагаемой энергии представляет, как уже говорилось, кинетическую энергию вытекающей из сопла струи.

Схему распределения располагаемой энергии l_p для одноконтурных и двухконтурных ДУ приведем на рис. 1.24.

Естественно назвать разность между l_p и $l_к$ свободной энергией $l_{св}$. Очевидно, что энергию $l_{св}$ мы можем распределять между контурами, добиваясь максимальной эффективности ДУ. Именно $l_{св}$ характеризует при данных условиях полета (M_H, H) энергетику ДУ в целом.

КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ДУ КАК ТЕПЛОВОЙ МАШИНЫ

Исходя из общего выражения для КПД видно, что для определения КПД надо определить полезную работу, полученную в результате подвода тепла. Это можно сделать с помощью различных соотношений, имеющих в своей основе закон сохранения энергии.

Например, можно рассуждать следующим образом. Пусть на рис. 1.25 площадь I изображает работоспособность рабочего тела перед подводом тепла при его изэнтропическом расширении от p_{02} до p_1 . При этом нас не интересует, за счет какого процесса или совокупности процессов рабочее тело доведено до состояния, определяемого точ-

кой 2^0 , — диффузор, компрессор, или то и другое, или просто состояние 2^0 характеризует давление торможения свободной струи.

Площадь II определяет работоспособность рабочего тела после подвода тепла. Понятно, что разность площадей $II-I$ определяет приращение работоспособности рабочего тела в результате сообщения ему энергии или, что то же самое, полезную работу, которую может совершить газ, изоэнтальпически расширяясь от p_{03} до давления $p_1 = p_a$. При этом формы, в которых реализуется полезная работа, могут быть самыми разнообразными (привод какого-либо силового агрегата, кинетическая энергия газа, выходящего из сопла двигателя, и т. д.).

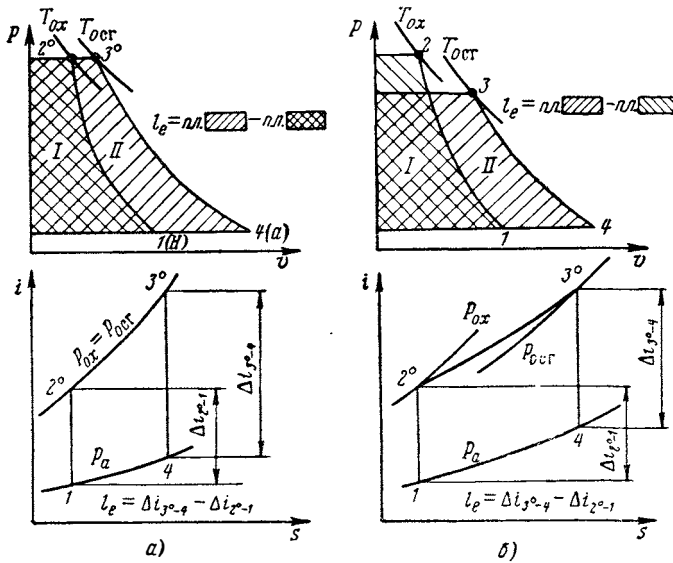


Рис. 1.25. К определению полезной работы l_e :

$a - p_{0x} = p_{0cr}$; $b - p_{0x} < p_{0cr}$

Таким образом, можно написать, что полезная работа равна $l_e = \text{пл. II} - \text{пл. I} = l_{св} - \frac{W_H^2}{2}$. В координатах $p - v$ полезная работа графически изображена на рис. 1.26.

После сделанных замечаний становится понятным, что полезное действие тепловой машины как элемента ДУ летательных аппаратов можно оценить величиной КПД в соответствии с выражением

$$\eta = \frac{l_{св} - \frac{W_H^2}{2}}{Q} = \frac{W_H^2 \left(\frac{2l_{св}}{W_H^2} - 1 \right)}{2Q}, \quad (1.36)$$

где Q — количество тепла, подведенного к единице веса рабочего тела.

Очевидно, что разность, стоящая в числителе выражения (1.36), определяет приращение работоспособности рабочего тела в результате подвода тепла Q . Для одноконтурных двигателей, как было уже показано, $l_{св} = \frac{W_a^2}{2}$ и поэтому η может быть выражен через скорость истечения:

$$\eta = \frac{\frac{W_a^2}{2} - \frac{W_H^2}{2}}{Q} = \frac{W_H^2 \left(\frac{W_a^2}{W_H^2} - 1 \right)}{2Q}. \quad (1.37)$$

Отношение $2 \frac{l_{св}}{W_H^2}$ является важной характеристикой ДУ, исполь-

зующей в качестве рабочего тела атмосферный воздух, показывая относительное превышение $l_{св}$ над энергией, вносимой самим рабочим телом $W_H^2/2$. Следует отметить, что по мере увеличения скорости полета это отношение из-за ограниченного подогрева уменьшается (рис. 1.27), стремясь к единице, т. е. двигатель перестает развивать полезную работу, а атмосфера как рабочее тело использована быть не может. Как это отражается на КПД, будет показано ниже.

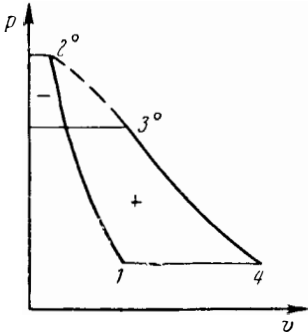


Рис. 1.26. К определению полезной работы ДУ

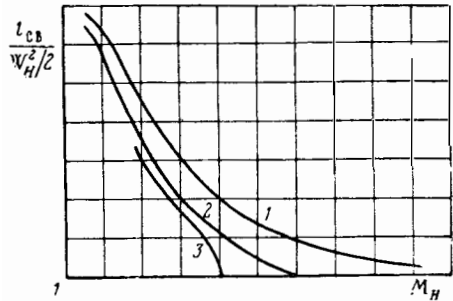


Рис. 1.27. Характер зависимости

$$l_{св} / \frac{W_H^2}{2} \text{ от } M_H:$$

1—значение $\Delta T_{сг} = \text{const}$ (идеальный случай);
2—максимальная температура $T_{сг}$ ограничена (идеальный случай); 3—реальная ДУ

Выражения (1.36) и (1.37) определяют КПД ДУ как машины для идеального и для реального случаев. Различие будет лишь в величине $l_{св}$ и, соответственно, W_a^2 (для одноконтурных машин) как за счет уменьшения $l_{св}$, так и потерь на участке расширения газа.

В соответствии со сложившейся терминологией КПД идеальной двигательной установки будем называть термическим КПД (η_t), а КПД реальной машины — эффективным КПД (η_e).

ПОТЕРИ ДУ КАК ТЕПЛОВОЙ МАШИНЫ

Из сказанного выше видно, что в противоположность стационарным тепловым машинам в нашем случае кинетическая энергия отбрасываемого рабочего тела считается полезной. Поэтому с физической стороны потерями, учитываемыми коэффициентами η_t и η_e , следует считать потерю тепла с выходящим из тракта тепловой машины газом:

$$Q_{пот} = c_p (T_a - T_H),$$

которая, рассеиваясь в атмосфере, не может быть использована в силовой установке. Такие потери всегда есть, так как температура истекающей струи T_a больше температуры окружающей струи T_H . Часть $l_{св}$, переданная на движитель (двухконтурная система), также в итоге трансформируется в приращение кинетической энергии проходящего через него воздуха.

Пользуясь представлением о потерях, можно записать выражение для термического и эффективного КПД

$$\eta = \frac{(T_{сг} - T_{0x}) c_p - (T_a - T_H) c_p}{(T_{сг} - T_{0x}) c_p} = 1 - \frac{T_a - T_H}{T_{сг} - T_{0x}}. \quad (1.38)$$

Учитывая, что $p_a = p_H$ для идеальной схемы, будем иметь

$$T_a = T_{0cr} \left(\frac{p_H}{p_{0cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{и} \quad T_H = T_{0x} \left(\frac{p_H}{p_{0x}} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Подставляя полученные выражения для T_a и T_H в уравнение (1.38), найдем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_H}{T_{0x}} \frac{\frac{T_a}{T_H} - 1}{\frac{T_{0cr}}{T_{0x}} - 1} = 1 - \left(\frac{p_H}{p_{0x}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{\left(\frac{p_{0x}}{p_{0cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \tau - 1}{\tau - 1},$$

где τ — относительный подогрев газа $\left(\tau = \frac{T_{0cr}}{T_{0x}} \right)$. Обозначая $\frac{p_{0x}}{p_H} = \Pi_{ид}$ и $p_{0cr}/p_{0x} = \sigma_\tau$, окончательно получим

$$\eta = 1 - \frac{1}{\Pi_{ид}^{\frac{k-1}{k}}} \frac{\left(\frac{1}{\sigma_\tau} \right)^{\frac{k-1}{k}} \tau - 1}{\tau - 1}. \quad (1.39)$$

Физический смысл σ_τ очевиден — это коэффициент, учитывающий потери полного давления при подводе тепла. Значение σ_τ зависит от условий подвода тепла и в первую очередь от M и τ . При подводе тепла неподвижному газу $\sigma_\tau = 1,0$, если же газ движется с дозвуковой скоростью, то во многих практически важных случаях можно приближенно считать $\sigma_\tau = 1,0$ и тогда

$$(\eta_t)_{p_0} = 1 - \frac{1}{\Pi_{ид}^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (1.40)$$

Выражение (1.40) известно как выражение для КПД термодинамического цикла при $(p_0)_\tau = \text{const}$.

Рассмотрим эффективный КПД. Очевидно, выражение (1.38) определяет и термический и эффективный КПД. Различие между ними заключается лишь в значении T_a , которое для реальной системы $(T_a)_p$, в силу потерь по тракту, будет больше, чем T_a идеальной схемы: $(T_a)_{ид} - (T_a)_p > (T_a)_{ид}$.

Исходя из выражения (1.38) имеем

$$\eta_e = 1 - \frac{T_H}{T_{0x}} \frac{\frac{T_a}{T_H} - 1}{\frac{T_{0cr}}{T_{0x}} - 1},$$

где

$$T_a = T_{0cr} \left(\frac{p_a}{p_{0cr}} \frac{1}{\sigma_{cr-2}} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Аналогично получим

$$T_H = T_{0x} \left(\frac{p_H \sigma_{H-x}}{p_{0x}} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Подставляя полученные выражения для T_0 и T_a и учитывая, что $p_a = p_H$, найдем

$$\eta_e = 1 - \left(\frac{p_H}{(p_{0x})_{ил}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{T_{0cr} \left(\frac{p_H}{p_{0cr} \sigma_{cr-a}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{p_{0x}}{p_H \sigma_{H-x}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{1}{T_{0x}} - 1}{\tau - 1},$$

откуда, считая, что $p_{0cr}/p_{0x} = \sigma_\tau$, будем иметь

$$\eta_e = 1 - \left(\frac{1}{\Pi_{ил}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{1}{\sigma} \right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{\tau - 1}{\tau - 1}, \quad (1.41)$$

где $\sigma = \sigma_{H-x} \sigma_\tau \sigma_{cr-a}$ — полный коэффициент потерь давления в тепловой машине в целом.

Наиболее употребительно применение σ для оценки потерь в элементах двигателя и двигателя в целом для ПВРД. Для турбокомпрессорных систем оценка потерь с помощью σ употребляется, главным образом, применительно к диффузору. Однако следует отметить, что определение потерь полного давления достаточно просто проводить для любых двигательных систем. В частности, для газотурбинных систем σ компрессора и турбины (σ_k и σ_τ) определяются как отношение

$$\sigma_k = \frac{p_{0x}}{(p_{0x})_{ил}} \quad \text{и} \quad \sigma_\tau = \frac{p_{0\tau}}{(p_{0\tau})_{ил}}.$$

Из выражения (1.41) можно сделать некоторые заключения о влиянии на η_e режима работы (подогрева) и условий полета (скорости).

Первое, что следует отметить, это зависимость КПД не от абсолютного повышения температуры (теплосодержания) ($T_{0cr} - T_{0x}$), а от относительного подогрева $\tau \left(\tau = \frac{T_{0cr}}{T_{0x}} \right)$, который и определяет его величину.

Потери полного давления при подводе тепла зависят в основном от τ и гидравлического сопротивления камеры сгорания. Однако для многих практически интересных случаев подвода тепла к потоку при умеренных скоростях течения ($M < 1,0$) σ_τ достаточно высоко ($\sigma_\tau > 0,9$) и не может изменяться в больших пределах (максимально возможный диапазон изменения в цилиндрическом канале $\sigma_\tau \approx 0,8 \div 1,0$).

Таким образом, существенного влияния τ на σ_τ ожидать нельзя. В первом приближении можно считать σ_τ не зависящим от τ . Легко увидеть, что в этом случае η_e зависит от подогрева и чем выше τ , тем выше η_e . Максимальное значение η_e соответствует $\tau \rightarrow \infty$ и равно:

$$\eta_e = 1 - \left(\frac{1}{\Pi_{ил}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{1}{\sigma} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (1.42)$$

На рис. 1.28 показано изменение η_e по τ . Полученный результат важен: он показывает, что тепловая машина тем эффективнее, чем выше относительный подогрев. Это происходит из-за уменьшения доли потерь по отношению к полезной работе.

При сверхзвуковых скоростях течения на участке подвода тепла σ_τ уже нельзя считать близкой к единице. Как мы увидим дальше, σ_τ может быть существенно меньше единицы при значительной зависимости от τ . При снижении τ σ_τ будет существенно возрастать, поэтому в этом случае вывод о слабой зависимости σ_τ от τ будет неправильным.

Из выражения (1.41) видно, что при снижении τ будет увеличиваться η_e . Однако характер зависимости $\eta_e = f(\tau)$ остается неизменным хотя бы потому, что часть потерь полного давления, не зависящая от τ ,

достаточно велика. Поэтому уменьшение τ и в этом случае играет основную роль.

Влияние скорости полета на η_e сказывается двояким образом. С одной стороны, увеличение W_H приводит к уменьшению τ (из-за увели-

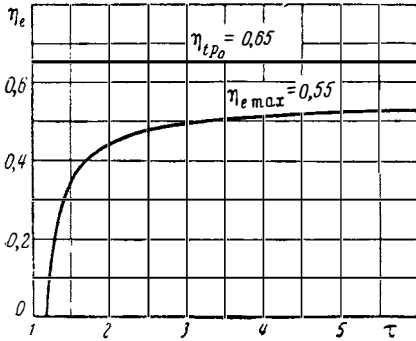


Рис. 1.28. Зависимость эффективного КПД η_e от относительного подогрева τ ($\Pi_{ад}=40$; $\sigma=0,4$; $k=1,4$)

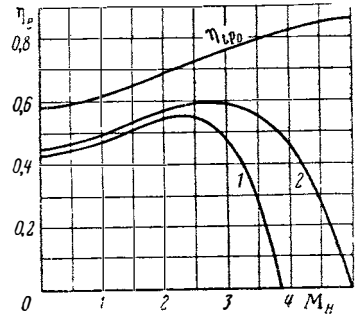


Рис. 1.29. Типичные зависимости η_{tp0} и η_e для ТРД при ограниченных температурах газа перед турбиной:

1 — $T_{0cr} = 1400^\circ \text{K}$; 2 — $T_{0cr} = 2000^\circ \text{K}$;

чения T_{0x}) и к уменьшению σ , а с другой — к увеличению $\Pi_{ад}$, что способствует увеличению η_e .

Расчеты, проведенные для различных типов ДУ, показывают, что до некоторого значения M_H увеличивается η_e , превалирующим оказывается увеличение $\Pi_{ад}$. Далее начинает сказываться влияние уменьшения τ и σ — η_e начинает уменьшаться.

На рис. 1.29 и 1.30 показано изменение η_e в зависимости от скорости для двух характерных случаев: 1) ограничена максимальная температура ($T_{0cr})_{max}$; 2) ограничено приращение температуры условием $\Delta T_{cr} = const$. Последнее более типично для прямоточной двигательной установки (рис. 1.30).

На рис. 1.30 видно и влияние подогрева, и влияние скорости полета на КПД. Ухудшение η_e с ростом M_H вызывается уменьшением относительного подогрева τ . Поскольку это влияние существенно при относительно больших значениях M_H (или Π_K при данном M_H) и, соответственно, высоких значениях η_{tp0} , можно сделать заключение, что снижение эффективности ВРД будет всегда начиная с некоторого значения M_H , характерного для данной схемы и параметров ДУ.

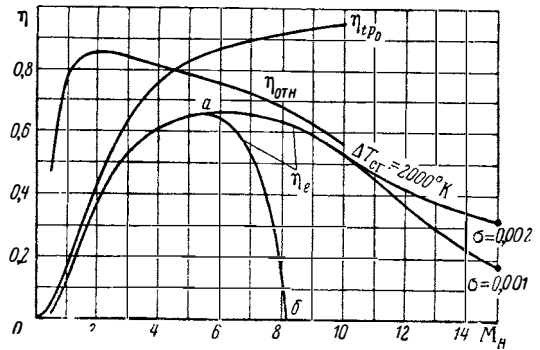


Рис. 1.30. Изменение КПД прямоточного двигателя по M_H :

участок 0 — а $\Delta T_{cr} = 2000^\circ \text{K}$;

участок а — б $T_{0cr} = 3500^\circ \text{K}$

ЭЛЕМЕНТЫ ПРОЦЕССОВ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ЦИКЛА ВРД

Для расчета величины η_e в соответствии с выражением (1.41) необходимо знать величины σ при течении газа в различных элементах двигателя.

Термодинамический цикл ВРД, как и любой другой тепловой машины, состоит из процессов сжатия рабочего тела, подвода к нему тепла и расширения. Остановимся на определении величин σ в процессах сжатия и расширения, а затем проанализируем влияние на КПД эффективности процесса подвода тепла к рабочему телу.

Процесс сжатия

Как известно, повышение давления рабочего тела до $p_x > p_H$ перед процессами, повышающими его работоспособность (экзотермические химические реакции, нагрев в реакторе), как мы будем говорить, перед «подводом» тепла, делается для увеличения полезно используемой доли полной работоспособности (полного теплосодержания) и, соответственно, подведенного тепла.

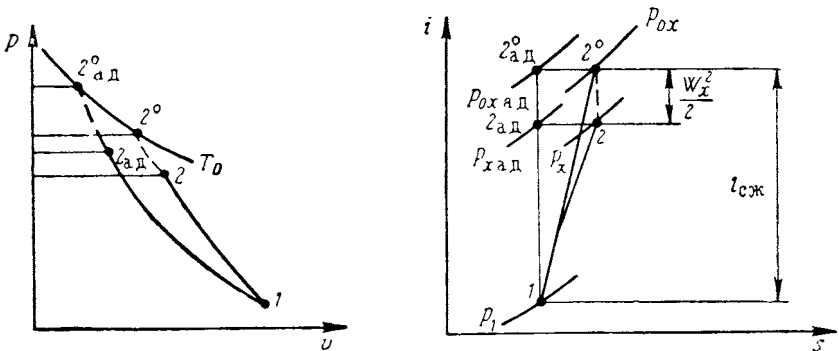


Рис. 1.31. Изображение процесса сжатия (торможения) на p - v и i - s — диаграммах

Повышение давления в ВРД в условиях полета происходит либо в диффузоре за счет торможения проходящего через него воздуха и в компрессоре (например, ДУ с турбокомпрессорами ТРД, ТВД и др.), либо только в диффузоре (бескомпрессорные ДУ — ПВРД, ГПВРД).

При движении летательного аппарата атмосферный воздух имеет относительно диффузора скорость W_H , равную скорости полета. Прохождение воздуха через диффузор сопровождается уменьшением относительной скорости и соответствующим увеличением статического давления, достигающего наибольшего значения при полном торможении. Воздух, тормозясь в диффузоре в своем относительном движении за счет энергии движения летательного аппарата, приобретает потенциальную энергию — уменьшается относительная скорость воздуха в

диффузоре, повышается давление и температура. Выражение $\frac{m_b W_H^2}{2}$ можно рассмотреть как приобретенную рабочим телом энергию. Для компрессорных двигателей повышение давления происходит также в компрессоре. Принцип действия центробежных и осевых компрессоров — это разгон воздуха лопатками роторов с последующим торможением его в диффузорных каналах. Поэтому допустимо, в целях общности рассуждений, величину $\frac{m_b W_H^2}{2}$ рассматривать как эквивалент работы, источником которой является движение летательного аппарата. Процесс сжатия изображен на рис. 1.31.

Перейдем к величинам, оценивающим потери процесса сжатия. За-
мечая, что в реальном случае $p_{0x} < (p_{0x})_{ад}$ можно оценить эти потери
величиной $\sigma_{сж}$ ($\sigma_{сж} = p_{0x}/p_{0x ад}$), так называемым коэффициентом потерь
полного давления (для диффузора $\sigma_{сж} = \sigma_{д}$; для компрессора $\sigma_{сж} = \sigma_{к}$).

Эта величина широко применяется для оценки потерь в диффузорах.
Следует отметить влияние на $\sigma_{сж}$, при прочих равных условиях, кинети-
ческой энергии (скорости) в конце сжатия. При невысоких значениях
кинетической энергии в конце сжатия ее величина мало отражается на
значении $\sigma_{сж}$, что дает возможность для однотипных диффузоров не
учитывать изменение $\sigma_{д}$ из-за разности скоростей потока в конце
сжатия.

Кроме $\sigma_{сж}$ качество процесса сжатия можно оценить с помощью
изменения работоспособности газа по его состоянию в конце сжатия:

$$\eta_{сж} = \frac{1 - (p_1/p_{0x})^{\frac{k-1}{k}}}{1 - (p_1/p_{0x ад})^{\frac{k-1}{k}}}.$$

Если в качестве основного параметра принять степень повышения
полного давления, то оценку совершенства процесса сжатия можно оце-
нить коэффициентом $\eta_{сж}$, представляющим отношение работы, которую
надо подвести рабочему телу при изэнтропическом процессе $l_{сж. ад}$ к
фактически подведенной работе, необходимой для достижения одинако-
вого значения p_{0x} ($\Pi_{сж}$). Таким образом (см. рис. 1.31),

$$\eta_{сж} = \frac{\left(\frac{p_{0x}}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\left(\frac{p_{0x ад}}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1} = \frac{l_{сж. ад}}{l_{сж}},$$

где $l_{сж. ад} = c_p T_1 \left(\Pi_{сж}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)$.

Отсюда, зная $\eta_{сж}$, можно определить работу, необходимую для
повышения полного давления газа от p_1 до p_{0x} , $l_{сж} = l_{сж. ад}/\eta_{сж}$.

Коэффициенты $\eta_{сж}$ и $\eta'_{сж}$ представляют энергетические соотноше-
ния и их можно назвать КПД процесса сжатия. Очевидно, между $\sigma_{сж}$,
 $\eta'_{сж}$, $\eta_{сж}$ существует однозначная связь. Например, обозначая $p_{0x}/p_1 =$
 $= \Pi_{сж}$ и учитывая, что $p_{0x ад}/\sigma_{сж} = p_{0x}$, получим

$$\eta'_{сж} = \frac{\Pi_{сж}^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\frac{k-1}{k} \Pi_{сж}^{\frac{k-1}{k}} - \sigma_{сж}^{\frac{k-1}{k}}}; \quad (1.43)$$

$$\eta_{сж} = \frac{\sigma_{сж}^{\frac{k-1}{k}} \left(\Pi_{сж}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{\frac{k-1}{k} \Pi_{сж}^{\frac{k-1}{k}} - \sigma_{сж}^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (1.44)$$

Важный параметр сжатия — степень повышения давления полного
или статического, в зависимости от постановки задачи, легко связать с
 $l_{сж}$ и начальной температурой T_1 :

$$\Pi_{сж}^{\frac{k-1}{k}} = \frac{l_{сж}}{c_p T_1} + 1; \quad \Pi_{сж}^{\frac{k-1}{k}} = \frac{\frac{l_{сж}}{c_p T_1} + 1}{\frac{l_{сж}}{c_p T_1} (1 - \eta'_{сж}) + 1}.$$

$$\eta_T = \frac{l_T}{c_p T_{0cr} \left[1 - \left(\frac{1}{\Pi_{0T}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Очевидно, что между σ_T и η_T существует однозначная связь, которая легко получается из соотношения

$$l_T = \eta_T c_p T_{0cr} \left[1 - \left(\frac{p_{0T}}{p_{0cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = c_p T_{0cr} \left[1 - \left(\frac{p_{0T.ад}}{p_{0cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Учитывая, что $p_{0T.ад} = \frac{p_{0T}}{\sigma_T}$, получим

$$\eta_T \left[1 - \left(\frac{1}{\Pi_{0T}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \left[1 - \left(\frac{1}{\Pi_{0T} \sigma_T} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right],$$

откуда

$$\left(\frac{1}{\sigma_T} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left\{ 1 - \eta_T \left[1 - \frac{1}{\Pi_{0T}^{\frac{k-1}{k}}} \right] \right\} \Pi_{0T}^{\frac{k-1}{k}}. \quad (1.45)$$

Очевидно, можно σ_T выразить и через l_T и T_{0cr} . В этом случае будем иметь

$$\left(\frac{1}{\sigma_T} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(1 - \frac{l_T}{c_p T_{0cr}} \right) : \left(1 - \frac{l_T}{\eta_T c_p T_{0cr}} \right).$$

Качество процесса расширения в сопле можно оценить величинами, аналогичными рассмотренным выше, — коэффициентом потери полного давления, представляющим собой отношение p_{0a}/p_{0T} или КПД сопла, представляющим собой отношение отрезков $5-5^0$ и $5_{a7}-4^{01}$:

$\eta_c = W_a^2/W_{a1}^2$. Обычно потери в сопле оцениваются величиной коэффициента скорости истечения $\psi \left(\psi = \frac{W_a}{W_{a1}} \right)$. С практической стороны применение коэффициента скорости весьма удобно, так как ψ слабо зависит от степени расширения сопла и для приближенных оценок (применительно к соплам ВРД) можно принимать $\psi = 0,97 \div 0,98$. Вообще, как правило, для сопел ВРД значение ψ является исходной известной величиной. Очевидно, зная ψ , легко определить σ_c (и наоборот). Используя сказанное выше и учитывая, что в сопле $T_0 = \text{const}$, можно написать

$$\eta_c = \psi^2 = \frac{1 - \left(\frac{p_a}{p_{0a}} \right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \left(\frac{p_a}{p_{0T}} \right)^{\frac{k-1}{k}}}.$$

Обозначая отношение p_{0T}/p_a через Π_c , получаем

$$\psi^2 = \frac{1 - \left(\frac{1}{\Pi_c} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{1}{\sigma_c} \right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \left(\frac{1}{\Pi_c} \right)^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (1.46)$$

откуда

$$\left(\frac{1}{\sigma_c}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left\{1 - \psi^2 \left[1 - \left(\frac{1}{\Pi_c}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]\right\} \Pi_c^{\frac{k-1}{k}}. \quad (1.47)$$

Нетрудно понять, что значение σ , оценивающее суммарные потери полного давления в процессах сжатия и расширения в нескольких последовательно расположенных элементах тракта двигателя, равно произведению коэффициентов потерь каждого из элементов.

ТЕРМОДИНАМИКА ПОДВОДА ТЕПЛА В КАМЕРАХ ВРД

Остановимся теперь на рассмотрении термического КПД четырех частных циклов: 1) цикла, в котором подвод тепла к движущемуся газу происходит при постоянном статическом давлении $p = \text{const}$; 2) при постоянной температуре $T = \text{const}$; 3) цикла, в котором подвод тепла совершается в канале с постоянным поперечным сечением $F = \text{const}$; 4) цикла при $M = \text{const}$.

Рассмотрение КПД первого цикла имеет принципиальное значение. Оно показывает, что эффективность подведенного к рабочему телу тепла определяется только уровнем статического (а не полного) давления (отношением статического давления, при котором сообщается тепло к давлению в конце расширения газа в окружающую среду).

Цикл $T = \text{const}$ интересен тем, что при подводе тепла в некоторых случаях максимальная температура потока может быть ограничена диссоциацией. Приближением к этому случаю и является рассматриваемый цикл.

Третий цикл соответствует часто встречаемому на практике случаю, когда подвод тепла происходит в цилиндрической камере сгорания.

Цикл $M = \text{const}$ характерен для ГПВРД.

Цикл $p = \text{const}$

Условием реализации такого цикла, вытекающим из требования $p_x = p_{cr} = \text{const}$, является подвод тепла в канале с переменным сечением. Изменение сечения канала однозначно связано с количеством подведенного тепла. Условие постоянства расхода газа на участке подвода тепла приводит к очевидному соотношению

$$\frac{F_{cr}}{F_x} = \frac{T_{cr}}{T_x} = 1 + \frac{Q}{c_p T_x},$$

где индексы « x », « cr » относятся к начальному и конечному сечениям камеры; Q — количество тепла, сообщенное единице расхода рабочего тела от исходного сечения x до сечения cr . Это соотношение вытекает непосредственно из уравнения неразрывности $F_{cr} W_{cr} \rho_{cr} = F_x W_x \rho_x$. Имея в виду, что при

$$p_x = p_{cr}, \quad W_{cr} = W_x, \quad \rho_{cr}/\rho_x = \frac{(RT)_x}{(RT)_{cr}} \quad \text{и полагая } R_x = R_{cr}, \quad \text{получаем}$$

$$\frac{F_{cr}}{F_x} = \frac{T_{cr}}{T_x}.$$

Из равенств $T_x = \frac{T_x}{1 + \frac{k-1}{2} M_x^2}$ и $Q = c_p (T_{0cr} - T_{0x})$ для конечного сечения камеры сгорания получаем

$$\frac{F_{cr}}{F_x} = 1 + \frac{Q}{c_p T_x} = 1 + (\tau - 1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right). \quad (1.48)$$

Подробнее изменение параметров потока при подводе тепла в камере с $p = \text{const}$ см. в гл. II, § 2.

Определяя термический КПД цикла η_{tp} , будем исходить из общего выражения для КПД

$$\eta_t = 1 - \left(\frac{1}{\Pi_{0x}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{\tau - 1}{\tau - 1},$$

где $\sigma_\tau = p_{0cr}/p_{0x}$ при $p = \text{const}$, $\Pi_{0x} = p_{0x}/p_H$.

Получить значение σ_τ не составляет труда. Действительно,

$$\sigma_\tau = \sigma_{x-cr} = \frac{p_{cr} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{cr}^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}}{p_x \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}} = \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_{cr}^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}}. \quad (1.49)$$

Считая течение в сечении x известным, величину M_{cr} легко выразить через M_x и τ . Исходя из условия $W_{x-cr} = \text{const}$ будем иметь

$$\frac{M_{cr}^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_{cr}^2} T_{0cr} = \frac{M_x^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_x^2} T_{0x},$$

откуда

$$M_{cr}^2 = \frac{M_x^2}{\tau + \frac{k-1}{2} M_x^2 (\tau - 1)}. \quad (1.50)$$

Заменяя в выражении (1.49) M_{cr}^2 полученным для него выражением, после несложных преобразований найдем

$$\sigma_\tau = \left[\frac{\tau}{\tau + \frac{k-1}{2} M_x^2 (\tau - 1)} \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (1.51)$$

Подставляя (1.51) в (1.39), получим

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{1}{\Pi_{0x}^{\frac{k-1}{k}}} \frac{\tau + \frac{k-1}{2} M_x^2 (\tau - 1) - 1}{\tau - 1}. \quad (1.52)$$

Сокращая в формуле (1.52) на $(\tau - 1)$, запишем основное выражение для η_{tp} :

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{1}{\Pi_{0x}^{\frac{k-1}{k}}} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right), \quad (1.53)$$

или

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{1}{\Pi_x^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (1.54)$$

где $\Pi_x = \frac{p_{xг}}{p_H}$ — отношение статических давлений. Этот же результат трудно получить из рассмотрения цикла $p = \text{const}$ в $p - v$ координатах (рис. 1.33).

Из рис. 1.33 легко видеть, что приращение работоспособности рабочего тела в результате подвода тепла равно разности площадей $H\delta 3^0 4 - H\delta 2^0 1$. В силу равенства площадей $ab 3^0 3 = ab 2^0 2$ изменение работоспособности рабочего тела будет изображаться площадью 1234 . Указанные площади равны, так как пропорциональны соответствующим значениям W^2 , а в нашем случае $W_x = W_{cr}$ ($W_2 = W_3$).

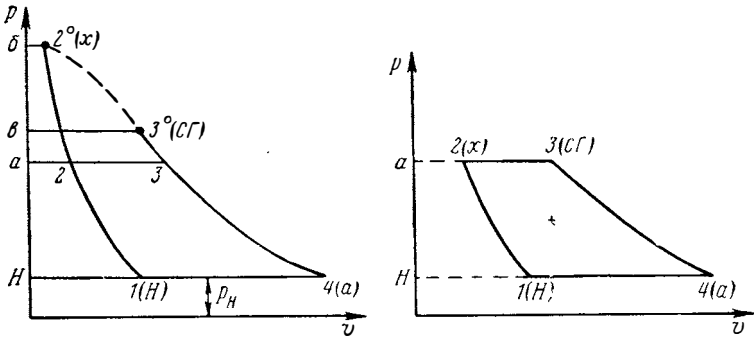


Рис. 1.33. Изображение цикла при $p_x \text{ cr} = \text{const}$ в p - v — координатах

Действительно, пл. $H\delta 3^0 4$ — пл. $H\delta 2^0 1 = (\text{пл. } H\delta 3 4 + \text{пл. } ab 3^0 3) - (\text{пл. } H\delta 2 1 + \text{пл. } ab 2^0 2) = \text{пл. } H\delta 3 4 - \text{пл. } H\delta 2 1 = \text{пл. } 1234$. Отсюда легко получить значение термического КПД:

$$\eta_{tp} = \frac{\text{пл. } H\delta 3 4 - \text{пл. } H\delta 2 1}{Q} = \frac{c_p T_{cr} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_{cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - c_p T_x \left[1 - \left(\frac{p_H}{p_x} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}{c_p (T_{0cr} - T_{0x})}$$

Так как $W_x = W_{cr}$, то $T_{0cr} - T_{0x} = T_{cr} - T_x$. Полагая $p_a = p_H$, будем иметь

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{1}{\Pi_x^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{\Pi_{0x}^{\frac{k-1}{k}}} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right). \quad (1.53)$$

Получаемый результат заслуживает внимания. Он четко показывает, что эффективность использования подведенной тепловой энергии зависит только от отношения статических давлений p_x/p_H .

Это соответствует физической стороне дела. Действительно, тяга двигателя определяется силовым взаимодействием поверхностей двигателя (машины) с рабочим телом, которое определяется только величиной статического давления (трением о стенки пренебрегаем).

Полученный результат полностью объясняет также тот факт, что при отсутствии перепада давлений подведенное тепло не меняет работоспособности газа. Такой случай соответствует, например, подводу тепла к свободной изобарической струе, распространяющейся в атмосфере. Отсюда следует, что уровень полного давления газа перед подводом тепла имеет значение только в случае, когда при большем значении p_0 можно обеспечить и более высокое значение статического давления при подводе тепла p_{x-cr} . Если же эта возможность не реализуется, то высокое полное давление не влияет на эффективность подвода тепла. Таким образом, широко распространенное выражение для КПД

$$\eta_{tp_0} = 1 - \frac{1}{\Pi_0^{\frac{k-1}{k}}} \text{ является частным случаем, соответствующим условию}$$

$$p_{x-cr} = p_{0x-cr}, \text{ имеющему место при } W_{x-cr} = 0.$$

Возможность использования величины η_{tp_0} для анализа термодинамической эффективности зависит от приемлемой степени приближения. На рис. 1.34 приведены величины отношений $\bar{\eta}_p = \eta_{tp} / \eta_{tp_0}$ в зависимости от чисел M_x при теплоподводе и степени повышения давления $\Pi_{0H} \left(\Pi_{0H} = \frac{p_{0H}}{p_H} \right)$, рассчитанные по формуле

$$\bar{\eta}_p = \frac{1 - \left(\frac{1}{\Pi_{0H}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)}{1 - \left(\frac{1}{\Pi_{0H}} \right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

Видны области, где следует считаться с влиянием снижения КПД цикла вследствие конечных скоростей течения газа при подводе тепла: это

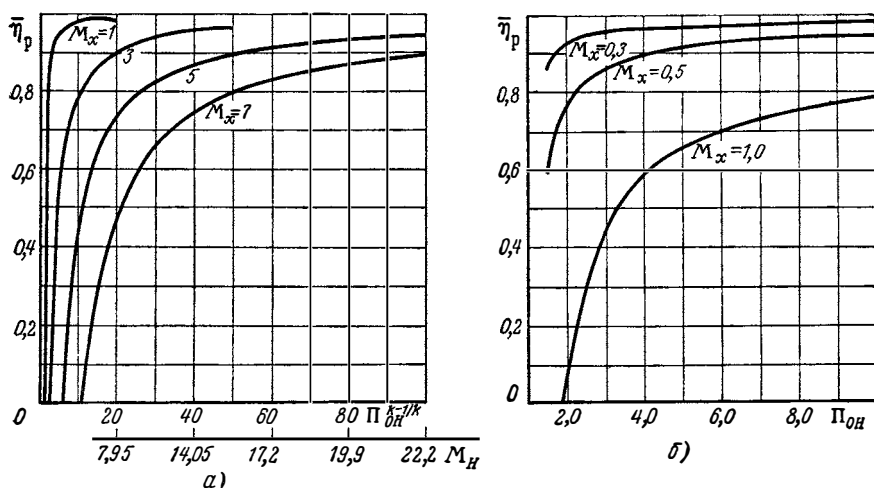


Рис. 1.34. Зависимость $\bar{\eta}_{tp}$ от Π_{0H} и M_x :
а — $M_x > 1,0$; б — $M_x < 1,0$

малые значения Π_{0H} , где уже при относительно невысоких величинах M_x заметно отличие между η_p и η_{p_0} , а также большие значения M_x , влияние которых может сказаться и на больших Π_{0H} .

Цикл $T = \text{const}$

Как было ранее показано, термический КПД любого из рассматриваемых нами циклов определяется величинами $\tau = \frac{T_{0cr}}{T_{0x}}$, σ_τ и Π_0 . Считая первую и последнюю величины известными, найдем σ_τ . Это можно сделать, определяя изменение основных параметров потока в зависимости от количества подводимого тепла.

Если $T = \text{const}$, то $\rho = p/RT$ и уравнение $d \frac{W^2}{2} = -\frac{dp}{\rho}$ можно записать в виде $d \frac{W^2}{2} = -RT \frac{dp}{p}$. Отсюда следует выражение для изменения скорости потока

$$W_{cr}^2 - W_x^2 = 2RT \ln \frac{p_x}{p_{cr}}$$

Разность $W_{cr}^2 - W_x^2$ удобно выразить через подведенное тепло. Очевидно

$$W_{cr}^2 - W_x^2 = kRT_{cr}M_{cr}^2 - kRT_xM_x^2 = kRT_x(M_{cr}^2 - M_x^2).$$

Подставляя вместо M^2 его выражение через T_0/T , получим

$$M_{cr}^2 - M_x^2 = \frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{T_{0cr}}{T_{cr}} - 1 \right) - \left(\frac{T_{0x}}{T_x} - 1 \right) \right] = \frac{2}{k-1} \frac{T_{0cr} - T_{0x}}{T_x},$$

или

$$M_{cr}^2 - M_x^2 = \frac{2}{k-1} \frac{T_{0cr} - T_{0x}}{T_{0x}} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right) = \frac{2}{k-1} (\tau - 1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right).$$

Таким образом, изменение статических давлений выразится формулой

$$\frac{p_x}{p_{cr}} = e^{\frac{W_{cr}^2 - W_x^2}{2RT}} = e^{\frac{kRT_x(\tau-1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right) \frac{2}{k-1}}{2RT_x}},$$

или в окончательном виде

$$\frac{p_x}{p_{cr}} = e^{\frac{k}{k-1} (\tau-1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)}. \quad (1.54)$$

Найдем теперь выражение для коэффициента потерь полного давления в процессе $T = \text{const}$. Так как

$$\sigma = \frac{p_{0cr}}{p_{0x}} = \frac{p_{cr}}{p_x} \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{cr}^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_x^2} \right]^{\frac{k}{k-1}},$$

а при $T = \text{const}$ величина, находящаяся в квадратных скобках, равна τ , то

$$\sigma_\tau = \frac{\tau^{\frac{k}{k-1}}}{e^{\frac{k}{k-1} (\tau-1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)}}. \quad (1.55)$$

На рис. 1.35 приводятся для иллюстрации величины σ_τ . Обращают на себя внимание весьма низкие значения σ_τ при умеренных величинах τ . Следствием этого является значительная разница в η_{tT} и η_{tp_0} . Выражение для термического КПД процесса $T = \text{const}$ имеет вид

$$\eta_{tT} = 1 - \frac{1}{\Pi_{0x}^{\frac{k}{k-1}}} \frac{e^{(\tau-1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)}}{\tau - 1}. \quad (1.56)$$

На рис. 1.36 в виде примера приведены зависимости $\eta_{tT} = \frac{\eta_{tT}}{\eta_{tp_0}}$. Как видно, при больших значениях M_x ($M_x > 3$) даже при незначительных подогревах КПД цикла может существенно отличаться от КПД цикла с подводом тепла неподвижному газу.

В заключение отметим, что случай $T = \text{const}$ при $M_x \gg 1,0$ может иметь практическое значение в условиях ПВРД, РПД и ГПВРД, когда из-за наличия развитой диссоциации продуктов сгорания максимальная температура на участке подвода тепла не будет существенно меняться.

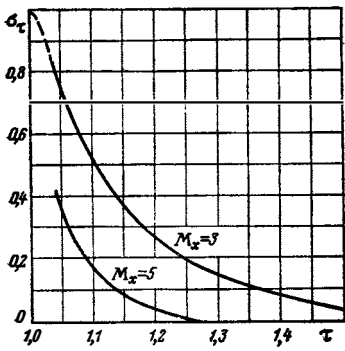


Рис. 1.35. Зависимость σ_τ от τ для случая $T = \text{const}$

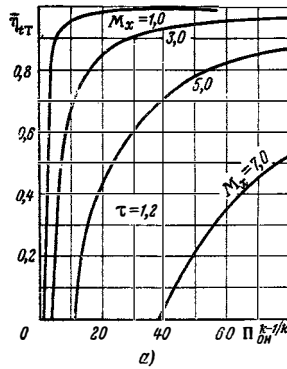
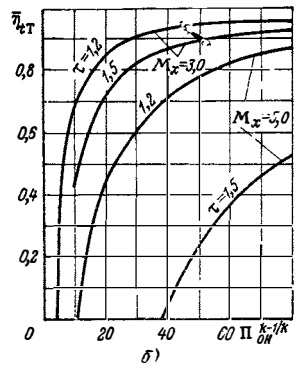


Рис. 1.36. Пример зависимости $\bar{\eta}_\tau$ от $P_{0H}^{(k-1)/k}$ при различных значениях M_x и τ



Цикл $F = \text{const}$ (рис. 1.37)

Подвод тепла в цилиндрическом канале имеет ряд особенностей, на которых коротко остановимся (более подробно об особенностях процесса подвода тепла сказано в разделе о камерах сгорания). Следует прежде всего отметить, что имеется вполне определенное предельное количество тепла $(Q/c_p T_{0x})_{\text{max}}$, больше которого, без изменения условий на входе, подвести нельзя. Число $M_{\text{сг}}$ в этом случае достигает единицы

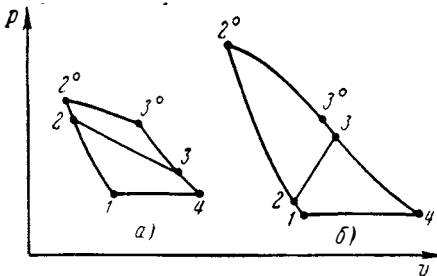


Рис. 1.37. Схематическое изображение цикла $F = \text{const}$ в $p-v$ — координатах для $M_x < 1,0$ (а) и для $M_x > 1,0$ (б)

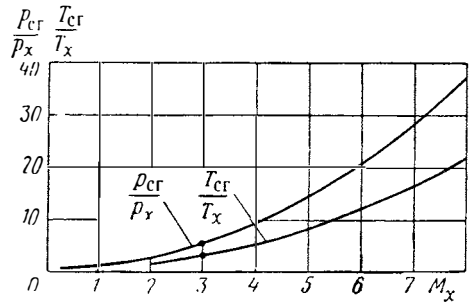


Рис. 1.38. Изменение температуры и давления в потоке при $M_{\text{сг}} = \text{const}$ (предельный подогрев)

($M_{\text{сг}} = 1,0$). Статическое давление $p_{x-\text{сг}}$ при $M_x < 1,0$ уменьшается, а при $M_x > 1,0$ увеличивается, как это показано на рис. 2.4. Величина $p_{\text{сг}}/p_x$ при данном M_x перед теплоподводом зависит только от τ .

При $M_x > 1,0$ происходит (в зависимости от M_x и $\frac{Q}{c_p T_{0x}}$) значительное повышение температуры потока как за счет подвода тепла, так и за счет торможения.

Изменение p и T при $M_{\text{сг}} = 1,0$ показано на рис. 1.38. В реальных условиях расчетное повышение температуры может превзойти уровень температуры, характеризующей наличие развитой диссоциации. В этом

случае подвод тепла рабочему телу за счет химических реакций будет невозможен. Установится некоторая равновесная температура $T = T_{\text{дис}}$. Это обстоятельство будем иметь в виду, рассматривая цилиндрическую камеру сгорания применительно к ГПВРД.

Так, например, при $M_H = 10$, $M_x = 3,0$ и $T_H = 216,5^\circ \text{K}$ температура потока (рассчитанная в предположении неизменности значений c_p и $k = 1,4$) будет составлять 1650°K .

Если $\tau = 1,53$ (рис. 1.39), то $M_{\text{сг}} = 1,0$ и $\Delta T_{\text{сг}} = T_{0\text{сг}} - T_{0x} = 2400^\circ \text{K}$ (это приращение температуры или соответствующее приращение энтальпии может происходить, если, например, в качестве горючего использовать H_2). Из рис. 1.38 видно, что в этом случае $T_{\text{сг}}/T_x \approx 3,75$ и поэтому $T_{\text{сг}} = T_x (T_{\text{сг}}/T_x) = 1650 \cdot 3,75 \approx 6190^\circ \text{K}$, т. е. мы находимся в области раз-

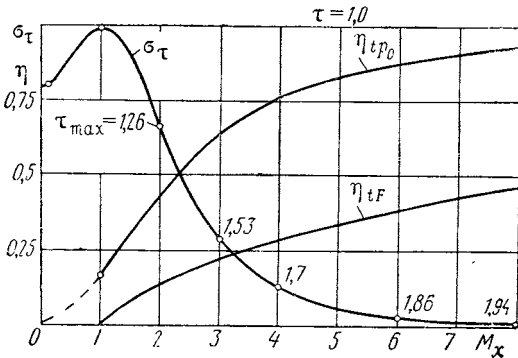


Рис. 1.39. Изменение $\sigma_\tau = f(M_x)$ и КПД в зависимости от M_x (применительно к СПВРД при $M_x = M_H$)

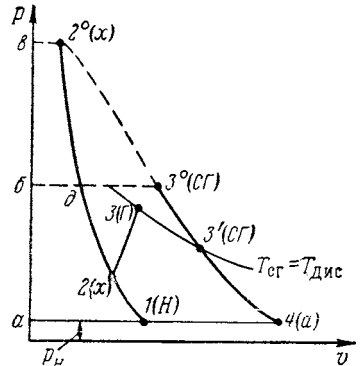


Рис. 1.40. Схематическое изображение цикла ВРД со смешанным подводом тепла ($M_x > 1,0$). Участки (2—3) и (3—3') соответствуют подводу тепла при $F = \text{const}$ и $T_3 = T_{\text{сг}} = T_{\text{дис}}$

витой диссоциации, в которой указанная температура не может быть реализована. Поэтому если $M_x = 3,0$, то практически в цилиндрическом канале подведенная за счет горения энергия целиком не выделяется, $M_{\text{сг}}$ в конце цилиндрического канала останется больше единицы. Невыделившаяся часть тепла ($\sim 30\%$) будет выделяться в расширяющейся части $z - z_0$ тракта, причем в первом приближении процесс будет идти при постоянном значении $T = T_{\text{дис}}$ (цикл $T = \text{const}$). Изображение цикла с таким смешанным подводом тепла изображено на рис. 1.40. Площадь, определяющая полезную работу, получается как разность пл. $ab\ 3^04$ — пл. $бв\ 2^0\delta$.

Изменение полного давления при подводе тепла во многих практически интересных случаях может быть весьма значительно. Для предельных подогревов ($M_{\text{сг}} = 1,0$) изменение $\sigma_{\tau_{\text{min}}}$ показано на рис. 1.39. На кривой зависимости $\sigma_{\tau_{\text{min}}} = f(M_x)$ указаны значения τ_{max} . Предельные величины τ при $M_x > 1,0$ существенно ниже достигаемых, если $M_x < 1,0$.

При малых значениях $M_x \tau_{\text{max}}$ может быть очень велико. Так, если $M_x < 0,15$, то $\tau_{\text{max}} > 7$, и при $M_x \rightarrow 0$ $\tau_{\text{max}} \rightarrow \infty$, в то время как в случае $M_x \rightarrow \infty$ $\tau_{\text{max}} \rightarrow 2,04$. Более подробные сведения о процессе подвода тепла приведены в разделе, посвященном камерам сгорания.

Перейдем к определению КПД цикла $F = \text{const}$.

Выражение для η_{tF} соответствует выражению КПД для общего случая представления полезной работы как разности площадей, показанных на рис. 1.26:

$$\eta_{tF} = 1 - \frac{1}{\Pi_{0x}^k} \frac{\left(\frac{1}{\sigma_\tau}\right)^{\frac{k-1}{k}} \tau - 1}{\tau - 1}.$$

Упростить это выражение, как было сделано для частных случаев $p_{x-ст} = \text{const}$ и $T = \text{const}$, не представляется возможным. Величина σ_τ является функцией M_x и τ и определяется зависимостями (2.20), (2.9). Принципиальный характер зависимости $\sigma_\tau = f(M_x, \tau)$ показан на рис. 2.10. С целью иллюстрации количественных значений η_{tF} и их срав-

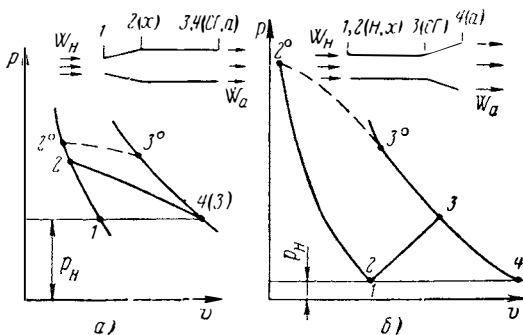


Рис. 1.41. Изображение некоторых предельных циклов $F = \text{const}$ применительно к ПВРД для $M_H < 1,0$ (а) и $M_H > 1,0$ (б)

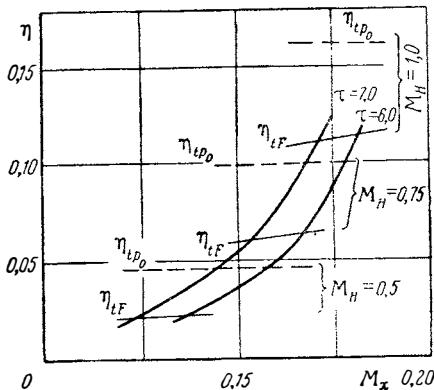


Рис. 1.42. КПД цикла для предельного случая $p_{ст} = p_H = p_a$ применительно к ПВРД с $M_H < 1,0$

нения с максимально возможным значением КПД η_{tP0} на рис. 1.39 ($M_x > 1,0$) и рис. 1.42 ($M_x < 1,0$) приведены количественные оценки η_{tP} и η_{tF} для некоторых крайних случаев, указанных на рис. 1.41 ($p_{ст} = p_a = p_H$, если $M_x < 1,0$, и $p_x = p_H$, если $M_x > 1,0$). Как видно из указанных фигур, цикл $F = \text{const}$ существенно менее эффективен, чем цикл $p_0 = \text{const}$.

Значение η_{tP0} может более чем в два раза превышать η_{tF} . Отсюда следует, что правильный выбор M_x в камере $F = \text{const}$ при данном значении $\frac{Q}{c_p T_{0x}}$ или τ является весьма важным, так как он определяет уровень потерь p_0 .

В заключение отметим, что цикл $F = \text{const}$ может явиться основой расчета для произвольного закона подвода тепла. Так, изменение параметров газа при подводе тепла по некоторому закону $f(F, \tau) = 0$ может быть определено при аппроксимации действительного канала ступенчатым, состоящим из цилиндрических элементов, как это показано на рис. 1.43.

Считая, что переход от сечения к сечению происходит изоэнтропически, зная закон подвода по длине или по площади сечения камеры, можно определить все параметры потока на элементарном цилиндрическом участке.

Для определения σ_τ при относительно равномерном подводе тепла по длине (площади), как показывают расчеты, достаточно разбить канал на 6—8 цилиндрических звеньев, тогда $\sigma_\tau = \sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_n$, где n — порядковый номер последнего цилиндрического элемента.

В качестве примера на рис. 1.43 приведены результаты расчета максимального подогрева для конического канала с равномерным по длине подводом тепла. Как видно, уже при $n=6 \div 8$ можно достаточно уверенно судить о том, что Q_{\max} будет около 150 ккал/кг.

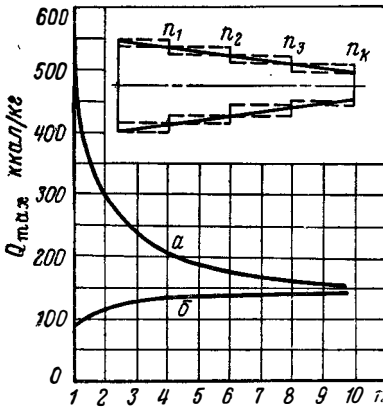


Рис. 1.43. К определению параметров в камере сгорания переменного сечения и пример расчета максимального подогрева для конической сужающейся камеры с $\frac{F_{\text{ср}}}{F_x} = 2,0$; $T_{0x} = 500^\circ \text{K}$; $M_x = 0,2$; закон теплоподвода линейный:

a — Q_{\max} определено по описанным цилиндрическим участкам; b — Q_{\max} определено по вписанным цилиндрическим участкам

Цикл $M = \text{const}$

К рассмотренным выше случаям подвода тепла $T = \text{const}$ и $p = \text{const}$, имеющим практическое значение и допускающим простые решения при определении параметров течения и коэффициента потерь полного давления, относится и цикл, в котором подвод тепла ведется с соблюдением условия $M_{x-\text{ср}} = \text{const}$.

Приведем некоторые соотношения для цикла $M_{x-\text{ср}} = \text{const}$ (см. также гл. II).

Связь между изменением статического давления и изменением температуры вытекает из уравнения $d\left(\frac{W^2}{2}\right) = -v dp$, которое путем подстановок $W^2 = kRTM^2$ и $v = \frac{RT}{p}$ приводится к виду $\frac{kM^2}{2} dT = -\frac{T}{p} dp$, откуда следует $\frac{kM^2}{2} \frac{dT}{T} = -\frac{dp}{p}$.

Интегрируя в пределах x — $сг$, получим

$$\frac{kM^2}{2} \ln \frac{T_{\text{ср}}}{T_x} = \ln \frac{p_x}{p_{\text{ср}}} \quad \text{или} \quad \frac{p_x}{p_{\text{ср}}} = \left(\frac{T_{\text{ср}}}{T_x}\right)^{\frac{kM^2}{2}}. \quad (1.57)$$

Так как $M = \text{const}$, $k = \text{const}$, то $\frac{p_x}{p_{\text{ср}}} = \frac{p_{0x}}{p_{0\text{ср}}}$ и $\frac{T_{\text{ср}}}{T_x} = \frac{T_{0\text{ср}}}{T_{0x}} = \tau$. Следовательно, можно написать

$$\frac{p_x}{p_{\text{ср}}} = \tau^{\frac{kM^2}{2}} \quad \text{и} \quad \sigma_x = \tau^{-\frac{kM^2}{2}}. \quad (1.58)$$

Изменение сечений канала, требуемое для организации такого процесса, можно определить исходя из уравнения неразрывности, которое приводит к равенству

$$\frac{p_{\text{ср}}}{\sqrt{T_{\text{ср}}}} F_{\text{ср}} = \frac{p_x}{\sqrt{T_x}} F_x, \quad \text{откуда} \quad \frac{F_{\text{ср}}}{F_x} = \tau^{\frac{kM^2+1}{2}}. \quad (1.59)$$

Рассматривая различные процессы подвода тепла, следует иметь в виду, что все случаи, исключая $F = \text{const}$, требуют определенных связей между подведенным теплом и соответствующими сечениями канала, что должно вызывать трудности в организации процесса.

Следует также отметить некоторое особое значение процесса $T = \text{const}$, если его приближенно трактовать как процесс выделения тепла при наличии развитой диссоциации.

Условия протекания процесса в этом случае можно представить как процесс равновесного расширения диссоциированного газа.

В этом случае выделение тепла будет происходить в соответствии с изменением площади сечения канала.

Исходя из практической важности учета процессов диссоциации, по-видимому, имеет смысл при рассмотрении различных процессов подвода тепла разбить их на две группы, относя к первой все случаи, когда температура может неограниченно расти, а ко второй — все случаи, связанные с ограничением максимальной температуры процесса.

Предельным процессом второй группы является процесс $T_{x-\text{cr}} = \text{const}$.

В заключение сделаем некоторые количественные оценки рассмотренных процессов и циклов.

Предварительно следует сказать, что на оценку эффективности различных процессов подвода тепла в составе термодинамического цикла будут существенно влиять условия сравнения. Так, естественно, на первый взгляд путь рассмотрения эффективности процессов при неизменных условиях в сечении перед подводом тепла может дать непоказательный результат.

Действительно, из общих соображений и из сказанного выше ясно, что чем выше статическое давление при подводе тепла, тем выше и эффективность его использования. Отсюда следует, что при неизменных условиях на входе и отсутствии других ограничений рассмотренные процессы с точки зрения выгоды использования их циклы в тепловой машине расположатся в последовательности: $F = \text{const}; p = \text{const}$ (при $M_{\text{cr}} < 1,0$); $M = \text{const}$ и $T = \text{const}$. При этом, однако, остается неясным вопрос: для чего применять процессы $(p, M, T) = \text{const}$ менее выгодные и более трудно реализуемые из-за наличия однозначной связи между сечениями канала и подводимым теплом, чего не требует процесс $F = \text{const}$. Причина состоит в ограничении величины теплоподвода в канале $F = \text{const}$, чего не имеют другие из рассмотренных выше процессов.

В нижеприведенной таблице дано сравнение параметров и эффективности термодинамических циклов с различными процессами подвода тепла.

Видно, что при одном и том же подогреве ($\tau = 1,53$) и числе M на входе в камеру ($M_x = 3,0$) подвод тепла в цилиндрической камере наиболее выгоден.

Если же в начале теплоподвода $M_x = 1,0$ и подвод тепла при $F = \text{const}$ невозможен, то максимальная величина соответствует процессу $p = \text{const}$ (при условии, что поток может тормозиться при подводе тепла до $M < 1,0$). Заметим, что если рассматривать конкретно камеру ГПВРД, в которой на расширяющемся участке невозможно при подводе тепла затормозить поток до $M < 1,0$ (имеют место сверхкритические перепады давления), то максимальное значение η_i будет соответствовать процессу $M_{x-\text{cr}} = 1,0$ (см. гл. VI, § 6).

Коротко остановимся на «ступенчатых» процессах подвода тепла.

Очевидно, теоретически и практически может возникнуть ситуация, когда требуемый подвод тепла $Q(\tau)$ не может быть завершён в цилиндрическом канале ($F = \text{const}$) по причине запираания канала при $\tau_{x-\text{cr}} < \tau$ или по причине достижения T_{max} (если ограничена максимальная температура).

Выходом из такого положения является подвод части тепла при $F = \text{const}$ и части тепла в расширяющемся канале путем одного из рассмотренных процессов. Можно заранее сказать, что если нет ограниче-

Сравнение эффективности различных процессов подвода тепла
($M_H=10$)

Условия Параметр Процесс	$M_x=3,0$				$M_x=1,0$		
	$F=\text{const}$	$p=\text{const}$	$M=\text{const}$	$T=\text{const}$	$p=\text{const}$	$M=\text{const}$	$T=\text{const}$
T_{cr}/T_x	3,57	2,54	1,53	1,0	1,656	1,53	1,0
M_{cr}/M_x	1,0/3,0	1,9/3,0	3,0/3,0	4,05/3,0	0,74/1,0	1,0/1,0	2,045/1,0
p_{cr}/p_x	5,67	1,0	0,0686	0,00512	1,0	0,743	0,454
σ_τ	0,292	0,183	0,0686	0,0253	0,758	0,743	0,480
F_{cr}/F_x	1,0	2,48	17,8	130	1,656	1,67	2,42
η_t	0,895	0,866	0,796	0,697	0,9414	0,9398	0,920
η_{it}/η_{itp_0}	0,942	0,91	0,8385	0,733	—	—	—
$R_{уд}/R_{уд} \eta_{itp_0}$	0,942	0,92	0,8475	0,758	—	—	—

ний по температуре, то наиболее выгодной комбинацией в пределах рассмотренных случаев будет комбинация $F=\text{const}$ и $p=\text{const}$ при ($M_{cr} < 1,0$) и $F=\text{const}$ и $M=1,0$ при $M_{cr}=1,0$ (рис. 1.44).

Расчет параметров таких ступенчатых процессов очевидно не представляет труда. Он сводится к определению τ_{x-r} , p_r , T_r и т. д. из условия $M_r=1,0$.

По известному количеству тепла на участке $z--cz$ ($\tau_{r-cr} = \frac{\tau}{\tau_{x-cr}}$) и параметрам газа в сечении z рассчитываются все интересующие нас величины в сечении cz . Потери полного давления находятся как произведение $\sigma_{x-r}\sigma_{r-cr}$.

Несколько другое положение возникает при ограничении температуры рабочего тела некоторым значениям $T=T_{max}$.

В этом случае возможно и выгодно вести процесс в цилиндрическом канале до некоторой температуры $T_{cr} < T_{max}$. Если реализуется условие $T_r=T_{max}$, то дальнейший подвод тепла можно вести при $T_{r-cr}=T_{max}=\text{const}$, это соответствует естественному протеканию процесса при наличии развитой диссоциации.

Подвод тепла возможен и по другой схеме.

В цилиндрическом канале подводится часть тепла, соответствующая $T_r < T_{max}$, с тем, чтобы в конце дальнейшего подвода тепла в рас-

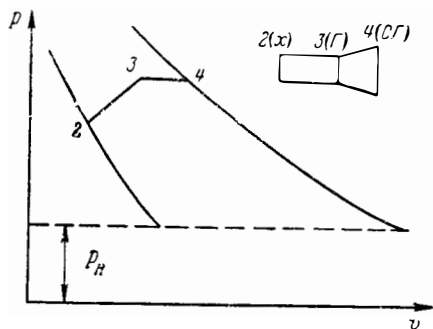


Рис. 1.44. Условное изображение в $p-v$ — координатах подвода тепла с участками $F=\text{const}$ (2—3) и $p=\text{const}$ (3—4)

ширяющейся камере, ведущемся с повышением температуры ($p = \text{const}$ или $M = \text{const}$) (рис. 1.45), достигнуть T_{\max} ($T_{\text{сг}} = T_{\max}$).

Расчет величин, характеризующих такие ступенчатые циклы, также весьма прост. Действительно, считая известными условия на входе и т, можно для всех случаев определить $M_{\text{г}}$, $\tau_{\text{x-г}}$ и т. д.

Получив состояние газа в точке z и зная $\tau_{\text{г-сг}}$, определяются параметры в сечении $сг$. Потери полного давления ступенчатого цикла составят $\sigma = \sigma_{\text{x-г}} \sigma_{\text{г-сг}}$.

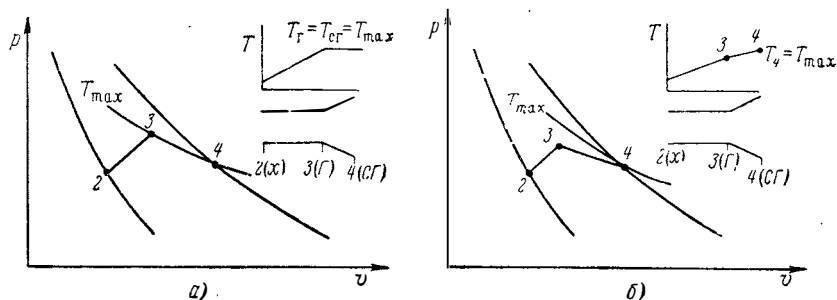


Рис. 1.45. К пояснению ступенчатых процессов подвода тепла при ограничении по температуре $T_{\text{сг}} = T_{\max}$ для процессов $F_{2-3} = \text{const}$ и $T = T_{\max}$ (а); $F_{2-3} = \text{const}$, $M = \text{const}$ при $T = T_{\max}$ (б)

В результате проведенного сравнения ступенчатых циклов подвода тепла в прямоточных камерах можно сделать следующий основной вывод.

Подвод тепла при $M_{\text{x}} > 1,0$ следует осуществлять в цилиндрической камере сгорания ($F = \text{const}$) до момента, пока не наступит какое-либо ограничение для теплоподвода ($M_{\text{сг}} = 1,0$ или $T_{\text{сг}} = (T_{\text{сг}})_{\max}$). Далее процесс надо продолжать в расширяющейся камере при этом ограничении ($M_{\text{сг}} = 1,0$ или $T_{\text{сг}} = T_{\text{сг. max}}$).

§ 5. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ДУ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ. ОДНОКОНТУРНЫЕ И ДВУХКОНТУРНЫЕ ДУ

Основным назначением ДУ является получение тяги, необходимой для движения летательного аппарата. Независимо от того, одноконтурную или двухконтурную ДУ мы рассматриваем, подведенная к газу энергия E , как известно, трансформируется в приращение кинетической энергии рабочего тела, проходящего через рабочие контуры ДУ. Так, для идеальных одноконтурных и двухконтурных двигателей соответственно имеем

$$\eta_t E = \frac{m(W_a^2 - W_H^2)}{2}; \quad (1.60)$$

$$\eta_t E = e_1(\eta_t E) + e_2(\eta_t E) = \frac{m_1(W_{a1}^2 - W_H^2)}{2} + \frac{m_2(W_{a1}^2 - W_H^2)}{2}, \quad (1.61)$$

где индексами «1» и «2» обозначены соответствующие контуры, а e_1 и e_2 определяют распределение подведенной рабочему телу энергии по контурам.

Возникают естественные вопросы: если к рабочему телу ДУ подведена некоторая энергия, то каково наиболее выгодное соотношение меж-

ду m_1 и m_2 с точки зрения эффективности использования энергии E , и второй вопрос: в чем заключается смысл многоконтурных машин и как меняется эффективность использования E в зависимости от параметров рабочего процесса, количества контуров, скорости движения W_H и т. д.? Ответы на поставленные вопросы можно дать, рассматривая влияние потерь в ДУ (потери с выходной скоростью, термодинамические потери цикла) на относительную величину полезной работы с помощью представлений о полетном и термическом (эффективном) КПД.

Как уже было показано, полетный КПД η_n , если не учитывать массу расходуемого топлива, определяется из соотношения

$$\eta_n = \frac{(W_a^2 - W_H^2) - (W_a - W_H)^2}{W_a^2 - W_H^2} = \frac{2 \frac{W_H}{W_a}}{1 + \frac{W_H}{W_a}} = \frac{2}{1 + \frac{W_a}{W_H}} \quad (1.62)$$

или

$$\eta_n = \frac{RW_H}{W_a^2 - W_H^2} \cdot 2$$

На рис. 1.46 приведена зависимость $\eta_n = f\left(\frac{W_H}{W_a}\right)$. Из выражения (1.62) следует, что оптимальный случай, с точки зрения потерь с выходной скоростью, соответствует условию $W_a = W_H$, тогда $\eta_n = 1,0$. Это означает, что надо иметь большую массу рабочего тела и, соответственно, низкие значения W_a .

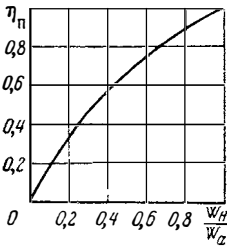


Рис. 1.46. Зависимость полетного КПД от отношения $\frac{W_H}{W_a}$.

Такой вывод в общем случае не является правильным. В самом деле, говоря о совершенстве двигателя в энергетическом смысле, нас должно интересовать в конечном итоге, в какой мере подведенная энергия E преобразуется в тяговую мощность или в тяговое усилие. Это можно представить с помощью полного КПД, оценивающего качество ДУ, как движителя летательного аппарата, со взаимным учетом как тепловых потерь (в общем случае потери цикла ДУ, потери в системе передачи энергии и др.), так и потерь с выходной скоростью.

Выражение для полного КПД удобно представить как произведение термического (эффективного) КПД η_t на полетный. Подставляем вместо знаменателя $W_a^2 - W_H^2/2 E \eta_t$, откуда получим $\eta_n = \frac{RW_H}{\eta_t E}$

и далее

$$\eta_0 = \eta_n \eta_t = \frac{RW_H}{E} \quad (1.63)$$

То, что полученное соотношение представляет полный КПД, следует из определения η_0 :

$$\eta_0 = \frac{\text{полезная работа} - \text{потери с выходной скоростью}}{\text{подведенная энергия}} = \frac{(W_a^2 - W_H^2) - (W_a - W_H)^2}{2E}$$

Умножая и деля на $\frac{W_a^2 - W_H^2}{2}$, получаем

$$\eta_0 = \frac{(W_a^2 - W_H^2) - (W_a - W_H)^2}{W_a^2 - W_H^2} \frac{W_a^2 - W_H^2}{2E} = \eta_n \eta_t,$$

что и требовалось доказать.

Из простых физических соображений и из соотношения (1.63) следует, что оптимальным вариантом с точки зрения использования подведенной энергии при данном значении W_H будет $(R/E)_{\max}$. Если допустить, что соотношение между W_a и W_H не отражается на η_t , то получается однозначное решение — $\eta_0 = \eta_{0 \max}$ достигается при $W_a = W_H$.

Если же η_t зависит от соотношения между W_a и W_H , то тогда условие $\eta_n = 1,0$ ($W_a = W_H$) уже не будет отвечать оптимальному случаю $(R/E)_{\max}$ или $\left(\frac{RW_H}{E}\right)_{\max}$. Следует отметить, что если рассматривать изменение η_0 по скорости полета, то W_H , соответствующая максимальному значению $\eta_0 = \eta_{0 \max}$, отвечает максимальной дальности полета.

В самом деле, дальность установившегося полета (горизонтального) выражается формулой

$$L = K J_R W_H \ln \frac{1}{1 - \bar{M}},$$

где K — качество летательного аппарата;

J_R — удельный импульс;

W_H — скорость полета;

\bar{M} — относительный запас топлива ($\bar{M} = \frac{M_T}{M_0}$);

M_T — масса топлива;

M_0 — полная начальная масса самолета (с начала горизонтального полета).

Легко видно, что произведение $J_R W_H = \frac{R_{уд}}{m_T}$ пропорционально $\frac{\eta_0}{H_u}$. В самом деле, выражая E через теплотворную способность топлива и m_T , будем иметь $E = m_T H_u$, откуда $m_T = \frac{E}{H_u}$ и $L = K \frac{RW_H}{E} H_u \ln \frac{1}{1 - \bar{M}} = K \eta_0 H_u \ln \frac{1}{1 - \bar{M}}$.

Таким образом, при неизменных K и весовой отдаче летательного аппарата \bar{M} дальность полета при данном топливе (H_u) прямо пропорциональна полному КПД ДУ. Вывод же о пропорциональности дальности H_u в общем случае неправилен из-за влияния на \bar{M} рода топлива, его удельного веса и других качеств (например, если говорить о топливе H_2 , то требуется изготовление специальных емкостей с тепловой изоляцией, повышенный вес которых может привести к уменьшению \bar{M}). Полученные выражения не учитывают изменение массы за счет расхода горючего, а это недопустимо для больших значений W_H , свойственных, например, ГПВРД.

При учете этого обстоятельства в качестве «затраченной» энергии следует принять $E + m_T \frac{W_H^2}{2}$. Физически $m_T \frac{W_H^2}{2}$ есть кинетическая энергия топлива, равная соответствующему уменьшению кинетической энергии летательного аппарата.

Выражение полного и термического (эфффективного) КПД в этом случае будет

$$\eta_{\text{п}} = \frac{\beta W_a^2 - W_H^2 - \beta (W_a - W_H)^2}{\beta W_a^2 - W_H^2},$$

где $(\beta = 1 + g_{\text{т}})$,

или после простых преобразований

$$\eta_{\text{п}} = \frac{R_{\text{уд}} W_H - \frac{g_{\text{т}} W_H^2}{2}}{\frac{1}{2} W_H^2 \left(\frac{W_a^2}{W_H^2} - 1 \right)} \quad \text{и} \quad \eta_{\text{т}} = \frac{\frac{1}{2} \left(\beta \frac{W_a^2}{W_H^2} - 1 \right)}{E + g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}}.$$

Составляя произведение $\eta_{\text{т}} \eta_{\text{п}}$, получим

$$\eta_{\text{т}} \eta_{\text{п}} = \frac{R_{\text{уд}} W_H - g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}}{E + g_{\text{т}} W_H^2 / 2}. \quad (1.64)$$

То, что последнее выражение представляет полный КПД, видно непосредственно из определения:

$$\begin{aligned} & \text{Полный КПД} = \\ & = \frac{\text{полезная работа ДУ как тепловой машины} - \text{потери с выходной скоростью}}{\text{затраченная энергия}} = \\ & = \frac{\frac{1}{2} (\beta W_a^2 - W_H^2) - \frac{\beta}{2} (W_a - W_H)^2}{E + g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}} = \frac{R_{\text{уд}} W_H - g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}}{E + g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}}. \end{aligned}$$

Рассматривая выражение (1.64), следует отметить, что полезная работа, соответствующая общему определению КПД, равна разности $R_{\text{уд}} W_H - g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}$. Если не учитывать член $g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}$ и считать, что полезная работа равна работе продвижения $R W_H$ (не рассматривая изменение энергии системы в целом), т. е. положить $\eta_0 = \frac{R W_H}{E + g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}}$,

легко убедиться, что η_0 , выраженный этой формулой, может быть больше единицы. В самом деле, представляя $R_{\text{уд}}$ в виде $R_{\text{уд}} = W_H \left(\beta \frac{W_a}{W_H} - 1 \right)$, получим

$$\eta_0 = \frac{R_{\text{уд}} W_H}{E + g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2}} = \frac{W_H^2 \left(\beta \frac{W_a}{W_H} - 1 \right)}{g_{\text{т}} \frac{W_H^2}{2} \left(\frac{2E}{g_{\text{т}} W_H^2} + 1 \right)} = \frac{\beta \frac{W_a}{W_H} - 1}{\frac{g_{\text{т}}}{2} \left(\frac{2E}{g_{\text{т}} W_H^2} + 1 \right)}.$$

При больших (неограниченных) значениях W_H^2 и $E = \text{const}$ величина $\frac{W_a}{W_H} \rightarrow 1,0$ (если даже имеются самые благоприятные условия, которые

в данном случае надо рассматривать соответствующими $p_0 = \text{const}$, $\sigma = 1,0$ и, следовательно, $\eta = \eta_{t p_0}$, а $\frac{2E}{g_T W_H^2} \rightarrow 0$, то

$$\eta_{0 W_H \rightarrow \infty} = \frac{\beta - 1}{g_T / 2} = 2 \cdot \frac{g_T}{g_T} = 2.$$

Как легко видеть, такое же значение имеет полный КПД. Этот противоречащий физическому смыслу КПД результат не будет иметь места, если учитывать кинетическую энергию расходуемой массы $\frac{g_T W_H^2}{2}$, как это делается в выражении (1.64).

Очевидно, что при $W_H \rightarrow \infty$ выражение (1.64) приобретает вид

$$\eta_0 = \frac{2 \left(g_T - \frac{g_T}{2} \right)}{g_T} = 1,0$$

в полном соответствии с физической стороной дела.

Более подробное рассмотрение, а также и полученный результат показывают, что при оценке полезного действия нельзя пренебрегать кинетической энергией топлива, так как могут получиться значительные ошибки. Как показывают расчеты, «эффект массы» становится заметным начиная с $M_H = 3,0$.

Полученный результат, по-видимому, следует пояснить рассмотрением уравнений динамики тела с переменной массой.

Как известно (см. [17], разд. III), изменение кинетической энергии точки переменной массы равняется элементарной работе приложенных внешних и реактивных сил плюс кинетическая энергия отброшенных в единицу времени частиц, обусловленных их переносной скоростью:

$$\frac{d}{dt} \left(M \frac{\bar{W}_H^2}{2} \right) = \bar{F} \bar{W}_H + \bar{R} \bar{W}_H + \frac{dM}{dt} \frac{\bar{W}_H^2}{2}, \quad (1.65)$$

где \bar{W}_H — скорость движения;
 M — масса летательного аппарата;
 \bar{F} — вектор внешних сил;
 \bar{R} — вектор реактивной силы.

Соотношение (1.65) нетрудно получить из уравнения движения

$$M \frac{d\bar{W}_H}{dt} = \bar{F} + \bar{R}. \quad (1.66)$$

Умножив обе части (1.66) на \bar{W}_H и прибавив к ним $\frac{dM}{dt} \frac{\bar{W}_H^2}{2}$, получим соотношение (1.65).

Рассмотрим простейший случай, когда силы действуют по оси, вдоль которой расположен вектор скорости. Считаем положительным направление вектора тяги, а внешние силы (силы сопротивления) — отрицательными. Уравнение (1.65) в скалярной форме примет вид

$$\frac{d}{dt} \left(M \frac{W_H^2}{2} \right) + F W_H = R W_H + \frac{dM}{dt} \frac{W_H^2}{2}. \quad (1.67)$$

Левая часть уравнения (1.67) определяет сумму элементарной работы внешних сил $F W$ и изменения кинетической энергии; это, как известно, представляет полное изменение механической энергии системы (кинетической и потенциальной).

Таким образом, изменение механической энергии тела с переменной массой равно работе силы тяги RW_H плюс кинетическая энергия отброшенной массы, двигающейся со скоростью, соответствующей скорости тела переменной массы W_H .

При рассмотрении энергии отбрасываемой массы будем считать, что величина отбрасываемой массы определяется только расходом топлива $m_t = \frac{dM}{dt}$. Деля обе части уравнения (1.67) на dt , получим

$$\frac{d}{dt} \left(M \frac{W_H^2}{2} \right) + FW_H = RW_H - m_t \frac{W_H^2}{2}. \quad (1.68)$$

Таким образом, полезная работа применительно к перемещению тела переменной массы равна $RW_H - m_t \frac{W_H^2}{2}$, что и было ранее получено исходя из других (по форме) рассуждений.

Имея в виду, что эффективность двигателя определяется комплексом $\frac{R}{E} W_H$, рассмотрим более подробно, в каких условиях достигается максимальное значение отношения $(R/E)_{\max}$ в «идеальных» и «реальных» ДУ.

Пусть некоторой массе M рабочего тела в одноконтурной ДУ сообщена энергия ηE , где η — КПД процесса передачи энергии (для идеальной ДУ $\eta = \eta_t$), тогда

$$\eta_t E = m \frac{W_a^2 - W_H^2}{2}. \quad (1.69)$$

Величина тяги в нашем случае ($p_a = p_H$), как известно, определяется уравнением $R = m(W_a - W_H)$.

Найдем соответствующую максимальному значению R связь между m и W , для чего определим W_a из первого уравнения и подставим полученное значение в выражение для R .

Очевидно, $W_a^2 = \frac{2\eta E}{m} + W_H^2$, откуда

$$R = m \left(\sqrt{\frac{2\eta E}{m} + W_H^2} - W_H \right). \quad (1.70)$$

Считая η не зависящим от E/m , найдем максимум R по m . Дифференцируя (1.70), получаем

$$\frac{dR}{dm} = W_H \left(\sqrt{\frac{2\eta E}{W_H^2 m} + 1} - 1 \right) + W_H m \frac{1}{2} \frac{-\frac{2\eta E}{W_H^2 m^2}}{\sqrt{\frac{2\eta E}{W_H^2 m} + 1}}.$$

Приравнявая производную к нулю и приводя к общему знаменателю, получаем нужное решение:

$$\frac{2\eta E}{W_H^2 m} + 1 - \sqrt{\frac{2\eta E}{W_H^2 m} + 1} - \frac{\eta}{W_H^2} \frac{E}{m} = 0,$$

откуда $\frac{E}{m} = 0$. Это означает, что $m \rightarrow \infty$ и, соответственно ($W_a - W_H$) $\rightarrow 0$ являются условием получения максимальной тяги при данной подведенной к рабочему телу энергии ηE .

Таким образом, рабочее тело с данным приращением кинетической энергии обеспечивает максимальную тягу при $m \rightarrow \infty$ и, соответственно,

$W_a \rightarrow W_H$ (а для ракетных двигателей и ВРД в условиях старта $W_a \rightarrow 0$).

Полученный результат понятен. При $m \rightarrow \infty$ и $(W_a - W_H) \rightarrow 0$ уменьшаются, а в пределе исчезают потери с выходной скоростью. Полетный КПД стремится к единице. Однако нельзя забывать, что такой вывод получается в предположении, что η не зависит от E/m .

Произведем количественную оценку влияния отношения E/m на R и η для различных скоростей полета и η в «идеальной» и «реальной» ДУ. Для идеальной ДУ в выражении (1.70) η равен термическому КПД цикла η_t , максимально возможное значение которого соответствует отсутствию потерь полного давления по тракту двигателя.

Как известно, η_{p_0} не зависит от отношения E/m . Поэтому можно считать $\eta = \text{const}$ для данных условий движения.

Для удобства анализа определим E/m . Как известно, для каждого топлива имеет место только одно соотношение между горючим и окислителем, обеспечивающее наибольшее выделение тепла на единицу массы горючей смеси $\left(\frac{E}{m}\right)_{\text{max}}$. При отсутствии диссоциации можно считать, что это соотношение соответствует коэффициенту избытка воздуха $\alpha = 1,0$. При развитой диссоциации оптимальное соотношение смещается в область избытка горючего ($\alpha_{\text{opt}} < 1,0$).

Выражая текущее значение E/m через $(E/m)_{\text{max}}$, можно записать $E/m = \left(\frac{E}{m}\right)_{\text{max}} \frac{1}{\bar{m}}$, где $\bar{m} = \frac{m}{m_{\text{max}}}$.

Уравнение (1.70) примет вид

$$R = \bar{m} m_{\text{max}} W_H \left[\sqrt{\frac{2\eta}{W_H^2 \bar{m}} \left(\frac{E}{m}\right)_{\text{max}} + 1} - 1 \right].$$

Деля полученное выражение для R на его значение при $\bar{m} = 1$, получим

$$\bar{R} = \frac{R}{R_1} = \bar{m} \frac{\sqrt{\frac{2\eta_{p_0}}{W_H^2} \left(\frac{E}{m}\right)_{\text{max}} \frac{1}{\bar{m}} + 1} - 1}{\sqrt{\frac{2\eta_{p_0}}{W_H^2} \left(\frac{E}{m}\right)_{\text{max}} + 1} - 1}. \quad (1.71)$$

На рис. 1.47 и 1.48 приведены зависимости \bar{R} от \bar{m} и W_H , вычисленные при $\eta_t = \text{const}$ и $\left(\frac{E}{m}\right)_{\text{max}} = 2,7 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, что характерно для углеводородных горючих с $H_u = 10\,000 \text{ ккал/кг}$ ($41\,900 \text{ кДж/кг}$).

Эти зависимости правильно отражают характер функции $\bar{R} = f(\bar{m} W_H)$, хотя и получены в предположении $\eta_t = \text{const}$.

Графики на рис. 1.47 и 1.48 показывают значительное влияние на тягу коэффициента \bar{m} и скорости полета. В условиях старта и «малых» скоростей полета выгодны очень высокие значения \bar{m} и, соответственно, низкие значения E/m $\left[\frac{E}{m} = \left(\frac{E}{m}\right)_{\text{max}} \frac{1}{\bar{m}}\right]$. Увеличение скорости приводит к уменьшению положительного влияния \bar{m} , хотя оно и остается весьма значительным до очень больших скоростей полета W_H . Таким образом, эффективность идеальной машины, у которой полезная часть подведенной энергии E не зависит от массы рабочего тела (например, $\eta_{t p_0}$ не зависит от количества подведенного тепла $\frac{E}{m}$, являясь функцией только p_0), будет определяться только потерями с выходной скоростью. Поэто-

му с энергетической стороны выгодны ДУ с малым отношением E/m , у которых W_a близка W_H . Именно сближением W_a и W_H при увеличении W_H и объясняется уменьшение влияния коэффициента массы \bar{m} на тягу. Причина заключается в том, что подведенная к единице массы рабочего тела энергия E/m по мере увеличения W_H все время уменьшается по отношению к кинетической энергии $W_H^2/2$ рабочего тела. Поэтому уменьшается влияние подводимой энергии при больших значениях W_H .

Величина $\frac{1}{W_H^2} \frac{E}{m}$ стремится к нулю, если $W_H \rightarrow \infty$. Другими словами, при любых \bar{m} для высоких значений W_H потери с выходной скоростью будут малы (независимость η от E/m).

Однако, как видно из рис. 1.48, влияние \bar{m} весьма велико в широком диапазоне скоростей полета. Для одноконтурных схем это означает целесообразность применения «холодных тепловых машин», т. е. машин с малым приращением температуры в рабочем

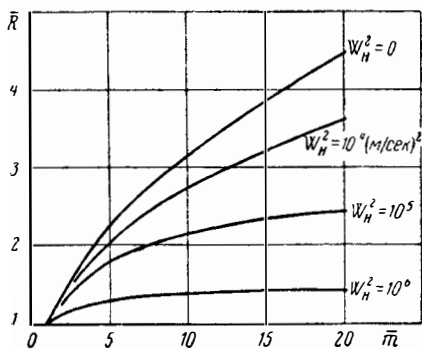


Рис. 1.47. Относительное изменение тяги ДУ в зависимости от увеличения массы при

$$\eta = 0,5; \left(\frac{F}{m}\right)_{\max} = 2,7 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$$

контуре и, следовательно, с малым значением $R_{уд}$. Последнее, однако, означает, что при заданной тяге такая ДУ должна иметь повышенный расход воздуха по сравнению с ДУ, имеющей высокое значение E/m , а следовательно, большие габариты и вес ДУ.

Это обстоятельство и делает неэффективным, а при некоторых параметрах просто невозможным применение одноконтурных схем ДУ с малым значением $\frac{E}{m}$. Избежать этого оказалось возможным путем отделения движителя от «тепловой машины».

Действительно, тепловая машина с максимально возможным подогревом $(E/m)_{\max}$ в поршневом или турбокомпрессорном вариантах дает возможность получать высокие значения свободной энергии на каждый килограмм проходящего через контур машины воздуха. Это делает ее компактной с относительно малым весом и «высоким» значением эффективного КПД.

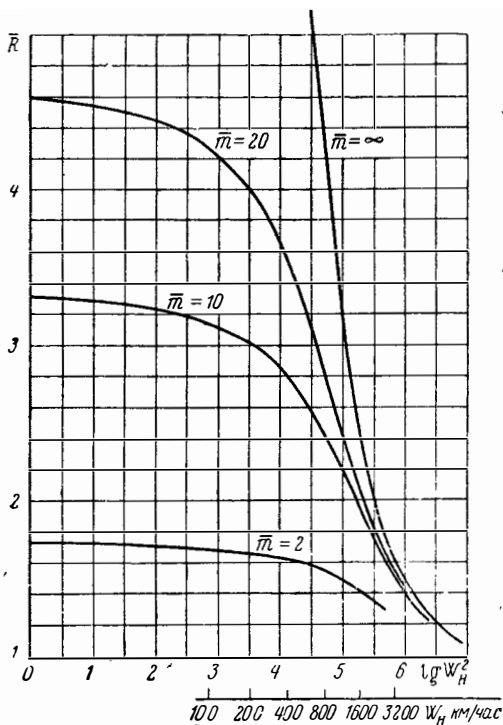


Рис. 1.48. Зависимость R от скорости полета при различных значениях \bar{m}

Наличие простого и легкого движителя — винта, на который передается часть свободной энергии, вырабатываемой машиной, сделало возможным создание весьма эффективных двухконтурных ДУ, таких как ВМГ, ТВД, успешно применяющихся в дозвуковой авиации, в полном соответствии со сделанными замечаниями.

Типичным, в некоторой мере предельным случаем является ДУ вертолета с винтом большого диаметра (больше \bar{m}), тяга которого достаточно велика для вертикального подъема и перемещения большого веса на малых скоростях полета.

Рассмотрим реальную двухконтурную ДУ с целью конкретизации сделанных выше замечаний и выводов. Для любой схемы ДУ легко проследить путь передачи свободной энергии $L_{св}$ рабочему телу. Так, например, для двухконтурной турбокомпрессорной установки (ТВД) некоторая часть $L_{св}$, равная $eL_{св}$, передается рабочему телу движителя. Эта передача происходит через турбину, вал, редуктор и собственно движитель. На своем пути передаваемая энергия уменьшается за счет потерь на турбине (η_T), подшипниках ($\eta_{пд}$), редукторе ($\eta_{ред}$) и в собственно движителе ($\eta_{дв}$).

Таким образом, рабочее тело полезно использует лишь часть энергии $eL_{св}\eta_T\eta_{пд}\eta_{ред}\eta_{дв} = eL_{св}\eta_2$. Часть свободной энергии $(1 - e)L_{св}\eta_1$ реализуется в контуре тепловой машины, преобразуясь в кинетическую энергию выходящих из него продуктов сгорания $m_1 W_{a1}^2/2$. Коэффициенты η_1 и η_2 являются поправочными коэффициентами для соответствующих контуров преобразования $L_{св}$. Обычно потери в элементах конструкции бывают всегда известны и поэтому вычисление численных значений η_2 не представляет труда.

Остановимся на определении η_1 , величина которого зависит от e_1 и η_T и, вообще говоря, может быть больше единицы. Из рис. 1.49 видно, что η_1 выражается отношением отрезков:

$$\eta_1 = \frac{3^\circ - 3}{2^\circ_{ад} - 3_{ад}} = \frac{2^\circ - 3'_{ад}}{2^\circ_{ад} - 3_{ад}} \frac{3^\circ - 3}{2^\circ - 3'_{ад}}.$$

Последний множитель определяет потери в сопле, а первый $\left(\eta' = \frac{2^\circ - 3'_{ад}}{2^\circ_{ад} - 3_{ад}}\right)$ учитывает тот факт, что в результате процесса $1-2^\circ$ температура (теплосодержание) рабочего тела перед расширением в сопле возрастает по отношению к изоэнтропическому процессу. Это повышение температуры полезно используется при расширении в сопле. Считая теплоемкость постоянной и учитывая равенство отношений $\frac{P_{3ад}}{P_{02ад}} = \frac{P_{3'ад}}{P_{02}}$, получим

$$\eta' = \frac{i_{2^\circ}}{i_{2^\circ_{ад}}} = \frac{T_{2^\circ}}{T_{2^\circ_{ад}}},$$

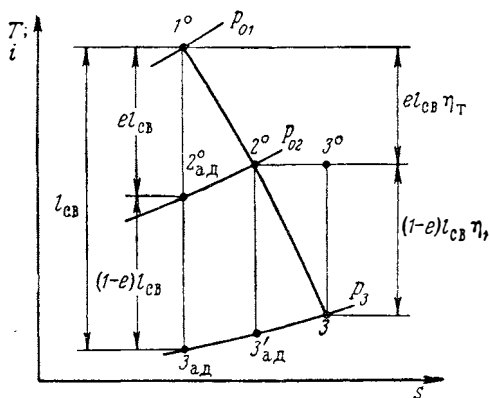


Рис. 1.49. К определению коэффициента η_1 ; точка 1° характеризует здесь состояние торможения газа за турбиной компрессора

или

$$\eta'_1 = \frac{T_{2^\circ}}{T_{2^\circ \text{ал}}} = \frac{T_{01} - \frac{e l_{\text{св}}}{c_p} \eta_T}{T_{01} - \frac{e l_{\text{св}}}{c_p}} = \frac{1 - \frac{e l_{\text{св}}}{c_p T_{01}} \eta_T}{1 - \frac{e l_{\text{св}}}{c_p T_{01}}}$$

Учитывая, что $\frac{l_{\text{св}}}{c_p T_{01}} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{\Pi_{1-\text{зад}}}{\Pi_{1-\text{зад}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$, можно также написать

$$\eta' = \frac{1 - \left[1 - \left(\frac{1}{\Pi_{1-\text{зад}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \eta_T e}{1 - \left[1 - \left(\frac{1}{\Pi_{1-\text{зад}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] e} \quad (1.73)$$

В случае турбокомпрессорной ДУ $\Pi_{1-\text{зад}} = \Pi_{\text{д}} \Pi_{\text{к}} \sigma_{\text{к.с.}} / \Pi_{\text{т.к.}}$, где $\Pi_{\text{д}}$; $\Pi_{\text{к}}$; $\sigma_{\text{к.с.}}$; $\Pi_{\text{т.к.}}$ характеризуют соответствующие изменения полного давления по ходу тракта: в диффузоре $\Pi_{\text{д}}$, компрессоре $\Pi_{\text{к}}$, камере сгорания $\sigma_{\text{к.с.}}$, турбине компрессора $\Pi_{\text{т.к.}}$ (или в общей турбине после вычета работы, которая идет на привод компрессора).

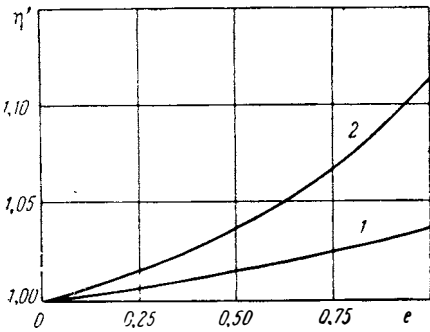


Рис. 1.50. К определению коэффициента η' :

1 - $T_H = 288^\circ \text{K}$; $M_H = 0$; $T_{0\text{с}} = T_{0\text{сг}} = 1300^\circ \text{K}$; $\Pi_{0\text{к}} = 9,0$; $\eta_{\text{к}} = 0,85$; $\eta_{\text{т}} = 0,9$; $\eta_{\text{к.с}} = 0,98$; $\eta_{\text{д}} = 0,97$; 2 - $T_{0\text{д}} = 390^\circ \text{K}$; $M_H = 2,0$; $T_{0\text{с}} = T_{0\text{сг}} = 1300^\circ \text{K}$; $\Pi_{0\text{к}} = 5,75$; $\eta_{\text{к}} = 0,85$; $\eta_{\text{т}} = 0,9$; $\eta_{\text{к.с}} = 0,98$; $\eta_{\text{д}} = 0,85$; $k = 1,4$

Очевидно, зная коэффициент распределения свободной энергии e , можно легко определить η и η_1 , пользуясь одним из приведенных соотношений и известными зависимостями от параметров турбокомпрессора и условий полета (H , W_H).

На рис. 1.50 приведены численные значения η' ТРД для условий старта и полета. Анализ данных рис. 1.50 показывает, что можно считать $\eta' \approx 1,0$.

Рассмотрим влияние контурности на характеристики ДУ в зависимости от e и скорости полета, а также определим оптимальные значения e с учетом влияния потерь, связанных с передачей энергии рабочему телу второго контура.

Выражение для тяги двухконтурной установки для случая полного расширения можно написать в виде

$$R = m_1 (W_{a1} - W_H) + m_2 (W_{a2} - W_H) \quad (1.73)$$

Преобразуем (1.73), выразив R через коэффициент распределения e :

$$R = m_1 W_H \left\{ \left[\left(\frac{W_{a1}}{W_H} \right) - 1 \right] + \frac{m_2}{m_1} \left[\left(\frac{W_{a2}}{W_H} \right) - 1 \right] \right\} \quad (1.74)$$

Так как $\frac{W_{a1}}{W_H} = \sqrt{\frac{2(1-e)L_{\text{св}}}{W_H^2 m_1}} \eta_1$; $\frac{W_{a2}}{W_H} = \sqrt{\frac{2eL_{\text{св}}}{W_H^2 m_1 n}} \eta_2 + 1$; $\frac{m_2}{m_1} = n$,

то получим

$$R = m_1 W_H \left\{ \left[\sqrt{2 \frac{(1-e) L_{св}}{W_H^2 m_1}} \eta_1 - 1 \right] + n \left[\sqrt{\frac{2e L_{св}}{W_H^2 m_1 n}} \eta_2 + 1 - 1 \right] \right\} \quad (1.75)$$

или через $\frac{E}{W_H^2 m_1}$, исходя из очевидного соотношения $2 \frac{L_{св}}{m_1 W_H^2} = 2 \left(\frac{E}{m_1 W_H^2} \right) \eta_e + 1$, найдем

$$R = m_1 W_H \left\{ \left[\sqrt{(1-e) \eta_1 \left(2 \eta_e \frac{E}{m_1 W_H^2} + 1 \right)} - 1 \right] + n \left[\sqrt{\frac{e \eta_2}{n} \left(2 \eta_e \frac{E}{m_1 W_H^2} + 1 \right)} - 1 \right] \right\}. \quad (1.76)$$

Тяга в стартовых условиях ($R_{ст}$) выражается аналогичным соотношением

$$R_{ст} = m_1 \left\{ \sqrt{(1-e) \eta_1 2 \eta_e \frac{E}{m_1}} + n \sqrt{\frac{e \eta_2}{n} 2 \eta_e \frac{E}{m_1}} \right\}. \quad (1.77)$$

Эффективность двухконтурной ДУ с энергетической стороны удобно выразить отношением тяги двухконтурной системы R_{II} к тяге одноконтурного двигателя R_I ($e=0$): $\bar{R} = \frac{R_{II}}{R_I}$.

Из полученных выражений видно, что величинами, определяющими тяговые характеристики двухконтурных систем, являются коэффициенты (степени) двухконтурности по расходу $n = \frac{m_2}{m_1}$, энергии e , а также энергетический параметр $2E/m_1 W_H^2$, представляющий собой отношение подведенной к рабочему телу энергии E к его кинетической энергии $m_1 W_H^2/2$ относительно летательного аппарата (в стартовых условиях энергетический параметр представляет собой энергию, подведенную к единице массы рабочего тела, проходящего через контур машины, и имеет вид E/m_1) и, конечно, от потерь (η_1 и η_2) в системах контуров, передающих и преобразующих подводимую к рабочему телу кинетическую энергию.

Представляет практический интерес рассмотрение влияния на R указанных выше величин и выявить оптимальные значения коэффициентов двухконтурности по энергии и т. д.

Для решения последнего вопроса найдем $e = e_{opt}$, соответствующее максимальному R , используя уравнения (1.76), (1.77) в предположении отсутствия связи между e и η_1 при $W_H = const$. Это предположение в большинстве случаев вполне конкретно.

Произведя операции по нахождению максимума исследуемых функций, находим для $W_H \neq 0$

$$e_{opt} = \frac{n (\eta_2^2 \bar{E} - \eta_1)}{\bar{E} (\eta_2^2 n + \eta_1 \eta_2)}, \quad (1.78)$$

где

$$\bar{E} = \left(\frac{2E \eta_e}{m_1 W_H^2} + 1 \right).$$

Для $W_H = 0$

$$e_{opt} = \frac{n \eta_2}{\eta_2 n + \eta_1} = \frac{n}{n + \eta_1 / \eta_2}. \quad (1.79)$$

Рассмотрим стартовые характеристики. На рис. 1.51 представлены тяговые характеристики ДУ. Данные, необходимые для вычисления η_e , здесь и далее аналогичны указанным на рис. 1.50 (если нет оговорки, что характеристики соответствуют $((E/m_{\max})$). Потери полного давления во входном диффузоре оценивались по данным, близким к оптимальной системе, состоящей из двух косых и замыкающего прямого скачка. Как видно, использование энергии в двухконтурных системах может быть улучшено в несколько раз даже при условии $\eta_2 \ll \eta_1$.

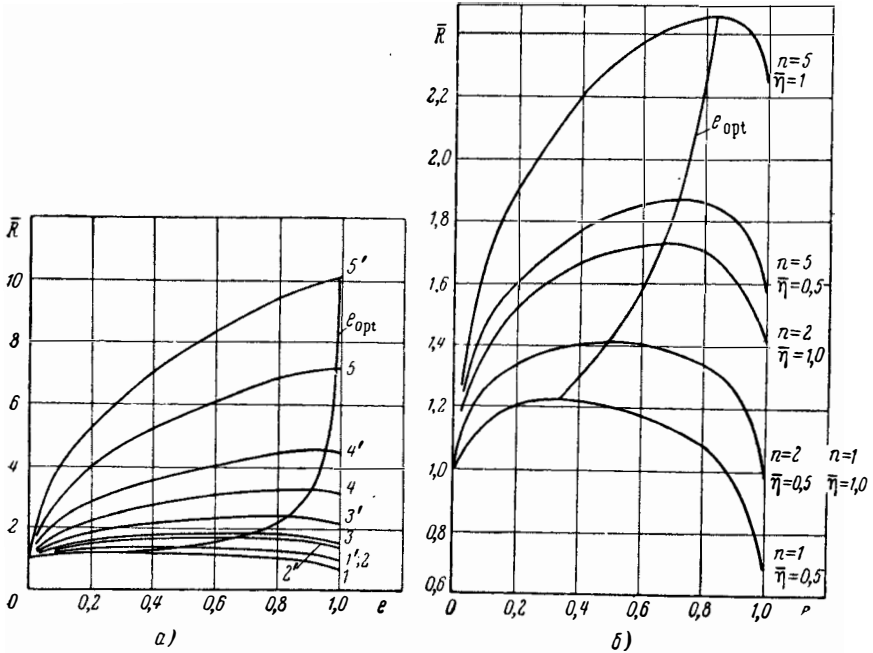


Рис. 1.51. Зависимость \bar{R} от e при $M_H=0$ для различных значений n и η . Кривые 1,1'; 2,2'; 3,3'; 4,4'; 5,5' соответствуют $n=1, 2, 5, 20, 100$ для $\eta=0,5$ и $\eta=1,0$ (штрих)

Рассмотрение выражения для e_{opt} показывает, что при $\eta_1=\eta_2$ распределение свободной энергии по контурам будет пропорционально массе, проходящей по контурам:

$$e_{opt} = \frac{n}{n+1}. \quad (1.80)$$

Скорости истечения рабочего тела W_{a1} и W_{a2} будут одинаковыми. Действительно, из выражения (1.78) непосредственно следует, что

$$(W_{a1})_{opt}^2 = \frac{2E\eta_e}{m_1} (1 - e_{opt}) \eta = \frac{2E\eta_e\eta}{m_1} \frac{1}{n+1};$$

$$(W_{a2})_{opt}^2 = \frac{2E\eta_e}{m_1} \frac{e_{opt}}{n} \eta = \frac{2E\eta_e\eta}{m_1(n+1)}.$$

Ясно, что тяга в этом случае будет такой же, как и в одноконтурной ДУ (с точностью до η_2), с расходом рабочего тела $m = m_1 + m_2$ и энергетическим параметром $2E\eta_e/m_1 + m_2$:

$$R = m_1(W_{a1} + nW_{a2}) = m_1(1+n)W_a = mW_a,$$

где

$$m_1(1+n) = m; \quad W_a = W_{a1} = W_{a2},$$

причем

$$W_a = \frac{2E\eta_e\eta}{m_1(1+n)} = \frac{2E\eta_e\eta}{m}.$$

Если $\eta_2 \neq \eta_1$, то

$$e_{\text{opt}} = \frac{n\eta_2}{\eta_1 + n\eta_2} = \frac{n\bar{\eta}}{1 + n\bar{\eta}}. \quad (1.81)$$

Из этого выражения видно, что e_{opt} уменьшается с уменьшением $\bar{\eta}$ ($\eta_2 < \eta_1$) тем больше, чем меньше n . На рис. 1.52 приведена зависимость $e_{\text{opt}} = f(\bar{\eta})$ для нескольких значений n . Обращает на себя внимание очень слабое влияние $\bar{\eta}$ на η_{opt} , если n велико.

При $\eta_2 < \eta_1$ должна уменьшаться энергия, подаваемая на второй контур. Становится выгодным увеличение W_{a1} по сравнению с W_{a2} . Используя выражение (1.78) точно так же, как и в предыдущем слу-

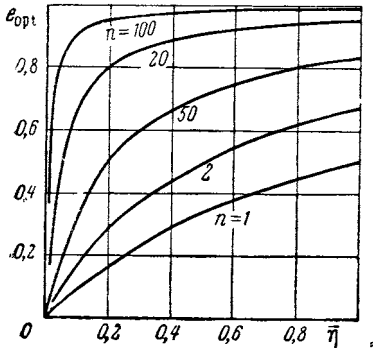


Рис. 1.52. Изменение e_{opt} в зависимости от $\bar{\eta} = \eta_2/\eta_1$ для различных n в условиях старта

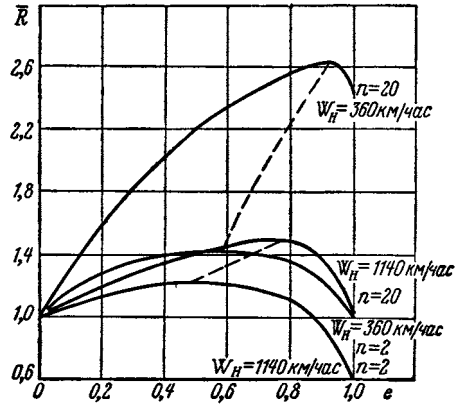


Рис. 1.53. Характер зависимости \bar{R} от e при $W_H = 360$ км/час и $W_H = 1140$ км/час ($\eta_1 = 1,0$; $\eta_2 = 0,7$; $T_{\text{отг}} = T_{\text{оз}} = 1400^\circ \text{K}$)

чае, найдем, что оптимальное соотношение между W_{a2} и W_{a1} для общего случая будет

$$\left(\frac{W_{a2}}{W_{a1}} \right)_{\text{opt}} = \frac{\eta_2}{\eta_1}.$$

Рассмотрим энергетические характеристики контурных схем при $M_H \neq 0$. Собственно тяговые характеристики определяются выражением (1.76), которое дает возможность легко получить соотношение тяг R_I одноконтурной и R_{II} двухконтурной ДУ при одном и том же значении E/m_1 .

Действительно, выражение (1.76) при $e=0$ дает тягу R_I одноконтурного двигателя и поэтому отношение R_{II}/R_I легко определяется.

Очевидно, что для каждого значения W_H имеется максимальная (оптимальная) величина R_{II} в зависимости от e и n и с учетом связи этих величин с коэффициентами полезного действия η_1 , η_2 и η_e .

На рис. 1.53 показана зависимость $\bar{R} = f(e)$ для двух значений n и W_H ($n=20$, $n=2,0$; $W_H = 360$ км/час, $W_H = 1140$ км/час).

Как видно из рис. 1.53, влияние n на \bar{R} велико при скорости $W_H = 360$ км/час, однако с увеличением скорости полета влияние n становится меньше.

Так, при $W_H = 1140$ км/час оптимум смещается в сторону меньших e и заметно меньших абсолютных значений \bar{R} по сравнению с $W_H = 360$ км/час.

Обращает внимание пологость протекания \bar{R} вблизи R_{max} при малых значениях n .

На рис. 1.54 показано влияние на e_{opt} скорости полета.

Из рис. 1.54 видно, что начиная с $W_H = 900 \div 1000$ км/час e_{opt} начинает быстро снижаться.

На рис. 1.55 приведены величины η_2 , при которых эффект контурности исчезает с ростом чисел M_H полета.

Следует обратить внимание, что все кривые пересекаются в одной точке ($e_{opt} = 0$) независимо от n .

$$\text{Как было показано выше, } e_{opt} = \left[\eta_2 - \frac{\eta_1}{\frac{2}{W_H^2} \left(\frac{E}{m_1} \right) \eta_e + 1} \right] : \left[\eta_2^2 + \frac{\eta_1 \eta_2}{n} \right],$$

откуда условие $e_{opt} = 0$ соответствует равенству нулю выражения $\eta_2 - \frac{\eta_1}{\frac{2}{W_H^2} \left(\frac{E}{m_1} \right) \eta_e + 1}$. Отсюда при η_2 и η_e , не зависящих от n , и следует

сделанный вывод.

Если же η_2 зависит от n , уменьшаясь с увеличением n , то «кризис» двухконтурных систем с большими значениями n будет соответствовать меньшим значениям W_H . Этим в значительной мере объясняется невыгодность применения двухконтурных систем с «открытыми» винтами (ТВД) на сверхзвуковых скоростях полета.

На рис. 1.56 приведена итоговая картина, показывающая зависимость \bar{R} от M_H и η_2 . В частности, можно видеть, что в диапазоне реальных изменений η_2 ($\eta_2 = 0,7 \div 0,5$), предельные значения M_H ($\bar{R} = 1,0$) составляют соответственно $M_H \approx 2,8$ и $M_H \approx 1,9$.

Если ограничить рассматриваемую область рационального использования и двухконтурных двигателей условием $\bar{R} = 1,1$, то соответствующие значения M_H будут $M_H \approx 1,4$ (при $n \leq 100$ $\eta_2 = 0,5$) и $M_H \leq 2,0$ ($n \leq 100$, $\eta_2 = 0,7$).

Несмотря на существенные ограничения значений M_H , до которых двухконтурные системы могут успешно применяться, предельные значения их достаточно велики.

Положение существенно меняется при рассмотрении эффективных параметров. По мере увеличения скорости полета эффективность второго контура падает. Это приводит к тому, что двухконтурные двигатели начинают уступать одноконтурным ВРД по таким параметрам, как лобовая тяга и удельный вес.

Учет влияния этих факторов приводит к значительному ухудшению характеристик и их качественному изменению. Численные примеры, приведенные на рис. 1.57 для $M_H = 1,5$ (с учетом статистических сведений относительно весов и габаритов двухконтурных двигателей (без форсажа), при ограничении температуры перед турбиной величиной $1300 \div 1400^\circ \text{K}$ и значениях $\eta_K = 0,85$, $\eta_T = 0,95$, а также с учетом возможных потерь в диффузоре, камере сгорания и сопле), показывают, что даже если $\eta_2 = 1,0$ (рис. 1.57, а), то \bar{R}_{max} переходит в область $n \approx 6,0$ ($K = 10$) и $n \approx 4 \div 5$ ($K = 6$) при существенном снижении \bar{R} . Если же принять $\eta_2 = 0,7$, то выигрыш от двухконтурности составляет лишь 5% при $n \leq 2,0$ (рис. 1.57, б).

Приведенный пример отчасти объясняет естественную эволюцию оптимальных параметров двухконтурных двигателей. Преимущество двухконтурных систем по данным термодинамического расчета сохраняется до очень больших скоростей полета (см. рис. 1.57). Рассмотрение же эффективных параметров значительно сужает эту область по скоростям полета. Оптимальные значения n существенно понижаются по сравнению с данными термодинамического расчета даже с учетом зависимости $\eta_2 = f(n)$. Ранее было показано, что в предположении независимости коэффициентов η_2 , η_1 и η_e от n оптимальное значение n равно бесконечности.

По данным рис. 1.57 можно сделать заключение, что область применения двухконтурных двигателей с принятыми исходными данными будет соответствовать $M_H \leq 1,5 \div 2,0$.

Конечно, можно предположить и предвидеть некоторое увеличение M_H при форсировании двухконтурных двигателей. Однако и в этом случае преимущество будет за одноконтурными двигателями.

«Термодинамический» предел преимущества двухконтурного двигателя с форсированием был приведен на рис. 1.56. Если же учесть эффективные параметры, то этот предел по скорости полета будет, очевидно, еще ниже. Сказанное объясняет, почему для малых скоростей полета

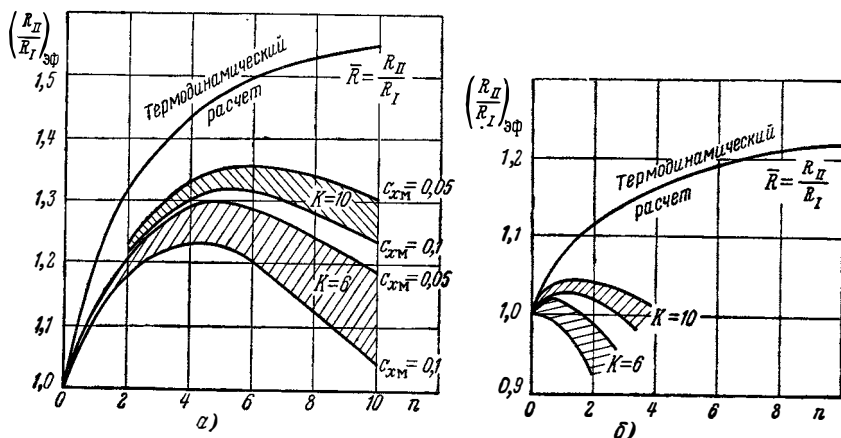


Рис. 1.57. Эффективные характеристики двухконтурных систем при $M_H = 1,5$; $H = 11$ км:
а — $\eta = 1,0$; б — $\eta = 0,7$

и вертикального старта применяются двухконтурные системы с винтами больших диаметров (вертолета). Сохранение существенных преимуществ двухконтурности с большими значениями π на умеренных скоростях полета приводит к широкому использованию ТВРД, которые по мере увеличения M_H превращаются в двухконтурные двигатели без открытых винтов с относительно малыми значениями π . Применение таких двигателей (при отсутствии форсажных камер и ограничения температуры перед турбиной) можно ожидать до $M_H \leq 2,0$, затем наступает область одноконтурных двигателей с форсажной камерой. Причина этого была показана ранее (см. § 3) и подтверждается данными рис. 1.58, на котором изображены КПД различных двигателей и из которого видно, что эффективный КПД ТРД (температура перед турбиной ограничена — $T_{огр} = T_{от} \leq 1400^\circ \text{K}$) в области $M_H = 3 \div 4$ падает до нуля.

Из рис. 1.58 можно сделать заключение о преимуществе прямоточного двигателя перед ТРДф начиная с $M_H = 3,0 \div 3,2$. Действительно, на рис. 1.58 изображены значения эффективных КПД ТРДф и ПВРД при одинаковом количестве подведенного тепла. Точка А характеризует M_H , начиная с которого наступает «термодинамическое» преимущество ПВРД. Учитывая, что при этом значении M_H ПВРД имеет меньший вес, мы должны прийти к выводу, что в точке А ПВРД имеет преимущество по эффективным характеристикам, которое будет проявляться все сильнее с увеличением M_H .

Причины вырождения турбокомпрессора ясны.

При увеличении скорости полета вырастает температура торможения.

Если при этом ограничена температура перед турбиной $T_{0сг}$, то температура за компрессором приближается к $T_{0сг}$, в результате снижается τ .

В итоге наступает момент, когда при некотором значении M_H сравнивается $\Pi_{0к}$ и $\Pi_{0т}$ (рис. 1.59). С этого момента ($M_H \approx 3$) характеристики ТРДФ начинают уступать ПВРД как по «термодинамическим», так и по эффективным характеристикам, что объясняется в первую очередь меньшим удельным весом СПВРД и большей лобовой тягой, начиная с W_H , соответствующей условию $\Pi_{0к} = \Pi_{0т}$.

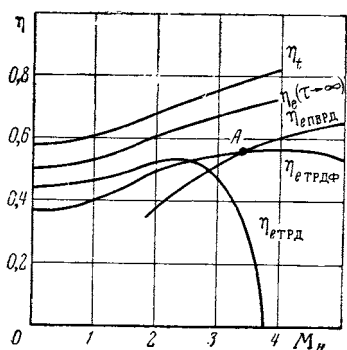


Рис. 1.58. Характер изменения η_t и η_e для различных типов ВРД по полетному числу M_H

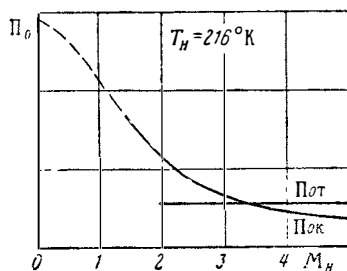


Рис. 1.59. К вопросу о вырождении турбокомпрессора с увеличением скорости полета

Такое положение приводит к целесообразности применения СПВРД на больших скоростях полета.

Конечно, нельзя думать, что преимущество (при некоторых условиях полета) того или иного двигателя по одному, хотя и важному, параметру достаточно для однозначного решения о целесообразности его применения. Большую роль играет обычно простота конструкции, надежность стендовой отработки двигателя на основных режимах его работы в требуемом диапазоне высот и чисел M_H , стоимость двигателя и т. д.

Оценивая эти обстоятельства, можно считать, что СПВРД на умеренных сверхзвуковых скоростях ($M_H = 2,0 \div 5,0$) может с успехом применяться в качестве основного двигателя для разгонных и маршевых летательных аппаратов.

Примеры практического использования СПВРД как за рубежом, так и в нашей стране подтверждают высказанное мнение.

Недостатки СПВРД, связанные с неудовлетворительными тяговыми характеристиками на малых значениях M_H (включая условия старта), привели к идее создания комбинированных ДУ.

К таким ДУ, в частности, относится ракетно-прямоточный двигатель на жидком или твердом топливах, который в единой двигательной установке, простой по схеме и вполне удовлетворительной по весовым и габаритным данным, дает возможность использовать преимущества ракетных двигателей в условиях старта и малых значений M_H , т. е. в тех условиях полета, где СПВРД обладают плохими качествами.

Кроме того, следует отметить, что РПД дает возможность полета на высотах, превышающих возможности ВРД.

Проведенный выше термодинамический анализ различных схем ВРД достаточно убедительно, на наш взгляд, показывает, что воздушно-реактивный двигатель больших скоростей полета -- это СПВРД (ГПВРД). Разгон СПВРД до скоростей полета, при которых он будет эффективно работать, может быть проведен ракетными двигателями. Удобство компоновки и возможность непрерывного перехода с режима работы ракетного двигателя на прямоточный режим (увеличение коэффициента эжекции n) делает целесообразным комбинацию РкД и ПВРД в схеме РПД.

Перейдем теперь к детальному рассмотрению работы двух этих типов двигателей: ПВРД и РПД.

Глава II

Камера сгорания

Камера сгорания — один из самых ответственных элементов двигателя.

ВРД являются тепловыми машинами, основой рабочего процесса которых служит повышение температуры рабочего тела. В современных двигателях увеличение температуры рабочего тела осуществляется за счет сгорания топлива в камере сгорания.

Элементы камеры сгорания подвергаются действию высоких температур, которые в зоне сгорания могут достигать значений, превышающих $2000 \div 2500^\circ \text{K}$, что наряду с необходимостью выполнения ряда других требований делает создание камер сгорания, обладающих приемлемыми эксплуатационными характеристиками, сложной задачей.

В этой главе основное внимание будет уделено термогазодинамике подвода тепла к движущемуся потоку газа необходимой для анализа параметров двигателя, и особенностям его работы на различных режимах. Камера сгорания РПД как составная часть эжектора будет рассмотрена в гл. V.

§ 1. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К КАМЕРАМ СГОРАНИЯ

К камерам сгорания ВРД предъявляются следующие основные требования:

1. Камера сгорания должна обеспечивать высокую полноту сгорания на основных режимах работы двигателя.

Это требование диктуется желанием иметь возможно более экономичный двигатель. Очевидно, что экономичность двигателя (удельный расход топлива) при прочих равных условиях прямо пропорциональна коэффициенту полноты сгорания.

Кроме того, значительная неполнота горения может привести к догоранию в выходящей струе и местному повышению температуры газа.

Если это непредвиденное повышение температуры произойдет около поверхности, которая не предохранена (например, охлаждением) от воздействия высоких температур, то она может прогореть или сильно деформироваться.

Полнота сгорания обычно оценивается коэффициентом полноты сгорания, представляющим собой отношение

$$\varphi_{\text{сг}} = \frac{Q_{\text{действ}}}{Q_{\text{теор}}}, \quad (2.1)$$

где $Q_{\text{действ}}$ — действительно выделившееся в камере тепло;
 $Q_{\text{теор}}$ — тепло, которое выделилось бы при полном сгорании топлива.

Зависимости $\varphi_{сг}$ от изменения параметров воздуха, поступающего в камеру (T_{0x} , W_x и p_x), и коэффициента избытка воздуха α являются важнейшими характеристиками камеры сгорания. В дальнейшем зависимости $\varphi_{сг}=f(T_{0x}, W_x, p_x)$ и $\varphi_{сг}=f(\alpha)$ будем называть полнотными характеристиками камеры.

2. Очевидно, что процесс горения в камере должен быть устойчивым при любых возможных режимах работы двигателя. Камера не должна гаснуть при переходе с режима на режим.

Требуемые рабочие режимы двигателя определяются обычно типом летательного аппарата, на котором устанавливается двигатель и могут быть весьма различными.

Для нас здесь важно, что камера сгорания должна работать в определенных пределах изменения коэффициента избытка воздуха при одновременном изменении давления, температуры и скорости в начале камеры.

Любая камера сгорания имеет некоторую рабочую зону по α . Всегда рабочее значение α для собственно камеры лежит в пределах $\alpha_{\min} < \alpha < \alpha_{\max}$. Если $\alpha > \alpha_{\max}$ или $\alpha < \alpha_{\min}$, то горение прекращается или, как говорят, наступает бедный ($\alpha > \alpha_{\max}$) или богатый срыв ($\alpha < \alpha_{\min}$).

Зависимости α_{\min} и α_{\max} от $W_{ср}$ и параметров воздуха, поступающего в камеру, будем называть срывными характеристиками камеры.

После сказанного можно сформулировать требование: срывные характеристики камеры сгорания должны позволить осуществить все требуемые по условиям эксплуатации режимы двигателя с точки зрения устойчивости горения.

Срывные характеристики, так же как и полнотные, относятся к основным характеристикам камер сгорания.

3. Трение газа о поверхности, местные срывы в потоке с образованием вихрей при обтекании элементов камеры приводят к тому, что полное давление в конце камеры сгорания становится меньше, чем полное давление в ее начале. Потери полного давления, зависящие от указанных выше причин, назовем гидравлическими потерями. Гидравлические потери зависят от устройства камеры сгорания и от скорости протекания воздуха (газа).

Очевидно, общим требованием должно быть требование минимальных гидравлических сопротивлений камеры без ухудшения ее основных характеристик.

Следует здесь же отметить, что требование минимальных гидравлических сопротивлений камеры имеет особое значение в случае относительно больших значений скорости газа в камере, особенно при малых относительных подогревах и малых располагаемых степенях расширения (дозвуковые ПВРД).

Гидравлическое «качество» камеры сгорания обычно оценивается гидравлическим коэффициентом ξ_x , равным:

$$\xi_x = 2 \frac{p_{0x} - p_{0сг}}{\rho_x W_x^2}, \quad (2.2)$$

где p_{0x} и $p_{0сг}$ — полные давления в начале и конце камеры сгорания соответственно при „холодных“ продувках;

$\frac{\rho_x W_x^2}{2}$ — средний скоростной напор, определенный в каком-ли-

бо характерном сечении камеры сгорания.

Удобство использования коэффициента ξ_x для оценки гидравлических сопротивлений состоит в том, что ξ_x в широком диапазоне значений $\frac{\rho_x W_x^2}{2}$ изменяется мало. Будучи как и все аэродинамические коэффи-

циенты при больших числах Re постоянным, он поэтому действительно характеризует «гидравлику» камеры сгорания*.

4. Очевидным и одновременно важным требованием является требование надежного запуска камеры в любых эксплуатационных условиях, в том числе и на большой высоте полета. Пусковые свойства камеры, очевидно, являются весьма важной ее характеристикой.

5. Камера сгорания ПВРД должна обладать нужным ресурсом или другими словами: камера сгорания должна безотказно работать в течение некоторого специально заранее установленного промежутка времени (ресурса).

Ресурс определяется в основном требованиями, предъявляемыми к двигателю со стороны летательного аппарата. Так, в зависимости от назначения летательного аппарата ресурс камер может быть установлен от нескольких минут (зенитная ракета и т. д.) до сотен часов (самолет многократного действия).

6. Камеры сгорания должны иметь минимальные поперечные и долевые размеры.

В ПВРД с дозвуковыми скоростями в камере, как правило, поперечные размеры двигателя определяются размером камеры сгорания.

Очевидно, чем больше мидель двигателя, тем больше трудностей возникает при установке его на самолет, тем больше вес двигателя.

Кроме того, при большой скорости полета ($M_H > 1,0$) сильно возрастает внешнее сопротивление летательного аппарата, которое пропорционально площади миделя.

Длину камеры сгорания ПВРД желательно иметь также возможно меньшую, так как при этом уменьшается вес и занимаемый камерой объем.

Можно указать еще несколько требований, например, к равномерности полей скорости и температуры на выходе из камеры и т. д.

Трудность практического осуществления указанных выше требований усугубляется тем, что часто мероприятия, служащие для выполнения одного из требований, противоречат мероприятиям, обеспечивающим выполнение других требований.

Так, например, для достижения высокой полноты полезно увеличить гидравлическое сопротивление камеры сгорания и ее поперечные и долевые размеры. Улучшить срывные характеристики камеры можно уменьшением скорости потока в камере и развитием стабилизаторов, т. е. опять за счет увеличения поперечных размеров и сопротивления и т. д.

§ 2. ГИДРОДИНАМИКА ПРОЦЕССА ПОДВОДА ТЕПЛА

Процессы, происходящие в прямоточных камерах сгорания, сложны и изучены недостаточно, чтобы описать их математически строго. Даже в одномерной постановке задачи удастся рассчитать параметры движущегося подогреваемого газа только для ряда частных случаев теплоподвода и формы камеры сгорания. Однако эти частные случаи являются важными в практике двигателестроения, и мы на них ниже подробно остановимся. Рассмотрим гидродинамику прямоточных камер сгорания в трех типичных для работы ПВРД, РПД и ГПВРД случаях:

1. Процесс подвода тепла в цилиндрической камере ($F = \text{const}$) (рис. 2.1, а).

2. Процесс подвода тепла в камере с постоянным статическим давлением ($p = \text{const}$) (рис. 2.1, б).

* ξ_x является, по существу, критерием подобия Эйлера $\left(Eu = \frac{\Delta p}{\rho W^2} \right)$.

3. Процесс подвода тепла при постоянном числе M потока или при постоянной величине комплекса kM^2 ($kM^2 = \text{const}$).

Первый случай является весьма распространенным и характерным для камер сгорания ПВРД и РПД. Второй и третий случаи подвода тепла встречаются в основном в ГПВРД, где при теплоподводе в цилин-

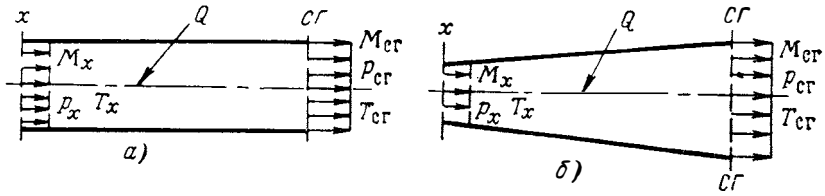


Рис. 2.1. Газодинамические схемы прямоточных камер сгорания: а—подвод тепла при $F = \text{const}$; б—подвод тепла при $\rho = \text{const}$ или $kM^2 = \text{const}$

дрической камере очень быстро может наступить кризис течения и дальнейший подвод тепла к потоку возможен только в расширяющейся камере.

ПРОЦЕСС ПОДВОДА ТЕПЛА ПРИ $F = \text{const}$

В камере постоянного сечения газ при подогреве разгоняется, скорость его увеличивается, статическое давление падает.

За основной параметр газового потока, по изменению которого будем определять изменение всех других параметров, примем $\frac{\Delta p}{p}$ — относительное изменение статического давления. Выбор этого параметра как основной величины, характеризующей процесс, не случаен. Статическое давление может быть сравнительно просто измерено, падение статического давления, связанное с подогревом газа, часто определяет необходимые условия эксперимента. Таким образом, выбор статического давления как основной величины, характеризующей процесс, практически вполне оправдывается.

Для определения параметров газа после подогрева используем:

1. Уравнение неразрывности в виде

$$\frac{W}{v} = \text{const}, \quad (2.3)$$

где $\text{const} = W\gamma = \frac{m}{f} = m_f$ — массовый расход на единицу площади.

2. Уравнение количества движения

$$-vdp = d \frac{W^2}{2}. \quad (2.4)$$

3. Уравнение состояния

$$pv = RT. \quad (2.5)$$

4. Уравнение первого начала термодинамики

$$dQ = c_p dT - vdp. \quad (2.6)$$

Определим падение статического давления в зависимости от начальных параметров потока газа и подведенного тепла. Для решения этой задачи надо в уравнении первого начала термодинамики T и v выразить через p .

Дифференцируя уравнение состояния, можно написать

$$RdT = pdv + vdp,$$

откуда

$$dT = \frac{pdv + vdp}{R}.$$

Подставляя вместо dT полученное выражение в уравнение (2.6), получим

$$dQ = \frac{c_p}{R} pdv + \frac{c_v}{R} vdp.$$

Согласно выражению (2.3) можно написать $W^2 = (vm_f)$. Подставляя в уравнение (2.4) вместо W^2 величину $(m_f v)^2$, получим

$$-vdp = d \frac{(m_f v)^2}{2}$$

или

$$-dp = m_f^2 dv.$$

Отсюда

$$-dv = \frac{1}{m_f^2} dp \text{ и } v - v_x = \frac{1}{m_f^2} (p_x - p).$$

Подставляя в уравнение (2.6) вместо dv и v их значения, будем иметь

$$dQ = \frac{c_v}{R} \left(\frac{1}{m_f^2} p_x + v_x \right) dp - \frac{(c_p + c_v)}{R} \frac{1}{m_f^2} p dp. \quad (2.7)$$

Обозначая коэффициенты при dp и $p dp$ через A и B соответственно, интегрируя (2.7) в пределах от нуля до Q и от p_x до p , получим

$$Q = (p - p_x) - B \frac{p^2 - p_x^2}{2}.$$

Обозначая $p_x - p$ через Δp , можно написать следующее квадратное уравнение:

$$\frac{B}{2} \Delta p^2 - (B p_x - A) \Delta p + Q = 0,$$

решение которого относительно Δp дает

$$\Delta p = \left(p_x - \frac{A}{B} \right) \pm \sqrt{\left(p_x - \frac{A}{B} \right)^2 - \frac{2}{B} Q}. \quad (2.8)$$

Знак «+» соответствует сверхзвуковым скоростям на входе в камеру, знак «-» — дозвуковым скоростям.

Выразим коэффициенты A и B в удобном для решения задачи виде. Считая k и c_v постоянными, преобразуем выражение

$$\frac{c_v}{R} \left(\frac{1}{m_f^2} p_x + v_x \right)$$

и получим

$$A = c_v \frac{(1 + kM_x^2)}{kM_x^2} \frac{T_x}{p_x}.$$

Для B соответственно будем иметь

$$B = c_v \frac{(k + 1)}{kM_x^2} \frac{T_x}{p_x^2}.$$

Если принимать k и c_v переменными, то выражения для A и B будут:

$$A = \frac{c_v c_p}{R_{cp}} \frac{(1 + k_x M_x^2)}{k_x M_x^2} \frac{T_x R_x}{p_x};$$

$$B = \frac{c_v c_p (k_{cp} + 1)}{R_{cp}} \frac{1}{k_x M_x^2} \frac{T_x R_x}{p_x^2} \approx c_v c_p (k_{cp} + 1) \frac{1}{k_x M_x^2} \frac{T_x}{p_x^2}.$$

Подставляя полученные выражения для A и B в уравнение (2.8) и производя некоторые элементарные преобразования, получим окончательные выражения для величины относительного изменения статического давления $\overline{\Delta p} = \frac{\Delta p}{p_x}$:

а) k и c_v постоянные

$$\overline{\Delta p} = \frac{k}{k+1} (1 - M_x^2) \pm \quad (2.9)$$

$$\pm \sqrt{\left[\frac{k}{k+1} (1 - M_x^2) \right]^2 - 2 \frac{k^2}{k+1} M_x^2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right) \frac{Q}{c_p T_{0x}}};$$

б) k и c_v переменные

$$\overline{\Delta p} = \frac{k_{cp}}{k_{cp} + 1} \left(1 - \frac{k_x}{k_{cp}} M_x^2 \right) \pm \quad (2.10)$$

$$\pm \sqrt{\left[\frac{k_{cp}}{k_{cp} + 1} \left(1 - \frac{k_x}{k_{cp}} M_x^2 \right) \right]^2 - 2 \frac{k_x^2}{k_x - 1} \left(\frac{k_{cp} - 1}{k_{cp} + 1} \right) M_x^2 \left(1 + \frac{k_x - 1}{2} M_x^2 \right) \frac{Q}{c_p T_{0x}}}.$$

Очевидно, статическое давление p_{cr} после подогрева определяется из соотношения

$$\frac{p_{cr}}{p_x} = 1 - \overline{\Delta p}. \quad (2.11)$$

Из формулы (2.10) следует, что при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях потока на входе в камеру процесс подвода тепла приводит к прямо противоположным эффектам. В том случае, когда $M_x < 1,0$, при увеличении подогрева увеличивается и $\overline{\Delta p}$, а p_{cr} соответственно уменьшается. Падение статического давления Δp достигает своего наибольшего значения, когда подкоренное выражение становится равным нулю.

В этом случае

$$\overline{\Delta p}_{\max} = \frac{k}{k+1} (1 - M_x^2) \quad (2.12)$$

при $k_x = k_{cr} = k$;

$$\overline{\Delta p}_{\max} = \frac{k_{cp}}{k_{cp} + 1} \left(1 - \frac{k_x}{k_{cp}} M_x^2 \right) \quad (2.13)$$

при $k_x \neq k_{cr}$.

При сверхзвуковых скоростях в начале теплоподвода ($M_x > 1,0$) величина Δp , оставаясь отрицательной, возрастает с ростом подогрева, т. е. при $M_x > 1,0$ статическое давление в потоке по мере теплоподвода растет.

Как следует из соотношений (2.12), (2.13), максимальное увеличение статического давления составляет

$$\left(\frac{p}{p_x} \right)_{\max} = 1 + \frac{k}{k+1} (M_x^2 - 1) \quad \text{при } k_x = k_{cr} = k; \quad (2.14)$$

$$\frac{p}{p_x} = 1 + \frac{k_{cp}}{k_{cp} + 1} \left(\frac{k_x}{k_{cp}} M_x^2 - 1 \right) \quad \text{при } k_x \neq k_{cr}. \quad (2.15)$$

Найдем скоростные и температурные характеристики потока после подогрева: W_{cr} и M_{cr} , T_{cr} и T_{0cr} .

Из уравнения количества движения для случая $F = \text{const}$ имеем $\rho_x - \rho_{cr} = \rho_x W_x (W_{cr} - W_x)$, откуда непосредственно следует соотношение

$$\frac{W_{cr}}{W_x} = \frac{\Delta p}{\rho_x W_x^2} + 1,$$

или окончательно

$$\frac{W_{cr}}{W_x} = \frac{\overline{\Delta p}}{k_x M_x^2} + 1. \quad (2.16)$$

Зная W_{cr} , легко определить и T_{cr} . Действительно, из уравнения расхода имеем

$$\frac{p_{cr}}{R_{cr} T_{cr}} W_{cr} = \frac{p_x}{R T_x} W_x,$$

откуда, считая $R_{cr} \approx R_x$,

$$\frac{T_{cr}}{T_x} = \frac{p_{cr}}{p_x} \frac{W_{cr}}{W_x},$$

или окончательно

$$\frac{T_{cr}}{T_x} = (1 - \overline{\Delta p}) \left(\frac{\overline{\Delta p}}{k_x M_x^2} + 1 \right). \quad (2.17)$$

Скорость W_{cr} и температура T_{cr} определяют число M_{cr} :

$$M_{cr}^2 = \frac{W_{cr}^2}{k_{cr} R_{cr} T_{cr}} = \frac{W_x^2}{k R T_x} \left(\frac{W_{cr}}{W_x} \right)^2 \frac{T_x}{T_{cr}} \frac{k_x}{k_{cr}};$$

$$M_{cr}^2 = M_x^2 \frac{\overline{\Delta p}}{1 - \overline{\Delta p}} \frac{k_x}{k_{cr}}. \quad (2.18)$$

Если принять $k_x = k_{cr} = k$, то

$$M_{cr}^2 = M_x^2 \frac{\overline{\Delta p}}{1 - \overline{\Delta p}} + 1. \quad (2.19)$$

В заключение найдем полное давление и полную температуру в поток после подогрева.

Из связи

$$p_0 = p \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

можно написать

$$\frac{p_{0cr}}{p_{0x}} = \frac{p_{cr}}{p_x} \frac{\left(1 + \frac{k_{cr}-1}{2} M_{cr}^2 \right)^{\frac{k_{cr}}{k_{cr}-1}}}{\left(1 + \frac{k_x-1}{2} M_x^2 \right)^{\frac{k_x}{k_x-1}}}.$$

Полагая $k_x = k_{cr} = k$ и обозначая $\frac{p_{0cr}}{p_{0x}}$ через σ_τ , получим

$$\frac{p_{0cr}}{p_{0x}} = \sigma_\tau = (1 - \overline{\Delta p}) \frac{\left[1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \frac{\frac{\overline{\Delta p}}{kM_x^2} + 1}{1 - \overline{\Delta p}} \right]^{\frac{k}{k-1}}}{\left[1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}}. \quad (2.20)$$

При $k_x \neq k_{cr}$

$$\frac{p_{0cr}}{p_{0x}} = \sigma_\tau = (1 - \overline{\Delta p}) \frac{\left[1 + \frac{k_{cr}-1}{2} \frac{k_x}{k_{cr}} M_x^2 \frac{\frac{\overline{\Delta p}}{k_x M_x^2} + 1}{1 - \overline{\Delta p}} \right]^{\frac{k_{cr}}{k_{cr}-1}}}{\left[1 + \frac{k_x-1}{2} M_x^2 \right]^{\frac{k_x}{k_x-1}}}. \quad (2.21)$$

Как следует из физических соображений и непосредственно из выражений (2.20), (2.21), наибольшее снижение полного давления ($\sigma_\tau = \sigma_{\tau \min}$) для данного значения M_x получится при $\overline{\Delta p} = \overline{\Delta p}_{\max}$, т. е. при наибольшем подогреве, определенном из условия равенства нулю подкоренных величин в уравнениях (2.8) или (2.9).

Величину $\sigma_{\tau \min}$ легко определить, подставляя в выражения (2.20) и (2.21) значение $\overline{\Delta p}_{\max}$, взятое из выражений (2.12) и (2.13). Произведя подстановку, после простых преобразований получим

$$\sigma_{\tau \min} = \frac{1 + kM_x^2}{k+1} \left(\frac{\frac{k+1}{2}}{1 + \frac{k-1}{2} M_x^2} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2.22)$$

при $k_x = k_{cr} = k$

$$\text{и} \quad \sigma_{\tau \min} = \frac{1 + k_x M_x^2}{k_{cr} + 1} \left(\frac{1 + \frac{k_{cr}-1}{2} \frac{k_{cp}}{k_{cr}}}{1 + \frac{k_x-1}{2} M_x^2} \right)^{\frac{k_{cr}}{k_{cr}-1}} \quad (2.23)$$

при $k_x \neq k_{cr}$.

Полная температура определится по очевидному соотношению $\Delta i_0 = Q$, откуда

$$\frac{T_{0cr}}{T_{0x}} = \frac{Q}{c_p c_p T_{0x}} + 1, \quad (2.24)$$

где $c_p c_p$ — среднее значение теплоемкости в интервале температур $T_{0cr} - T_{0x}$.

ПОНЯТИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ПРЕДЕЛЬНОГО ПОДОГРЕВА

Из выражений (2.9) и (2.10) следует, что относительное падение статического давления $\overline{\Delta p}$ не может быть сколь угодно большим. Имеется вполне определенное значение Q_{\max} , которое при заданных начальных характеристиках потока является предельным. Больше количество

тепла, чем Q_{\max} , сообщить потоку без уменьшения числа M_x или увеличения T_{0x} при данном M_x невозможно.

Максимальные значения относительного подогрева $\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)$ и соответственно $\overline{\Delta p}_{\max}$ находятся из условия равенства нулю подкоренных выражений в уравнениях (2.9) и (2.10). Так, при $k_x = k_{cr} = k$ максимальный относительный подогрев будет

$$\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{\max} = \frac{(1 - M_x^2)^2}{2(k+1)M_x^2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right)}; \quad (2.25)$$

при $k_x \neq k_{cr}$

$$\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{\max} = \frac{\left(1 - \frac{k_x}{k_{cr}} M_x^2\right)^2}{2\left(\frac{k_x}{k_{cr}}\right)^2 \left(\frac{k_{cr}^2 - 1}{k_x - 1}\right) M_x^2 \left(1 + \frac{k_x - 1}{2} M_x^2\right)}. \quad (2.26)$$

Наибольшее падение статического давления $\overline{\Delta p}_{\max}$ определено выражениями (2.12) и (2.13):

1) $k_x = k_{cr}$

$$\overline{\Delta p}_{\max} = \frac{k}{k+1} (1 - M_x^2);$$

2) $k_x \neq k_{cr}$

$$\overline{\Delta p}_{\max} = \frac{k_{cr}}{k_{cr} + 1} \left(1 - \frac{k_x}{k_{cr}} M_x^2\right).$$

Из полученных выражений видно, что при $M_x = 1$ количество тепла (Q) и перепад давлений (Δp) будут равняться нулю (при $Q=0$, $k_{cr} = k_x$). Таким образом, поток газа может двигаться в цилиндрической трубе со скоростью звука ($M=1$) лишь при отсутствии подвода тепла.

Физически полученные результаты можно объяснить следующим образом: при подводе тепла к движущемуся газу при $F = \text{const}$ плотность газа по мере увеличения температуры падает.

Падение плотности газа при $F = \text{const}$ должно сопровождаться ростом скорости или падением расхода. Для того чтобы начальные параметры и расход газа оставались неизменными, необходимо обеспечить соответствующее падение статического давления по длине камеры, которое и явится непосредственной причиной увеличения скорости.

По мере дальнейшего повышения температуры и понижения статического давления увеличивается удельный объем газа. Увеличение удельного объема может стать настолько большим, что окажется невозможным пропустить через камеру с $F = \text{const}$ заданный расход газа с начальным давлением p_x . Этот момент наступает, когда в канале постоянного сечения достигается скорость звука или скорость, близкая к скорости звука (при $k \neq \text{const}$). Приближение скорости потока к скорости звука характеризуется весьма сильным падением статического давления.

Нетрудно убедиться в том, что максимальный относительный подогрев, не влияющий на начальные параметры газа, ограничен достижением потоком газа скорости звука. Действительно, подставив в выражение для $M_{cr \max}$ значение $\overline{\Delta p}_{\max}$ из (2.12), будем иметь

$$M_{cr \max}^2 = M_x^2 \frac{\frac{k}{k+1} (1 - M_x^2)}{1 - \frac{k}{k+1} (1 - M_x^2)} + 1 = 1.$$

В случае $k_x \neq k_{cr}$ максимальный подогрев не вполне точно соответствует скорости звука. Подстановка $\overline{\Delta p}_{max}$ из уравнения (2.13) в (2.18) дает

$$M_{cr \max}^2 = M_x^2 \frac{\frac{k_{cr}}{k_{cr} + 1} \left(1 - \frac{k_x}{k_{cr}} M_x^2 \right) + 1}{1 - \frac{k_{cr}}{k_{cr} + 1} \left(1 - \frac{k_x}{k_{cr}} M_x^2 \right)} \frac{k_x}{k_{cr}}, \quad (2.27)$$

откуда

$$M_{cr \max}^2 = \frac{k_{cr}}{k_x} < 1.$$

Таким образом, строго говоря, в реальных условиях (поскольку при подогреве всегда $k \neq \text{const}$) в цилиндрической трубе нельзя получить звуковую скорость. Причем при обычных пределах изменения k эта скорость будет близкой к звуковой.

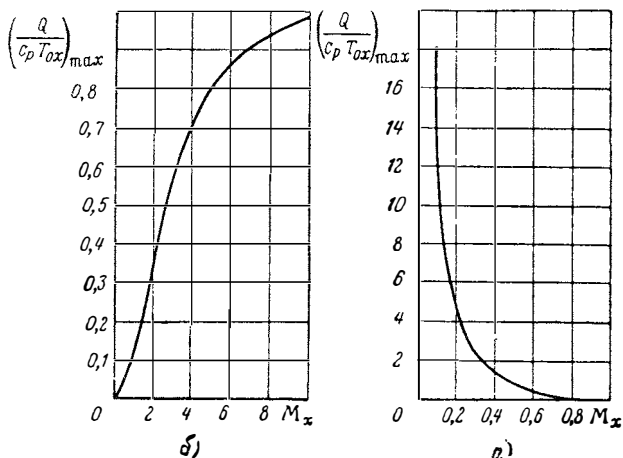


Рис. 2.2. Величины максимального предельного подогрева $(Q/c_p T_{0x})_{max}$ в цилиндрической камере в зависимости от числа M_x на входе:

а — $M_x < 1,0$; б — $M_x > 1,0$

Дальнейший подогрев, не влияющий на начальные параметры газа, возможен только в расширяющемся канале, при этом скорость потока, естественно, может и превзойти скорость звука.

На рис. 2.2 показаны численные значения максимального относительного подогрева $(\frac{Q}{c_p T_{0x}})_{max}$ в зависимости от начального числа M_x потока, определенные по выражению (2.25) при $k=1,4$ и $c_p = 0,24$ ккал/кг.

Как видно из рис. 2.2, а, максимально возможные подогревы при малых числах M_x очень велики; так, при $M_x=0,1$, что соответствует камерам ВРД, $(\frac{Q}{c_p T_{0x}})_{max} > 20$.

Если при $M_x < 1,0$ есть возможность создать в потоке как угодно большой подогрев, уменьшая число M_x на входе, то при $M_x > 1,0$ суще-

ствует абсолютный предел теплоподвода, соответствующий $M_x = \infty$. В соответствии с формулой (2.25) он равен:

$$\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{\max} = \lim_{M_x \rightarrow \infty} \frac{(1 - M_x^2)^2}{2(k+1)M_x^2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right)} = \frac{1}{(k+1)(k-1)}.$$

При $k=1,4$ $\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{\max} = 1,04$ или $\frac{T_{0cr}}{T_{0x}} = 2,04$.

Из рис. 2.2, б видно, что цилиндрическая камера при сверхзвуковых скоростях на входе допускает весьма малые относительные подогревы.

Следует иметь в виду, что часто нельзя достигнуть максимального подогрева в реальных условиях. Так, например, если газ подогревается в результате химической реакции, то тепло, которое может быть при этом выделено, определяется в основном теплотворностью горючей смеси.

Количество тепла, которое может выделиться при сгорании в воздухе, например, бензина, не превосходит 660 ккал на каждый килограмм горючей смеси.

Если считать температуру перед сгоранием равной 500° К, то топливо-воздушная смесь сможет обеспечить относительный подогрев, в лучшем случае примерно равный 5,5. На рис. 2.2, а ясно видно, что при $T_x \approx 500^\circ \text{К}$ и $M_x < 0,18$ при сжигании углеводородных топлив мы не сможем получить предельного подогрева, ибо $\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right) > 5,5$. Наоборот, при $M_x > 0,18$ в канале постоянного сечения мы не сумеем реализовать весь подогрев, который можно было бы получить за счет сгорания топлива, так как $\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{\max} < 5,5$.

Таким образом, всегда имеются две области, в одной из которых осуществить предельный подогрев практически невозможно из-за недостаточного выделения тепла при сгорании, а во второй области невозможно сообщить газу все тепло, способное выделиться в результате химической реакции, не влияя на начальные параметры потока.

ИЗМЕНЕНИЕ СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Течение с подогревом в канале $F = \text{const}$ при $M_x < 1,0$ сопровождается разгоном газа и соответствующим падением статического давления. Поэтому необходимо сопоставлять перепад давления Δp , получающийся от подогрева, с тем $\Delta p_{\text{расп}}$, которое можно обеспечить внешними условиями, например экспериментальной установкой. Очевидно, что требуется соблюдение условия

$$\overline{\Delta p} \leq \overline{\Delta p_{\text{расп}}}$$

На рис. 2.3 изображена зависимость

$$\left(\frac{p_{cr}}{p_x}\right)_{\min} = 1 - \overline{\Delta p_{\max}} = f(M_x),$$

рассчитанная по выражению (2.11). Обращает на себя внимание весьма существенное изменение статического давления в области практически интересных значений M_x ($M_x < 0,3$), где отношение $\left(\frac{p_{cr}}{p_x}\right)_{\min} < 0,5$.

Следовательно, давление перед подогревом должно быть, по крайней мере, в два раза больше, чем в конце подвода тепла. Только при

соблюдении этого условия может быть осуществлен максимальный подвод тепла. Так, если выхлоп из канала, в котором повышается температура газа, происходит непосредственно в атмосферу без каких-либо устройств в конце канала (имеется в виду диффузор или эжектор) и давление p_x меньше 2 ата, то при $M_x < 0,3$ осуществить критический подогрев невозможно. Попытка сделать это приведет практически к тому, что начиная с некоторой величины подачи топлива течение перестроится: либо уменьшится скорость (число M_x), если это позволяет установка, либо возникнут неустойчивые пульсационные режимы, опасные для работы установки. Очевидно, что как в одном, так и в другом случае исходные условия нарушаются.

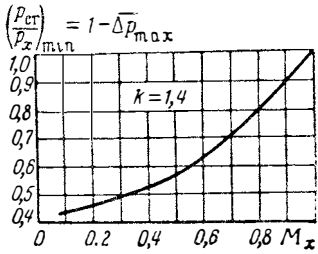


Рис. 2.3. Изменение статического давления в дозвуковой камере $F = \text{const}$ при предельном подогреве

Сделанные замечания относятся не только к критическому подогреву, а имеют общее значение. При любом подогреве движущегося газа нужно следить за тем, чтобы установка в целом обеспечивала необходимый для данного подогрева перепад давления.

Полное давление в потоке при заданных значениях M_x и $\frac{Q}{c_p T_{0x}}$ должно удовлетворять неравенству

$$p_{0x} \geq \frac{p_{cr}}{1 - \Delta p} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2.28)$$

или в безразмерной форме

$$\frac{p_{0x}}{p_{cr}} \geq \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}}{(1 - \Delta p)}, \quad (2.29)$$

где $\overline{\Delta p}$ — относительное падение статического давления, соответствующее данному подогреву $\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}} \right)$ и M_x , определяется по формулам (2.9) или (2.10);

p_{cr} — статическое давление среды, куда производится выхлоп (давление на входе в турбину; если выхлоп производится непосредственно в атмосферу, то p_{cr} есть давление атмосферы; если в конце канала стоит эжектор, то p_{cr} — давление в камере эжектора).

Формулы (2.28) и (2.29) являются математическим выражением необходимого условия осуществления процесса подогрева в канале постоянного сечения.

В практической работе всегда следует это учитывать и не пытаться сжигать много топлива в камерах сгорания с $F = \text{const}$, форсированных по M_x , при давлении, мало отличающемся от давления среды, куда производится выхлоп.

Характер изменения статического давления в зависимости от числа M на входе в сверхзвуковую цилиндрическую камеру и относительного теплоподвода $\frac{Q}{c_p T_{0x}}$ иллюстрирует рис. 2.4. Как видно, статическое давление по мере роста теплоподвода возрастает и рост p тем существенней, чем выше число M в начале теплоподвода. Граничная кривая слева соответствует предельному теплоподводу. Рост давления

и статической температуры приводит к уменьшению числа M в сверхзвуковой камере сгорания.

На рис. 2.5 приводится зависимость числа M в конце теплоподвода от начального значения M . Точки пересечения линий $\theta = \text{const}$ с осью x

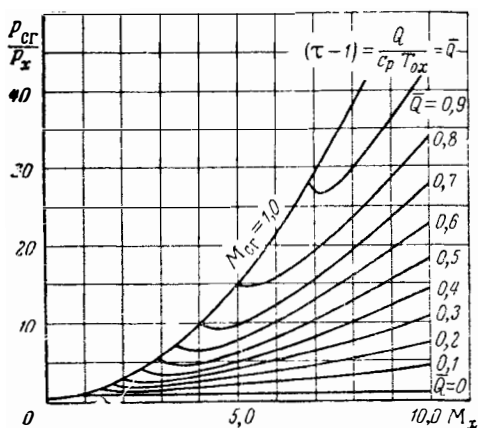


Рис. 2.4. Изменение статического давления в сверхзвуковой камере сгорания при различных подогревах

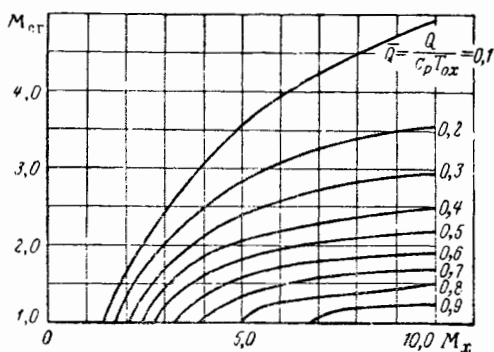


Рис. 2.5. Зависимость числа M_{cr} в конце теплоподвода в сверхзвуковой цилиндрической камере сгорания от начального значения M_x

дают значения чисел M на входе в камеру, при которых данный теплоподвод приводит к кризису течения. Эти же значения M можно получить из графиков рис. 2.4 и 2.8.

ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Из выражения (2.17) для определения термодинамической температуры видно, что температура

$$\frac{T_{cr}}{T_x} = (1 - \overline{\Delta p}) \left(\frac{\Delta p}{k_x M_x^2} + 1 \right)$$

связана с падением статического давления при $M_x < 1,0$ двояким образом. Очевидно, что при $k_x M_x^2 < 1,0$ и малых $\overline{\Delta p}$ преимущественное влияние имеет второй множитель выражения, т. е. с увеличением $\overline{\Delta p}$ величина T_{cr} также увеличивается. По мере увеличения $\overline{\Delta p}$ все большее влияние должен оказывать первый множитель, т. е. с увеличением $\overline{\Delta p}$ термодинамическая температура T_{cr} (не температура торможения) может даже падать, несмотря на продолжающийся подвод тепла. Если значение $\overline{\Delta p}$, при котором начинается уменьшение T_{cr} , меньше, чем $\overline{\Delta p}_{max}$, то это будет означать, что падение температуры может иметь место в реальном процессе.

Определим значение $\overline{\Delta p}_T$, при котором T_{cr} достигает своего максимума. Беря производную от $\frac{T_{cr}}{T_x}$ по $\overline{\Delta p}$, получим

$$\frac{\partial \frac{T_{cr}}{T_x}}{\partial \overline{\Delta p}} = (1 - \overline{\Delta p}) \frac{1}{k_x M_x^2} - \left(\frac{\overline{\Delta p}}{k_x M_x^2} + 1 \right).$$

Приравнивая значение производной нулю, будем иметь

$$\overline{\Delta p}_t = \frac{1}{2} (1 - k_x M_x^2).$$

Считая, что $k_x = k_{сг} = k = \text{const}$, сравним полученное выражение для $\overline{\Delta p}_t$ с выражением для $\overline{\Delta p}_{\text{max}}$:

$$\overline{\Delta p}_{\text{max}} = \frac{k}{k+1} (1 - M_x^2).$$

Из сравнения видно, что всегда $\overline{\Delta p}_t < \overline{\Delta p}_{\text{max}}$. Действительно, величина $\frac{k}{k+1} (1 - M_x^2)$ больше $\frac{1}{2} (1 - k M_x^2)$, так как $\frac{k}{k+1}$ всегда больше $\frac{1}{2}$.

Таким образом, при подогревах, соответствующих $\overline{\Delta p} > \frac{1}{2} (1 - k_x M_x^2)$, будет наблюдаться понижение термодинамической температуры.

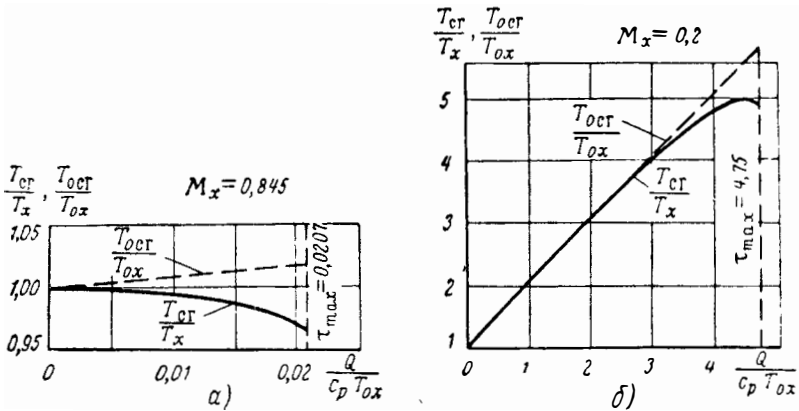


Рис. 2.6. Изменение термодинамической и полной температур при подогреве в камере $F = \text{const}$:

а - $M_x = 0,845$; б - $M_x = 0,2$

Интересно также отметить, что при $M_x^2 \geq \frac{1}{k_x}$ повышения термодинамической температуры потока вообще не происходит. Несмотря на подвод тепла, температура потока в камерах постоянного сечения падает. На рис. 2.6 изображено относительное изменение термодинамической температуры для двух значений M_x : $M_x = 0,2$ и $M_x \approx 0,845$ (что соответствует $M_x^2 = \frac{1}{k}$, k принято равным 1,4).

Как и следовало ожидать, зависимость $\frac{T_{сг}}{T_x} = f(\overline{\Delta p}) = \psi\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)$ имеет максимум, если $M_x^2 < \frac{1}{k}$ при подогреве, соответствующем $\overline{\Delta p}_t$. Этот максимум лежит близко от $\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{\text{max}}$. При $M_x^2 > \frac{1}{k}$ температура снижается при любом подогреве. Для сравнения на рис. 2.6 показано изменение полной температуры, которая, естественно, все время возрастает с увеличением подогрева.

Возможность уменьшения термодинамической температуры при подогреве является особенностью процесса подвода тепла к газу при неизменном сечении канала. Эту особенность физически можно объяснить

следующим образом: термодинамическая температура определяется одновременным воздействием двух противоположно действующих причин, связанных с подводом тепла. Подводимое тепло, воздействуя непосредственно на газ, всегда стремится повысить температуру газа.

Однако подвод тепла требует одновременного роста перепадов давления, обеспечивающих увеличение скорости, т. е. соответствующего уменьшения статического давления. При этом газ расширяется и его температура стремится понизиться. В области малых чисел M преимущественное значение имеет первый фактор, так как уменьшение давления и связанное с этим расширение газа сами по себе незначительны и

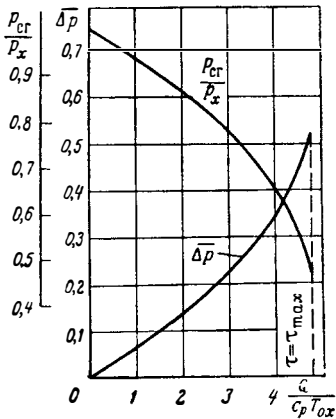


Рис. 2.7. Изменение статического давления в цилиндрической камере при подогреве ($M_x = 0,2$)

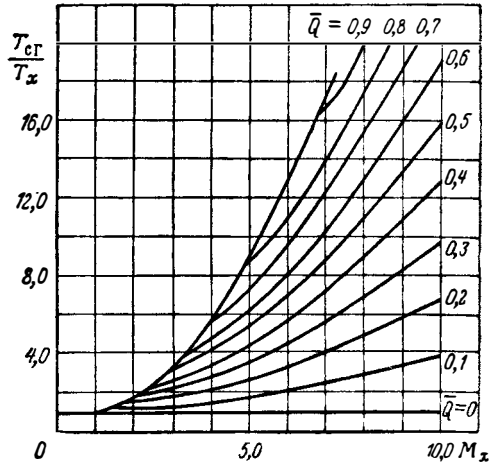


Рис. 2.8. Изменение термодинамической температуры при тепловоде в сверхзвуковой цилиндрической камере сгорания

поэтому мало влияют на температуру. По мере разгона газа (роста числа M потока) каждая подведенная к газу порция тепла требует все большего и большего падения статического давления. Удельный объем газа при этом все больше растет. Это и приводит к тому, что влияние расширения газа на его температуру увеличивается. Сначала это сказывается на замедлении роста температуры с подводом тепла, а затем при $A \, dv > dQ$ это приведет к уменьшению T_{cr} .

На рис. 2.7 приведено изменение $\overline{\Delta p}$ и $\frac{p_{cr}}{p_x}$ для первого примера (см. рис. 26, а) (как видно в области, близкой к наибольшему подогреву, $\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{max}$ сильно падает, статическое давление $\overline{\Delta p}$ резко увеличивается, p_{cr}/p_x быстро уменьшается). В общем виде это хорошо заметно из рассмотрения выражения для приращения $\overline{\Delta p}$. Действительно, дифференцируя уравнение (2.9), получим

$$d(\overline{\Delta p}) = \frac{b}{2} \frac{d\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)}{\sqrt{a^2 - b\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)}}$$

где
$$a = \frac{k}{k+1} (1 - M_x^2); \quad b = 2 \frac{k^2}{k+1} M_x^2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right).$$

Очевидно, что при малых подогревах, таких, что $b \frac{Q}{c_p T_{0x}} \ll a^2$, $d(\Delta \bar{p})$ прямо пропорционально $d\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)$; при увеличении же подогрева и приближении его к критическому разность $a^2 - b\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)$ стремится к нулю и $d(\Delta \bar{p})$ неограниченно растет по отношению к $d\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)$, т. е. статическое давление сильно падает. Отсюда, между прочим, становится более понятным и явление «запирания» — из-за резкого увеличения объема в области $M \approx 1$.

Следует отметить, что под влиянием подвода тепла явление «запирания» может происходить в каналах самых различных форм (расширяющихся, цилиндрических, сужающихся). Особенно резко это явление заметно при течении подогреваемого газа в сужающемся канале, где при данных условиях на входе снижаются значения τ_{\max} и, наоборот, при данных τ_{\max} должны измениться условия на входе. При сверхзвуковых скоростях на входе в камеру статическая температура постоянно возрастает как в результате подвода тепла, так и вследствие торможения газового потока. Это иллюстрирует рис. 2.8.

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛНОГО ДАВЛЕНИЯ

Уменьшение полного давления потока газа при его подогреве является практически весьма важным фактором. Именно полное давление газа определяет при данном подогреве его работоспособность. Величина коэффициента $\sigma_\tau = \frac{p_{0cr}}{p_{0x}}$ зависит от M_x и от $\frac{Q}{c_p T_{0x}}$. При данном M_x величина σ_τ изменяется от 1 (при $\frac{Q}{c_p T_{0x}} = 0$) до $\sigma_{\tau \min}$ [при $\left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{\max}$] [см. формулы (2.20), (2.22)]. Значения $\sigma_{\tau \min}$ с увеличением M_x также увеличиваются, доходя до 1 при $M_x \approx 1,0$. Последний результат объясняется тем, что наряду с увеличением M_x уменьшается и максимальный подогрев $\tau_{\max} = \left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right)_{\max}$, поэтому значения $\sigma_{\tau \min}$ по M_x соответствуют все меньшим и меньшим подогревам. Так, если $M_x \approx 1,0$, то и $\tau_{\max} = \left(\frac{Q}{c_p T_{0x}}\right) = 0$, и естественно, что при этом подогреве $\sigma_{\tau \min} = 1,0$, т. е. потери полного напора отсутствуют.

При постоянной величине подогрева σ_τ тем меньше, чем больше число M_x (рис. 2.9).

Характер изменения $\sigma_{\tau \min}$ по M_x для различных τ показан на рис. 2.9.

Приведенные численные величины $\sigma_{\tau \min} = f(M_x)$ показывают, что потери полного давления при $M_x < 1,0$ могут достигать значений, составляющих 20% исходной величины ($p_{0cr} \approx 0,8 p_{0x}$). При $M_x > 1,0$ они существенно выше (рис. 2.10).

ПРОЦЕСС ПОДВОДА ТЕПЛА ПРИ $p = \text{const}$

При постоянном статическом давлении скорость движения газа остается неизменной, т. е.

$$W_{cr} = W_x.$$

Термодинамическая температура газа при подогреве увеличивается прямо пропорционально количеству подведенного тепла.

Действительно, если

$$Q = c_p (T_{0cr} - T_{0x}), \quad (2.30)$$

где

$$T_{0cr} = T_{cr} + \frac{W_{cr}^2}{2c_p}$$

и

$$T_{0x} = T_x + \frac{W_x^2}{2c_p},$$

то при $W_{cr} = W_x$

$$Q = c_p (T_{cr} - T_x). \quad (2.31)$$

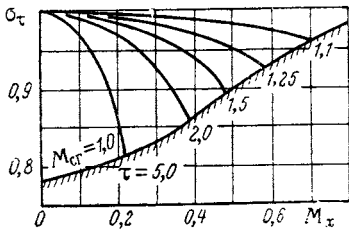


Рис. 2.9. Изменение коэффициента потерь полного давления при теплоподводе в дозвуковой цилиндрической камере

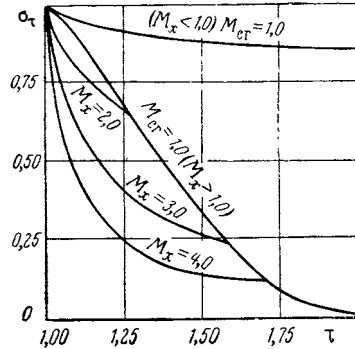


Рис. 2.10. Изменение коэффициента потерь полного давления σ_τ при теплоподводе в сверхзвуковой цилиндрической камере

Полное давление газа связано со статическим соотношением

$$p_{0cr} = p_{cr} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{cr}^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.32)$$

Число M_{cr} в конце подогрева можно выразить через M_x :

$$M_{cr}^2 = \frac{W_{cr}^2}{kRT_{cr}} = \frac{W_x^2}{kRT_x} \frac{T_{cr}}{T_x} = M_x^2 \frac{1}{\frac{T_{cr}}{T_x}}. \quad (2.33)$$

В этой зависимости удобнее использовать температуры торможения, имея в виду, что

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}.$$

После подстановки и преобразований получим

$$M_{cr}^2 = \frac{M_x^2 \left(\frac{T_{0x}}{T_{0cr}} \right)}{1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \left(1 - \frac{T_{0x}}{T_{0cr}} \right)}. \quad (2.34)$$

Подставляя (2.33) в выражение (2.32) и учитывая, что

$$p_x = \frac{p_{0x}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}} = p_{cr},$$

после простых преобразований будем окончательно иметь

$$p_{0cr} = p_{0x} \frac{1}{\left[1 + \frac{k-1}{2} M_x^2 \left(1 - \frac{T_{0x}}{T_{0cr}}\right)\right]^{\frac{k}{k-1}}} \quad (2.35)$$

Если подогрев отсутствует, то $\frac{T_{0x}}{T_{0cr}} = 1$ и $p_{0cr} = p_{0x}$. Тот же результат получится при $M_x = 0$ при большом подогреве. Когда же отношение $\frac{T_{0x}}{T_{0cr}}$ пренебрежимо мало, p_{0cr} будет иметь наименьшее значение:

$$p_{0cr \min} = \frac{p_{0x}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right)^{\frac{k}{k-1}}} = p_x,$$

т. е. $p_{0cr \min}$ будет равно статическому давлению в начале подогрева.

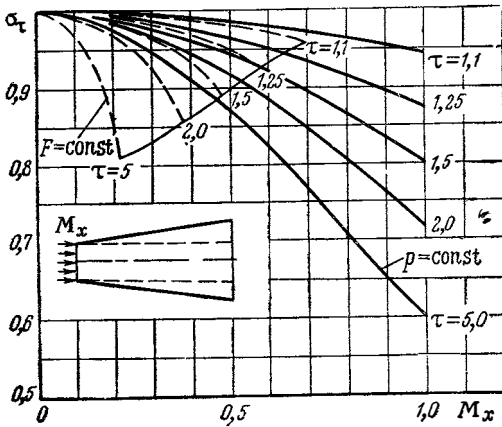


Рис. 2.11. Изменение величины σ_τ в дозвуковой камере сгорания:
 ——— $p = \text{const}$; - - - $F = \text{const}$

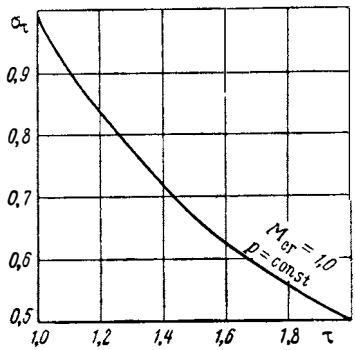


Рис. 2.12. Изменение величины σ_τ в сверхзвуковой камере сгорания $p = \text{const}$ при $M_{cr} = 1,0$

Выражения (2.30), (2.31), (2.34), (2.35) являются основными для определения параметров газа (T , T_0 , p_0 , M) после подогрева. Изменение сечений, необходимое для осуществления разбираемого процесса $p = \text{const}$, определяется повышением температуры или количеством подведенного тепла. В самом деле, из условия постоянства расхода для любого k -го сечения камеры имеем

$$\frac{F_k}{F_x} \frac{W_k}{W_x} \frac{\gamma_k}{\gamma_x} = 1.$$

Учитывая, что $W_k = W_x$ и $p = \text{const}$, будем иметь

$$\frac{F_k}{F_x} \frac{T_x}{T_k} = 1.$$

Выражая температуру T_k через начальную температуру T_x и количество подведенного тепла Q по (2.31), а T_x в свою очередь определяя температурой торможения T_{0x} и числом M_x , получим

$$\frac{F_k}{F_x} = \frac{Q}{c_p T_{0x}} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right) + 1.$$

Комплекс $\frac{Q}{c_p T_{0x}}$, представляющий отношение сообщенного газу тепла или полного приращения теплосодержания к начальному теплосодержанию газа, будем называть относительным теплоподводом.

Величину $\frac{Q}{c_p T_{0x}}$ можно выразить так же, как и отношение полной температуры T_{0cr} к полной начальной температуре потока T_{0x} :

$$\frac{Q}{c_p T_{0x}} = \frac{\Delta i_0}{i_{0x}} = \frac{\Delta T_{cr}}{T_{0x}} = \tau - 1.$$

Величина τ носит название относительного подогрева.

Потери полного давления в потоке в процессе $p = \text{const}$ можно получить из соотношения (2.35). На рис. 2.11 и 2.12 приводятся величины σ_c в дозвуковых и сверхзвуковых камерах сгорания. При одинаковых числах M на входе потери p_0 в дозвуковой камере с $p = \text{const}$ меньше, чем с $F = \text{const}$, а в сверхзвуковой — больше. Связано это с тем, что в дозвуковой камере с $p = \text{const}$ каждая последующая порция тепла подводится к потоку с меньшим числом M , в то время как при $F = \text{const}$ число M по мере теплоподвода в дозвуковых камерах растет, а в сверхзвуковых падает.

ПРОЦЕСС ПОДВОДА ТЕПЛА ПРИ $M = \text{const}$ и $kM^2 = \text{const}$

Покажем, что процесс подвода тепла при сохранении $kM^2 = \text{const}$ можно описать интегральными соотношениями.

Преобразуем уравнения количества движения Эйлера

$$W dW = \frac{dW^2}{2} = - \frac{dp}{\rho}.$$

Учитывая, что $\frac{W^2}{2} = RT \frac{kM^2}{2}$,

имеем при

$$kM^2 = \text{const} \quad \frac{dW^2}{2} = d(RT) \frac{kM^2}{2}. \quad (2.36)$$

Подставляя выражение (2.4) в (2.36) и деля все члены на RT , получим

$$d \ln(RT) \frac{kM^2}{2} = - d \ln p. \quad (2.37)$$

Интегрируя (2.37) при условии $kM^2 = \text{const}$, получим $(RT) \frac{kM^2}{2} p = \text{const}$. Изменение статического давления в процессе подвода тепла

можно выразить формулой $\frac{p_{cr}}{p_x} = \left(\frac{R_x T_x}{R_{cr} T_{cr}} \right)^{\frac{kM^2}{2}}$ или при $R = \text{const}$

$$\frac{p_{cr}}{p_x} = \left(\frac{T_x}{T_{cr}} \right)^{\frac{kM^2}{2}}. \quad (2.38)$$

Процесс подвода тепла при $kM^2 = \text{const}$ или $M = \text{const}$ может быть использован в камерах ГПВРД в том случае, когда подвод тепла в цилиндрической камере ограничен наступлением кризиса течения. Теплоподвод к газовому потоку можно продолжить после кризиса, расширяя камеру в соответствии с соотношением (1.59).

ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

Трение газа о поверхность камеры, образование вихрей при обтекании различных элементов, смешение отдельных струй воздуха, движущихся с различными скоростями, и т. д. приводят к тому, что полное давление газа в конце камеры сгорания $p_{0сг}$ становится меньше полного давления p_{0x} в начале камеры.

Очевидно, что чем больше $p_{0сг}$, тем выше, при прочих равных условиях, работоспособность газа: для ПВД это означает увеличение скорости истечения струи, выходящей из сопла, а следовательно, и удельной тяги двигателя ($R_{уд}$). Экономичность двигателя (J_R) при этом также улучшается.

Как уже было указано, для расчета характеристик двигателя удобно потери полного давления, где бы они не имели место, оценивать коэффициентом полного давления $\sigma_{гидр} = \frac{p_{0сг}}{p_{0x}}$.

Коэффициент полного давления $\sigma_{гидр}$ для данной камеры является величиной переменной, зависящей от скорости потока воздуха, проходящего через камеру сгорания. Поэтому использовать $\sigma_{гидр}$ как величину, характеризующую гидравлические потери, неудобно.

Гораздо более стабильной величиной для каждой данной камеры сгорания является так называемый коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi_x = 2 \frac{p_{0x'} - p_{0сг}}{\rho_x W_x^2},$$

где $p_{0x'}$ и $p_{0сг}$ — полные давления в начале и в конце камеры сгорания при $\tau = \frac{T_{0сг}}{T_{0x}} = 1,0$;

$\rho_x W_x^2 / 2$ — скоростной напор в начальном сечении камеры сгорания.

Удобство пользования коэффициентом ξ_x заключается в том, что он для данной камеры сгорания относительно мало изменяется при значительном изменении скоростного напора.

В первом приближении можно считать, что на основных рабочих режимах камеры ξ_x является постоянной величиной.

Малое влияние на ξ_x скоростного напора объясняется тем, что при больших числах Re течение в камере становится автомодельным, а поэтому и потери давления остаются пропорциональными скоростному напору, как все другие аэродинамические коэффициенты.

В качестве характерного сечения обычно принимается либо входное, либо максимальное сечение камеры.

Гидравлический коэффициент камеры определяется экспериментальным путем, обычно при холодных продувках. Здесь следует отметить, что в зависимости от схемы камеры на ее гидравлику может в большей или меньшей степени влиять процесс горения, при котором характер течения вообще отличается от течения при «холодной продувке». В этом случае ξ_x будет зависеть от степени подогрева τ . Если отсутствуют данные о зависимости $\xi_x = f(\tau)$, то тогда можно принимать ξ_x по «холодным» испытаниям, считая влияние τ на ξ_x незначительным, что в большинстве случаев допустимо.

Очевидно, что $\sigma_{гидр}$ легко может быть получено из уравнения (2.2). В самом деле

$$\xi_x = 2 \frac{p_{0x'} \left[1 - \frac{p_{0x}}{p_{0x'}} \right]}{\rho_x W_x^2} = \frac{2(1 - \sigma_{гидр})}{\rho_x W_x^2} p_{0x'},$$

откуда

$$\sigma_{\text{гидр}} = 1 - \xi_x \frac{p_x W_{x'}^2}{2} \frac{1}{p_{0x'}}.$$

Заменяя $Q_x W_{x'}^2/2$ через $\frac{p_x'}{RT_{x'}} \frac{W_{x'}^2}{2} = \frac{k_x}{2} p_x' M_{x'}^2$ и p_{0x} через $p \times \left(1 + \frac{k_x - 1}{2} M_{x'}^2\right)^{\frac{k_x}{k_x - 1}}$,

получим

$$\sigma_{\text{гидр}} = 1 - \xi_x \frac{k_x}{2} M_{x'}^2 \frac{1}{\left(1 + \frac{k_x - 1}{2} M_{x'}^2\right)^{\frac{k_x}{k_x - 1}}}.$$

При определении $\sigma_{\text{гидр}}$ с достаточной для практики точностью можно пренебречь величиной $\frac{k_x - 1}{2} M_{x'}^2$ по сравнению с единицей, тогда

$$\sigma_{\text{гидр}} = 1 - \xi_x \frac{k_x}{2} M_{x'}^2. \quad (2.39)$$

Выражение (2.39) является основным для определения функциональной зависимости

$$\sigma_{\text{гидр}} = f(\xi_x, M_{x'}).$$

Из уравнения (2.39) непосредственно следует, что при малых значениях M_x можно допускать относительно большие значения ξ_x , не боясь получить значительные потери полного давления.

На рис. 2.13 приведена зависимость $\sigma_{\text{гидр}} = f(M_x)$ для $\xi_x = 3,0$ и $\xi_x = 10$, иллюстрирующая высказанное положение.

Увеличение ξ_x для ПВД целесообразно только в том случае, если это приведет к соответственному повышению $\varphi_{\text{сг}}$ или расширению диапазона устойчивой работы и т. д., т. е. когда необходимо улучшить какие-либо эксплуатационные характеристики сгорания.

Связь чисел M до и после фронтных устройств устанавливается приближенной формулой

$$M_x = M_{x'} \frac{1}{1 - \frac{k_x}{2} M_{x'}^2 \xi_x}. \quad (2.40)$$

Если известна не величина ξ_x , а коэффициент лобового сопротивления фронтных устройств c_{xk} , то, используя уравнения сохранения импульсов [см. (3.21)] и расхода, нетрудно получить следующие соотношения для расчета параметров газа до и после фронтных устройств:

$$z(\lambda_x) = z(\lambda_{x'}) - \frac{k_x \lambda_{x'}}{k_x + 1} c_{xk}; \quad (2.41)$$

$$\sigma_{\text{гидр}} = \frac{q(\lambda_{x'})}{q(\lambda_x)}. \quad (2.42)$$

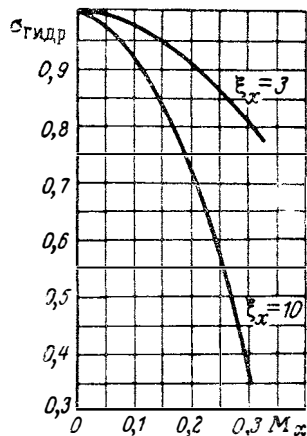


Рис. 2.13. Зависимость коэффициента гидравлических потерь в камере $\sigma_{\text{гидр}}$ от числа M_x на входе

Глава III

Реактивное сопло

Реактивное сопло расположено в конце газо-воздушного тракта двигателя. В сопле потенциальная энергия давления горячих газов преобразуется в кинетическую энергию истекающей струи. Основное назначение сопла состоит в создании реактивного импульса, направленного в сторону вектора тяги двигателя. Кроме того, сопло должно пропустить секундную массу газов, вошедшую в двигатель через воздухозаборник и поступившую непосредственно в камеру сгорания через топливные форсунки или из ракетных двигателей (в схеме РПД). Поэтому применительно к условиям работы в двигателе важное значение имеют две характеристики сопла: тяговая и расходная. Сопло активно влияет на рабочий процесс в двигателе, так как скорости течения по всему газо-воздушному тракту, максимально возможный теплоподвод и, наконец, уровень давления в камере сгорания двигателя зависят от «пропускной» способности сопла. Поэтому многие особенности работы реактивного сопла двигателя и его характеристики следует рассматривать совместно с работой других элементов двигателей. Это будет сделано в последующих главах, посвященных анализу работы диффузора, камеры сгорания и сопла в едином газо-воздушном тракте двигателя. В настоящей главе мы рассмотрим характеристики и особенности работы сопел, которые непосредственно связаны с его газовой динамикой.

§ 1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В СОПЛЕ

Строгий расчет пространственного течения газов в сопле производится с использованием метода характеристик (для расчета сверхзвуковой его части [15] [28]) и метода потенциальных дозвуковых течений (для расчета течения в дозвуковой части сопла [15]). Такой расчет производится для построения контура сопла и может быть использован для нахождения поправочных коэффициентов к расчетным результатам, полученным на основании более простой, одномерной теории сопла, о которой будет идти речь в этом параграфе.

Одномерная теория предполагает, что в каждом поперечном сечении все параметры потока равномерно распределены. Поэтому можно рассматривать газовую динамику только одной струйки тока, считая, что поведение остальных струй тока и, следовательно, потока в целом аналогично. Связь между давлением и скоростью единичной струйки газа устанавливается уравнением количества движения Эйлера

$$WdW = - \frac{1}{\rho} dp. \quad (3.1)$$

Интегрируя обе части уравнения (3.1), получим связь между скоростью и давлением для двух сечений струйки 1 и 2 (рис. 3.1):

$$\frac{W_2^2 - W_1^2}{2} = \int_{p_2}^{p_1} \frac{1}{\rho} dp. \quad (3.2)$$

Значение интеграла в правой части уравнения (3.2) зависит от вида функции $q=f(p)$.

Как правило, процесс расширения газа в сопле происходит адиабатически, подчиняясь уравнению $p/q^k = \text{const}$.

Поэтому величина

$$\int_{p_2}^{p_1} \frac{dp}{q} = \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{q_1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3.3)$$

При высоких температурах газа истечение его из сопла сопровождается изменением химического состава и выделением тепла. В этом случае связь плотности и давления может быть описана некоторым условным политропическим процессом $p/q^n = \text{const}$ с показателем политропы расширения,

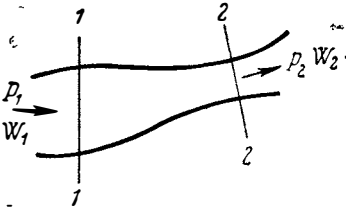


Рис. 3.1. Схема единичной струйки тока

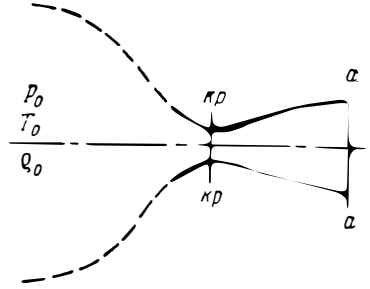


Рис. 3.2. Сопло с условным реверсивером

равным некоторому среднему значению $n_{ср}$ для всего процесса. Таким образом, в общем случае при расширении газа в сопле можно записать

$$\frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} = \frac{n}{n-1} \frac{p_1}{q_1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad (3.4)$$

где $n=k$ при адиабатическом расширении газа с неизменными физико-химическими параметрами газа и $n=n_{ср}$ при расширении газа, сопровождающемся изменением физико-химических параметров. Рассмотрим вначале работу идеального сопла, в котором отсутствуют потери полного давления при истечении. Если воспользоваться параметрами заторможенного состояния газа перед соплом (см. рис. 3.2), то скорость адиабатического истечения из него в соответствии с выражением (3.4) при $W_1=0$ и $n=k$ может быть найдена по формуле

$$W_a = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{q_0} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (3.5)$$

где индексом «0» обозначены параметры заторможенного состояния газа перед истечением, а индексом «а» — параметры в выходном сечении сопла. Введем безразмерный коэффициент скорости λ , представляющий отношение истинной скорости к критической скорости звука $a_{кр}$.

Учитывая, что $a_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_0}$, выражение (3.5) легко преобразовать к виду

$$\lambda_a = \frac{W_a}{a_{кр}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (3.6)$$

Поскольку величина λ однозначно связана с отношением полного и статического давления в потоке, то можно ввести газодинамическую

функцию $\pi(\lambda)$, которая в соответствии с соотношением (3.6) будет иметь вид

$$\pi(\lambda) = \frac{p}{p_0} = \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3.6')$$

Эта затабулированная в таблице [6] газодинамическая функция позволяет легко рассчитывать изменения коэффициента скорости при изоэнтропическом течении газа в зависимости от изменений давления в потоке. Из выражения (3.6') следует, что при

$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (3.7)$$

величина $\lambda = 1,0$, а скорость истечения из сопла будет равняться скорости звука.

Из соотношения (3.6) можно сделать и более общий вывод. Если в любом сечении сопла $\frac{p_0}{p} < \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}}$, то по всему его тракту течение будет дозвуковым. В случае сверхкритического отношения

давлений на входе и выходе из сопла, т. е. при $\frac{p_0}{p} > \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}}$, истечение из него не определяется только перепадом давления. Оно может быть звуковым или сверхзвуковым в зависимости от характера изменений проходных сечений. Потребный характер изменения проходных сечений сопла в зависимости от аспелагаемого перепада давления в нем может быть обнаружен с помощью уравнения неразрывности течения газа в сопле. Условие постоянства массового расхода при течении газа можно записать в виде $WF_Q = \text{const}$ или в дифференциальной форме

$$\frac{\partial W}{W} + \frac{\partial F}{F} + \frac{\partial Q}{Q} = 0. \quad (3.8)$$

Чтобы установить соответствие между изменениями скорости течения и проходных сечений сопла, необходимо вначале найти зависимость плотности сжимаемого газа от скорости его течения. Преобразуем для этой цели уравнение количества движения (3.1). Поскольку производная давления по плотности равняется квадрату скорости звука в газе, то можно записать, что

$$W dW = -a^2 \frac{dQ}{Q}, \quad (3.9)$$

где $a = \sqrt{\frac{dp}{dQ}}$ — скорость звука.

Подставив в уравнение неразрывности (3.8) вместо $\frac{\partial Q}{Q}$ его выражение через дифференциал скорости и сгруппировав члены, получим

$$\frac{dW}{W} \left(\frac{W^2}{a^2} - 1 \right) = \frac{dF}{F}. \quad (3.10)$$

Из уравнения (3.10) следует, что до тех пор, пока скорость течения меньше скорости звука в потоке, ускорение потока происходит при уменьшении площади сечения (dW и dF — разных знаков). Если же ускоряется сверхзвуковой поток $W > a$, площадь сопла должна возрастать (dW и dF — одного знака). И наоборот, при дозвуковых скоростях поток замедляется, если площадь поперечного сечения канала растёт (диффузорный эффект, см. гл. IV).

Сверхзвуковой поток замедляется в сужающемся канале. Таким образом, при ускорении дозвукового потока сопло должно быть сужающимся. Для ускорения сверхзвукового потока сопло необходимо расширять после сечения, где скорость течения достигла скорости звука. Минимальное сечение сопла, где скорость равняется скорости звука, т. е. где $\lambda = M = 1,0$, называется критическим. Перепад давлений, который срабатывается до критического сечения, мы нашли ранее — он соот-

ветствует соотношению (3.7). Перепад давлений, больший чем $\frac{p_0}{p} =$

$$= \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad \text{может быть сработан только в сверхзвуковых соплах.}$$

Запишем соотношение для расчета расхода газа через сопло. Массовый расход через любое сечение сопла может быть выражен следующим образом:

$$m = W_Q F.$$

Учитывая, что в адиабатическом процессе $Q = Q_0 \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{k}}$ и принимая во внимание выражение (3.5), можно записать, что

$$\begin{aligned} m &= F \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} Q_0 \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{k}} = \\ &= F \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 Q_0 \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Определим вначале максимально возможный расход через сопло. Возьмем производную от величины m по $\left(\frac{p}{p_0}\right)$ и приравняем ее нулю:

$$\frac{dm}{d\left(\frac{p}{p_0}\right)} = \frac{d}{d\left(\frac{p}{p_0}\right)} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right] = \frac{2}{k} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} = 0.$$

Отсюда
$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k} - 1} = \frac{k+1}{2} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}}$$

или
$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Мы получили, что максимальное значение расхода газа через заданное сечение соответствует соотношению давлений, при котором наступает кризис течения. Другими словами, в канале с переменной площадью поперечного сечения расход лимитируется площадью сечения, где наступает скорость звука. Это сечение, как показано выше, является минимальным в сопле. Подставив в уравнение (3.11) вместо $\frac{p}{p_0}$ вели-

чину $\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$, получим выражение для максимально возможного расхода газа

$$m_{\max} = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_0 F_{\text{кр}}}{V R T_0}}.$$

Соотношение между площадью критического и любого другого сечения сопла легко устанавливается с помощью газодинамической функции $q(\lambda)$. Подставим в уравнение (3.11) вместо отношения $\frac{p}{p_0}$ введенную ранее и равную ему газодинамическую функцию $\pi(\lambda)$:

$$m = F \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 \rho_0 \left[\left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1} \frac{2}{k}} - \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1} \frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (3.12)$$

После некоторых преобразований выражения (3.12) получим

$$m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1}\right) \lambda \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right]^{\frac{1}{k-1}} \frac{F p_0}{\sqrt{RT_0}}}. \quad (3.13)$$

При сохранении неразрывности течения массовый расход в любом сечении сопла «с» равен расходу в его критическом сечении, т. е.

$$\begin{aligned} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_{0кр} F_{кр}}{\sqrt{R_{кр} T_{0кр}}} &= \sqrt{k \frac{2}{k+1} \lambda_c \times} \\ &\times \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_c^2\right]^{\frac{1}{k-1}} \frac{p_{0с} F_c}{\sqrt{R_c T_{0с}}}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Если при течении газа в сопле теплосодержание сохраняется и потери полного давления отсутствуют, то из равенства (3.14) следует, что

$$\frac{F_{кр}}{F_c} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda_c \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_c^2\right]^{\frac{1}{k-1}} = q(\lambda_c). \quad (3.15)$$

На рис. 3.3 приводится график функции $q(\lambda)$. График $q(\lambda)$ также позволяет установить закономерность изменения площадей проходных

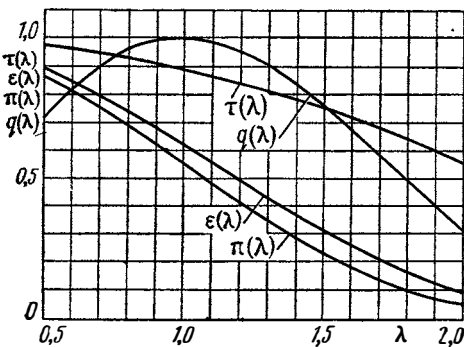


Рис. 3.3. Графики газодинамических функций $\tau(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$, $\pi(\lambda)$, $q(\lambda)$ при $k=1,4$

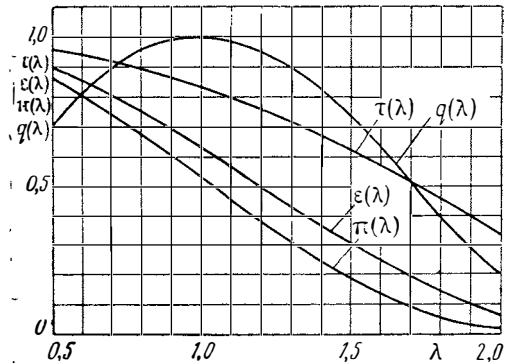


Рис. 3.4. Графики газодинамических функций $\tau(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$, $\pi(\lambda)$, $q(\lambda)$ при $k=1,25$

сечений сопла. Поскольку при $\lambda=1,0$ $q(\lambda)$ имеет максимум, равный 1,0, а при $\lambda>1$ и $\lambda<1$ монотонно падает, то при ускорении потока в дозвуковой области ($\lambda<1,0$) канал должен быть суживающимся, а в сверхзвуковой ($\lambda>1,0$) — расширяющимся. Приведем ряд газодинамических функций, облегчающих расчеты параметров газа при его изэнтропиче-

ском течении. Это соотношение нетрудно получить, используя уравнения адиабаты $\frac{p}{\rho^k} = \text{const}$ и принимая во внимание, что $p/\rho_0 = \pi(\lambda)$:

$$T/T_0 = \tau(\lambda) = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2; \quad (3.16)$$

$$q/q_0 = \varepsilon(\lambda) = \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}. \quad (3.17)$$

На рис. 3.3 приводятся графики этих функций в зависимости от величины λ . Соотношения (3.6), (3.15), (3.16), (3.17) позволяют рассчитать параметры газового потока при расширении в сопле. Как уже указывалось выше, при истечении высокотемпературных, диссоциированных газов в сопле не сохраняется неизменным показатель адиабаты k . В том случае, если для процесса истечения удастся найти средний показатель политропы расширения $n_{\text{ср}}$, можно воспользоваться приведенными выше формулами, заменяя k на $n_{\text{ср}}$. В других случаях необходимо проводить точный расчет истечения с учетом всех химических и теплофизических процессов, происходящих в газах, а также неравновесности процессов. Для многих используемых в настоящее время топлив величины $n_{\text{ср}}$ получены в результате точных расчетов расширения газа и приводятся в работе [11] и др. Заметим, что уравнения (3.15)–(3.17) не содержат ограничений для ускорения потока, связанных с противодавлением среды, куда происходит истечение. Если представить себе канал, на входе в который имеется дозвуковой поток, то сначала сужая его до момента достижения скорости звука в минимальном сечении ($F_{\text{кр}} = F_1 q(\lambda_1)$), а затем расширяя, можно разогнать поток до сверхзвуковых скоростей.

В действительности противодавление среды, куда происходит истечение из сопла, ограничивает возможности расширения потока.

§ 2. РАСЧЕТНОЕ И НЕРАСЧЕТНОЕ ИСТЕЧЕНИЕ

Рассмотрим вначале работу простого сужающегося сопла. Такие сопла носят название дозвуковых, так как в основном применяются при небольших перепадах давления.

При истечении газа из дозвукового сопла возможны два режима: первый соответствует малым перепадам давления, когда

$$\frac{p_0}{p_a} < \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

второй охватывает область сверхкритических перепадов давления

$$\frac{p_0}{p_a} > \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

В первом случае скорость на выходе из сопла будет дозвуковой, а давление в выходном сечении равняется давлению p_H среды, куда происходит истечение. В выходном сечении сопла должно устанавливаться давление окружающей среды, поскольку в этом случае скорость распространения волн давления навстречу потоку, равная скорости звука в газе, больше скорости переноса газовой струей волн давления по потоку. Величину скорости истечения в этом случае можно найти по формуле (3.5), подставив в нее $p_a = p_H$. Картина истечения изменится после того, как в выходном сечении установится скорость звука (рис. 3.5). Теперь уже волны пониженного давления в газе будут сноситься истекающим

потоком и не смогут достигнуть выходного сечения сопла. Скорость истечения из сопла будет оставаться постоянной и равной скорости звука, а давление в выходном сечении сопла будет превышать давление окружающей среды, меняясь пропорционально давлению перед соплом. Величину давления на срезе сопла при критическом истечении можно найти, используя формулу (3.6'). Подставив в нее величину $\lambda=1,0$, получим

$$p_a = p_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3.18)$$

Если на выходе из сопла поток неравномерен, что может быть связано с потерями на трение у стенки или формой профиля стенки сопла,

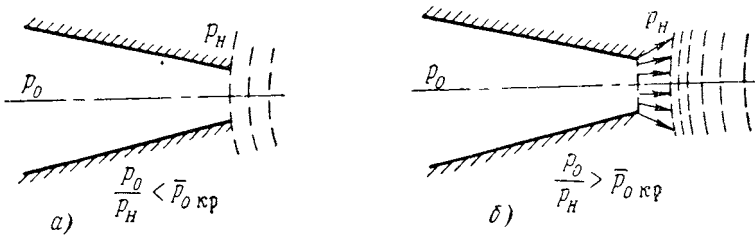


Рис. 3.5. Расширение газа в простом сопле:

а—при докритическом перепаде давления; б—при сверхкритическом перепаде давлений

в расчетные соотношения (3.6), (3.18) вводятся поправки (см. § 3). Рас-

ширение потока до давления окружающей среды, если $\frac{p_{0a}}{p_H} > \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}}$, можно осуществить только в сверхзвуковом сопле. Заметим, что в реальном сопле величина полного давления на срезе сопла p_{0a} связана с величиной p_0 соотношением $p_{0a} = p_0 \sigma_c$, где σ_c — коэффициент потерь полного давления в сопле (см. § 3). В соответствии с располагаемым отношением давлений перед соплом и в окружающей среде величину коэффициента скорости на выходе из сопла можно найти по формуле

$$\lambda_a = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_H}{p_{0a}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$
. Степень расширения площади сверхзвуковой части сопла находится в соответствии с соотношением (3.15), в котором величина λ_c заменяется на λ_a .

Расчитанное таким образом сверхзвуковое сопло будет работать в расчетных условиях, т. е. при давлении на срезе сопла равном давлению окружающей среды. Нерасчетные условия истечения из сопла могут быть в двух случаях, когда площадь выходного сечения сопла меньше или больше рассчитанной по формуле (3.15). Если площадь выходного сечения сопла меньше расчетной, то в соответствии с формулой (3.15) коэффициент скорости, не выходя из сопла, также уменьшится (см. график функции $q(\lambda)$ при $\lambda > 1,0$). Давление в выходном сечении сопла, которое можно найти из формулы (3.6), будет больше давления окружающей среды, и сверхзвуковая струя после истечения из сопла будет продолжать расширяться в окружающей среде (рис. 3.6, б).

Предположим теперь, что выходная площадь сверхзвукового сопла F_a больше расчетной величины. В соответствии с формулами (3.15) и (3.16) скорость на выходе из сопла будет больше расчетной, а давление меньше давления окружающей среды. Поток в сопле будет перерасширен. Более высокое давление в окружающей среде, чем в сверхзвуковом потоке, приведет к тому, что при истечении возникнут скачки уплотне-

ния (рис. 3.6, в). Работа сверхзвукового сопла на режиме перерасширения зависит от степени нерасчетности истечения. Если давление в выходном сечении сопла ненамного меньше, чем давление в окружающей среде, то непосредственно от среза сопла отойдут косые скачки уплотнения, восстанавливающие давление в струе до давления окружающей среды. Эти скачки, образующиеся при истечении из сопла, называются скачками нерасчетности. При прохождении косого скачка уплотнения

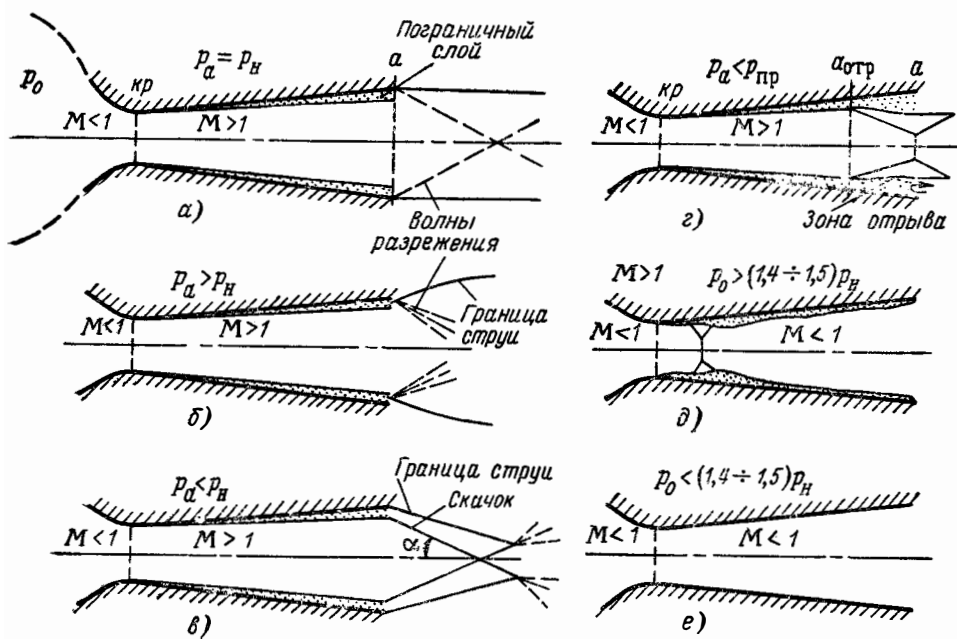


Рис. 3.6. Картина истечения из сверхзвукового сопла при различных противодавлениях

повышается статическое давление в соответствии с формулой (см. гл. IV, § 4):

$$\frac{p_H}{p_a} = \frac{2k}{k+1} M_a^2 \sin^2 \alpha - \frac{k-1}{k+1},$$

где α — угол наклона косого скачка уплотнения. Чем сильнее перерасширен сверхзвуковой поток, тем меньше давление в выходном сечении сопла, тем больше будет угол наклона косых скачков уплотнения на выходе из сопла и выше их интенсивность. Таким образом, до некоторого момента поток внутри сверхзвукового сопла не будет чувствовать противодействие среды, куда происходит истечение, так как торможение потока происходит вне сопла. Если бы на стенках сопла не было пограничного слоя, возникающего вследствие трения потока о стенки, то интенсивность скачка нерасчетности на срезе сопла по мере понижения давлений в выходном сечении увеличивалась бы, пока скачок не стал бы прямым. Дальнейшее скачкообразное восстановление давления в струе, до давления окружающей струи, было бы возможно при движении прямого скачка уплотнения навстречу потоку внутри сопла. Однако присутствие на стенках сопла пограничного слоя приводит к тому, что при некотором противодействии поток отрывается от стенок и внутри сопла начинает перемещаться не прямой, а косой скачок уплотнения (см. рис. 3.6, з).

Для приближенной оценки противодействия, при котором системы скачков начинают развиваться внутри сопла, а также давления на стен-

ках сопла при отрыве потока приведем некоторые сведения по этим вопросам.

Пусть давление в сверхзвуковом потоке и соответственно в пограничном слое $p = p_a$. Если в некотором месте пограничного слоя на стенке сопла увеличить давление (за счет, например, падающего скачка уплотнения), то, чтобы не произошло существенного изменения характера течения (отрыва потока от стенки и проникновения скачков внутрь сопла), необходимо, чтобы пограничный слой за счет своей кинетической энергии мог преодолеть возникшее противодействие.

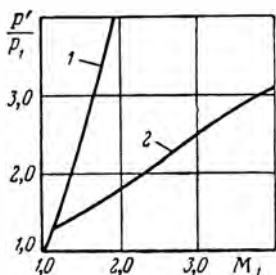


Рис. 3.7. Отношение давлений в потоке при прохождении скачка уплотнения:

1—прямой скачок; 2—критический скачок (по отрыву пограничного слоя на стенке)

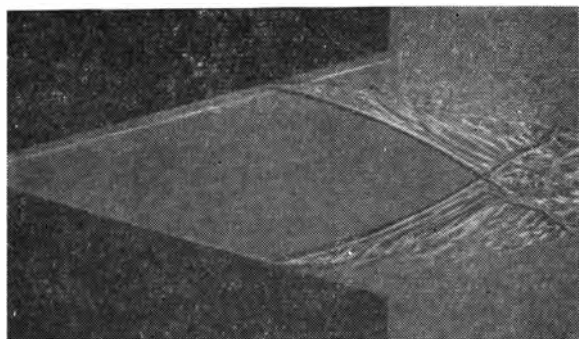


Рис. 3.8. Теневой фотоснимок течения в сопле при $p_a < p_{пр}$ [24]

Если при истечении из сопла будет существовать такое значение $p_a < p_H$, при котором деформация пограничного слоя станет настолько велика, что он оторвется от стенок, то система скачков уплотнения пройдет внутрь сопла.

В работах, посвященных взаимодействию между скачками и пограничным слоем, установлено отношение давлений в косом скачке уплотнения, при котором возникает отрыв пограничного слоя. Это отношение для турбулентного пограничного слоя в основном зависит от числа M потока. На рис. 3.7 изображена эта зависимость, заимствованная из работы [1], и для сравнения — отношения давления для прямого скачка уплотнения. Если отношение давлений в косом скачке, отходящем от кромки сопла, или, другими словами, отношение атмосферного давления к давлению на срезе сопла выше приведенного на рис. 3.7, то косой скачок уплотнения переместится внутрь сопла. Изэнтропическое течение в выходной части сверхзвукового сопла нарушится.

На рис. 3.8, 3.9 показаны фотография и распределение давления в сверхзвуковой части сопла при различных положениях скачка нерасчетности внутри экспериментального сопла, работающего с большим противодействием. До места установления скачка уплотнения в сопле сохраняется изэнтропическое течение и на этом участке сопло работает так, как работало бы, если отрезать часть сопла, расположенную за скачком уплотнения, и установить давление во внешней среде, равное давлению за скачком уплотнения в действительном сопле. Поскольку скачки уплотнения вносят в поток необратимые потери, то течение на участке от скачка до выходного сечения будет необратимым и его нельзя рассчитывать по формулам, приведенным в § 1 настоящей главы. На стенках этого участка сопла, как видно из рис. 3.9, давление несколько возрастает к выходному сечению вследствие смещения струи с застойной зоной у стенки и диффузорного эффекта. Изменение давления на стенке

сопла после отрыва потока точному расчету не поддается и находится экспериментально. При больших углах раствора сопел $\alpha_c > 15^\circ$ и достаточно близком расположении скачка нерасчетности от среза сопла давление на стенке всего участка отрывного течения p_{2c} можно принять примерно равным донному давлению, возникающему при внешнем обтекании сопла внешним потоком; при $M_H = 0$ $p_{2c} = p_H$.

Течение в сопле может быть сверхзвуковым, если даже перепад давлений между входным и выходным сечениями меньше критического (схема рис. 3.6, д). При запуске такого сопла сверхзвуковая расширяющаяся часть работает вначале как диффузор, создающий разрежение по потоку. После достижения в самом узком сечении сопла скорости звука поток перерасширяется в сверхзвуковой части сопла до тех пор, пока не оторвется от стенок пограничный слой. Опыты показывают, что если сверхзвуковая часть сопла имеет малый угол раствора, свойственный диффузорам с хорошим восстановлением давления (см. рис. 3.9), то критическая скорость в горловине сопла может установиться при $\frac{p_0}{p_H} > 1,30 \div 1,50$.

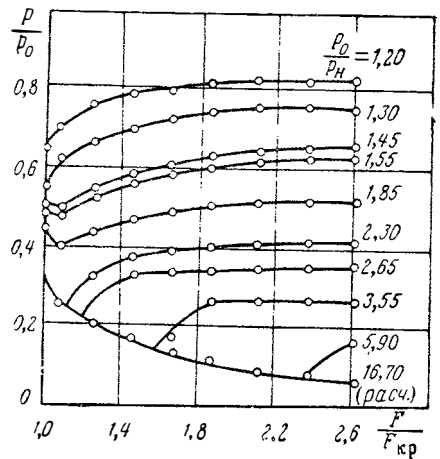


Рис. 3.9. Распределение давления на стенке опытного сверхзвукового сопла при различных противодавлениях ($F_{кр}/F_a = 0,375$)

На рис. 3.9 это отлично видно: при $\frac{p_0}{p_H} = 1,45$ давление в горловине сопла соответствует кризису течения. Эти режимы работы сверхзвукового сопла могут иметь место при разгоне ПВРД и РПД от малых скоростей полета, когда в сопле еще не достигнут сверхкритический перепад давлений. При $\frac{p_0}{p_H} < 1,3 \div 1,5$ поток в сопле будет ускоряться до горловины и, не достигнув скорости звука, вновь затормозится в расширяющейся части как в диффузоре.

§ 3. ТЯГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПЕЛ

Роль сопла в создании тяги двигателя весьма велика. Однако тяга двигателя, создаваемая соплом, определяется не только силами давления, приложенными непосредственно к стенкам сопла, а, главным образом, реакцией потока на стенки всего газо-воздушного тракта. Интеграл избыточных сил давлений, действующих на стенки звукового сопла, всегда отрицателен. Силы давления могут быть направлены в сторону положительного вектора тяги двигателя только на расширяющейся сверхзвуковой части сопла. Однако, как будет ясно из дальнейшего, доля этой тяги обычно составляет только небольшую часть суммарной тяги двигателя. При расчете тяги двигателя в целом тяга сопла отдельно не учитывается.

Тяга двигателя рассчитывается как разность избыточных импульсов потока на входе в двигатель и выходе из его сопла. Поэтому когда идет речь о тяговой характеристике сопла, то в первую очередь имеют в виду величину импульса потока в его выходном сечении. Различают полный и избыточный импульсы сопел. Первый характеризует тягу сопла без противодавления и носит название пустотного импульса. Избыточ-

ный импульс, учитывающий давление окружающей атмосферы при $H=0$, называется иногда земным импульсом, или земной удельной тягой.

Запишем вначале соотношения для расчета полного импульса сопла. Полный импульс газового потока представляет собой сумму количества движения и силы давления, действующей на нормальное сечение:

$$I_{a\pi} = mW_a + p_a F_a. \quad (3.19)$$

Выражение (3.19) можно преобразовать различным образом. Так, например, используя следующую цепочку преобразований:

$$\begin{aligned} I_{a\pi} &= m \left(W_a + \frac{p_a F_a}{\rho_a W_a F_a} \right) = m \left(W_a + \frac{p_a}{\rho_a W_a} \right) = \\ &= m \left(W_a + \frac{a^2}{k W_a} \right) = m a \left(M_a + \frac{1}{k M_a} \right), \end{aligned} \quad (3.20)$$

или

$$\begin{aligned} I_{a\pi} &= m \left(W_a + \frac{a_{кр}^2 \tau(\lambda_a)}{\frac{2k}{k+1} W_a} \right) = m a_{кр} \left[\lambda_a + \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_a^2}{\frac{2k}{k+1} \lambda_a} \right] = \\ &= \frac{k+1}{2k} m a_{кр} \left(\lambda_a + \frac{1}{\lambda_a} \right) = \frac{k+1}{2k} m a_{кр} z(\lambda_a), \end{aligned} \quad (3.21)$$

можно выразить поток полного импульса через расход, критическую скорость звука и функцию от коэффициента скорости λ_a или расход, скорость звука и функцию от числа M_a в потоке. Первое выражение более удобно, чем второе, так как при изменении числа M в потоке одновременно меняется скорость звука a , в то же время величина критической скорости звука $a_{кр}$ при изоэнтропическом течении в сопле остается постоянной. Используя газодинамические функции, величину потока полного импульса I_a можно также выразить следующими формулами:

$$I_{a\pi} = \frac{p_a F_a}{r(\lambda_a)}, \quad (3.22)$$

$$I_{a\pi} = p_{0a} F_a f(\lambda_a), \quad (3.23)$$

где

$$r(\lambda) = \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}{1 + \lambda^2};$$

$$f(\lambda) = (1 + \lambda^2) \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Графики газодинамических функций $r(\lambda)$; $f(\lambda)$; $z(\lambda)$ приводятся на рис. 3.10, 3.11.

По формулам (3.22) и (3.23) при известных p_a или p_{0a} можно рассчитывать поток полного импульса в любом сечении сопла, в том числе и выходном. Величина избыточного импульса сопла отличается от полного импульса на отрицательную величину сил атмосферного давления, действующих на площадь выходного сечения сопла, $-p_H F_a$. Запишем

$$I_a = mW_a + (p_a - p_H) F_a. \quad (3.24)$$

Если ввести коэффициент \bar{p}_a , учитывающий степень нерасчетности истечения из сопла $\left(\bar{p}_a = \frac{p_a}{p_H}\right)$, то величину избыточного импульса потока на выходе из сопла можно преобразовать следующим образом:

$$I_a = m \left[W_a + \frac{p_a F_a (1 - 1/\bar{p}_a)}{p_a W_a} \right] = m a \left(M_a + \frac{1 - 1/\bar{p}_a}{k M_a} \right); \quad (3.25)$$

$$I_a = m \frac{k+1}{2k} a_{кр} \left[z(\lambda_a) - \frac{\tau(\lambda_a)}{\lambda_a} \frac{1}{\bar{p}_a} \right]; \quad (3.26)$$

$$I_a = m \frac{k+1}{2k} a_{кр} \left[z(\lambda_a) - \frac{2}{k+1} \frac{\lambda_a}{M_a^2} \frac{1}{\bar{p}_a} \right]. \quad (3.27)$$

Сравним полные и избыточные импульсы дозвукового и сверхзвукового сопел. Будем сравнивать удельные или единичные импульсы,

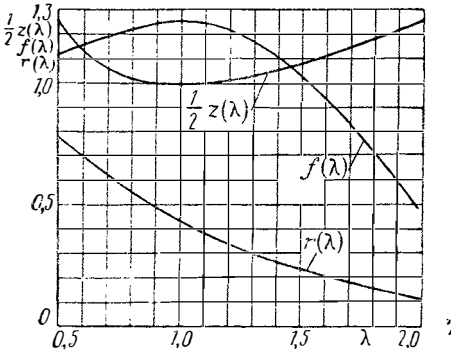


Рис. 3.10. Графики газодинамических функций $z(\lambda)$, $r(\lambda)$, $f(\lambda)$ при $k=1,4$

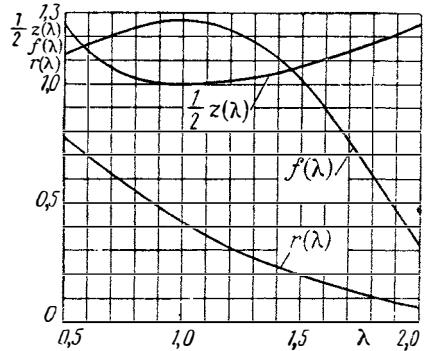


Рис. 3.11. Графики газодинамических функций $z(\lambda)$, $r(\lambda)$, $f(\lambda)$ при $k=1,25$

представляющие собой отношение импульса к расходу газа, протекающего в сопле. Из соотношения (3.21) непосредственно следует, что удельные импульсы сопел относятся как функции $z(\lambda_a)$, где λ_a — коэффициент скорости в выходном сечении сопла. При $\lambda_{кр} = 1,0$ $z(\lambda_{кр}) = 2,0$, поэтому полный импульс сверхзвукового сопла в $\frac{z(\lambda_a)}{2}$ раз больше

импульса дозвукового сопла при наличии критического перепада в нем.

Поскольку максимальная величина $\lambda_{max} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$, то коэффициент прироста импульса при использовании сверхзвукового сопла по сравнению со звуковым не может превышать значения $\frac{k}{\sqrt{k^2-1}}$. Сравнение

величины полного импульса сопел позволяет выяснить газодинамическое совершенство самих сопел. Для того чтобы найти тяговый эффект с учетом противодействия окружающей атмосферы, необходимо сравнить избыточные импульсы сопел. Избыточный удельный импульс звукового сопла в соответствии с формулой (3.26) будет:

$$J_a = \frac{I_a}{m} = \frac{k+1}{2k} a_{кр} \left[2 - \frac{2}{k+1} \frac{1}{\bar{p}_a} \right] = a_{кр} \left[\frac{k+1}{k} - \frac{1}{k\bar{p}_a} \right]. \quad (3.28)$$

Избыточный импульс сверхзвукового сопла, работающего на расчетных режимах, определяется соотношением

$$J_{a\ p} = \frac{I_{a\ p}}{m} = a_{кр} \lambda_a \bar{p}. \quad (3.29)$$

Найдем вначале условие, при котором избыточный импульс сопла принимает максимальное значение. В том случае, если потери в сопле отсутствуют, из физических соображений ясно, что максимальный избыточный импульс, а следовательно, и тяга сопла соответствуют условию $p_a = p_H$. Действительно, при $p_a > p_H$ реактивная струя частично расширяется вне сопла, не создавая реакцию потока на его стенки (рис. 3.12). С другой стороны, когда $p_a < p_H$, струя в сопле перерасширяется и давление со стороны внутренней поверхности стенок сопла на участке перерасширения будет меньше окружающего давления. В обоих случаях тяга сопла будет меньше, чем при $p_a = p_H$. Этот результат можно непосредственно получить из формулы (3.26), подставляя в нее различные

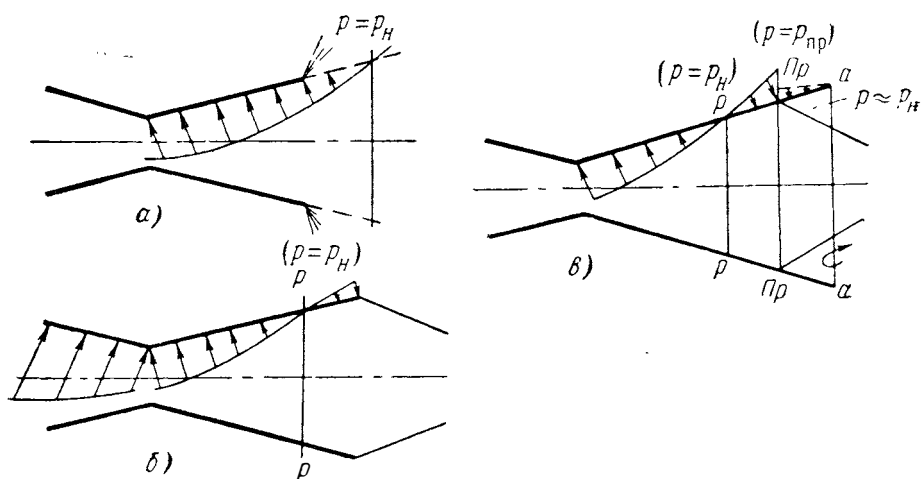


Рис. 3.12. Избыточные силы давления на стенке сопла при различных условиях истечения:

a — $p_a > p_H$; *б* — $p_a < p_H$; *в* — $p_a > p_{пр}$; *г* — $p_a < p_{пр}$

величины λ_a и определяя в зависимости от располагаемого перепада давлений величину нерасчетности истечения \bar{p}_a . Избыточный удельный импульс сопла при расчетном истечении выражается соотношением (3.29). Величина W_a или $\lambda_{ар}$ в соответствии с располагаемым соотношением давлений перед соплом и в окружающей среде определяется формулами (3.5) или (3.6).

В реальных соплах присутствуют потери полного давления, которые в основном определяются трением потока о стенки сопла. Наличие сил трения, действующих в противоположную от вектора тяги сторону, приводит к тому, что максимальная тяга не соответствует условию $p_a = p_H$. В качестве иллюстрации влияния нерасчетности истечения на тягу сопла на рис. 3.13 приводятся зависимости $\bar{J}_a = \frac{J_a}{J_{a \text{ расч}}}$ от \bar{p}_a для идеального сопла ($\sigma_c = 1,0$, кривая 1) и сопла с потерями полного давления при истечении ($\sigma_c = 0,5$, кривая 2). В обоих случаях перепад давлений в сопле принят равным $\frac{p_0}{p_H} = 100$. Видно, что при наличии потерь максимальная тяга соответствует недорасширенному соплу ($p_a > p_H$).

Из рис. 3.13 можно заключить, что поскольку в районе оптимума кривая $\bar{J}_a = f(\bar{p}_a)$ имеет значительный пологий участок, то, желая иметь сопло с меньшим весом и миделем выходного сечения, целесообразно работать с существенным недорасширением потока при истечении. Найдем долю тяги сверхзвуковой части сопла.

Будем сравнивать удельный импульс простого сужающегося насадка с удельным импульсом сверхзвукового сопла с расчетным истечением. Так как при наличии потерь при истечении величина оптимального импульса сопла мало отличается от импульса сопла с расчетным истечением, то такое сравнение правомерно и для идеальных, и для реальных сопел. В соответствии с формулами (3.28) и (3.29) величина отношения избыточных импульсов расчетного сверхзвукового и звукового сопла может быть найдена из выражения

$$\bar{J}_a = \frac{\lambda_{a p}}{\frac{k+1}{k} - \frac{1}{k\bar{p}_a}} \quad (3.30)$$

где $\lambda_{a p}$ — коэффициент скорости на срезе расчетного сопла;
 \bar{p}_a — степень нерасчетности истечения из звукового сопла.

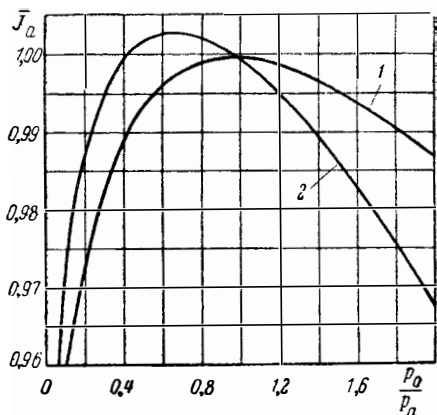


Рис. 3.13. Влияние нерасчетности истечения из сопла на его тягу:

1 — $\sigma_c = 1,0$; 2 — $\sigma_c = 0,5$

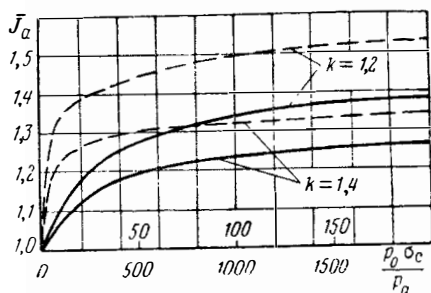


Рис. 3.14. Отношение избыточных импульсов расчетного сверхзвукового и звукового сопел

Величина \bar{p}_a зависит от располагаемого соотношения давлений в сопле, потерь полного давления при истечении и показателя политропы истечения. Эта зависимость иллюстрируется рис. 3.14. Видно, что выигрыш в импульсе при применении сверхзвукового сопла может достигать несколько десятков процентов. Однако основную долю тяги несет начальный участок расширяющегося сопла, где срабатываются перепады давлений $\frac{p_0}{p_H} < 200$. Связано это с уменьшением абсолютного уровня давления в потоке при больших степенях расширения и незначительной доли его реакции на стенки сопла. Поэтому при больших перепадах давлений в соплах их выполняют со значительной степенью нерасчетности истечения ($\bar{p}_a > 1,0$).

На тяговые характеристики сопел, как видно из рис. 3.14, оказывает влияние величина показателя политропы расширения. При одинаковой величине T_0 газов чем меньше k , тем больше можно реализовать тягу сопла при заданном перепаде давлений в нем. Термодинамически это объясняется тем, что при уменьшении k процесс расширения приближается к изотермическому, работа расширения которого выше, чем у адиабатического процесса. Физически это связано со следующим обстоятельством. При уменьшении k для реализации заданного перепада давлений требуется большая степень расширения сверхзвуковой части сопла. Это непосредственно видно из графика рис. 3.15, где приводятся величины отношений $\frac{F_a}{F_{кр}}$ в зависимости от k для ряда величин $\frac{p_0}{p_H}$.

Таким образом, при уменьшении k возрастает площадь поверхности сверхзвуковой части сопла, к которой приложена сила реакции истекающих газов. В связи с этим при расчете выходного импульса сопла ошибки в оценке k могут привести к погрешностям в определении I_a , возрастающим по мере роста степени расширения сопла. Расчет равновесных параметров высокотемпературного газа при течении в сопле наиболее правильно производить по $i-s$ -диаграммам.

Рассмотрим теперь тяговые характеристики сверхзвукового сопла, работающего на режиме перерасширения. Из соотношения (3.21) видно,

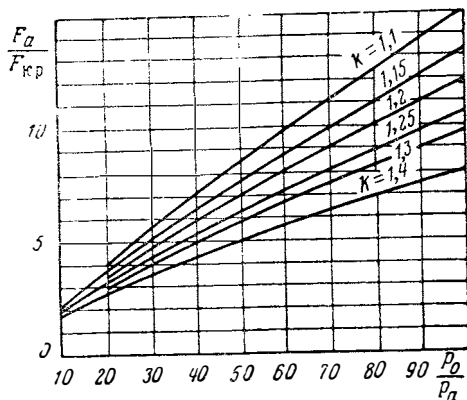


Рис. 3.15. Влияние k на степень расширения сверхзвукового сопла

но, что полный удельный импульс сверхзвукового сопла тем выше, чем больше его степень расширения. Однако избыточный импульс, который определяет тяговый эффект сопла при его работе в среде с противодавлением, уменьшается при расширении газа в сопле сверх расчетного истечения. На участке сопла (см. рис. 3.12, б) от расчетного сечения ($p = p_H$) вниз по потоку давление на стенках меньше давления окружающей атмосферы. Поэтому участок от расчетного до выходного сечения сопла имеет отрицательную тягу. Если степень перерасширения потока в сопле такова, что скачки нерасчетности находятся на срезе сопла (см. § 2), то удельный избыточный импульс сопла можно рассчитать по формуле (3.26),

подставив в нее величину \bar{p}_a , равную отношению $\frac{\pi(\lambda_a)}{\pi(\lambda_{ap})}$, где λ_a — коэффициент скорости на срезе сопла, а λ_{ap} — коэффициент скорости, соответствующий расчетному истечению при имеющемся в сопле перепаде давлений.

На рис. 3.13 приводятся расчетные величины потерь тяги сверхзвуковых сопел вследствие перерасширения потока в сопле. Как видно, эти режимы работы сопел невыгодны для двигателя. При некоторой степени перерасширения потока в сопле, как показано в предыдущем параграфе, скачки нерасчетности переместятся внутрь сверхзвуковой части сопла (сечение $Pr-Pr$ на рис. 3.12, в). Поскольку за скачком уплотнения статическое давление возрастает, тяга сопла при заданном перепаде давлений будет больше, чем если бы скачки нерасчетности оставались на срезе сопла. На стенку сопла между сечениями Pr и a теперь действует большее статическое давление. Сила, приложенная к стенке сопла в

зоне оторвавшегося от стенок потока, равна $\int_{F_{пр}}^{F_a} (p_d - p_H) dF$, где $p_d = f(F)$ — распределение давления на стенке в зоне отрывного течения. Величина p_d зависит как от параметров внешнего потока, обтекающего сопло, так и параметров реактивной струи и конструкции сопла.

Избыточный импульс сопла до сечения, где произошел отрыв потока (см. § 2), очевидно, может быть рассчитан по формуле (3.26).

Поскольку эти режимы работы не являются характерными для сопел, мы не будем более подробно на них останавливаться. Отметим, однако, что те типы сопел, которые спроектированы таким образом, чтобы не допускать большого перерасширения реактивной струи, спо-

собствующие более раннему отрыву потока от стенок, лучше работают в нерасчетных условиях. Для двигателя, работающего в широком диапазоне скоростей полета, такие режимы работы сопел могут быть в начале разгона, когда еще малы перепады давлений в сопле, рассчитанном на большую степень расширения.

Реальный процесс расширения газа в сопле, как уже указывалось выше, сопровождается необратимыми потерями. Потери связаны с теплоотводом в стенки камеры, при которых уменьшается энтальпия потока, с трением потока о стенки, с неравномерностью полей в выходном сечении и т. д. Уменьшение импульса сопла, связанное с особенностями регулирования тяги и угла наклона ее вектора, с особенностями охлаждения или теплозащиты его стенок, как правило, определяется экспериментально в конкретных условиях работы сопла на двигателе.

Более общий характер носят потери, связанные с трением и потерями кинетической энергии в пристеночном пограничном слое, а также с особенностями профилирования его контура. Если контур сопла спрофилирован неправильно, то возможны дополнительные потери в ядре потока при возникновении скачков уплотнения, а также вследствие неосевого выхода потока из сопла и неравномерности распределения параметров на его срезе. При неосевом выходе потока из сопла количество его движения пропорционально среднему косинусу угла наклона вектора скорости к оси, так как тангенциальные компоненты импульса или уравнивают друг друга или создают силу, перпендикулярную направлению движения. Для конического сопла с полууглом раствора сверхзвуковой части сопла $\alpha_c < 20^\circ$ приближенно можно считать, что величина расчетной тяги сопла меняется пропорционально $\cos^2 \frac{\alpha_c}{2}$.

В более сложных случаях потери вследствие неосевого выхода потока определяются в зависимости от метода профилирования контура сверхзвуковой части сопла. Основную долю потерь импульса в правильно спрофилированном сверхзвуковом сопле составляют потери из-за наличия пограничного слоя на стенке сопла. При обтекании стенки сверхзвуковым потоком нарастает пограничный слой, в котором вследствие трения на стенке и между слоями газа теряется кинетическая энергия потока.

Потери в сопле можно характеризовать различными коэффициентами. Наиболее распространенными из них являются скоростной коэффициент $\psi_W = \frac{W_\alpha}{W_{\alpha \text{ид}}}$ — отношение средней реальной скорости на срезе сопла к скорости адиабатического расширения без потерь и коэффициент потерь импульса $\eta_c = \frac{J_{\alpha \text{нс}}}{(J_{\alpha \text{ид}})_{\sigma=1}}$ — отношение реального полного импульса на выходе из сопла ($J_{\alpha \text{п}}$) к импульсу идеального истечения. Нетрудно видеть, что при одномерном рассмотрении течения коэффициенты ψ_W и η_c связаны соотношением

$$\eta_c = \frac{z(\psi_W \lambda_\alpha)}{z(\lambda_\alpha)}. \quad (3.31)$$

где λ_α — коэффициент скорости при идеальном процессе расширения до заданной площади или заданного давления на выходе из сопла. Связь потерь полного давления при истечении газов в сопле σ_c с величиной скоростного коэффициента ψ_W устанавливается очевидным соотношением

$$\psi_W^2 = \frac{1 - (p_a/p_0 \sigma_c)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - (p_a/p_0)^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (3.32)$$

Обратное соотношение имеет вид

$$\frac{1}{\sigma_c} = \left(\frac{p_0}{p_a}\right) \left\{ 1 - \psi_w^2 \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \right\}^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3.33)$$

График выражения σ_c приводится на рис. 3.16.

Расчеты и опытные данные показывают, что для хорошо сprofilованных сверхзвуковых сопел ψ_w составляет 0,96—0,97, что равносильно диапазону $\eta_c = 0,97 \div 0,98$. На сужающемся участке сопла и в дозвуковых соплах потери полного давления оцениваются коэффициентами $\sigma_{c,дз} = 0,98 \div 0,99$.

ПОРЯДОК РАСЧЕТА СОПЛА

При расчете сопла необходимо найти площади критического и выходного сечений и импульс на выходе.

Критическое сечение определяет расход через сопло, поэтому его площадь может быть найдена из соотношения

$$\mu F_{кр} = V \sqrt{\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{1}{k} \frac{m \sqrt{T_0 R}}{\sigma_{c,дз} p_0}}, \quad (3.34)$$

где \dot{m} — расход, который должно пропустить сопло;

T_0, p_0 — параметры заторможенного состояния газа перед соплом;

k — показатель адиабаты;

μ — коэффициент расхода сопла;

$\sigma_{c,дз}$ — потери полного давления на дозвуковом участке сопла.

Однако в результате расчета камеры сгорания двигателя обычно известно число M или коэффициент скорости λ в конце теплоподвода.

В этом случае из уравнения неразрывности через сечения $сг$ и $кр$ (см. рис. 1.6, б) можно записать, что

$$\frac{F_{кр}}{F_{сг}} = \frac{q(\lambda_{сг})}{\mu \sigma_{дз}}. \quad (3.35)$$

Выходное сечение сопла не лимитирует расхода и выбирается в соответствии с располагаемым соотношением давлений в сопле или ограничениями мидела. Связь отношения площадей критического и выходного сечения со срабатываемым в сопле перепадом давлений можно найти, решая совместно два уравнения — неразрывности и Бернулли:

$$f_a = \frac{F_a}{F_{кр}} = \frac{1}{\sigma_{сг} q(\lambda_a)} \quad (3.36)$$

$$\text{или } \lambda_a = V \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0 \sigma_{сг} \sigma_{дз}}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (3.37)$$

где $\sigma_{сг}$ — потери полного давления в сверхзвуковой части сопла.

Должно быть известно или f_a , или p_a/p_0 . Некоторая сложность решения уравнений (3.36) и (3.37) состоит в том, что $\sigma_{сг}$ зависит от λ_a (см. рис. 3.16). С помощью нескольких приближений при известной величине ψ_w или η_c величины λ_a и f_a могут быть найдены.

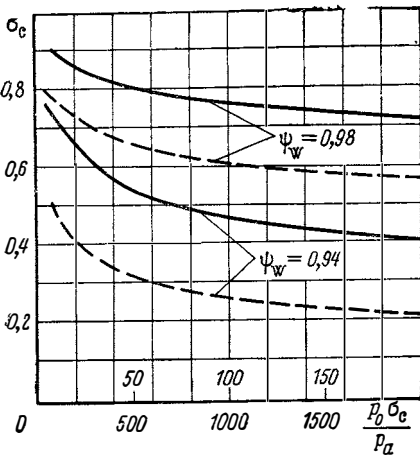


Рис. 3.16. Связь коэффициента потерь полного давления в сопле (σ_c) с коэффициентом уменьшения скорости истечения (ψ_w)

Полный и избыточный импульсы в выходном сечении сопла после нахождения λ_a и p_a могут быть найдены по формуле (3.21) и (3.26).

§ 4. РАЗЛИЧНЫЕ СХЕМЫ СОПЕЛ И ИХ ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Принцип ускорения газового потока, описанный в § 1 и 2, может найти конкретное конструктивное воплощение в соплах различных схем. Наиболее распространены в практике двигателестроения осесимметричные или плоские сопла, представляющие собой либо сужающийся, либо сужающе-расширяющийся канал с прямолинейной осью. Очертание поперечного сечения таких сопел может быть круглым, прямоугольным, эллиптическим и т. д. Поперечные сечения могут представлять собой постепенный переход от круга к эллипсу или прямоугольнику и т. д., сохраняя установленную выше закономерность изменения площадей поперечных сечений.

Дозвуковая часть сопел профилируется таким образом, чтобы иметь высокую равномерность параметров в критическом сечении.

Большая неравномерность скоростей в критическом сечении приводит к уменьшению коэффициента расхода сопел и ухудшению работы сверхзвуковой части сопла (возникновение скачков уплотнения и т. д. см. [15], гл. IV, § 1).

Дозвуковая часть осесимметричных сопел может выполняться конической с углами схождения $\alpha_c = 10^\circ \div 20^\circ$ или профилированной. Конические сопла имеют более низкие коэффициенты расхода μ (рис. 3.17). Так, например, указанному выше диапазону углов α_c соответствуют коэффициенты расхода $\mu = 0,98 \div 0,96$. Более равномерный поток в критическом сечении и высокое значение μ имеют сопла, спрофилированные по методу Витошинского [см. схему рис. 3.17 и формулу (3.38)]:

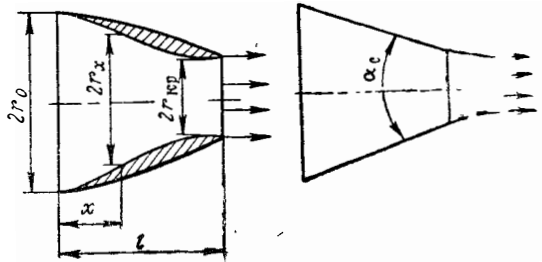


Рис. 3.17. Коническое и профилированное дозвуковые сопла

$$r_x = \frac{r_{кр}}{\sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{r_{кр}}{r_0} \right)^2 \right] \frac{\left(1 - \frac{x^2}{l^2} \right)^2}{\left(1 + \frac{x^2}{3l^2} \right)^3}}}. \quad (3.38)$$

Стенки таких сопел следуют линиям тока идеального потока, поэтому величина $\mu = 0,99 \div 1,0$.

Сверхзвуковая часть осесимметричных сопел может быть также конической или профилированной. В соплах с конической расширяющейся частью истечение происходит приблизительно как из источника (рис. 3.18). Поэтому с целью уменьшения потерь полезного импульса, направленного по оси сопла, углы раствора таких сопел делают небольшими: $\alpha_c \approx 10^\circ \div 20^\circ$.

Расчет профилированных сопел проводится методом характеристик. Стенка профилированного сопла может иметь угловую точку в критиче-

ском сечении, огибая которую, поток изэнтропически расширяется. Такие сопла, носящие название сопел с угловой точкой, короче, чем сопла, в которых стенка следует какой-либо плавной линии тока (см. рис. 3.18). Профилированные сопла имеют участок, назначение которого направить поток в сторону вектора тяги и выравнять его параметры по сечению. Обычные сверхзвуковые сопла имеют два существенных недостатка: во-первых, при больших степенях расширения сопло получается длинным и тяжелым, и, во-вторых, они весьма чувствительны к нерасчетным условиям работы, связанным с изменением противодавления.

Эти недостатки проявляются в меньшей степени в кольцевых соплах с центральным телом. Схемы таких сопел приводятся на рис. 3.19. В отличие от обычных эти сопла имеют кольцевое горло, а в центре расширяющейся части сопла располагается коническое или специально спрофилированное

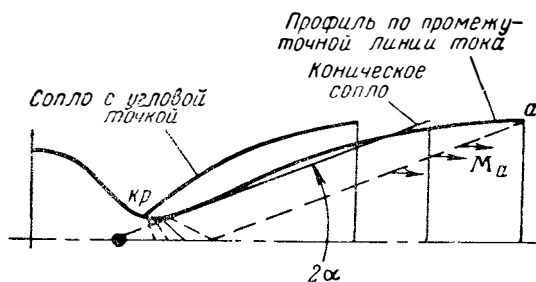


Рис. 3.18. Различные способы профилирования сверхзвуковой части сопла

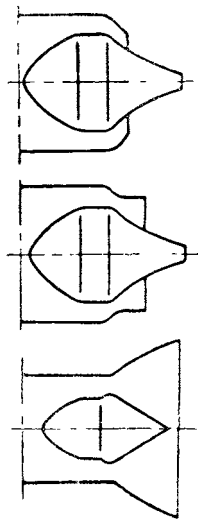


Рис. 3.19. Схемы кольцевых сопел

ное тело. Поток газов, выходящих из горла, может направляться в зависимости от типа сопла по трем различным направлениям: параллельно оси, вдоль стенки обечайки сопла и вдоль центрального тела. Поскольку длина сопла пропорциональна характерному размеру горла, то при равных степенях расширения кольцевые сопла получаются значительно короче обычных сопел (рис. 3.30). Струя газа, выходя из сопла, расширяется, огибая точку *A* (рис. 3.21), и распространяется вдоль центрального тела, которое равномерно поворачивает поток к оси двигателя. Если сопло с центральным телом прикрыто с наружной части цилиндрической обечайкой, то процесс расширения в нем не аналогичен расширению в обычном сопле, как это может показаться на первый взгляд, так как влияние центрального тела на процесс расширения больше, чем влияние наружной стенки. Главная особенность кольцевых сопел состоит в том, что тяговые характеристики их менее чувствительны к изменению противодавления окружающей среды.

Работу кольцевых сопел на нерасчетных режимах иллюстрирует рис. 3.21. На расчетном режиме работы сопла поток, как и в обычном сопле, истекает параллельно оси сопла. Так как поток, выходя из точки *B*, течет параллельно оси и имеет давление, равное давлению окружающей среды, то стенка обечайки (показанная на чертеже пунктиром) не нужна. Характеристика *BC* имеет угол наклона $\alpha = \arcsin \frac{1}{M_\alpha}$ (см. гл. IV). Предположим теперь, что давление в окружающей среде возросло (или уменьшилось давление в двигателе перед соплом). Так же как и в обычных соплах, у кромки обечайки возникнет косой скачок уп-

лотнения, восстанавливающий давление в потоке до давления окружающей среды. Однако в отличие от обычных сопел здесь не произойдет значительного перерасширения потока, так как падающий на стенку центрального тела скачок уплотнения вызовет обрыв пограничного слоя. Перерасширению потока на центральном теле и возникновению большого участка с отрицательной тягой препятствует также градиент давления на вогнутой поверхности центрального тела, когда диаметр цент-

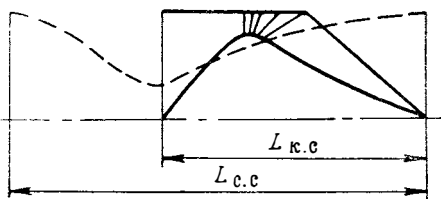


Рис. 3.20. Сравнение длин обычного и кольцевого сопел

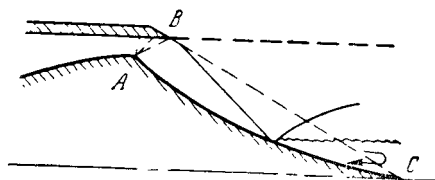


Рис. 3.21. Схема течения в кольцевом сопле на нерасчетном режиме работы

рального тела становится малым. Эти причины приводят к тому, что кольцевые сопла обладают способностью саморегулироваться в зависимости от существующего перепада давлений.

На рис. 3.22 показано качественное протекание тяговых характеристик обычных и кольцевых сопел в зависимости от нерасчетности истечения. При $\bar{p}_a \geq 1,0$ кольцевые сопла имеют такие же тяговые характеристики, что и обычные сверхзвуковые сопла; однако при $\bar{p}_a < 1,0$ они обладают уже значительным преимуществом вследствие меньших потерь тяги. Для того чтобы улучшить характеристики обычных сопел, их необходимо регулировать, меняя соотношение площадей критического и выходного сечений. В настоящее время имеются конструкции таких сопел [3].

Применение на двигателях обычных или кольцевых сверхзвуковых сопел определяется в основном компоновочными соображениями и теплозащитой. Именно эти соображения привели к более широкому распространению на дозвуковых ПВРД обычных сверхзвуковых сопел с прямолинейной осью. Компонировки ГПВРД и РПД, как правило, предусматривают применение кольцевых сопел.

Особый класс сопел представляют эжекторные сопла [1]. Они имеют улучшенные характеристики на нерасчетных режимах работы. Подробно на этих типах сопел мы не останавливаемся. Также оставляем в стороне вопросы регулирования вектора тяги и классификацию сопел по этому признаку.

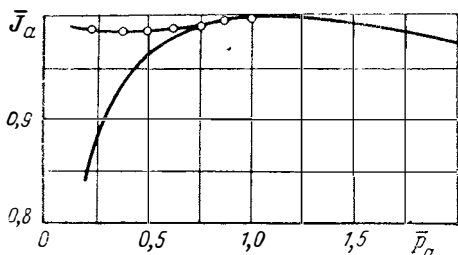


Рис. 3.22. Влияние нерасчетности истечения на избыточный импульс обычного и кольцевого сопел:

— обычное сопло;
 - - - кольцевое сопло (○ — эксперимент)

Глава IV

Диффузор

§ 1. НАЗНАЧЕНИЕ ДИФФУЗОРА, ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ЕГО РАБОТУ

Входной диффузор ВРД предназначен для забора воздуха и преобразования кинетической энергии набегающего потока в потенциальную энергию давления. Течение воздушного потока в диффузорах двигателя носит пространственный характер. Теория пространственных дозвуковых течений позволяет в большинстве важных для практики случаев рассчитать основные характеристики течения и найти контуры диффузора и его параметры [15]. Вместе с тем основные закономерности работы диффузоров, необходимые для анализа ВРД, можно получить, оставаясь в рамках одномерной теории газовых течений. Считая, что при течении газа по тракту диффузора в каждом поперечном сечении потока его параметры постоянны, можно найти связь между ними, используя уравнения расхода, энергии и Бернулли. Если нет устройств для регенерации тепла и можно пренебречь теплоотводом в стенки, полное тепло содержание потока воздуха по тракту диффузора сохраняется неизменным, поэтому можно записать, что

$$c_{p0H}T_{0H} = c_{pд}T_{д} + \frac{W_{д}^2}{2} = c_{p0д}T_{0д},$$

где индекс «Н» относится к параметрам набегающего потока; индекс «Д» — к параметрам воздуха в конце диффузора. Вследствие роста температуры в процессе сжатия воздуха меняется показатель его адиабаты. Процесс сжатия в диффузоре ВРД можно считать адиабатическим со средним коэффициентом k_B . Тогда полное давление изоэнтропически заторможенного воздуха можно связать со статическим давлением в набегающем потоке соотношением

$$p_{0H} = p_H \left(\frac{T_{0H}}{T_H} \right)^{\frac{k_B}{k_B - 1}}.$$

Точный расчет процесса сжатия в диффузоре при больших числах M проводится с использованием $i-s$ -диаграммы воздуха.

На рис. 4.1 приводятся параметры заторможенного состояния воздуха в диффузоре, рассчитанные по $i-s$ -диаграмме с использованием величины k_{cp} и при постоянном $k=1,4$. Видно, что до $M=3,0$ расчет можно проводить с использованием газодинамических функций при $k=1,4$:

$$p_{0H} = p_H \left[1 + \frac{k-1}{2} M_H^2 \right]^{\frac{k}{k-1}} = \frac{p_H}{\pi(k_H)}; \quad (4.1)$$

$$T_{0H} = T_H \left[1 + \frac{k-1}{2} M_H^2 \right]^{\frac{k}{k-1}} = \frac{T_H}{\tau(k_H)}. \quad (4.2)$$

При больших M_H расчет по этим формулам приводит к систематическому завышению T_{0H} и занижению p_{0H} .

Если полная энтальпия в диффузоре восстанавливается полностью, то полное давление частично теряется. Эти потери обычно учитываются коэффициентом σ_d . Коэффициент σ_d представляет собой отношение полного давления воздуха в конце диффузора к полному давлению набегающего потока при его изоэнтропическом торможении:

$$\sigma_d = \frac{p_{0d}}{p_{0H}} \quad (4.3)$$

Возможны и другие коэффициенты, учитывающие потери полезной энергии при торможении воздуха в диффузоре. В частности, коэффициент полезного действия η_d , представляющий собой отношение действительной работы сжатия воздуха к работе адиабатического торможения с постоянной энтропией

$$\eta_d = \frac{L_{ал}}{L_{ал.ид}} \quad (4.4)$$

Эффективность процесса адиабатического сжатия в диффузоре может оцениваться величиной возрастания энтропии между входным и выходным сечениями:

$$s_{0d} - s_{0H} = -R \ln \frac{p_{0H}}{p_{0d}} = -R \ln \sigma_d \quad (4.5)$$

Одной из важных характеристик диффузора как воздухозаборника является коэффициент расхода φ_d . Коэффициент φ_d характеризует соотно-

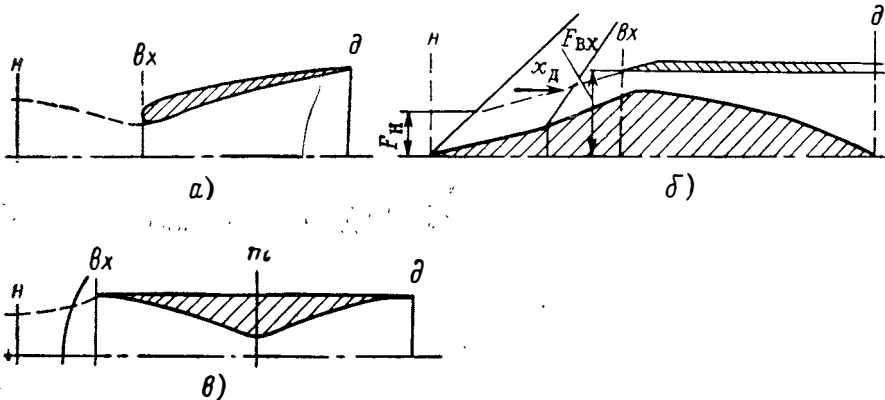


Рис. 4.2. Основные схемы лобовых диффузоров:

а—дозвуковой; б—сверхзвуковой многоскачковый; в—сверхзвуковой типа обратного сопла Лавала

ношение между максимально возможным расходом воздуха, способным пройти через входное сечение диффузора при заданных параметрах набегающего потока, и действительным расходом. Для схем диффузоров, приведенных на рис. 4.2, он равен отношению площадей нормального се-

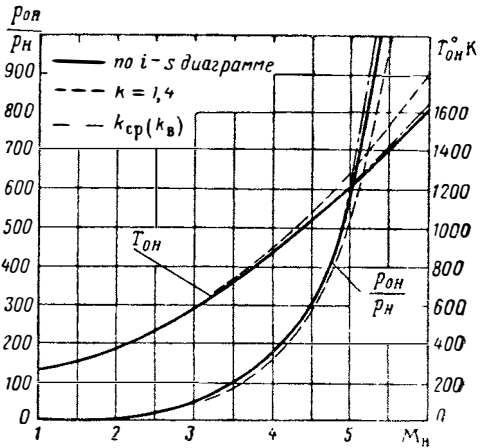


Рис. 4.1. Параметры торможения свободного потока, рассчитанные различными методами, $T_H = 216,5^\circ \text{K}$

чения невозмущенного набегающего потока воздуха и входного сечения диффузора:

$$\varphi_d = \varphi_n = \frac{F_n}{F_{вх}}.$$

Расход через диффузор, как будет показано ниже, может ограничиваться как условиями течения в самом заборнике (обтекание центрального конуса, запираение горла и т. д.), так и условиями течения в последующем тракте двигателя (тепловым подпором τ в камере сгорания, кризисом в выходном сопле, кризисом в эжекторе РПД и т. д.).

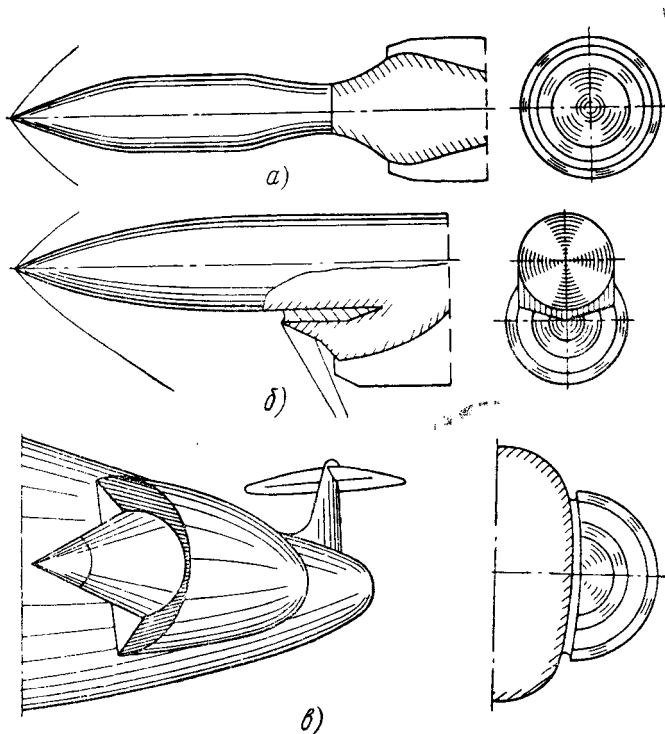


Рис. 4.3. Некоторые особые типы диффузоров:
а—кольцевой; б—секторный; в—прилегающий, боковой

Диффузор может иметь значительное лобовое сопротивление, которое учитывается двумя коэффициентами $c_{хоб}$ и $c_{хд}$. Коэффициент профильного сопротивления обечайки $c_{хоб}$ представляет собой отношение интеграла избыточных сил давления, действующих на переднюю кромку обечайки, к скоростному напору набегающего потока воздуха и некоторой характерной площади, например площади входного сечения диффузора:

$$c_{x об} = \frac{2 \int_{F_{об}} (p - p_H) dF}{\rho_H W_H^2 F_{вх}}. \quad (4.6)$$

Коэффициент волнового сопротивления диффузора $c_{хд}$ представляет собой отношение интеграла избыточных сил давлений на жидкую струю

тока (см. рис. 4.2) к скоростному напору набегающего потока воздуха и площади входа в диффузор:

$$c_{xд} = \frac{2 \int_{F_H}^{F_{ВХ}} (p - p_H) dF}{\rho_H W_H^2 F_{ВХ}} .$$

При коэффициенте расхода φ_d , равном 1,0, $c_{xд} = 0$, так как $F_H = F_{ВХ}$. Основное требование, которому должен удовлетворять диффузор, состоит в обеспечении заданного расхода воздуха при максимальном коэффициенте σ_d и минимальных коэффициентах $c_{xд}$ и $c_{xоб}$. В практике самолето- и ракетостроения применяются различные типы воздухозаборников (лобовые, кольцевые) и большой класс прилегающих заборников (подфюзеляжные, боковые, крыльевые и т. д.) (рис. 4.3).

Мы остановимся на работе наиболее распространенного и эффективного воздухозаборника — лобового диффузора. Качественные особенности течения и характеристик других типов диффузоров рассмотрим более кратко.

§ 2. ДОЗВУКОВЫЕ ДИФFUЗОРЫ

РАБОТА ДИФFUЗОРА ПРИ $M_H \leq 1,0$

На рис. 4.2, а показана схема лобового диффузора, применяемого при дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростях полета. Он представляет собой простой расширяющийся канал, в котором в соответствии с выражением (3.10) уменьшается скорость и растет давление воздушного потока.

С целью уменьшения потерь из-за отрыва потока или обратного перетекания кромки лобового диффузора имеют плавные очертания. Потери полного давления в таких диффузорах при дозвуковых скоростях на его входе состоят из потерь на трение и вихреобразования, свойственных расширяющимся диффузорным каналам [3].

На рис. 4.4 в качестве примера даны полученные К. С. Сциллардом экспериментальные величины коэффициентов восстановления давления в конических диффузорах с равномерным полем скоростей на входе, которые могут быть использованы для расчета величин σ_d дозвуковых диффузоров. Несколько меньшие потери, чем конические диффузоры, могут иметь изогradientные диффузоры, у которых давление нарастает равномерно по длине, и потому уменьшается вероятность отрыва потока от стенок и образования вихрей. Используя уравнение неразрывности и Эйлера и условие $\frac{dp}{dl} = \text{const}$, нетрудно получить уравнение кривой, образующей изогradientного диффузора. Для течения несжимаемого газа оно имеет вид

$$l_x = \frac{Q_{ВХ}^2 W_{ВХ}^2}{2} \left[1 - \left(\frac{d_{ВХ}}{d_x} \right)^4 \right] \frac{1}{dp/dl} . \quad (4.7)$$

Как видно из рис. 4.4, при приближении числа M к единице во входном сечении диффузора потери полного давления резко возрастают, что связано с образованием местных сверхзвуковых скоростей и скачков уплотнения. Поэтому целесообразно таким образом осуществлять торможение воздуха, чтобы поток частично подтормаживался еще перед диффузором и уменьшалась скорость на входе и длина диффузора. Форма струи на входе в диффузор при дозвуковых скоростях полета зависит от соотношения скорости полета и скорости воздуха на входе. На рис. 4.5 показаны три возможных режима течения на входе в дозвуковой диффузор. Как видно, площадь входящей в диффузор струи может быть больше, меньше или равна площади входа. Следовательно, коэффициент

расхода φ_D может принимать значения: $\varphi_D > 1,0$, $\varphi_D < 1,0$ и $\varphi_D = 1,0$. Как будет показано в дальнейшем, при сверхзвуковых скоростях полета

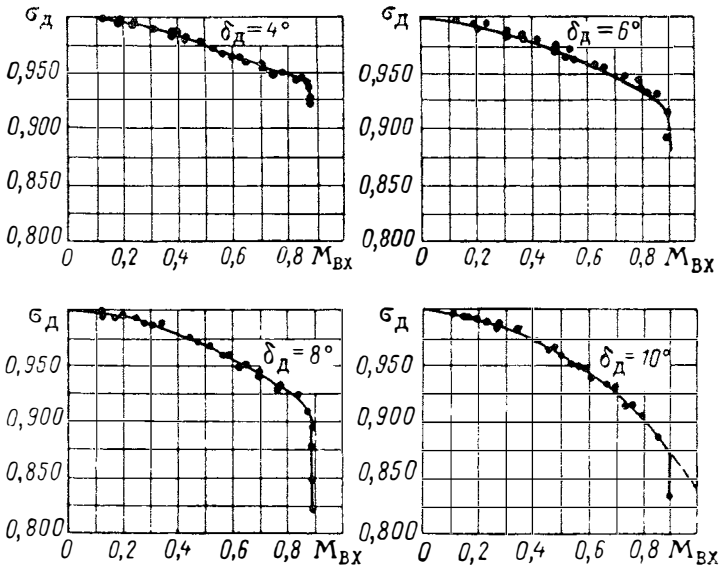


Рис. 4.4. Зависимость коэффициента потерь полного давления (σ_D) конических дозвуковых диффузоров с различными углами раскрытия (δ_D) от числа M на входе (опыты К. С. Спилларда)

возможно только обтекание диффузора при $\varphi_D \leq 1,0$. Диффузор с заданными проходными сечениями при разгоне от $M_H = 0$ может иметь все указанные выше случаи течения на входе. При $M_H \leq 1,0$ максимально

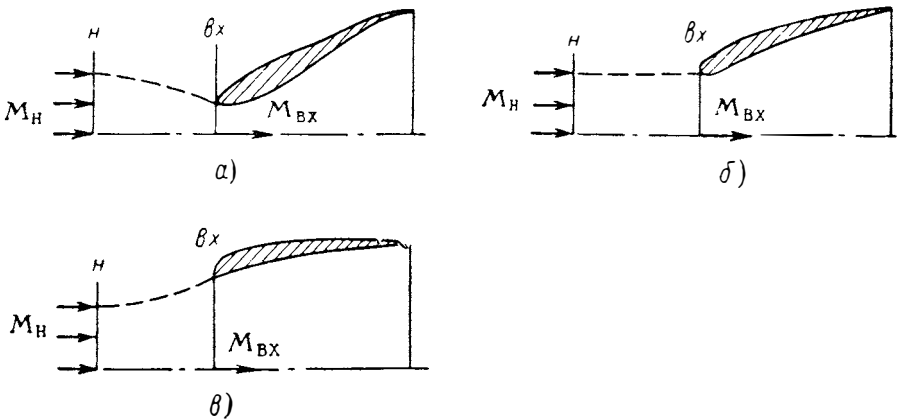


Рис. 4.5. Различные схемы течения на входе в дозвуковой диффузор при $M_H < 1,0$:

$a - M_H < M_{ВХ}; \varphi_H > 1,0; б - M_H = M_{ВХ}; \varphi_H = 1,0; в - M_H > M_{ВХ}; \varphi_H < 1,0$

возможное значение φ_D дозвукового диффузора соответствует достижению во входном сечении скорости звука. Записав уравнение неразрывности через сечения n и vx , получим, что

$$(\varphi_D)_{\max} = 1/q(\lambda_H),$$

где $q(\lambda_H)$ — газодинамическая функция от числа λ_H набегающего потока.

Величина $\varphi_{д\min}$ целиком определяется сопротивлением рабочего тракта двигателя и при $M_H < 1,0$ может неограниченно стремиться к нулю.

Если скорость полета и требуемый расход воздуха постоянны, то форму входящей струи можно менять за счет изменения площади входного сечения. Очевидно, что по мере увеличения площади входа при заданной площади входящей струи коэффициент расхода будет уменьшаться и при $\varphi_{д} < 1,0$ частичное торможение потока будет осуществляться в свободном потоке. При этом потери полного давления в самом диффузоре уменьшаются. Однако при очень низких значениях $\varphi_{д}$ вследствие искривления граничной струйки тока возможны такие режимы течения, когда часть расхода будет возвращаться обратно с потерей импульса потока. Кроме того, на внешней поверхности обечайки диффузора может произойти срыв потока со стенок, что приведет к возрастанию коэффициента сопротивления $c_{\text{хоб}}$. Опыты показывают, что компромиссным решением является такое, когда скорость на входе в диффузор приблизительно составляет половину скорости полета.

РАБОТА ДИФFUЗОРА ПРИ $M_H > 1,0$

При сверхзвуковых скоростях полета торможение потока до входа в простой диффузор осуществляется в скачке уплотнения. Скачок уплотнения имеет криволинейную форму, как показано на рис. 4.6. Однако в своей центральной части он близок к прямому скачку уплотнения. Поэтому потери полного давления в нем можно рассчитывать по формулам для прямого скачка уплотнения.

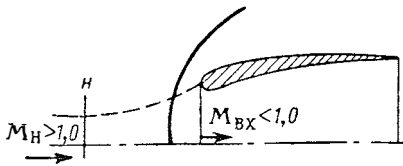


Рис. 4.6. Схема обтекания дозвукового диффузора сверхзвуковым потоком

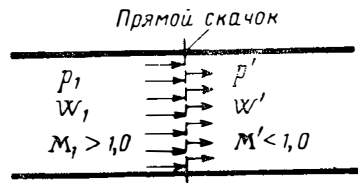


Рис. 4.7. Прямой скачок уплотнения в цилиндрической трубе

Соотношения для прямого скачка уплотнения легко получить, если представить, что он отделяет сверхзвуковой поток от дозвукового, текущих в цилиндрической трубке (рис. 4.7). Поскольку в цилиндрической трубке поток полного импульса сохранится неизменным, то можно записать, что

$$mW_1 + p_1F = mW' + p'F,$$

или, используя преобразование Б. Н. Киселева для потока импульса,

$$\frac{k_1 + 1}{2k_1} m_1 a_{1кр} z(\lambda_1) = \frac{k' + 1}{2k'} m' a'_{кр} z(\lambda'),$$

где индексом «1» обозначены параметры перед скачком, а «штрихом» — за ним. Пренебрегая при малых сверхзвуковых скоростях ($M < 3,0$) зависимостью показателя адиабаты k от температуры и используя условия $m_1 = m'$ и $T_0 = T'_0$, можно записать, что

$$z(\lambda_1) = z(\lambda') \quad \text{или} \quad \lambda_1 + \frac{1}{\lambda_1} = \lambda' + \frac{1}{\lambda'},$$

откуда следует, что $\lambda' = 1/\lambda_1$.

При прохождении скачка уплотнения расход остается постоянным. Поэтому имеем

$$\sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \frac{p_{01} q(\lambda_1) F}{\sqrt{RT_{01}}} = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \frac{p'_0 q(\lambda') F}{\sqrt{RT'_0}},$$

откуда

$$\sigma_{п.ск} = \frac{p'_0}{p_{01}} = \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda')} = \frac{q(\lambda_1)}{q(1/\lambda_1)}. \quad (4.8)$$

Таким образом, коэффициент потерь в прямом скачке уплотнения однозначно связан с коэффициентом скорости набегающего потока зависимостью (4.8). Используя связь λ и M [см. формулу (4.9)], а также p_0 и p [см. (3.6')], запишем ряд соотношений для параметров потока при прохождении прямого скачка уплотнения:

$$M^2 = \frac{\frac{2}{k+1} \lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}. \quad (4.9)$$

Изменение статического давления:

$$\frac{p'}{p_1} = \frac{2k}{k+1} M_1^2 - \frac{k-1}{k+1}. \quad (4.10)$$

Изменение плотности:

$$\frac{\rho'}{\rho_1} = \frac{W_1}{W'} = \frac{\lambda_1}{\lambda'} = \lambda_1^2. \quad (4.11)$$

На рис. 4.14 приводится зависимость $\sigma_{п.ск}$ от числа M_H полета. Из этой зависимости следует, что при $M_H > 2,0$ торможение потока при наличии на входе в диффузор прямого скачка уплотнения сопровождается большими потерями полного давления.

Поскольку за прямой ударной волной в соответствии с соотношением (4.10) происходит значительное повышение давления, то при $M_H > 1,0$ возрастают также коэффициенты волнового сопротивления $c_{зд}$ и $c_{хоб}$. Следует также отметить, что если сопротивление последующего тракта двигателя мало, то прямой скачок может войти внутрь расширяющейся части диффузора. Поскольку при этом число M перед скачком возрастает вследствие разгона потока (как в сверхзвуковой части сопла), то потери полного давления еще более увеличатся. Величину $\sigma_{п.ск}$ в этом случае можно определить в соответствии с кривой 1 (см. рис. 4.14) по новому числу M перед скачком. Таким образом, режим максимального восстановления давления дозвукового диффузора ($\sigma_{д.мах}$) соответствует положению прямого скачка перед входом в него. При больших полетных числах M_H применяют сверхзвуковые диффузоры, имеющие более высокие $\sigma_{д}$ и умеренные величины $c_{хоб}$ и $c_{зд}$.

§ 3. СВЕРХЗВУКОВОЙ ДИФФУЗОР ТИПА ОБРАТНОГО СОПЛА

В простом расширяющемся канале невозможно обеспечить бескачковое торможение сверхзвукового потока до дозвуковой скорости. Для плавного перевода сверхзвукового потока в дозвуковой и наоборот [см. уравнение (3.10)] необходимо иметь сужающе-расширяющийся канал. Все типы сверхзвуковых диффузоров поэтому имеют участок, где площадь сечения потока уменьшается до критического сечения или горла диффузора и вновь возрастает.

Представим, что цилиндрическая труба с регулируемыми проходными сечениями расположена в параллельном сверхзвуковом потоке (рис. 4.8).

Силами трения о стенки будем пренебрегать. Кроме того, будем полагать, что в каждом поперечном сечении трубы поток одномерен. Если сечение трубы не меняется, то поток воздуха, пройдя сквозь нее, сохранит неизменными все параметры, в том числе и скорость. Начнем уменьшать проходное сечение трубы. Скорость потока будет падать на сужающемся участке трубы и вновь возрастать в расширяющемся. При некотором сужении трубы в ее горле скорость потока впервые достигнет скорости звука. Степень сужения трубы, соответствующая этому случаю, может быть найдена из уравнения неразрывности течения через входное и критическое (минимальное) сечение трубы F_m :

$$\begin{aligned} & \sqrt{k_n \left(\frac{2}{k_n + 1} \right)^{\frac{k_n + 1}{k_n - 1}} \frac{p_{0H} F_{вх}}{\sqrt{R_n T_{0H}}} q(\lambda_n) = \\ & = \sqrt{k_m \left(\frac{2}{k_m + 1} \right)^{\frac{k_m + 1}{k_m - 1}} \frac{p_{0m} F_m}{\sqrt{R_m T_{0m}}} q(\lambda_m). \end{aligned} \quad (4.12)$$

Поскольку при изоэнтропическом течении газа $(p_0, T_0, R, k) = \text{const}$, то

$$\bar{F}_m = \frac{F_m}{F_{вх}} = \frac{q(\lambda_n)}{q(\lambda_m)} = \frac{q(\lambda_n)}{q(1)} = q(\lambda_n). \quad (4.13)$$

Таким образом, степень сужения канала при $\lambda_m = 1,0$, которое мы обозначим через \bar{F}_m и будем называть относительной площадью горла, численно равна газодинамической функции $q(\lambda_n)$ набегающего сверхзвукового потока. Если теперь продолжать уменьшать горловину трубы, то, как следует из соотношения (4.13), сохранить постоянство расхода через трубу невозможно, так как величина $q(\lambda_m)$ уже достигла максимального значения. Перед входом в трубу в этом случае образуется ударная волна, которая часть расхода будет перепускать вне канала (см. рис. 4.8, б). По мере дальнейшего уменьшения площади \bar{F}_m криволинейная ударная волна, близкая по интенсивности к прямому скачку, будет так же, как в простейшем диффузоре, перемещаться вверх по потоку, уменьшая коэффициент расхода ϕ_d . Таким образом, сверхзвуковой диффузор типа обратного сопла Лавалья может работать без ударной волны на входе только при $\phi_d = 1,0$.

Теперь представим обратный процесс — будем увеличивать критическое сечение трубы. Возникает вопрос: когда величина \bar{F}_m достигнет значения, при котором впервые появился скачок перед входом, восстановится ли изоэнтропическое течение в канале? Из соотношения (4.12) следует, что нет.

Величина p_{0m} теперь равна $p_{0H} \sigma_{п\text{ск}}$. Так как $\sigma_{п\text{ск}} = \frac{q(\lambda_n)}{q(1/\lambda_n)}$, то скачок уплотнения на входе исчезнет при

$$\bar{F}_{m\text{зап}} = \frac{p_{0H}}{p_{0m}} q(\lambda_n) = \frac{q(\lambda_n)}{\sigma_{п\text{ск}}} = q\left(\frac{1}{\lambda_n}\right). \quad (4.14)$$

Следовательно, срыв работы сверхзвукового диффузора типа обратного сопла и запуск его соответствуют различным величинам относительной площади. На рис. 4.9 эти величины $\bar{F}_{m\text{зап}}$ и $\bar{F}_{m\text{из}}$ приводятся.

Естественно, что после запуска диффузора скорость в его горле будет соответствовать $M_m > 1,0$. Рассмотрим, как это отразится на эффек-

тивности работы диффузора. Перевод сверхзвукового потока за горлом диффузора в дозвуковой осуществляется в замыкающей системе скачков уплотнения, которая с целью упрощения анализа может быть представлена прямым скачком, расположенным в горле. Чем больше число M_m в горле диффузора, тем ниже будет $\sigma_{п.ск}$ этого скачка и, следовательно, меньше суммарное σ_d , которое в нашем случае равно величине

$(\sigma_{п.ск})_з$ (см. рис. 4.8). Поскольку с увеличением числа M потери в прямом скачке уплотнения быстро возрастают, то диффузор, работающий с горлом, равным горлу запуска, имеет низкие характеристики, хотя и несколько выше, чем простой диффузор с прямым скачком на входе (см. рис. 4.9).

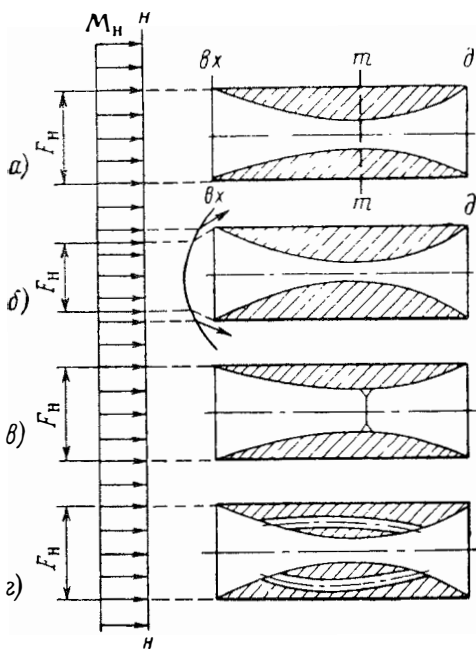


Рис. 4.8. Сужающе-расширяющийся насадок в сверхзвуковом параллельном потоке:

- а — расчетный режим ($\bar{F}_m = \bar{F}_m \text{ из} = q(\lambda_n)$);
 б — «перезатое» горло $\bar{F}_m < \bar{F}_m \text{ зап}$; в — режим запуска $\bar{F}_m \text{ зап} = q\left(\frac{1}{\lambda_n}\right)$; г — перепуск воздуха на запуске

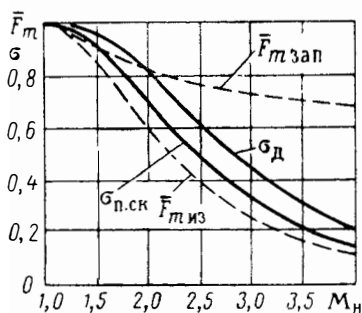


Рис. 4.9. Сравнение σ_d сверхзвукового диффузора типа обратного сопла ($F_m = F_m \text{ зап}$) с σ_d простого диффузора ($\sigma_d = \sigma_{п.ск}$)

ной скорости полета имел в горле $M_m = 1,0$, он должен или иметь регулируемую площадь горла, или запускаться при минимальном горле на другом числе M полета. Из уравнения (4.14) следует, что с увеличением числа M_n полета относительная площадь горла запуска диффузора падает в связи с уменьшением величины $q(1/\lambda_n)$. Таким образом, при умеренных числах M_n полета можно запустить диффузор с узким горлом на большем числе M_n , а затем снизить скорость до номинальной. Связь между этими скоростями удовлетворяет соотношению

$$q(\lambda_n) = q\left(\frac{1}{\lambda_{n, \text{зап}}}\right). \quad (4.15)$$

Однако в большинстве случаев такой способ запуска оказывается нецелесообразным в связи с большими энергетическими затратами на переразгон летательного аппарата. Так, например, чтобы диффузор работал при минимальном горле на $M_n = 1,8$, его необходимо запустить при $M_{n, \text{зап}} = 3,4$.

Кроме того, начиная с некоторого маршевого числа M_n полета такой запуск вообще становится невозможным. Так как в сверхзвуковой

области λ меняется в пределах $1 < \lambda < \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$, то величина $q\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ при $M \rightarrow \infty$ стремится к пределу, равному $\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}\left(\frac{2k}{k+1}\right)^{1/k-1}$. При $k=1,4$ $\lim_{M \rightarrow \infty} q\left(\frac{1}{\lambda}\right) \approx 0,6$. Следовательно, максимальное число M_H маршевого полета, которое допускает запуск диффузора с минимальным \bar{F}_m при переразгоне двигателя, составляет $M_H \approx 2,0$.

Таким образом, практически использовать диффузор типа обратного сопла с изоэнтропическим контуром целесообразно при его регулировании на запуске. Это возможно не только путем «чистого», геометрического изменения площади горла, но и за счет перепуска части потока из сверхзвуковой зоны в дозвуковую, увеличивая тем самым эффективную площадь \bar{F}_m (см. рис. 4.8). Большим недостатком рассмотренного типа сверхзвукового диффузора является, как уже указывалось, работа его без ударной волны на входе только при $\varphi_d=1,0$. Поэтому в практике большого распространения сверхзвуковые диффузоры типа обратного сопла не получили.

В практике двигателестроения в основном применяют диффузоры, в которых сверхзвуковой поток тормозится при обтекании вогнутого центрального тела.

§ 4. МНОГОСКАЧКОВЫЕ СВЕРХЗВУКОВЫЕ ДИФFUЗОРЫ С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ТЕЛОМ

Многоскачковые диффузоры с центральным телом показаны на рис. 4.10.

Центральное тело диффузора может быть с плавным контуром, при обтекании которого поток изоэнтропически тормозится (за исключением

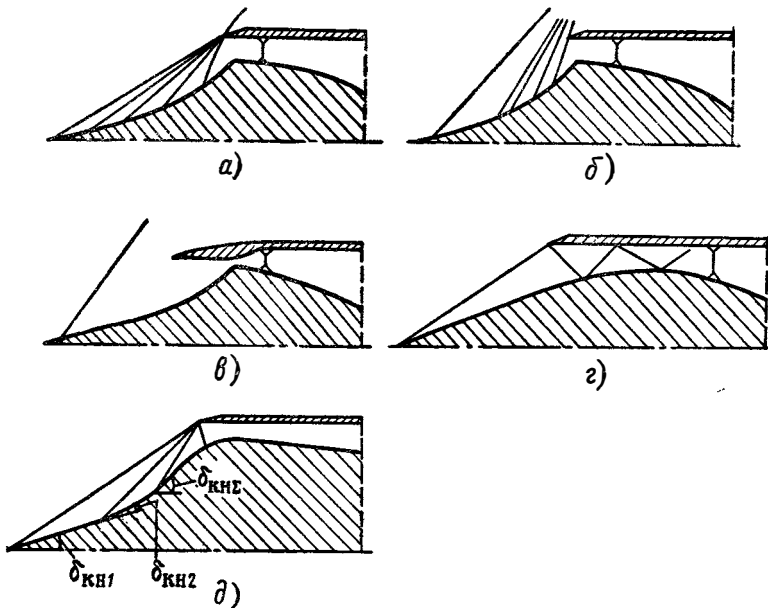


Рис. 4.10. Различные типы диффузоров с центральным телом

пристеночного пограничного слоя) до звуковой скорости (рис. 4.10, а). Эти диффузоры, однако, чувствительны к нерасчетным условиям работы

(углам атаки, изменению чисел M_n), а также имеют большие потери на пристеночное трение вследствие значительной длины контура центрального тела.

Более удобны в эксплуатации и просты в изготовлении диффузоры с многоскачковым центральным телом. Вследствие меньших потерь на трение они имеют характеристики примерно такие же, как диффузоры с изоэнтропическим центральным телом. Иногда в диффузоре совмещают принципы изоэнтропического и скачкового торможения. Чтобы сократить длину центрального тела изоэнтропического диффузора, вначале поток тормозят в слабом косом скачке уплотнения (рис. 4.10, б).

Сверхзвуковой поток в диффузоре с центральным телом тормозится в системе косых скачков уплотнения с замыкающим прямым скачком, переводящим поток в дозвуковой. Так как потери давления в косых скачках уплотнения значительно меньше, чем в прямом скачке, то коэффициент восстановления давления в таких диффузорах выше, чем в простом диффузоре с прямой ударной волной на входе. Кроме того, при изменении чисел M_n полета наклон косых скачков уплотнения меняется и можно подобрать углы излома центрального тела таким образом, чтобы осуществить запуск диффузора с достаточно низкой площадью горла и обеспечить заданный закон изменения коэффициента φ_d по скорости полета. В этом состоит решающее преимущество таких типов диффузора перед диффузором типа обратного сопла. В ряде случаев в одном диффузоре совпадают принципы внешнего и внутреннего торможения сверхзвукового потока. На рис. 4.10, в показан диффузор с центральным телом и сужающимся до горла каналом изоэнтропического сжатия. На рис. 4.10, г приводится диффузор, в котором частичное торможение потока осуществляется в отраженных косых скачках уплотнения. Последние диффузоры обладают меньшим лобовым сопротивлением, но, как следует из сказанного выше, их характеристики запуска становятся хуже. Для определения характеристик многоскачковых диффузоров познакомимся с теорией косых скачков уплотнения.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КОСОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ

Схема косого скачка уплотнения показана на рис. 4.11. Рассмотрим вначале плоский косой скачок уплотнения, который образуется при обтекании клина сверхзвуковым потоком.

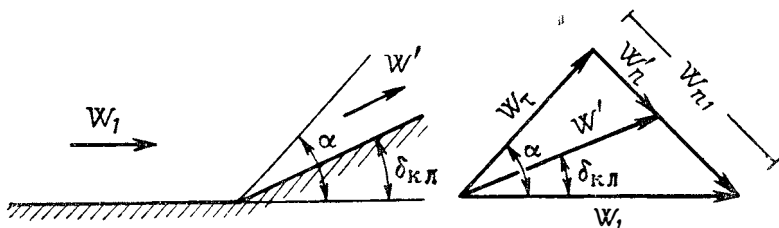


Рис. 4.11. Схема косого скачка уплотнения и векторная диаграмма скоростей

Разложим векторы скорости потока до и после скачка уплотнения на нормальную и касательную к скачку составляющие. Из равенства расхода газа, проходящего через элемент поверхности скачка, можно записать

$$\rho_1 W_{1n} = \rho' W'_{n'} \quad (4.16)$$

Это уравнение отличается от соответствующего уравнения для прямой волны уплотнения тем, что вместо полных скоростей в него входят нормальные к волне составляющие векторов скорости. Касательная сос-

ставляющая вектора скорости при прохождении скачка уплотнения сохраняется неизменной. Поэтому основные формулы для связи параметров потока при прохождении его через прямой скачок уплотнения можно использовать при наличии косых скачков уплотнения, если заменить полные скорости на их нормальные составляющие. Однако при этом надо иметь в виду, что все величины газового потока, зависящие от вектора скорости, будут также изменяться. Так, например, температура торможения в проекции на нормаль к скачку уплотнения будет отличаться от температуры торможения в потоке, в то же время статическая температура как величина скалярная не зависит от направления проекции скорости, т. е.

$$\begin{aligned} T_{0n} &= T_1 + \frac{W_{n1}^2}{2c_p} = T_1 + \frac{(W_1 \sin \alpha)^2}{2c_p} = \\ &= T_1 \left[1 + \frac{(W_1 \sin \alpha)^2}{2c_p T_1} \right] = T_1 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \sin^2 \alpha \right). \end{aligned} \quad (4.17)$$

Следовательно,

$$\lambda_n^2 = \frac{W_{n1}^2}{a_{кр.n}^2} = \frac{(W_1 \sin \alpha)^2}{T_H \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \sin^2 \alpha \right) \frac{2kR}{k+1}}. \quad (4.18)$$

С учетом сделанного замечания, подставляя в формулы (4.10), (4.11) вместо абсолютных скоростей безразмерных коэффициентов их нормальные составляющие, получим соотношения для изменения параметров в косом скачке уплотнения.

Изменение статического давления выражается формулой

$$\frac{p'}{p_1} = \frac{2k}{k+1} M_1^2 \sin^2 \alpha - \frac{k-1}{k+1}; \quad (4.19)$$

изменение плотности —

$$\left. \begin{aligned} \frac{\zeta'}{\zeta} = \lambda_{n1}^2 &= \frac{1}{\frac{2}{k+1} \frac{1}{M_1^2 \sin^2 \alpha} + \frac{k-1}{k+1}}; \\ \sigma_{к.ск} &= \frac{g(\lambda_{n1})}{g(1/\lambda_{n1})}. \end{aligned} \right\} (4.20)$$

потери полного давления —

Поскольку $\lambda_{n1} < \lambda_1$, то потери полного давления в косом скачке уплотнения меньше, чем в прямом. Причем, очевидно, чем меньше угол наклона косого скачка уплотнения, тем выше будет $\sigma_{к.ск}$. В пределе косой скачок уплотнения может вырождаться в характеристику изоэнтропического сжатия. Как известно, это произойдет при угле поворота потока

$$\alpha = \arcsin \frac{1}{M_1}.$$

В общем случае связь угла наклона скачка уплотнения α , угла клина $\delta_{кл}$, числа M нетрудно получить из чертежа рис. 4.11:

$$\operatorname{tg}(\alpha - \delta_{кл}) = \frac{W'_n}{W'_\tau}.$$

Так как $W_\tau = W_{n1}/\operatorname{tg} \alpha$, то

$$\operatorname{tg}(\alpha - \delta_{кл}) = \frac{W'_n}{W'_\tau} = \frac{W'_n}{W'_n} \operatorname{tg} \alpha = \left(\frac{2}{k+1} \frac{1}{M_1^2 \sin^2 \alpha} + \frac{k-1}{k+1} \right) \operatorname{tg} \alpha. \quad (4.21)$$

Воспользовавшись формулой тригонометрии

$$\operatorname{tg}(\alpha - \delta_{\text{кл}}) = \frac{\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \delta_{\text{кл}}}{1 + \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \delta_{\text{кл}}},$$

уравнение (4.21) можно преобразовать следующим образом:

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{кл}} = \operatorname{ctg} \alpha \frac{M_1^2 \sin^2 \alpha - 1}{1 + M_1^2 \left(\frac{k+1}{2} - \sin^2 \alpha \right)}. \quad (4.22)$$

Из уравнения (4.22) следует, что при любом числе M_1 каждому углу клина $\delta_{\text{кл}}$ соответствует два значения угла наклона скачка уплотнения α . При обтекании клина реализуется меньшее значение угла наклона, соответствующее сверхзвуковым скоростям потока после скачка уп-

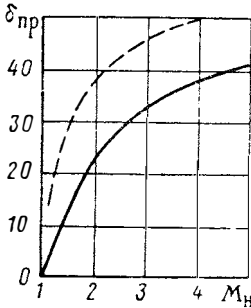


Рис. 4.12. Предельные углы поворота потока в плоских и конических (---) скачках уплотнения

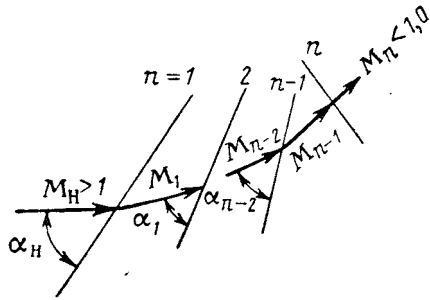


Рис. 4.13. Система из n скачков уплотнения с замыкающим прямым скачком (обозначения)

лотнения. Число M' за косым скачком уплотнения, наклоненным к набегающему потоку под углом α , можно найти из формулы

$$M' = M_1 \sqrt{\frac{(k+1)^2 \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \left[(k-1) + \frac{2}{M_1^2 \sin^2 \alpha} \right]^2}{(k-1) \left[2kM_1^2 \sin^2 \alpha - \frac{2}{M_1^2 \sin^2 \alpha} + \frac{4k}{k-1} - (k-1) \right]}}. \quad (4.23)$$

При каждом числе M_1 имеется некоторое предельное значение угла клина $\delta_{\text{кл}}$, при котором корни уравнения (4.22) будут мнимыми. Это означает, что существование косого скачка невозможно и перед клином образуется отошедшая криволинейная волна уплотнения. Для каждого числа M_H полета существует предельный угол поворота потока в косом скачке уплотнения. На рис. 4.12 эти значения приводятся для плоской и конической волн уплотнения. Когда косой скачок реализуется, изменение основных параметров потока при его прохождении можно найти, используя соотношения (4.19), (4.20), (4.22), (4.23). Следует заметить, что при больших числах M полета, когда повышение температуры в скачках приведет к изменению теплоемкости, а также к диссоциации и ионизации воздуха, величину показателя адиабаты k уже нельзя считать постоянной. Расчет параметров в скачках уплотнения в этом случае принципиально остается таким же, но учитывает указанные эффекты.

При торможении потока в сверхзвуковом диффузоре потери полного давления в соответствии со сказанным выше должны зависеть от числа скачков уплотнения и углов поворота потока в них. При конкретном

числе косых скачков уплотнения, завершаемых прямым скачком, и некотором постоянном угле суммарного поворота потока при изменении угла наклона каждого скачка будет меняться величина потерь во всей системе скачков. Необходимо уметь находить такую систему скачков, в которой потери полного давления будут минимальными. Расчеты оптимальной системы скачков уплотнения, при которой получается максимальное восстановление полного давления, впервые проведены советскими учеными Г. И. Петровым и Е. П. Уховым, а также немецким исследователем Осватичем.

Решена следующая основная задача: при заданном числе M потока определить систему из $n-1$ косых скачков уплотнения и одного замыкающего прямого скачка, при прохождении которой окажется максимальным полное давление (рис. 4.13).

Поскольку отношение полных давлений в системе скачков равняется произведению отношений полных давлений в каждом скачке, то задача состояла в определении таких углов поворота потока в каждом скачке уплотнения, при которых произведение $\sigma_1, \sigma_2 \dots \sigma_n$ будет максимальным. В результате решения (см. работу [2]) оказалось, что система с максимальным восстановлением давления обладает тем свойством, что нормальная составляющая числа M перед всеми косыми скачками уплотнения одинакова. Следовательно, отношения полных давлений, а также статических давлений плотностей и температур [см. соотношения (4.19), (4.21)] во всех косых скачках уплотнения также одинаковы.

Условие $M_1 \sin \alpha_1 = M_2 \sin \alpha_2 = M_{n-1} \sin \alpha_{n-1}$ и формула (4.21) позволяют определить величину отношений полных давлений в каждом из косых скачков уплотнения, а соотношение (4.8) — в замыкающем прямом скачке уплотнения.

Зависимость максимального отношения полных давлений от числа M_n невозмущенного потока приводится на рис. 4.14. Соответствующие ей оптимальные суммарные углы поворота потока в скачках уплотнения на клине и разбивка углов показаны на рис. 4.15. Как видно, с ростом числа M_n необходимо увеличивать величину $\delta_{кл}$. Чем больше $\delta_{кл}$, тем больше будут потери в косых скачках уплотнения, но меньше потери в прямом скачке вследствие уменьшения числа M перед ним. Оптимум σ_{1+n} определяется соотношением между потерями полного давления в косых и прямом скачках уплотнения.

Рассмотренная выше теория плоского косого скачка уплотнения и расчетные соотношения могут быть использованы с некоторыми поправками к расчету конических скачков уплотнения, образующихся при обтекании осесимметричных тел. При обтекании сверхзвуковым потоком клина и конуса имеется некоторое различие. Если за плоским косым скачком уплотнения линии тока параллельны поверхности клина, то за коническом скачком уплотнения линии тока криволинейны: угол их наклона возрастает от значения за конической волной уплотнения до значения $\delta_{кн}$ на поверхности конуса (рис. 4.16).

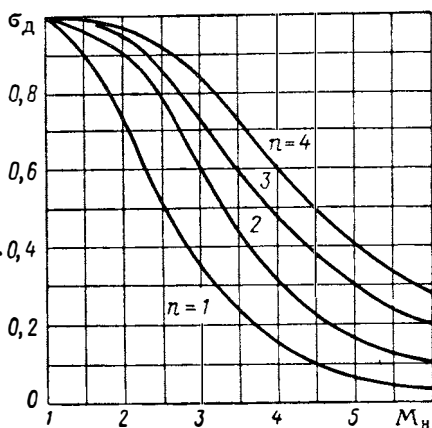


Рис. 4.14. Максимальное восстановление полных давлений для системы из n скачков уплотнения ($n=1,0$ — прямой скачок; $n=2$ — прямой скачок плюс один косой скачок и т. д.)

При обтекании конуса торможение потока осуществляется в скачке уплотнения и частично при последующем изэнтропическом сжатии. Таким образом, число M непосредственно за конической волной уплотнения больше числа $M_{кн}$ на конусе. Однако главное отличие состоит в том, что при равных углах конуса и клина интенсивность скачка уплотнения при обтекании конуса значительно ниже, чем при обтекании клина. Связь углов конуса и клина, дающих равную интенсивность скачков уплотнения, приводится на рис. 4.17.

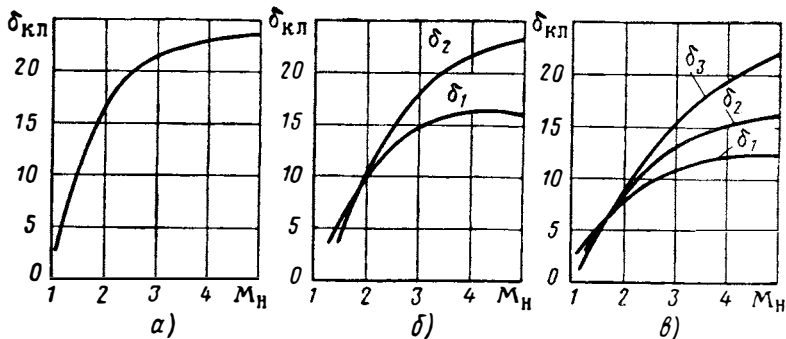


Рис. 4.15. Оптимальные углы поворота потока в системе скачков уплотнения:

а—один косой скачок; б—два косых скачка; в—три косых скачка

Вследствие искривленности линий тока в коническом течении замыкающий систему скачок, расположенный перед входом в диффузор, является криволинейным. Однако его интенсивность может быть приближенно определена, если считать скачок плоским, а число M перед ним — равным полусумме чисел M на поверхности конуса и у кромки обечайки, т. е. $M = \frac{1}{2} (M_{кн} + M_{об})$. Погрешность такого расчета в определении $\sigma_{ск}$ не превышает 1%

(рис. 4.18). Расчеты также показывают, что влияние изэнтропического сжатия между скачками уплотнения многоступенчатого конуса также невелико. Например, при числе $M=3,0$ и числе скачков $n=2$ оптимальная величина $\sigma_{ск}$, рассчитанная приближенно по формулам для плоского течения,

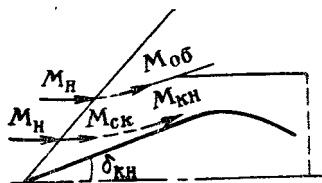


Рис. 4.16. Течение на входе в осесимметричный одно-скачковый диффузор ($M_n > M_{ск} > M_{об} > M_{кн}$)

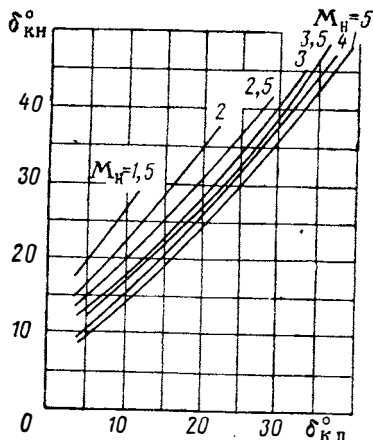


Рис. 4.17. Связь углов конуса и клина, соответствующих одинаковым интенсивностям скачков уплотнения

отличается от точного расчета $\sigma_{ск}$ для конического течения на 2%. Таким образом, приведенные на рис. 4.14 величины $\sigma_{ск}$ также являются оптимальными и для диффузоров с коническим центральным телом.

Однако они соответствуют другим величинам углов конуса, которые больше оптимальных углов клина. На рис. 4.18 для сравнения показаны оптимальные углы конуса и клина двухскачковых диффузоров. Из теории конических течений [28] известно, что изменение параметров в косом скачке уплотнения не зависит от его искривления в пространстве. Следовательно, если в качестве параметра взять угол наклона скачка α , то изменение параметров непосредственно до и после конического скачка уплотнения можно рассчитывать по формулам для плоского скачка уплотнения. Используя кривые рис. 4.17, можно найти, каким углом конуса центрального тела соответствует проведенный расчет.

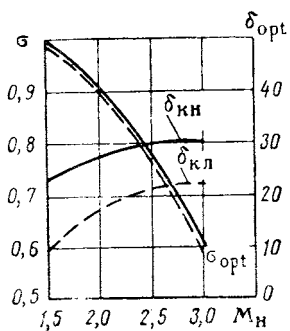


Рис. 4.18. Сравнение величин $\sigma_{ск}$ двухскачкового диффузора, рассчитанных по формулам конического течения и приближенной схеме. Оптимальные углы клина ($\delta_{кл}$) и конуса ($\delta_{кн}$)

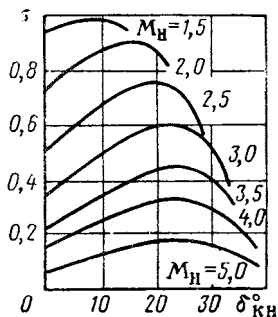


Рис. 4.19. Влияние отклонения угла $\delta_{кл}$ от оптимального значения на величину $\sigma_{ск}$

В том случае, если сверхзвуковой диффузор работает в широком диапазоне чисел M_n , углы излома центрального тела, выполненные для получения оптимальной системы скачков на определенном числе M_n , будут неоптимальными при других скоростях полета, что приведет к уменьшению восстановления полного давления на входе в диффузор. Если известны углы излома центрального тела, то последовательно, начиная с 1-го скачка уплотнения, можно рассчитать по формулам (4.21), (4.22), (4.23) углы наклона скачков α , число M за ними и отношение полных давлений σ (рис. 4.19). В случае осесимметричных диффузоров следует использовать графики и таблицы конических течений, приведенные в работах [16], [28] и др. На нерасчетных режимах возможны пересечения скачков, в этом случае надо учитывать их взаимодействие.

2. МАКСИМАЛЬНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛНОМУ ДАВЛЕНИЮ

Потери полного давления в скачках уплотнения составляют основную долю потерь в сверхзвуковых диффузорах рассматриваемых типов. Остальные потери возникают вследствие трения потока о стенки до горла диффузора и в дозвуковой части диффузора ($\sigma_{д.з}$).

Пограничный слой, нарастающий на поверхности центрального тела диффузора, меняет также углы наклона скачков, что учитывается при проектировании диффузоров. Произведение $\sigma_{ск}\sigma_{тр}\sigma_{д.з}$ составляет суммарный коэффициент потерь полного давления в сверхзвуковых диффузорах и обозначается σ_d .

Для дальнейшего анализа работы диффузора произведение $\sigma_{ск}\sigma_{тр}\sigma_{д.з}$ удобно представить в следующем виде: $\sigma_n - m \sigma_{д.з}$, где $\sigma_n - m$ учитывает потери p_0 до горла диффузора, а $\sigma_{д.з}$ — потери после горла.

Воздушный поток после горла диффузора, в котором число $M_m \geq 1,0$, не может плавно затормозиться до дозвуковой скорости. Переход от сверхзвуковой скорости к дозвуковой происходит в системе скачков уплотнения, которую приближенно можно заменить одним прямым скачком уплотнения с коэффициентом потерь $\sigma_{з.ск}$. Величина $\sigma_{з.ск}$ зависит от того, в каком месте расширяющегося участка дозвуковой части диффузора расположен скачок. Чем дальше по потоку от горла он будет находиться, тем выше число M перед ним и, следовательно, меньше величина $\sigma_{з.ск}$ (рис. 4.20).

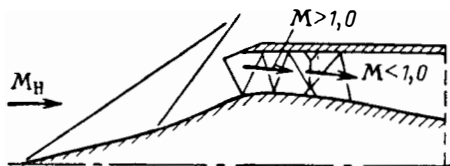


Рис. 4.20. Действительная картина торможения потока за горлом диффузора и расчетная схема

Очевидно, положение скачка будет определяться степенью дросселирования диффузора или, другими словами, сопротивлением последующего газо-воздушного тракта. Величина $\sigma_{з.ск}$ будет минимальной, когда скачок находится в горле диффузора. Этот режим работы сверхзвукового диффузора называется режимом максимального восстановления давления $\sigma_{д.мах}$. Если при этом

$M_m \approx 1,0$, то $\sigma_{з.ск} \approx 1,0$ и, следовательно, $\sigma_{д.з}$ будет определяться только гидравлическими потерями расширяющегося участка, которые могут быть оценены по данным, приведенным на рис. 4.4.

Диффузоры, у которых система скачков на входе — оптимальная, а число M в горле $M_m = 1,0$, имеют максимальное восстановление полного давления.

Дозвуковая часть многоскачковых диффузоров выполняется обычно с малыми углами раствора, особенно, непосредственно за горлом, поэтому $\sigma_{д.з} \approx 0,85 \div 0,9$. Таким образом, максимальная величина коэффициента потерь многоскачковых диффузоров составляет $(0,85 \div 0,9) \sigma_{ск.опт}$. Для ее реализации необходимо соответствующим оптимальным образом затормаживать поток на входе в скачках уплотнения, обеспечить звуковое течение в горле диффузора и минимальные потери в дозвуковой части, где поток окончательно тормозится до нужной скорости. В том случае, если эти условия не выполнены, диффузор будет иметь меньшее восстановление полного давления. Причем решающую роль в уменьшении $\sigma_{д}$ по сравнению с максимально возможным значением может играть неправильно выбранная площадь горла диффузора. Для того чтобы найти величину расчетного оптимального горла, необходимо в первую очередь знать расходные характеристики диффузора. Перейдем к их рассмотрению.

3. РАСХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Расход воздуха через сверхзвуковой диффузор может определяться как параметрами самого диффузора (обтеканием конуса или клина центрального тела, площадью горла, обтеканием обечайки), так и параметрами последующего тракта ПВРД и РПД (площадью критического сечения выходного сопла, кризисом в эжекторе, тепловым сопротивлением камеры сгорания и т. д.). Однако особенностью работы сверхзвукового диффузора в отличие от простейшего дозвукового диффузора является невозможность его глубокого дросселирования. На рис. 4.21 приводятся в координатах φ — σ типы дроссельных характеристик диффузора. Вертикальная ветвь характеристики соответствует перемещению скачка уплотнения в дозвуковой части диффузора к горлу. Величина $\sigma_{д}$ при этом растет вследствие уменьшения потерь в скачке, а расход через диффузор пока остается неизменным, так как течение на входе не меня-

ется. При дальнейшем дросселировании скачок минует горло и начнет перемещаться навстречу потоку перед входом в диффузор. Система скачков на входе начнет разрушаться, а часть расхода будет перепускаться мимо входного сечения. В зависимости от конструктивных и газодинамических особенностей диффузора величина σ_d при этом может меняться, как показано на рис. 4.21. В некоторый момент (иногда практически в точке A) устойчивая работа диффузора нарушается и наступает «помпаж». Дроссельные характеристики диффузоров и момент нас-

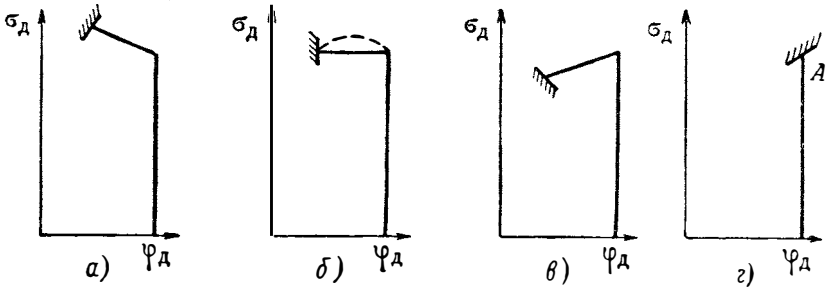


Рис. 4.21. Типы дроссельных характеристик диффузора:
а, б, в — с пологим участком; з — крутая характеристика

туления «помпажа» определяются экспериментальным путем. Надежные расчетные методы их построения отсутствуют. Дроссельные режимы редко используются, так как они сопровождаются значительным ростом волнового сопротивления диффузора (см. ниже). Расчетный режим работы диффузора обычно соответствует точке A дроссельной характеристики.

Мы рассмотрим здесь расходные характеристики, определяемые только параметрами самого диффузора. Следует различать два основных коэффициента расхода φ_n и φ_m . Коэффициент расхода φ_n равен отношению площади набегающей струи воздуха к площади входа и определяется исключительно обтеканием центрального тела (рис. 4.22, а).

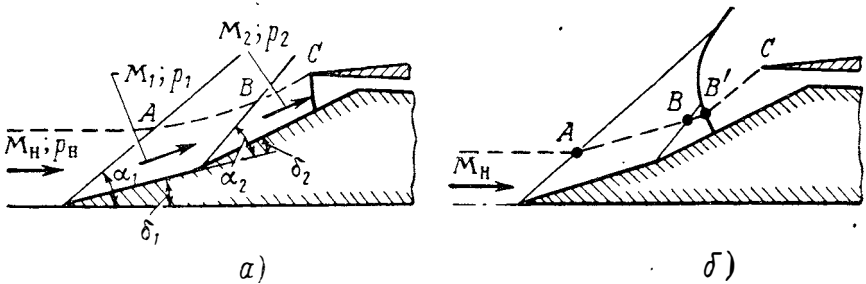


Рис. 4.22. Течение на входе в диффузор с центральным телом:
а — без выбитой ударной волны ($\varphi_d = \varphi_n$); б — с выбитой ударной волной ($\varphi_d < \varphi_n$)

Коэффициент расхода φ_m представляет собой отношение тех же площадей, но при условии, что расход определяет площадь F_m горла диффузора. Очевидно, что φ_m не может быть больше φ_n . Следовательно, коэффициент расхода диффузора φ_d равен φ_n , если горло диффузора не лимитирует расхода; $\varphi_d = \varphi_m$, если расход определяется горлом диффузора. Некоторую поправку в величину φ_d в первом случае может внести условие обтекания обечайки. При большом угле $\delta_{об}$ перед ней может возникнуть местная ударная волна, которая перепустит часть расхода

наружу. В каждом конкретном случае работы диффузора это можно учесть при экспериментальной доводке его характеристик.

Рассмотрим вначале нахождение величины φ_n диффузора. Величина φ_n , соответствующая обтеканию центрального конуса или клина диффузора, определяется граничной линией тока, попадающей на кромку обечайки диффузора (см. рис. 4.22). Для нахождения ее необходимо рассчитать последовательно углы наклона скачков уплотнения и векторов скорости за ними при обтекании ступенчатого центрального тела. Так, например, для определения коэффициента расхода плоского одно-

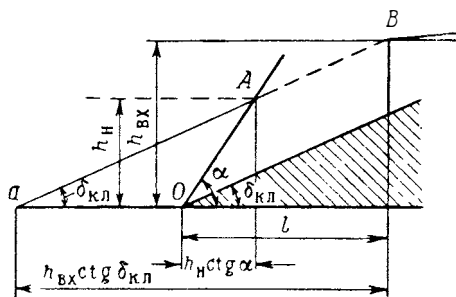


Рис. 4.23. К определению φ_n и $c_{зд}$ одно-скачкового плоского диффузора

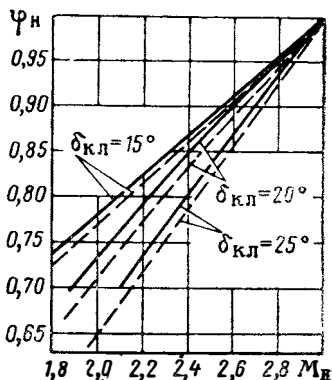


Рис. 4.24. Характер изменения коэффициента расхода плоских диффузоров:

— одноступенчатый клин;
 - - - двухступенчатый клин

ступенчатого диффузора можно использовать следующее построение (см. рис. 4.23), из которого следует

$$h_{vx} \operatorname{ctg} \delta_{кл} + h_n \operatorname{ctg} \alpha - l = h_n \operatorname{ctg} \delta.$$

Разделив уравнение (4.24) на h_{vx} и учитывая, что

$$\varphi_n = \frac{h_n}{h_{vx}},$$

получим

$$\varphi_n = \frac{l/h_{vx} - \operatorname{ctg} \delta_{кл}}{\operatorname{ctg} \alpha - \operatorname{ctg} \delta_{кл}}. \quad (4.24)$$

Расчет обтекания клина плоского диффузора нетрудно произвести, используя формулы (4.21) — (4.24). Величину φ_n осесимметричных диффузоров рассчитать сложнее, так как необходимо учитывать пространственность течения. Имеются таблицы и графики обтекания односкачковых [16] и многоскачковых конусов, которые позволяют достаточно просто рассчитать величины φ_n осесимметричных диффузоров.

При заданном числе M_n величина φ_n диффузора зависит от угла поворота потока при обтекании центрального тела, расположения кромки обечайки относительно вершины конуса центрального тела, числа скачков уплотнения и углов их наклона. Расположение кромки обечайки относительно вершины центрального тела определяет то число M_n , при котором φ_n становится равным единице. Это число M_n называется расчетным и обозначается M_p . Как правило, центральное тело диффузора профилируется таким образом, чтобы в расчетных условиях работы все скачки уплотнения фокусировались на кромке обечайки. На рис. 4.24 показаны примеры расходных характеристик сверхзвуковых диффузоров. Как видно, одно и то же значение φ_n может быть получено как

вследствие изменения M_p , так и в результате изменения угла $\delta_{\text{нп}}$. Максимальная величина коэффициента расхода диффузора с заданным контуром центрального тела, определяющего наклоны скачков уплотнения, равна φ_n . В том случае, если все скачки уплотнения попадают за кромку обечайки внутрь диффузора или фокусируются на ней, то $\varphi_n = 1,0$. Эта величина является максимально возможной для диффузоров рассматриваемых типов. Сверхзвуковой диффузор имеет коэффициент расхода, соответствующий обтеканию конуса или клина на входе только в том случае, когда перед входом в диффузор отсутствует отошедшая ударная волна, перепускающая часть расхода наружу (см. рис. 4.22, б).

Возможны две основные причины возникновения ударной волны перед входом в диффузор, связанные с нарушением баланса секундного расхода входящего воздуха и пропускаемого последующим трактом.

Первая причина связана с дросселированием газо-воздушного тракта после диффузора. На этой причине мы останавливались выше при рассмотрении дроссельных характеристик и показали, что в этом случае очень быстро наступает «помпаж».

Вторая причина состоит в том, что горло диффузора не способно пропустить весь расход, который мог бы войти в диффузор согласно обтеканию центрального тела. Перед входом в диффузор образуется выбитая ударная волна, которая перепускает часть расхода мимо кромки обечайки. Диффузор в этом случае считается незапущенным.

Внешне картина течения перед входом в незапущенный диффузор такая же, как при его дросселировании последующим газо-воздушным трактом. Однако в этом случае возможно значительное уменьшение коэффициента расхода φ_d без появления неустойчивой работы диффузора.

Природа «помпажа» диффузора до конца не ясна. Однако можно предположить, что при дросселировании диффузора последующим газо-воздушным трактом вследствие того, что в горле диффузора скорость становится меньше скорости звука, образуется единый объем между выбитой ударной волной и критическим сечением газо-воздушного тракта двигателя (например, критическим сечением сопла), который, обладая упругостью, способен «накапливать» расход, а затем «опорожняться», приводя к колебательному процессу. Определенную роль при этом играет взаимодействие ударной волны с пограничным слоем на стенке центрального тела.

В незапущенном диффузоре, когда число $M_m = 1,0$, возмущения из рабочего тракта двигателя не проникают навстречу потоку за горло диффузора. Вследствие этого ударная волна может некоторое время безынерционно следовать за изменившимся расходным ограничением, связанным с уменьшением величины \bar{F}_m . Поэтому если расход лимитируется горлом диффузора, то величину φ_d можно определить из уравнения расхода через горло диффузора, считая в горле $M_m = 1,0$. Используя условия равенства расходов через сечения n и m , запишем

$$\begin{aligned} & \sqrt{k_n \left(\frac{2}{k_n + 1} \right)^{\frac{k_n + 1}{k_n - 1}} \frac{p_{0n} q(\lambda_n) F_n}{\sqrt{R_n T_{0n}}} = \\ & = \sqrt{k_m \left(\frac{2}{k_m + 1} \right)^{\frac{k_m + 1}{k_m - 1}} \frac{p_{0m} q(\lambda_m) F_m}{\sqrt{R_m T_{0m}}} . \end{aligned} \quad (4.25)$$

Учитывая, что температура торможения при адиабатическом процессе остается постоянной ($T_{0n} = T_{0m}$), и принимая постоянными газо-

вую постоянную R и показатель адиабаты k , преобразуем выражение (4.25) к следующему виду:

$$\frac{\varphi_{\text{н}}}{\sigma_{\text{н}-\text{м}}} q(\lambda_{\text{н}}) = \bar{F}_m q(\lambda_m), \quad (4.26)$$

где

$$\bar{F}_m = \frac{F_m}{F_{\text{вх}}}; \quad \varphi_{\text{н}} = \frac{F_{\text{н}}}{F_{\text{вх}}};$$

$\sigma_{\text{н}-\text{м}}$ — коэффициент потерь полного давления до горла диффузора. В том случае, когда $M_m = 1,0$,

$$\varphi_m = \frac{\sigma_{\text{н}-\text{м}}}{q(\lambda_{\text{н}})} \bar{F}_m. \quad (4.27)$$

Горло диффузора, соответствующее равенству $\varphi_{\text{н}} = \varphi_m$, назовем горлом запуска $F_{mз}$. При уменьшении $\bar{F}_m < F_{mз}$ коэффициент расхода падает как вследствие уменьшения площади \bar{F}_m , так и в результате возможного уменьшения $\sigma_{\text{н}-\text{м}}$ при движении отошедшей ударной волны навстречу потоку.

4. РАБОТА ДИФFUЗОРА С НЕРАСЧЕТНЫМ ГОРЛОМ

Предположим, что в результате расчета обтекания центрального тела диффузора определены величины $\varphi_{\text{н}}$, $\sigma_{\text{н}-\text{м}}$ при заданном $M_{\text{н}}$ полета. Тогда, чтобы в горле диффузора устанавливалась скорость звука и при этом не было выбитой ударной волны перед входом, необходимо, чтобы

$$\bar{F}_{\text{мр}} = \frac{\varphi_{\text{н}}}{\sigma_{\text{н}-\text{м}}} q(\lambda_{\text{н}}). \quad (4.28)$$

Следует отметить, что после запуска диффузора величина $\sigma_{\text{н}-\text{м}}$ может быть больше, чем до запуска, т. е. до момента, когда выбитая ударная волна «проскочит» через горло вниз по потоку. Поэтому $\bar{F}_{\text{мр}}$ может быть меньше $F_{mз}$ (явление, аналогичное работе диффузора типа обратного сопла). Однако если горло диффузора не регулируется, то минимальное горло в расчетной его точке, очевидно, не может быть меньше горла запуска, т. е. $\bar{F}_{\text{мр}} = F_{mз}$.

Рассмотрим теперь расчеты и характеристики сверхзвуковых диффузоров, которые имеют нерасчетную площадь горла, определяемую соотношением (4.28).

Если величина горла меньше значения $\bar{F}_{mз}$, то замыкающий скачок уплотнения отойдет от кромки обечайки с тем, чтобы пропустить часть расхода мимо тракта диффузора. При этом величина $\sigma_{\text{д}}$ диффузора некоторое время может оставаться неизменной, пока при движении навстречу потоку сохранится постоянной интенсивность замыкающего скачка уплотнения. Однако величина волнового сопротивления, как и в случае дросселирования диффузора, резко возрастет. Характеристики его будут ниже, чем характеристики диффузора с оптимальным горлом запуска, когда замыкающий скачок присоединен к кромке обечайки.

Будем теперь расширять горло диффузора. В соответствии с уравнением (4.26) величина M_m станет больше единицы и будет возрастать с ростом F_m . При этом обтекание центрального тела диффузора будет оставаться неизменным. Однако суммарное восстановление давления в диффузоре упадет вследствие роста потерь полного давления в скачке уплотнения, переводящим поток за горлом диффузора в дозвуковой, так же, как в рассмотренном ранее диффузоре типа обратного сопла.

Рассмотрим более подробно, как будет работать многоскачковый диффузор с перерасширенным горлом. Поскольку в данном случае гор-

ло не лимитирует расход воздуха, то последний целиком будет определяться граничной струйкой тока, проходящей через систему косых скачков уплотнения (см. рис. 4.22). Зная углы наклона скачков уплотнения и угол поворота потока в них, можно рассчитать величину φ_n , как это показано выше. Величина коэффициента восстановления давления σ_d также представляет собой произведение $\sigma_{n-m}\sigma_{д.з}$. Однако в отличие от диффузора, у которого $M_m = 1,0$ и потери в дозвуковой части при правильном ее профилировании составляют $\sigma_{д.з} \approx 0,9 \div 0,85$, в диффузоре с перерасширенным горлом $\sigma_{д.з}$ может быть значительно меньше этих величин и существенно зависеть от числа M_m в горле.

Коэффициент потерь полного давления до входа в диффузор σ_{n-m} при расширении площади горла до величины, когда исчезнет прямой скачок перед входом, должен учитывать только потери в косых скачках уплотнения. Картина течения на входе в диффузор и в районе горла будет иметь вид, показанный на рис. 4.20. В связи с неоднородностью течения в горле, сложных явлений взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем на центральном теле и обечайке вблизи горла точный расчет $\sigma_{д.з}$ затруднен. Однако, используя расходные соотношения, можно приближенно рассчитать величину $\sigma_{d \max}$, не рассчитывая отдельно σ_{n-m} системы косых скачков на центральном теле и потерь в потоке за горлом диффузора. Такой приближенный расчет возможен, когда

$$\bar{F}_m > (1,1 \div 1,2) \bar{F}_m \text{ расч.}$$

Запишем уравнение неразрывности течения воздуха между сечениями диффузора «н» и «д» ($k = \text{const}$)

$$\frac{F_n q(\lambda_n) p_{0n}}{\sqrt{RT_{0n}}} = \frac{F_d q(\lambda_d) p_{0d}}{\sqrt{RT_{0d}}} \quad (4.29)$$

После преобразования уравнения (4.29) можно выделить следующий комплекс:

$$\frac{\varphi_n}{\sigma_d} q(\lambda_n) = \bar{F}_m f_d q(\lambda_d) \quad (4.30)$$

Из соотношения (4.30) следует, что комплекс $\frac{\varphi_n}{\sigma_d} q(\lambda_n)$ меняется пропорционально произведению $f_d q(\lambda_d)$, а при постоянном f_d ($f_d = \frac{F_d}{F_{вх}}$) прямо пропорционально расходной газодинамической функции $q(\lambda_d)$. Представим σ_d в виде произведения $\sigma_{n-m} \sigma_{з.ск} \sigma_{гидр}$,

где σ_{n-m} — потери полного давления в скачках до горла диффузора;
 $\sigma_{з.ск}$ — потери в системе скачков уплотнения после горла диффузора

$\sigma_{гидр}$ — гидравлические потери в дозвуковой части диффузора.

Предположим, что коэффициент потерь $\sigma_{з.ск}$ равен коэффициенту потерь полного давления в прямом скачке уплотнения на режиме $\sigma_{д \max}$, условно расположенного в горле диффузора, тогда $\sigma_{з.ск} = \frac{q(\lambda_m)}{q(1/\lambda_m)}$. Из уравнения неразрывности для сечений «н», «т» и «д» имеем

$$\frac{\varphi_n}{\sigma_{n-m}} q(\lambda_n) = \bar{F}_m q(\lambda_m) = F_m f_d q(\lambda_d) \sigma_{гидр} \frac{q(\lambda_m)}{q(1/\lambda_m)}.$$

Таким образом,

$$f_d q(\lambda_d) = \frac{q(1/\lambda_m)}{\sigma_{гидр}},$$

следовательно,

$$\frac{\varphi_n}{\sigma_d} q(\lambda_n) = \bar{F}_m \frac{q(1/\lambda_m)}{\sigma_{гидр}} \quad (4.31)$$

Проанализируем, как меняется величина дроби $\frac{q(1/\lambda_m)}{\sigma_{гидр}}$ при изменении M_n , приняв для определенности зависимость $\sigma_{гидр}$ от $\lambda \left(\lambda = \frac{1}{\lambda_m} \right)$ в соответствии с кривой $\alpha_d = 6^\circ$ (см. рис. 4.4).

На рис. 4.25 приводятся результаты расчета величины дроби $\frac{q(1/\lambda_m)}{\sigma_{гидр}}$ при величинах M_m , соответствующих различным перерасширениям площади горла. Как видно из рис. 4.25, величина дроби $\frac{q(1/\lambda_m)}{\sigma_{гидр}}$, а следовательно, и комплекса $\frac{\varphi_n}{\sigma_d} q(\lambda_n)$ уменьшается незначительно; при $M_m = 3,0$ — всего на 25%. В то же время возрастание числа M в горле от $M_m = 1,0$ до $M_m = 3,0$ соответствует примерно разгону диффузора от $M_n = 1,5$ до $M_n = 6,0$. В реальных диффузорах величина $\frac{\varphi_n}{\sigma_d} q(\lambda_n)$ меняется еще меньше, так как замена сложной системы скачков

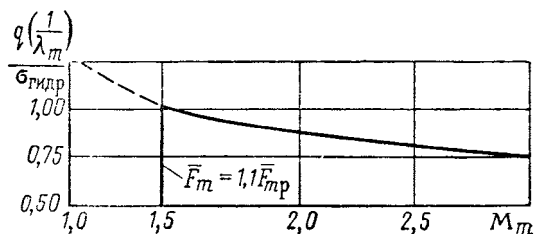


Рис. 4.25. Зависимость комплекса $\frac{q\left(\frac{1}{\lambda_m}\right)}{\sigma_{гидр}}$ от числа M в горле диффузора

уплотнения после горла диффузора прямым скачком возможна лишь при $M_m \approx 1,0$. С ростом M_m потери в замыкающей системе скачков уплотнения превышают потери в прямом скачке, рассчитанном по числу M_m в горле. Это связано с местным разгоном потока в расширяющейся части диффузора и отрывом пограничного слоя у стенки при увеличении интенсивности скачков уплотнения. Таким образом, в соответствии с приближенным выражением (4.31) величина комплекса $\frac{\varphi_n}{\sigma_d} q(\lambda_n)$ при $\bar{F}_m > \bar{F}_{m\text{расч}}$ с некоторым коэффициентом f_σ , близким к единице, пропорционально относительной площади горла.

Величина f_σ зависит от параметров диффузора, геометрических обводов горла, разности полетного и расчетного числа M_p . Для конкретных диффузоров зависимость $f_\sigma = f(M_p - M_n)$ устанавливается экспериментальным путем. Используя связь

$$\frac{\varphi_n}{\sigma_d} q(\lambda_n) = f_\sigma \bar{F}_m, \quad (4.32)$$

можно рассчитать величину σ_d при известных φ_n и f_σ .

Заметим, что выражение (4.32) внешне похоже на соотношение, связывающее параметры диффузора и набегающего потока при $M_m = 1,0$.

Однако надо иметь в виду, что в выражении (4.28) σ_{n-m} представляет собой потери полного давления до горла диффузора, а σ_d в выражении (4.32) учитывает все потери полного давления в диффузоре. Как показано выше, для однорежимных диффузоров для получения высоких σ_d с увеличением числа M_n полета необходимо увеличивать суммарный угол поворота потока с целью повышения $\sigma_{ск}$. В том случае, если диффузор работает в широком диапазоне чисел M_n при нерегулируемом перерасширенном горле, уменьшение потерь в скачках уплотнения на входе в диффузор не приведет к росту суммарного σ_d , которое в основном определяется относительной площадью горла диффузора.

5. ТЯГА И СОПРОТИВЛЕНИЕ ДИФФУЗОРА

Силу тяги, приложенную к диффузору, можно найти, если составить уравнение, характеризующее изменение импульса потока от сечения набегающей струи до сечения δ конца диффузора. На рис. 4.26 пунктиром показан контур интегрирования сил давления:

$$R_d = mW_d - mW_n + (p_d - p_n)F_d - X_d, \quad (4.33)$$

где R_d — сила, приложенная к телу конструкции и представляющая собой тягу диффузора;
 X_d — интеграл сил давлений, приложенных к жидкому контуру $n - vx$,

$$X_d = \int_{F_n}^{F_{vx}} (p - p_n) dF. \quad (4.34)$$

Преобразуем уравнение (4.33). Так как

$$mW_d + p_d F_d = \frac{k+1}{2k} m a_{кр} z(\lambda_d),$$

а $p_n F_n = mW_n \frac{1}{k M_n^2} \frac{f_d}{\varphi_d}$, то можно записать

$$R_d = m \left[\frac{k+1}{2k} a_{кр} z(\lambda_d) - a_n \left(M_n + \frac{f_d}{\varphi_d k M_n} \right) \right] - X_n. \quad (4.35)$$

Величина λ_d связана с параметрами диффузора соотношением

$$\frac{\varphi_d}{\sigma_{d, \text{раб}}} q(\lambda_n) = f_d q(\lambda_d), \quad (4.36)$$

где $f_d = \frac{F_d}{F_{vx}}$, а $\sigma_{d, \text{раб}}$ — коэффициент восстановления в диффузоре с учетом его дросселирования последующим газо-воздушным трактом (теплоотводом, изменением критического сечения сопла, эжекционными свойствами эжектора в схеме РПД). Соотношение (4.35) удобно для определения силы, приложенной к диффузору при известных параметрах набегающего потока (T_n, M_n) и скорости в конце диффузора. Из него непосредственно видно, что поскольку с увеличением $\sigma_d \lambda_d$ в соответствии с (4.36) уменьшается, то R_d растет вместе с ростом $z(\lambda_d)$. На режиме $\sigma_{d, \text{max}}$ тяга диффузора максимальна.

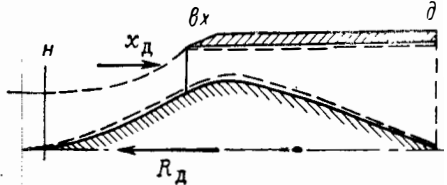


Рис. 4.26. К расчету тяги и волнового сопротивления диффузора

При работе в стартовых условиях ($M_n = 0$) нетрудно получить следующее соотношение для R_d :

$$R_d = \frac{k+1}{2k} m a_{кр} \left[z(\lambda_d) - \frac{1}{\sigma_d \lambda_d^2} \right]. \quad (4.37)$$

Соотношения (4.35) и (4.37) удобно использовать для анализа поведения тяговых характеристик двигателей.

Входящий в выражение для R_d член X_d представляет собой так называемое волновое сопротивление диффузора. Его можно трактовать как потерянную тягу, которая была бы у диффузора при наличии стенки $n - vx$. На диффузор также действуют стилы, приложенные к обе-

чайке. Они могут быть учтены с помощью обычных соотношений для профильного сопротивления тел в потоке:

$$X_{об} = c_{x об} \frac{\rho_n W_n^2}{2} F_{об}.$$

Вследствие заостренности кромок обечайки величина $c_{x об}$ обычно невелика.

Волновое сопротивление диффузора, так же как сопротивление обечайки, относится к внешним силам, не влияющим прямо на внутренний рабочий процесс в двигателе. Для однорежимных двигателей всегда имеется возможность выбрать диффузор без волнового сопротивления. Для этого достаточно, чтобы он имел расчетное число M_p , равное числу M_n полета. В этом случае величина $\varphi_n = 1,0$ и $c_{зд} = 0$. Другое дело, когда двигатель работает в широком диапазоне скоростей полета. Диффузор такого двигателя должен, как правило, в области малых чисел M_n иметь низкие величины φ_n , что всегда связано с присутствием волнового сопротивления. Поэтому при выборе параметров диффузора необходимо принимать во внимание величину $c_{зд}$, так как она может составлять значительную долю тяги двигателя.

§ 5. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ДИФФУЗОРОВ ГПВРД

В диффузоре ГПВРД поток тормозится только частично. В горле диффузора, которое обычно является входным сечением камеры сгорания, поток имеет среднюю сверхзвуковую скорость (рис. 4.32).

Величина σ_d диффузора ГПВРД включает потери полного давления на участке $n - вх$. Ее можно представить как произведение $\sigma_d = \sigma_{ск} \sigma_{тр}$, в котором $\sigma_{ск}$ — коэффициент потерь в косых скачках уплот-

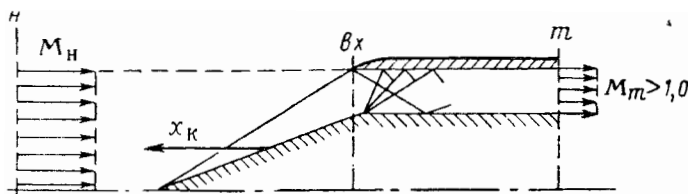


Рис. 4.27. Диффузор ГПВРД с центральным телом (к определению σ_d)

нения (замыкающий прямой скачок отсутствует); $\sigma_{тр}$ — коэффициент потерь на трение о стенки.

Гиперзвуковые диффузоры ГПВРД имеют, как правило, величину $\varphi_n = 1,0$, так как при больших числах M_n , на которых работает ГПВРД ($M_n > 5 \div 6$), волновое сопротивление может быть значительным. Диффузоры ГПВРД могут выполняться по схеме обратного сопла и по схеме диффузоров с центральным телом. Диффузор для ГПВРД типа обратного сопла имеет тот же недостаток, что и для ПВРД: необходимость регулирования горла на запуске. Однако в отличие от применения такого диффузора на ПВРД величины σ_d его выше, так как отсутствует замыкающий прямой скачок уплотнения за горлом. Анализ работы диффузора типа обратного сопла, применяемого на ГПВРД, нетрудно провести, используя теорию его, изложенную выше. Более целесообразно представляется применение на ГПВРД диффузоров с центральным телом. Эти диффузоры (так же как и кольцевые сопла) более компактны, имеют меньшие потери на трение и возможность запуска в процессе разгона на малых числах M_n полета.

Остановимся на эффективных характеристиках диффузоров ГПВРД с центральным телом. Изложенная выше теория оптимальной системы скачков уплотнения для расчета максимального коэффициента σ_d к диффузорам ГПВРД прямо не применима, поскольку на его входе отсутствует замыкающий скачок уплотнения. Только при расчете горла, потребного для запуска диффузора, необходимо принимать во внимание потери в замыкающем скачке уплотнения на входе в диффузор ГПВРД. Учитывая, что диффузоры ГПВРД с целью получения минимального волнового сопротивления имеют цилиндрическую обечайку и величину $\varphi_n=1,0$, можно проводить их расчет, используя зависимости сопротивления осесимметричных и плоских тел в сверхзвуковом потоке [16]. Составим уравнение изменения импульса потока от сечения n до сечения горла m (см. схему рис. 4.27)

$$(\rho_n W_n^2 + p_n) F_n - X_k = (\rho_m W_m^2 + p_m) F_m. \quad (4.38)$$

Выразим осевую силу давления, действующую на поверхность конуса или клина X_k , через коэффициент сопротивления c_{xk} .

Так как $c_{xk} = 2 \frac{p_k - p_n}{\rho_n W_n^2}$, то

$$p_k F_{km} = \left(c_{xk} \frac{\rho_n W_n^2}{2} + p_n \right) F_{km} = p_n \left[c_{xk} \frac{k_n M_n^2}{2} + 1 \right] F_{km}. \quad (4.39)$$

Полный импульс набегающего потока также можно выразить через давление p_n и число M_n :

$$(\rho_n W_n^2 + p_n) F_n = (k_n M_n^2 + 1) p_n F_n. \quad (4.40)$$

Импульс потока в горле запишем в виде

$$I_m = \left(\frac{2}{k_m + 1} \right)^{\frac{1}{k_m - 1}} p_m F_m y(\lambda_m) z(\lambda_m). \quad (4.41)$$

Подставив (4.39), (4.40), (4.41) в (4.38), получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{2}{k_m + 1} \right)^{\frac{1}{k_m - 1}} p_m F_m y(\lambda_m) z(\lambda_m) &= (k_n M_n^2 + 1) p_n F_n - \\ &- \left(c_{xk} \frac{k_n M_n^2}{2} + 1 \right) p_n F_{km}. \end{aligned} \quad (4.42)$$

Учитывая равенство расходов через сечения n и m , можно записать, приняв, что $T_{0n} = T_{0m}$, $(k, R)_n = (R, k)_m$:

$$p_m F_m y(\lambda_m) = p_n F_n y(\lambda_n). \quad (4.43)$$

Разделив (4.42) на (4.43) и учитывая, что

$$F_{vx} = F_n \text{ и } F_m = F_{vx} - F_{km},$$

окончательно получим

$$z(\lambda_m) = \left(\frac{k_m + 1}{2} \right)^{\frac{1}{k_m - 1}} \left[(k_n M_n^2 + 1) - \left(\frac{k_n}{2} c_{xk} M_n^2 + 1 \right) (1 - \bar{F}_m) \right] \frac{1}{y(\lambda_n)}. \quad (4.44)$$

Соотношение (4.44) позволяет найти среднеимпульсное значение коэффициента скорости в горле диффузора.

Величину потерь полного давления на участке $n-m$ можно теперь найти из уравнения неразрывности

$$\sigma_d = \frac{p_{0m}}{p_{0n}} = \frac{q(\lambda_n)}{q(\lambda_m)} \frac{1}{F_m}. \quad (4.45)$$

На рис. 4.28 приводятся рассчитанные таким образом величины σ_d односкачковых конических диффузоров для ряда значений углов конуса и относительной площади горла. Величины σ_d диффузоров ГПВРД значительно выше, чем у ПВРД, так как поток в них не тормозится до дозвуковой скорости. В реальных случаях в рассчитанные таким образом величины σ_d необходимо внести поправку на изменение физических параметров воздуха и трение на стенке. Характеристики диффузора,

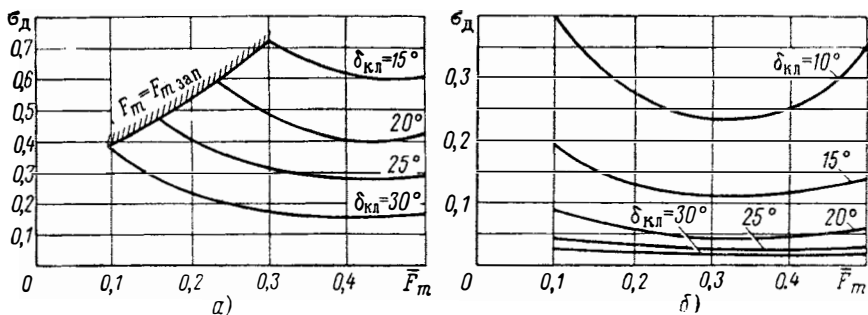


Рис. 4.28. Расчетная зависимость σ_d диффузора ГПВРД с односкачковым конусом от $\delta_{кн}$ и \bar{F}_m :
 $a - M_n = 6,0$; $b - M_n = 10$

как видно из рис. 4.28, ухудшаются при увеличении угла конуса, так как возрастает его сопротивление, и улучшаются при уменьшении горла в реальном диапазоне его изменения ($\bar{F}_m < 0,3$). Поэтому при больших числах M_n в отличие от диффузоров ПВРД угол поворота потока на центральном теле диффузора ГПВРД нецелесообразно делать большим. Его выбирают с учетом последующего теплоподвода в камере (см. гл. VI). Однако при уменьшении угла δ_k возрастает площадь горла запуска, так как интенсивность замыкающего скачка уплотнения перед входом в диффузор будет увеличиваться. Если горло диффузора не регулируется на запуске, то величина δ_k должна обеспечивать его запуск в начале работы ГПВРД. Относительная площадь запуска диффузора может быть рассчитана по обычной формуле

$$\bar{F}_{mз} = \frac{q(\lambda_n)}{\sigma_{n-m} \sigma_{и.ск}},$$

где σ_{n-m} — коэффициент потерь до горла на рабочем режиме; $\sigma_{и.ск}$ — коэффициент потерь в прямом скачке уплотнения, рассчитанном по числу M_k перед ним.

Характеристики диффузора ГПВРД и двигателя в целом существенно улучшаются, если горло его регулируется для запуска (перепуск, щели и т. д.).

Струйный компрессор (эжектор) РПД

Элементом РПД, объединяющим ракетный и прямоточный двигатели в единую силовую установку, является эжектор.

В эжекторе кинетическая и тепловая энергия истекающих из сопла РД газов передается воздуху, поступающему в прямоточный тракт.

Процесс смешения газов в эжекторе всегда сопровождается теми или иными потерями кинетической энергии активной струи, и термодинамическая эффективность эжекторного устройства, как связующего элемента двух двигателей, во многом определяется этими потерями.

Как определять потери на смешение при анализе РПД? Можно представить себе различные законы смешения, при которых полное давление смеси газов и ее работоспособность будут отличаться друг от друга. Некоторые из таких законов смешения рассмотрены ниже.

Очевидно, чем меньше будут потери на смешение и, следовательно, чем выше степень сжатия струйного компрессора, тем эффективней окажется применение комбинированного двигателя.

Однако нельзя изучать характеристики эжектора как струйного компрессора РПД, задав произвольно закон смешения в нем.

Процесс смешения потоков газов в эжекторе подчиняется закономерностям турбулентного перемешивания сверхзвуковой струи ракетного двигателя и дозвукового потока воздуха. Зная механизм смешения, мы могли бы определить потери в эжекторе на основе рассмотрения непосредственно турбулентного обмена между струями и, профилируя соответствующим образом камеру смешения, делать их минимальными. В настоящее время, однако, статистическая теория турбулентности развита еще недостаточно, чтобы решить эту задачу. Поэтому в большинстве случаев камеру эжектора делают цилиндрической и определяют потери, решая уравнения одномерной газовой динамики, не вникая в сам процесс, происходящий внутри камеры смешения.

В связи с тем что эжектор с цилиндрической камерой смешения конструктивно наиболее прост и легко поддается расчету, мы будем рассматривать РПД с использованием только цилиндрических эжекторов.

§ 1. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ГАЗОВОГО ЭЖЕКТОРА С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ СМЕШЕНИЯ

Теория газовых эжекторов, разработанная С. А. Христиановичем, М. Д. Миллионщиковым, Ю. Н. Васильевым и другими, позволяет находить основные размеры и характеристики эжекторов на различных режимах его работы.

При смешении двух разнородных потоков в камере эжектора происходит постепенное выравнивание скоростных, температурных полей и химического состава газов. На рис. 5.1 приводится характер выравни-

вания скоростных и температурных полей в камере сверхзвукового не-изотермического эжектора. С точностью до влияния пристеночного пограничного слоя можно считать, что при достаточной длине камеры смешения (при параметрах РПД это составляет 15—20 диаметров выходного сечения сопла РкД при многосопловом блоке) за счет турбулентного обмена между смешиваемыми струями произойдет полное выравнивание потоков. В конце камеры эжектора установится равномерное поле параметров с некоторыми средними величинами скорости и температуры. Используя основные уравнения сохранения (массы, импульса и энергии), можно рассчитать эти средние газодинамические

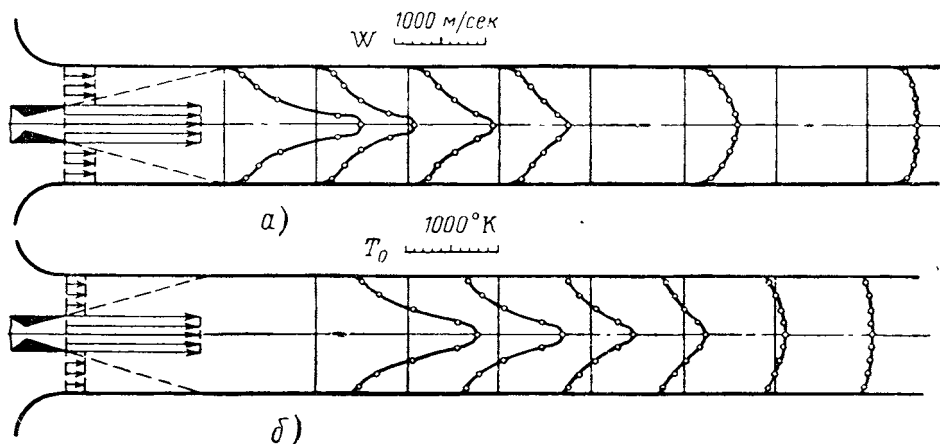


Рис. 5.1. Деформация скоростных и температурных полей в камере смешения экспериментального эжектора ($M_c=2,8$; $\theta=0,14$; $M_2=0,65$; $s=0,1$)

параметры потоков для ряда частных случаев их смешения. Так, например, удастся определить параметры смеси, если смешение происходит при сохранении постоянными давления, объема или энтропии газов соответственно (см. § 4). Однако наибольший практический интерес представляет смешение газов в цилиндрической камере, так как в отличие от отмеченных выше расчетных случаев здесь форма камеры смешения заранее известна.

Выведем уравнения эжекции для эжектора РПД, имеющего цилиндрическую камеру смешения. Поскольку смешение газов в эжекторах РПД происходит при высоких температурах, процесс может сопровождаться диссоциацией и рекомбинацией газов. В эжекторе РПД происходит также догорание газов, истекающих из сопла ракетного двигателя и дополнительного горючего, вводимого непосредственно в камеру смешения. Учесть эти сложные процессы можно только, используя теорию течения газов при высоких температурах. В гл. VIII будут даны уравнения, позволяющие рассчитывать параметры эжектора с учетом указанных выше факторов. В настоящем разделе мы приведем соотношения, которые не учитывают изменение химического состава газов при смешении. Эти уравнения более удобны для анализа и позволяют выяснить многие термодинамические аспекты изучаемых двигателей и процессов в них происходящих.

Для нахождения равномерных по сечению параметров газов в конце камеры эжектора запишем уравнения, связывающие величины массы и энергии смешиваемых потоков в начале и конце камеры смешения, а также соотношение, выражающее условие сохранения полного импульса при течении газов в цилиндрическом канале. Последнее условие ($I_n = \text{const}$), по существу, и позволяет рассчитывать эжекторы с цилин-

дрической камерой смешения, не вникая в сам ход процесса перемешивания по длине камеры.

Запишем уравнение, характеризующее сохранение массы газов при смешении в канале с непроницаемыми стенками (рис. 5.2):

$$m_{см} = m_c + m_b + m_t. \quad (5.1)$$

Индексом «с» будем отмечать параметры эжектирующей струи, в нашем случае — параметры струи ракетного двигателя на срезе сопла; индексом «в» — параметры эжектируемого воздуха на входе в эжектор; индексом «см» — параметры смеси; индексом «т» — параметры дополнительной массы топлива, вводимого в камеру смешения.

Разделив обе части уравнения (5.1) на m_c , получим

$$\frac{m_{см}}{m_c} = 1 + n + \frac{m_t}{m_c}, \quad (5.2)$$

где n — коэффициент эжекции: отношение расхода воздуха к расходу газов РД.

Дополнительная масса m_t , вводимая в камеру эжектора РПД, представляет собой горючее для сжигания в воздухе. Обозначив через L_0 стехиометрический коэффициент этого горючего, а через α — коэффициент избытка воздуха, можно уравнение (5.2) записать в следующем виде:

$$\frac{m_{см}}{m_c} = 1 + n + \frac{n - n_r^*}{\alpha L_0}. \quad (5.3)$$

Если дополнительное горючее в камеру смешения не вводится, то уравнение сохранения массы при смешивании имеет вид

$$\frac{m_{см}}{m_c} = 1 + n. \quad (5.4)$$

Уравнение, связывающее температуры торможения газов в эжекторе (уравнение энергии), может быть записано следующим образом:

$$m_c c_{pмc} T_{0с} + m_b c_{pмв} T_{0в} + H_u m_t + Q = m_{см} c_{pсм} T_{0см}, \quad (5.5)$$

где H_u — теплотворная способность горючего, вводимого в камеру эжектора;

Q — тепло, выделяемое при догорании реактивных газов РкД (теплотворная способность газов).

Разделив обе части уравнения (5.5) на величину $m_c c_{pс} T_{0с}$, получим (индекс m при c_p опускаем):

$$\frac{c_{pсм} T_{0см}}{c_{pс} T_{0с}} = \frac{1 + n\theta + \frac{H_u}{c_{pс} T_{0с}} \frac{n - n_r}{\alpha L_0} + \frac{Q}{c_{pс} T_{0с}}}{1 + n + \frac{n - n_r}{\alpha L_0}}; \quad (5.6)$$

в том случае, когда $m_t = 0$,

$$\frac{c_{pсм} T_{0см}}{c_{pс} T_{0с}} = \frac{1 + n\theta + Q/c_{pс} T_{0с}}{1 + n}; \quad (5.7)$$

* n_r соответствует расходу воздуха, идущего на дожигание горючих газов струи РкД.

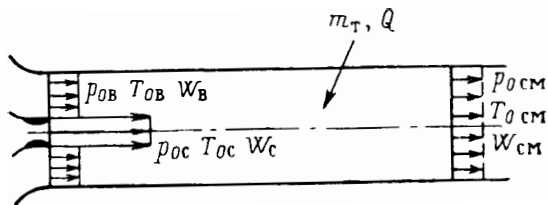


Рис. 5.2. Расчетная схема эжектора

при механическом перемешивании газов без тепловыделения в процессе смешения

$$\frac{c_{p\text{ см}} T_{0\text{ см}}}{c_p c T_{0c}} = \frac{1 + n\theta}{1 + n}. \quad (5.8)$$

Для нахождения непосредственно величины $T_{0\text{ см}}$ из уравнения (5.8) нужно знать $c_{p\text{ см}}$. Если принять, что в процессе смешения состав газов не меняется, то

$$c_{p\text{ см}} = \frac{c_p c + n c_{p\text{ в}}}{n + 1}. \quad (5.9)$$

Газовая постоянная смеси также может быть найдена из уравнения сохранения суммарного состава газов

$$R_{\text{см}} = \frac{R_c + n R_{\text{в}}}{n + 1}. \quad (5.10)$$

При вводе дополнительной массы $m_{\text{т}}$

$$c_{p\text{ см}} = \frac{c_p c + c_{p\text{ в}} n + c_{p\text{ т}} \frac{n - n_{\text{г}}}{\alpha L_0}}{1 + n + \frac{n - n_{\text{г}}}{\alpha L_0}};$$

$$R_{\text{см}} = \frac{R_c + R_{\text{в}} n + R_{\text{т}} \frac{n - n_{\text{г}}}{\alpha L_0}}{1 + n + \frac{n - n_{\text{г}}}{\alpha L_0}}.$$

Запишем теперь уравнение сохранения полного импульса в цилиндрическом канале

$$(m_c W_c + p_c F_c) + (m_{\text{в}} W_{\text{в}} + p_{\text{в}} F_{\text{в}}) = (m_{\text{см}} W_{\text{см}} + p_{\text{см}} F_{\text{см}}). \quad (5.11)$$

Используя преобразование

$$mW + pF = \frac{k + 1}{2k} m a_{\text{кр}} z(\lambda)$$

и учитывая, что $m_c W_c + p_c F_c = R_{\text{уд.п}}$, где $R_{\text{уд.п}}$ — пустотный импульс ракетного двигателя, можно записать

$$\frac{k_{\text{в}} + 1}{2k_{\text{в}}} n a_{\text{кр.в}} z(\lambda_{\text{в}}) + R_{\text{уд.п}} = \frac{k_{\text{см}} + 1}{2k_{\text{см}}} \left(n + 1 + \frac{n - n_{\text{г}}}{\alpha L_0} \right) a_{\text{кр.см}} z(\lambda_{\text{см}}). \quad (5.12)$$

Нетрудно видеть, что, решая совместно уравнения (5.3), (5.6) и (5.12), можно при известных параметрах потоков на входе в эжектор найти интересующие нас параметры смеси. Иногда заданным является коэффициент скорости $\lambda_{\text{см}}$. В этом случае, используя уравнение (5.12) и решая его относительно $z(\lambda_{\text{в}})$, можно определить параметры эжектируемого потока на входе в эжектор.

Одной из основных характеристик эжектора является степень сжатия ε (ε — отношение полного давления в конце камеры смешения к полному давлению эжектируемого воздуха). Выражение для определения ε нетрудно получить из расходных соотношений для потоков газа на входе и выходе из эжектора, выраженных через полные давления:

$$\varepsilon = \frac{p_{0\text{ см}}}{p_{0\text{ в}}} = \frac{k_{\text{в}}}{k_{\text{в}} + 1} \frac{k_{\text{см}} + 1}{k_{\text{см}}} \frac{\lambda_{\text{в}} \varepsilon(\lambda_{\text{в}})}{\lambda_{\text{см}} \varepsilon(\lambda_{\text{см}})} \frac{a_{\text{кр.см}}}{a_{\text{кр.в}}} \frac{1}{1 + s} \left(1 + \frac{1}{n} + \frac{1 - \frac{n_{\text{г}}}{n}}{\alpha L_0} \right), \quad (5.13)$$

где $s = \frac{F_c}{F_B}$ — геометрический параметр эжектора: отношение площадей сечения потоков на входе в камеру смешения. Из приведенных соотношений, пренебрегая различием в газовых постоянных и теплоемкостях смешиваемых потоков, нетрудно также получить упрощенные уравнения эжекции для случая отсутствия теплоподвода в камере эжектора [1].

Уравнение постоянства теплосодержания может быть записано в следующем виде:

$$\frac{T_{0\text{см}}}{T_{0\text{с}}} = \frac{n\theta + 1}{n + 1}, \quad (5.14)$$

где $\theta = T_{0\text{в}}/T_{0\text{с}}$.

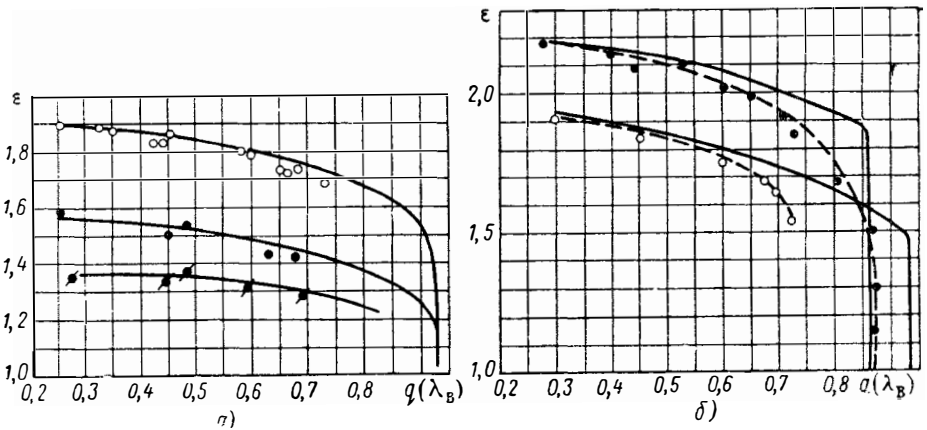


Рис. 5.3. Опытные и расчетные величины степеней сжатия в эжекторе:

а — приведенная длина камеры смешения $\bar{L} = 12,5$ ○ — $\bar{p}_{0\text{с}} = 40$; ● — $\bar{p}_{0\text{с}} = 25$; ▴ — $\bar{p}_{0\text{с}} = 15$;
б — приведенная длина камеры смешения $\bar{L} = 8,5$ ● — $\bar{p} = 50$; ○ — $\bar{p}_{0\text{с}} = 40$

Если в уравнении (5.12) выразить импульс высоконапорной струи по формуле

$$R_{\text{уд.л}} = m_{\text{с}} W_{\text{с}} + p_{\text{с}} F_{\text{с}} = \frac{k_{\text{с}} + 1}{2k_{\text{с}}} m_{\text{с}} a_{\text{кр.с}} z(\lambda_{\text{с}}),$$

то оно приобретает вид

$$z(\lambda_{\text{с}}) = \frac{n \sqrt{\theta} z(\lambda_{\text{в}}) + z(\lambda_{\text{с}})}{\sqrt{(n\theta + 1)(n + 1)}}. \quad (5.15)$$

Формула для расчета степени сжатия эжектора может быть записана следующим образом:

$$\varepsilon = \sqrt{\left(1 + \frac{1}{n}\right) \left(1 + \frac{1}{n\theta}\right) \frac{1}{1 + s} \frac{q(\lambda_{\text{в}})}{q(\lambda_{\text{с}})}}. \quad (5.16)$$

При изучении принципиальных характеристик эжектора РПД мы будем в дальнейшем использовать систему уравнений (5.14) — (5.16).

Приводимая здесь методика расчета характеристик эжектора удовлетворительно подтверждается опытными данными. На рис. 5.3, а и б для иллюстрации приводится сравнение экспериментальных величин степеней сжатия сверхзвуковых эжекторов с параметрами, характерными для РПД, с теоретическим расчетом. В том случае, когда длина камеры смешения достаточна для выравнивания полей скорости (в данных опытах $\bar{L} = 12,5$), отличие $\varepsilon_{\text{эксп}}$ и $\varepsilon_{\text{теор}}$ весьма мало. При недостаточной длине камеры смешения (в данном случае $\bar{L} = 8,5$) опытные вели-

чины ϵ лежат ниже теоретических кривых вследствие больших потерь в диффузоре эжектора, возникающих в результате неравномерных полей на его входе. Для того чтобы сократить длину камеры эжектора, не потеряв в величине ϵ , целесообразно вместо одного эжектирующего сопла устанавливать сопловый венеч из нескольких сопел. Поверхность смещения при этом возрастет при неизменном расходе газов пропорционально корню квадратному из числа сопел. Эксперименты показывают, что в данном случае длину камеры эжектора можно уменьшить также пропорционально квадратному корню из числа сопел. В отличие от дозвуковых эжекторов в сверхзвуковых эжекторах РПД, работающих при умеренных коэффициентах эжекции ($n \approx 1 \div 5$), весьма мала абсолютная величина потерь давления на трение потока о стенки камеры. Они соизмерены с потерями

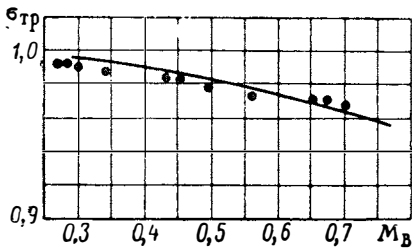


Рис. 5.4. Потери на трения потока о стенки камеры смешения сверхзвукового эжектора $M_c=3,0$; $\theta=0,12$; $L=12,5$

на трение в цилиндрических трубах с дозвуковыми скоростями потока на входе. На рис. 5.4 в качестве иллюстрации приводятся коэффициенты потерь полного давления в эжекторе вследствие трения потока о стенки: они не превышают $3 \div 4\%$.

§ 2. РАСХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЖЕКТОРА РПД

В струйном компрессоре РПД основными являются две характеристики: расходная и энергетическая. Рассмотрим условия, определяющие максимально возможный расход газов через камеру смешения эжектора, — так называемый критический режим работы. Критические режимы работы эжекторов интересны тем, что при $M_B \leq 1,0$ они являются оптимальными и с энергетической точки зрения, так как при их реализации струйный компрессор (эжектор) имеет максимальную степень сжатия при прочих равных параметрах струй*. Современная теория эжекторов различает три критических режима, при которых эжектор с определенными геометрическими размерами пропускает максимальный расход эжектируемого газа. Первый критический режим работы эжектора соответствует случаю, когда скорость эжектируемого воздуха равна скорости звука непосредственно на входе в эжектор (рис. 5.5, а). В этом случае сверхзвуковое сопло имеет расчетное истечение или работает на режиме перерасширения. В эжекторе происходит перемешивание двух потоков: звукового и сверхзвукового. В результате смешения может образоваться звуковая или сверхзвуковая скорость.

Если эжектирующее сопло работает в режиме недорасширения, то сверхзвуковая струя с избыточным давлением на срезе сопла продолжает расширяться внутри камеры смешения, поджимая воздушный поток (рис. 5.5, б). Воздух на участке 1—2 разгоняется в «жидком» сопле, образованном стенками камеры смешения и криволинейной границей свободной сверхзвуковой струи. В сечении 2 происходит совместное запираание обоих потоков. Это второй критический режим работы эжектора. И, наконец, третий критический режим работы наступает тогда, когда в результате перемешивания двух потоков на выходе из эжектора образуется звуковая скорость. Этот режим возможен только в случае, когда смешиваемые потоки отличаются химическими свойствами

* Относительно применения в РПД эжекторов, у которых число M_B воздуха на входе в эжектор больше 1,0, см. гл. VII, § 2.

(c_p ; R) или температурами торможения, а также когда в процессе смешивания выделяется тепло. Третий критический режим работы эжектора иногда называют режимом «теплового кризиса» или режимом

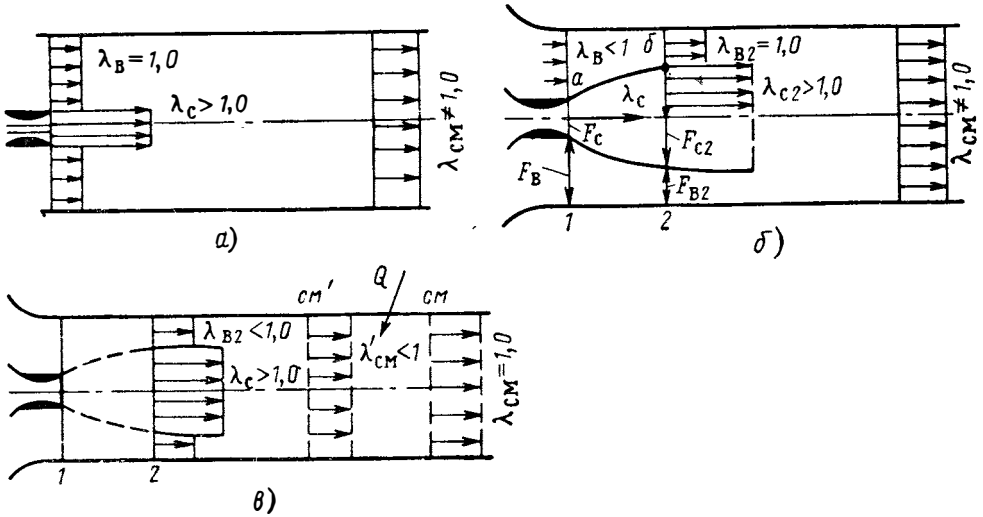


Рис. 5. 5. Схемы течения в эжекторах на критических режимах работы:

$a - \lambda_B = 1,0$; $б - \lambda_B < 1,0$; $\lambda_{B2} = 1,0$; $в - \lambda_{CM} = 1,0$

«теплового запирания». Как будет показано ниже, в частных случаях одновременно возможно существование 1 и 3-го, а также 2 и 3-го критических режимов.

1-И КРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ

Рассмотрим подробнее условие существования 1-го критического режима работы эжектора. Как уже отмечалось выше, необходимым условием существования звуковой скорости на входе в эжектор является то, что сверхзвуковое сопло работало на расчетном режиме или режиме перерасширения. Запишем это условие. Обозначим, как и прежде, через p_{0c} и $p_{0в}$ соответственно полные давления сверхзвуковой реактивной струи РД и воздуха на входе в эжектор. Статические давления в потоках на входе в эжектор можно определить по формулам

$$p_{c1} = p_{0c} \pi(\lambda_c) \text{ и } p_{в1} = p_{0в} \pi(\lambda_B).$$

При расчетном истечении из сопла $p_{в1} = p_{c1}$. Следовательно, при наличии скорости звука у потока воздуха на входе в эжектор

$$\pi(\lambda_c) = \frac{\pi(\lambda_B = 1)}{p_{0c}} = \frac{0,528}{p_{0c}}, \quad (5. 17)$$

где $\bar{p}_{0c} = \frac{p_{0c}}{p_{0в}}$ — отношение полных давлений высоконапорного и низконапорного потоков. На рис. 5.6 показана зависимость числа M_c на срезе сопла ракетного двигателя от отношения полных давлений \bar{p}_{0c} при 1-м критическом режиме работы эжектора. На режиме работы сопла с перерасширением — $p_c < p_{в}$. Следовательно,

$$p_{0c} \pi(\lambda_c) < p_{0в} \pi(\lambda_B)$$

и

$$\pi(\lambda_c) < \frac{0,528}{p_{0c}}. \quad (5. 17')$$

Таким образом, если выбрать число M_c на срезе сопла ракетного двигателя, удовлетворяющее соотношению (5.17), то возможен критический режим со звуковой скоростью на входе в эжектор. Выразим условие (5.17) через исходные параметры набегающего воздуха и струи ракетного двигателя. Величина полного давления воздуха на входе в эжектор РПД равна произведению полного давления набегающего потока воздуха на коэффициент восстановления давления во входном диффузоре РПД, т. е. $p_{0в} = p_{0H} \sigma_d$, или $p_{0в} = \frac{p_H}{\pi(\lambda_H)} \sigma_d$.

С другой стороны, полное давление на срезе сопла ракетного двигателя равно произведению давления в камере сгорания на коэффициент потерь в сопле: $p_{0с} = p_{0к} \sigma_c$. Таким образом, соотношение (5.17) можно записать в следующем виде:

$$\pi(\lambda_c) \leq 0,528 \frac{\sigma_d}{\sigma_c} \frac{p_{0H}}{p_{0к}}$$

Расход воздуха, проходящий через эжектор на 1-м критическом режиме, можно рассчитывать по формуле

$$m_b = \frac{0,4 p_{0H} \sigma_d F_{см}}{(1+s) \sqrt{T_{0H}}}, \quad (5.18)$$

где $F_{см}$ — площадь камеры смешения.

Рис. 5.6. Числа M на срезе эжектирующего сопла (1-й критический режим)

Ниже будет показано, что существование критической скорости на входе ($\lambda_b = 1,0$) в эжекторе не всегда возможно, даже если выполняется условие (5.17) и имеется соответствующее для этого разрежение на выходе. Достаточным условием существования 1-го критического режима в общем случае является отсутствие теплового кризиса в конце камеры смешения.

2-й КРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ

Если $\pi(M_c) > \frac{\pi(M_b)}{p_{0с}}$, то статическое давление на срезе сопла ракетного двигателя выше давления в потоке воздуха. Струя ракетного двигателя будет продолжать расширяться после выхода из сопла. Для расчета расхода воздуха в этом случае необходимо знать максимальную площадь, которую займет в камере смешения перерасширенная сверхзвуковая струя. Известно, что расширение сверхзвуковой струи в свободном пространстве происходит иначе, чем в стенках сопла. Непосредственные измерения и расчеты показывают, что, когда давление в сверхзвуковой струе достигает давления окружающего потока, струя продолжает по инерции расширяться [6]. В сечении 2 эжектора (см. рис. 5.5, б) среднее статическое давление в струе будет ниже, чем в воздухе. Поэтому для расчета параметров сверхзвуковой струи в сечении 2 нельзя пользоваться условием $p_{с2} = p_{в2}$, как это сделано при рассмотрении 1-го критического режима работы эжектора.

Покажем, как рассчитывать параметры струи на 2-м критическом режиме, если начальный участок камеры имеет цилиндрическую форму.

Будем считать, что на участке 1—2 поток эжектируемого воздуха и сверхзвуковая струя текут, не перемешиваясь. Примем, что по обе стороны от поверхности раздела параметры равномерны поперек каждого

из потоков. Течение воздуха примем изэнтропическим. При расширении сверхзвуковой струи от среза сопла отходят обычно криволинейные скачки уплотнения. Поэтому течение здесь не является, строго говоря, изэнтропическим. В точных расчетах можно учитывать потери в этих скачках уплотнения с помощью коэффициента σ_{1-2} . Запишем уравнения, связывающие параметры потоков газов в сечениях 1—2 сверхзвуковой струи, текущей вне стенок сопла на участке 1—2.

Уравнение количества движения имеет вид

$$m_c W_{c2} - m_c W_c = p_c F_c - p_{c2} F_{c2} + \int_{F_c}^{F_{c2}} \bar{p} dF,$$

где $\int_{F_c}^{F_{c2}} p dF$ — сила давления по границе раздела a — b .

Используя преобразование Б. В. Киселева, перепишем это уравнение

$$\frac{k_c + 1}{2k_c} m_c a_{кр.с} [z(\lambda_{c2}) - z(\lambda_c)] = \int_{F_c}^{F_{c2}} p dF. \quad (5.19)$$

Интеграл сил давления по поверхности a — b зависит от изменения давления по длине участка камеры 1—2. Например, при истечении струи в затопленное пространство

$$\int_F p dF = p_H (F_{c2} - F_c).$$

Для нахождения величины $\int_F p dF$ при течении струи в эжекторе запишем уравнение количества движения для потока воздуха на цилиндрическом участке 1—2

$$\frac{k_B + 1}{2k_B} m_B a_{кр.В} [z(\lambda_{B2}) - z(\lambda_B)] = - \int_{F_B}^{F_{B2}} p dF. \quad (5.19')$$

Сила давления, действующая на границе a — b на поток низконапорного воздуха, направлена в противоположную сторону, поэтому перед интегралом поставлен знак минус. Приравняем левые части уравнений (5.19) и (5.19'):

$$\frac{k_c + 1}{2k_c} m_c a_{кр.с} [z(\lambda_{c2}) - z(\lambda_c)] = \frac{k_B + 1}{2k_B} m_B a_{кр.В} [z(\lambda_B) - z(\lambda_{B2})]$$

или

$$z(\lambda_{c2}) = xn \sqrt{\theta} [z(\lambda_B) - z(\lambda_{B2})] + z(\lambda_c), \quad (5.20)$$

где через $xn \sqrt{\theta}$ обозначен приведенный коэффициент эжекции

$$\left(xn \sqrt{\theta} = \frac{k_B + 1}{k_B} \frac{k_c}{k_c + 1} \frac{m_B}{m_c} \frac{a_{кр.В}}{a_{кр.с}} \right).$$

При заданных $\bar{\rho}_{0с}$, λ_c и s в уравнении (5.20) три неизвестных величины: коэффициент эжекции n , коэффициент скорости λ_{c2} сверхзвуковой струи и коэффициент скорости λ_B эжектируемого газа на входе в эжектор. Запишем еще два уравнения, связывающие неизвестные величины.

Приведенный коэффициент эжекции можно выразить через параметры потока в сечении I :

$$xn\sqrt{\theta} = \frac{q(\lambda_B)}{q(\lambda_C)} \frac{1}{F_{0c}s} \quad (5.21)$$

Подставив (5.21) в (5.20) и приняв в сечении запитания $\lambda_{B2}=1,0^*$, получим

$$z(\lambda_{c2}) = \frac{q(\lambda_B)}{q(\lambda_C)} \frac{1}{F_{0c}s} [z(\lambda_B) - 2] + z(\lambda_C) \quad (5.20')$$

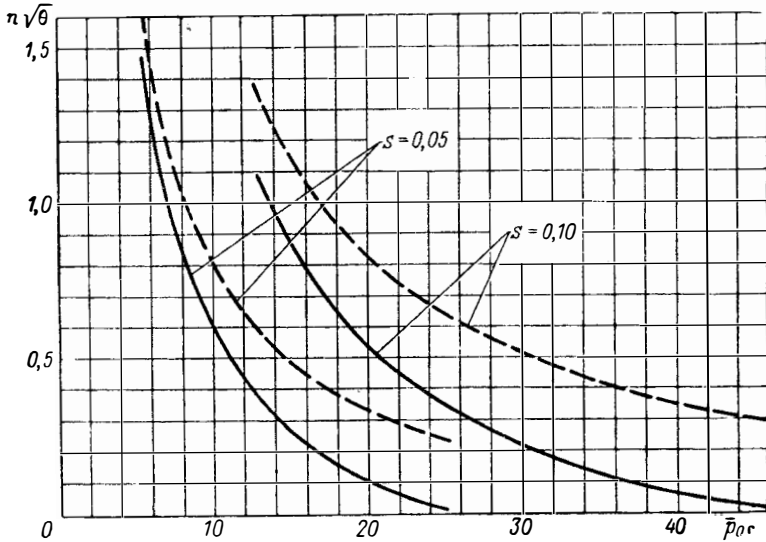


Рис. 5.7. Сравнение расчетных коэффициентов эжекции n при работе эжектора на 2-м критическом режиме работы:

— расчет по формулам (5.20)–(5.23)
 - - - - - расчет при условии, что $p_{B2} = p_{C2}$; $k = 1,4$, $M_{B2} = 1,0$

Второе уравнение, устанавливающее связь между коэффициентом скорости λ_{c2} и λ_B , можно получить из условия равенства суммы площадей потоков и расходов газов в сечениях I и 2 :

$$F_C + F_B = F_{c2} + F_{B2} \quad \text{или} \quad 1 + s = \frac{F_{c2}}{F_B} + \frac{F_{B2}}{F_B} \quad (5.22)$$

Так как $\frac{F_{B2}}{F_B} = \frac{q(\lambda_B)}{q(1)} = q(\lambda_B)$, а

$$\frac{F_{c2}}{F_B} = \frac{F_{c2}}{F_B} \frac{F_C}{F_C} = s \frac{q(\lambda_C)}{q(\lambda_{c2})} \frac{1}{\sigma_{1-2}},$$

то уравнение (5.22) приобретает вид

$$(1 + s) = q(\lambda_B) + s \frac{q(\lambda_C)}{q(\lambda_{c2})} \frac{1}{\sigma_{1-2}} \quad (5.22')$$

или, выражая $q(\lambda_{c2})$ через остальные параметры, будем иметь

$$q(\lambda_{c2}) = \frac{s q(\lambda_C)}{(1 + s) - q(\lambda_B)} \frac{1}{\sigma_{1-2}} \quad (5.23)$$

Таким образом, получены два уравнения (5.20') и (5.23), связывающие коэффициенты скорости λ_B и λ_{c2} . Эти уравнения могут быть ре-

* Гипотеза, предложенная С. А. Христиановичем. Существуют и другие гипотезы, см. гл. VIII и литературу [33].

шены численно. В первом приближении можно принять $\sigma_{1-2}=1,0$. После того как будет найдена величина λ_B , из уравнения (5.21) нетрудно определить коэффициент эжекции, а из уравнений (5.15) и (5.16) — коэффициент скорости в конце камеры смешения и степень сжатия эжектора. На рис. 5.7 приводится сравнение рассчитанных по формулам (5.20) — (5.23) коэффициентов эжекции эжектора с расчетом при допущении, что $\rho_{B2} = \rho_{C2}$.

3-И КРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ЭЖЕКТОРА

Ранее при рассмотрении течения с подводом тепла в камере постоянного сечения было показано, что существует максимальный относительный подогрев воздуха, в результате которого скорость потока становится звуковой (см. гл. II, § 2). При смешении «горячей» струи ракетного двигателя с воздухом при некотором соотношении параметров на входе в эжектор в конце его возникает звуковая скорость. Режимы работы эжектора с тепловым кризисом характерны для РПД в связи с большой температурой газов, истекающих из сопла ракетного двигателя и, следовательно, большим теплоподводом к воздуху при турбулентном перемешивании струй. Так как струя ракетного двигателя вносит в поток дополнительный импульс, нельзя в данном случае воспользоваться численными величинами максимального подогрева при подводе тепла в цилиндрическом канале, полученными выше в гл. II. Условие существования 3-го критического режима работы эжектора можно улучшить, используя уравнение количества движения:

$$\frac{k_B + 1}{2k_B} a_{кр.в} n z(\lambda_B) + R_{уд.п} = \frac{k_{см} + 1}{2k_{см}} \left(n + 1 + \frac{n}{\alpha L_0} \right) a_{кр.см} z(\lambda_{см}). \quad (5.24)$$

Если процесс в камере эжектора разбить на две стадии — вначале смешение «холодных» струй газов, а затем повышение температуры смеси в цилиндрическом канале (см. рис. 5.5, в), то можно записать равенство полных импульсов потоков в сечении «штрих» и в конце камеры смешения:

$$\frac{k'_{см} + 1}{2k'_{см}} a'_{кр.см} z(\lambda'_{см}) = \frac{k_{см} + 1}{2k_{см}} a_{кр.см} z(\lambda_{см}).$$

Введя обозначение

$$x \sqrt{\tau_k} = \sqrt{\frac{k_{см} + 1}{k_{см}} \frac{k'_{см}}{k'_{см} + 1} \frac{R_{см}}{R'_{см}}} \sqrt{\frac{T_{0см}}{T'_{0см}}}, \quad (5.25)$$

уравнение количества движения можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{k_B + 1}{2k_B} a_{кр.в} n z(\lambda_B) + R_{уд.п} = \\ & = \left(n + 1 + \frac{n}{\alpha L_0} \right) \frac{k'_{см} + 1}{2k'_{см}} a'_{кр.см} z(\lambda_{см}) x \sqrt{\tau_k}. \end{aligned}$$

Разделив обе части уравнения на $\frac{k_B + 1}{2k_B} a_{кр.в}$ и учитывая, что на режиме теплового кризиса $z(\lambda_{см}) = 2$, получим

$$n z(\lambda_B) + \bar{R}_{уд.п} = 2 \left(n + 1 + \frac{n}{\alpha L_0} \right) \frac{k'_{см} + 1}{k_{см}} \frac{k_B}{k_B + 1} \frac{a'_{кр.см}}{a_{кр.в}} x \sqrt{\tau_k}. \quad (5.26)$$

Отношение критических скоростей звука и показателей адиабаты смеси газов и воздуха, входящих в уравнение (5.25), можно найти, зная

физико-химические параметры струи ракетного двигателя. Обозначим через θ отношение энтальпий смешиваемых газов в эжекторе $\theta = \frac{c_{pB} T_{0B}}{c_{pC} T_{0C}}$. Тогда, пренебрегая физическим теплосодержанием жидкого горючего, вводимого в камеру смешения, можно записать

$$\frac{c'_{pCM} T'_{0CM}}{c_{pB} T_{0B}} = \frac{n\theta + 1}{(n+1)\theta}$$

и, следовательно,

$$\frac{a'_{кр.см}}{a_{кр.в}} = \sqrt{\frac{n\theta + 1}{(n+1)\theta}} \sqrt{\frac{k_{CM} - 1}{k_{CM} + 1} \frac{k_B + 1}{k_B - 1}} \quad (5.27)$$

Связь показателей адиабаты смеси и воздуха выражается очевидным соотношением

$$\frac{k_{CM}}{k_B} = k_C \frac{1 + n \frac{c_{pB}}{c_{pC}}}{k_B + n \frac{c_{pB}}{c_{pC}} k_C} \quad (5.28)$$

Выразим величину θ через $\bar{R}_{уд.п}$, для чего используем формулу

$$R_{уд.п} = \frac{k_C + 1}{2k_C} a_{кр.с} z(\lambda_C) \quad (5.29)$$

и очевидное равенство

$$\begin{aligned} \frac{a_{кр.с}}{a_{кр.в}} &= \sqrt{\frac{k_B + 1}{k_B - 1} \frac{k_C - 1}{k_C + 1} \frac{1}{\sqrt{\theta}}} \\ \bar{R}_{уд.п} &= \frac{k_C + 1}{2k_C} a_{кр.с} z(\lambda_C) \frac{1}{\frac{k_B + 1}{2k_B} a_{кр.в}} = \\ &= \frac{k_C + 1}{k_C} \frac{k_B}{k_B + 1} \sqrt{\frac{k_B + 1}{k_B - 1} \frac{k_C - 1}{k_C + 1} \frac{1}{\sqrt{\theta}}} z(\lambda_C). \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\theta = \left[\frac{z(\lambda_C)}{\bar{R}_{уд.п}} \right]^2 \frac{k_C^2 - 1}{k_C^2} \frac{k_B^2}{k_B^2 - 1} \quad (5.30)$$

Подставив полученные выражения в уравнение количества движения, можно установить связь между относительным импульсом ракетного двигателя и параметрами эжектора на режиме теплового кризиса. Для упрощения анализа примем $k_C = k_B = k_{CM}$, тогда уравнение импульсов после указанных подстановок будет иметь вид

$$nz(\lambda_B) + \bar{R}_{уд.п} = 2 \left(n + 1 + \frac{n}{aL_0} \right) \sqrt{\frac{n + \left(\frac{\bar{R}_{уд.п}}{z(\lambda_C)} \right)^2}{n + 1}} \sqrt{\tau_{\kappa}} \quad (5.31)$$

Рассмотрим вначале случай смешения газов в эжекторе без тепло-массоподвода в камере смешения $\left(\frac{n}{aL_0} = 0; \sqrt{\tau_{\kappa}} = 1 \right)$. Пусть параметры на входе в эжектор выбраны таким образом, что сопло ракетного дви-

гателя имеет расчетное истечение при $\lambda_B = 1$. Тогда получим соотношение

$$2n + \bar{R}_{уд.п} = 2 \sqrt{(n+1) \left(n + \left[\frac{\bar{R}_{уд.п}}{z(\lambda_c)} \right]^2 \right)}, \quad (5.32)$$

в котором одновременно будут $\lambda_B = 1$ и $\lambda_{cm} = 1$. Из уравнения (5.32) можно найти $n_{кр}$:

$$n_{кр} = \frac{\bar{R}_{уд.п}^2 \left[\frac{1}{4} - \frac{1}{z^2(\lambda_c)} \right]}{1 + \left[\frac{\bar{R}_{уд.п}}{z(\lambda_c)} \right]^2 - \bar{R}_{уд.п}}. \quad (5.33)$$

Очевидно, при $n \geq n_{кр}$ и при неизменном $\bar{R}_{уд.п}$ и λ_c будет существовать режим теплового кризиса в эжекторе. Причем при $n > n_{кр}$ величина λ_B начнет уменьшаться и, следовательно, в эжекторе будет существовать режим теплового кризиса при дозвуковой скорости воздуха на входе в эжектор. На рис. 5.8 показана зависимость $n_{кр}$ от $\bar{R}_{уд.п}$ при ряде значений $\bar{p}_{ос}$ и $T_{ов}$ (отношений полных давлений в струях и температурах торможения воздуха на входе в эжектор). Из этого графика следует, что при высоких коэффициентах эжекции, при которых комбинированный двигатель обычно имеет большую экономичность, чем исходный РкД, эжектор работает на так называемом 3-м критическом режиме работы.

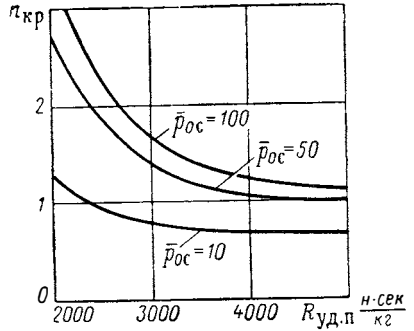


Рис. 5.8. Зависимость критических коэффициентов эжекции от $\bar{p}_{ос}$ и $\bar{R}_{уд.п}$ (3-й критический режим)

Рассмотрим теперь режим работы, когда в камере смешения эжектора выделяется тепло при догорании газов ракетного двигателя. Преобразуя уравнения (5.12) при $\frac{n}{\alpha L_0} = 0$, можно установить связь n с относительным импульсом ракетного двигателя и дополнительным подогревом смеси. Опуская промежуточные выкладки, получим

$$n^2(\tau_k - 1) + n \left[\left(\frac{\bar{R}_{уд.п}^2}{z^2(\lambda_c)} + 1 \right) \tau_k - \bar{R}_{уд.п} \right] - \bar{R}_{уд.п}^2 \left(\frac{1}{4} - \frac{\tau_k}{z^2(\lambda_c)} \right) = 0. \quad (5.34)$$

В этом случае очевидно, что величина коэффициента эжекции, соответствующего режиму теплового запыряния, будет меньше при прочих равных условиях, чем при $\tau_k = 1,0$.

§ 3. ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ СТРУЙНОГО КОМПРЕССОРА ОТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И РЕЖИМОВ РАБОТЫ

С целью более правильного понимания закономерностей протекания характеристик РПД остановимся на влиянии основных параметров его рабочего процесса на степень сжатия эжектора. Расчетная схема эжектора РПД дана на рис. 5.9. Эжектор имеет цилиндрическую каме-

ру смешения, на входе в которую расположено сопло ракетного двигателя. Примем, что в конце камеры смешения оба потока полностью перемешались. Трение о стенки камеры не будем учитывать, так как $\sigma_{тр}$ в эжекторе РПД составляет несколько процентов от степени сжатия (см. рис. 5.4). При расчете ϵ будем использовать методику, основан-

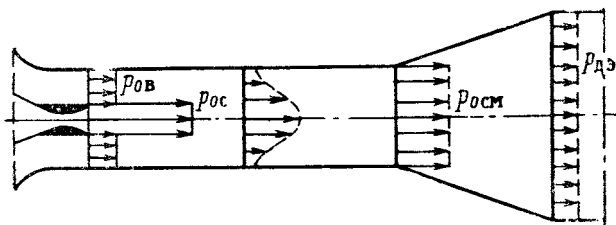


Рис. 5.9. Расчетная схема эжектора $\left(\epsilon_{ц} = \frac{p_{0см}}{p_{0в}}, \epsilon = \frac{p_{0лэ}}{p_{0в}} \right)$

ную на совместном решении уравнений постоянства расхода энергии и импульса в соответствии с § 1 настоящей главы. Будем различать степень сжатия на цилиндрическом участке камеры смешения, которую обозначим через $\epsilon_{ц}$, и эффективную степень сжатия ϵ — произведение $\epsilon_{ц}$ и коэффициента восстановления полного давления в диффузоре эжектора: $\epsilon = \epsilon_{ц} \sigma_{Дэ}$.

Рассмотрим, как ведет себя степень сжатия $\epsilon_{ц}$ в зависимости от импульса ракетного двигателя. Выше было показано, что эжектор РПД вследствие высоких температур газов, истекающих из сопла ракетного

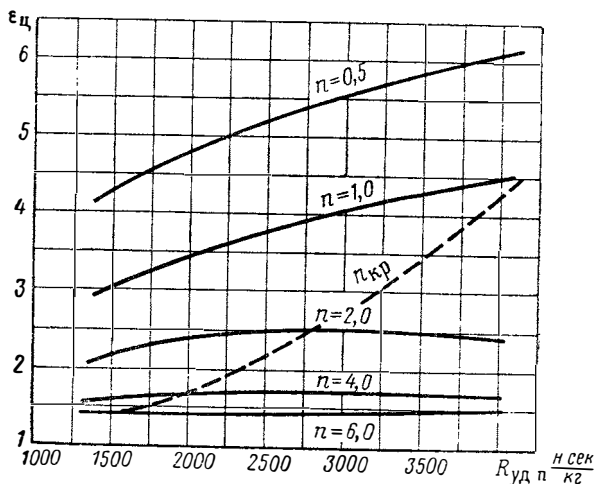


Рис. 5.10. Зависимость степени сжатия эжектора от удельного импульса ракетного двигателя ($p_{0с} = 100$; $T_{0в} = 273^\circ \text{K}$)

двигателя, работает на режиме теплового кризиса. Это обстоятельство приводит к тому, что степень сжатия эжектора РПД практически не зависит при прочих равных условиях от импульса ракетного двигателя. На рис. 5.10 приводятся степени сжатия эжектора на критическом режиме работы в зависимости от импульса эжектирующей струи при $p_{0с} = 100$ и расчетном истечении из сопла ракетного двигателя. Температура

воздуха принята в расчетах равной 300°K , что не меняет общности результатов расчета. Графики (см. рис. 5.10) показывают, что степень сжатия не является монотонной функцией $R_{уд.п}$. При некотором $R_{уд.п}$ степень сжатия достигает максимального значения. Из сопоставления графиков (рис. 5.10 и 5.8) следует, что максимум соответствует режиму теплового кризиса, после наступления которого степень сжатия в области импульсов современных ракетных двигателей меняется мало. Можно показать, используя уравнения (5.12), (5.21) и (5.13), что при постоянном числе $M_{см}$ в конце смешения и при $\frac{nz(\lambda_c)}{R_{уд.п}} \ll 1$ (это характерно для эжекторов РПД) степень сжатия практически не зависит от $R_{уд.п}$. Однако мы не будем здесь на этом останавливаться. Результа-

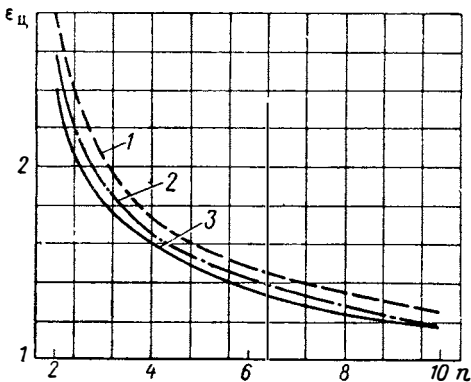


Рис. 5.11. Расчетные зависимости величины ϵ_c эжектора на режиме теплового кризиса:

1—смешение при $k=1,4$ и $\bar{p}_0=100$; 2—смешение продуктов полного сгорания керосина и кислорода в камере РкД с воздухом; 3—смешение продуктов полного сгорания водорода и кислорода в камере РкД с воздухом

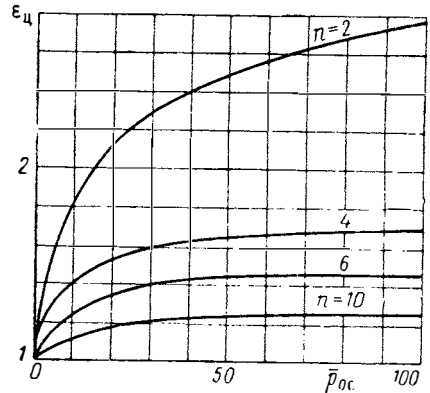


Рис. 5.12. Зависимость степени сжатия эжектора на критическом режиме работы от отношения давлений в струях \bar{p}_{0c}

ты, полученные выше, соответствуют механическому перемешиванию потоков в эжекторе. В реальных условиях в камере ракетного двигателя происходит диссоциация продуктов сгорания. Поэтому в процессе смешения газов в эжекторе будет происходить теплоподвод за счет рекомбинации этих продуктов и частичного догорания газов при смешении. Степень сжатия эжектора будет зависеть от рода применяемого топлива в ракетном двигателе, хотя различие, как видно из рис. 5.11, незначительно.

Для упрощения анализа мы будем пренебрегать влиянием $R_{уд.п}$ на ϵ_c при исследовании характеристик эжектора РПД.

Рассмотрим теперь зависимость ϵ_c от отношения полных давлений в камере ракетного двигателя и в потоке воздуха. Графики зависимости $\epsilon_c = \hat{j}(\bar{p}_{0c})$ приводятся на рис. 5.12. Видно, что при $p_{0c} > 50$ величина ϵ_c растет мало особенно при больших коэффициентах эжекции. При уровне давлений в камерах современных ракетных двигателей ($p_{0к} = 5 \div 10 \text{ мн/м}^2$) степень сжатия эжектора на основных режимах не превышает величины $\epsilon_c = 3,0$. Таким образом, эжектор РПД — это низконапорный компрессор, имеющий степень сжатия, равную степени сжатия I—II ступеней осевого компрессора. Однако наличие его в РПД, как будет далее показано, позволит получить в 2—3 раза большую миделевую тягу, чем у ПВРД.

В полетных условиях отношение давлений в эжекторе может меняться как за счет дросселирования или форсирования по тяге ракетного двигателя, так и за счет изменения высоты и скорости полета летательного аппарата. Как выбрать величину \bar{p}_{0c} в расчетной точке? Как правило, с ростом скорости полета, когда улучшаются тяговые характеристики ПВРД, целесообразно уменьшать тягу ракетного двигателя, увеличивая долю воздушного контура РПД. Из соотношения (5.21) следует, что в эжекторе с неизменной геометрией увеличение n сопровождается падением \bar{p}_{0c} . Если выбрать максимальным отношение давлений в струях эжектора при малом коэффициенте эжекции, то с

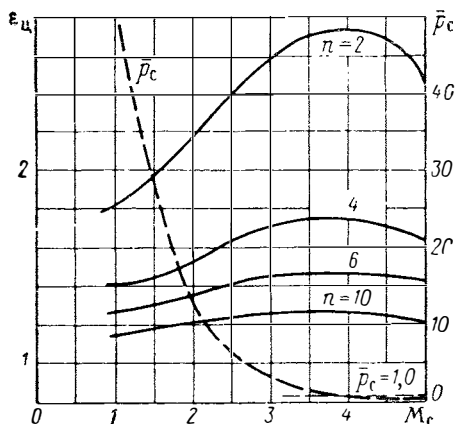


Рис. 5.13. Зависимость степени сжатия эжектора от нерасчетности истечения из эжектирующего сопла. Расчетное истечение соответствует $n(M_c) = \frac{0,528}{100}$

ростом последнего величина \bar{p}_{0c} будет мало влиять на степень сжатия (см. рис. 5.12). Поэтому в зависимости от конкретных условий работы РПД величину \bar{p}_{0c} в стартовых условиях можно выбирать в диапазоне $\bar{p}_{0c} = 50 \div 100$. Тогда даже при десятикратном увеличении n по траектории полета эжектор РПД сможет эффективно работать.

Режим работы сопла ракетного двигателя, установленного в РПД, также меняется в зависимости от условий полета и режима работы РкД. Расчетное истечение из сопла ракетного двигателя может нарушиться, и оно начнет работать на режимах недорасширения или перерасширения. На рис. 5.13 показана зависимость степени сжатия ϵ_c от степени нерасчетности истечения из сопла ракетного двигателя

и числа M_c . Видно, что оптимальная степень сжатия соответствует несколько недорасширенному эжектирующему соплу. Оптимум достаточно пологий: в области величин нерасчетности $\bar{p}_c = p_c/p_b = 0,5 \div 2$ степень сжатия меняется на 3—7%. При более значительной нерасчетности, особенно при $\bar{p}_c < 1$, влияние последней на характеристики эжектора сказывается уже значительно. Необходимо, правда, иметь в виду, что при некотором \bar{p}_c , меньшем 1,0, сверхзвуковой поток оторвется от стенок сопла ракетного двигателя и дальнейшее уменьшение \bar{p}_c не будет столь существенно влиять на ϵ_c . Вместе с тем выбор давления или числа M_c на срезе сопла ракетного двигателя в стартовых расчетных условиях весьма важен. Как видно из рис. 5.13, где дана зависимость ϵ_c от числа M_c , характеристики «звукового» эжектора существенно ниже расчетного сверхзвукового. Поэтому создание РПД с ракетным двигателем, имеющим при высоком \bar{p}_{0c} звуковое сопло, нерационально с точки зрения эффективности работы эжектора как струйного нагнетателя.

Графики рис. 5.13 показывают, что для однорежимного РПД целесообразно выбирать параметры на срезе ракетного двигателя близкими к расчетному истечению. Однако учитывая, что РПД, как правило, многорежимный двигатель и что по мере роста скорости полета давление после диффузора РПД растет, необходимо выбирать «компромиссное» давление на срезе сопла РкД. Так, например, при десятикратном возрастании коэффициента эжекции в РПД по траектории полета на стартовом режиме степень нерасчетности сопла РкД может выбираться в

пределах $\bar{p}_c = 1,5 \div 2$, что позволяет обеспечить эффективную работу эжектора в широком диапазоне полетных условий РПД. Выше рассмотрено влияние основных исходных параметров на его степень сжатия при критическом режиме работы. Эжектор в условиях двигателя может работать как на критических, так и докритических режимах в зависимости от работы камеры сгорания, создающей дросселирующий подпор.

Рассмотрим характеристики эжектора РПД на докритическом режиме работы. Степень отклонения режима эжектора от критического можно характеризовать уменьшением коэффициента скорости в конце камеры смешения. На рис. 5.14 показана зависимость степени сжатия эжектора $\epsilon_{ц}$ от величины $\lambda_{см}$. Из рис. 5.14 можно заключить, что при малых коэффициентах эжекции отклонение от критического режима приводит к существенному падению степени сжатия. В то же время с ростом коэффициента эжекции зависимость $\epsilon_{ц}$ от $\lambda_{см}$ весьма пологая.

Следует заметить, что потери давления в диффузоре схемы РПДэ уменьшаются с уменьшением $\lambda_{см}$ и, таким образом, эффективная степень сжатия имеет еще более пологую зависимость от $\lambda_{см}$. Из рис. 5.14 также следует, что при больших коэффициентах эжекции максимальная степень сжатия соответствует режиму, когда $\lambda_{см} < 1$, так как в этом случае потери в диффузоре уменьшаются быстрее, чем падает степень сжатия на цилиндрическом участке эжектора.

Используя данные рис. 5.14, рассмотрим влияние подогрева в камере на эффективную степень сжатия эжектора схемы РПД. Под эффективной степенью сжатия будем понимать отношение полных давлений смеси в конце прямооточной камеры и воздуха в начале эжектора. Рассмотрим наиболее интересный в практическом отношении случай, когда в результате теплоподвода устанавливается кризис в конце камеры смешения. Расчетные характеристики эжектора в этом случае не изменятся, если разбить сложный процесс смешения с теплоподводом на два последовательных процесса: смешения и подвода тепла (рис. 5.15, а). Степень сжатия эжектора с теплоподводом в камере смешения можно представить как произведение степени сжатия эжектора, работающего на докритическом режиме при коэффициенте скорости в конце смешения, равном коэффициенту скорости начала теплоподвода, и коэффициента потерь полного давления при теплоподводе: $\epsilon = \epsilon_{ц} \sigma_{\tau}$. Коэффициент скорости в начале теплоподвода можно определить из соотношения импульсов, которое можно записать в следующем виде:

$$\lambda'_{см} + \frac{1}{\lambda'_{см}} = 2 \sqrt{\tau_{к.}}$$

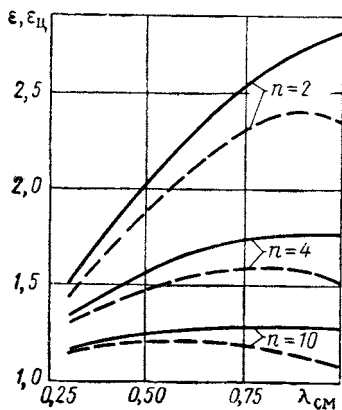


Рис. 5.14. Влияние дросселирования на степень сжатия эжектора:

— на цилиндрическом участке; — с учетом потерь в диффузоре эжектора, угол раствора $\delta_d = 10^\circ$, степень расширения площадей $f_{дэ} = 3,0$, $\sigma_{дэ}$ по рис. 4.11

Используя графики рис. 5.14, можно найти повышение давления $\epsilon_{ц}$ до начала теплоподвода. Потери давления при теплоподводе легко найти из уравнения $\sigma_{\tau} = q(\lambda_{см}) \sqrt{\tau_{к.}}$, так как по предположению $\lambda_{сг} = 1$ и $q(\lambda_{сг}) = 1$. На рис. 5.16 приводятся степени сжатия эжекторов РПД при теплоподводе в камере смешения. Заметим, что так как коэффи-

коэффициент скорости $\lambda'_{см}$ зависит только от теплоподвода, а при постоянном $\lambda_{см}$ $\epsilon_{ц}$ практически не зависит от импульса ракетного двигателя, то эффективная степень сжатия эжектора схемы РПД определяется только дополнительным теплоподводом в камеру смешения. Импульс эжектирующей струи при $\tau_k = \text{const}$ не влияет на эффективную степень сжатия.

Произведем сравнение степеней повышения давления в схемах РПД и РПДэ. Будем сравнивать степени сжатия эжектора с единой камерой смешения — сгорания и эжектора, у которого процесс смешения происходит независимо от теплоподвода, и можно подобрать опти-

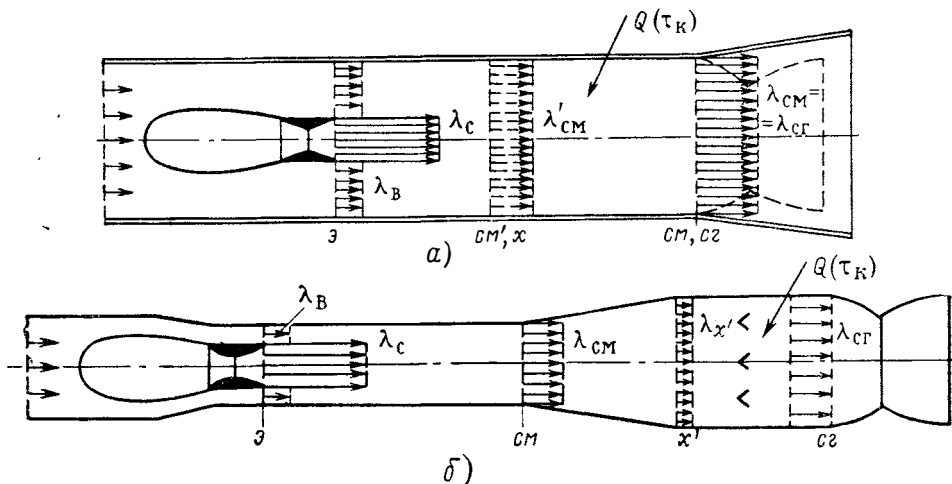


Рис. 5.15. Расчетные схемы эжекторов с теплоподводом:

а—РПД; б—РПДэ

мальный режим эжектора соответствующим изменением диффузорности эжекторного канала (см. гл. VII, § 1). В последнем случае суммарная степень сжатия будет представлять произведение степени сжатия на цилиндрическом участке ($\epsilon_{ц}$), коэффициента потерь в диффузоре эжектора ($\sigma_{д.э}$), коэффициента потерь при подводе тепла (σ_{τ}) и коэффициента гидравлических потерь стабилизатора горения (σ_x), расположенных в прямооточной камере дожигания: $\epsilon = \epsilon_{ц}\sigma_{дэ}\sigma_{\tau}\sigma_x$.

На рис. 5.16 и 5.17 приводятся графики ϵ . Нетрудно видеть, что при малых коэффициентах эжекции ($n < 4 \div 6$) степень повышения давления в РПД с раздельными камерами смешения и горения больше. Однако при больших коэффициентах эжекции потери в диффузоре эжектора и на фронтных устройствах начинают превалировать над улучшением эффективности смешения в эжекторе, которое достигается уменьшением размера камеры смешения и приближением режима его работы к критическому. Поэтому при $n > 4,0 \div 6,0$ схема РПД с единой камерой смешения-сгорания является более перспективной. Поскольку при использовании на летательных аппаратах РПД работает во всем диапазоне коэффициентов эжекции ($n = 0,5 \div 10$), схема РПД нашла большее распространение, чем РПДэ, ввиду простоты конструкции, меньшего веса и более простой системы организации рабочего процесса. В отличие от схемы РПДэ в ней отсутствуют специальные стабилизаторы для организации горения, так как наличие высокотемпературных струй ракетного двигателя на входе в камеру позволяет достаточно просто организовать рабочий процесс в ней при стабилизации горения на струях. Схема РПДэ может применяться в том случае, если двигатель переходит на прямооточный режим, так как при этом наличие камеры прямо-

точного типа с элементами стабилизации рабочего процесса позволяет легко такой переход осуществить.

При переходе на прямоточный режим схемы РПД в ней необходима также установка стабилизирующих элементов, которые естественно ухудшают работу РПД на комбинированном режиме.

Сверхзвуковой эжектор РПД в принципе может работать и при числах M эжектируемого потока, больших единицы. В этом случае в камере смешения будут смешиваться две спутные сверхзвуковые струи. Можно показать, что при смешении двух изотермических струй в эжекторе макси-

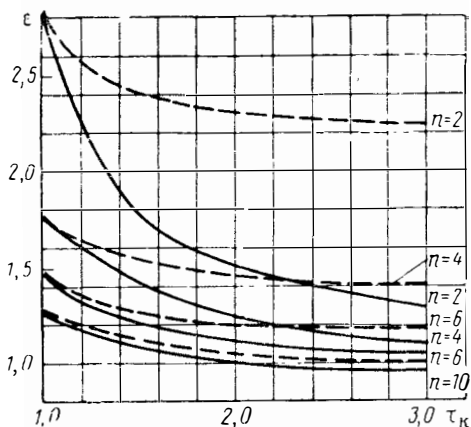


Рис. 5.16. Характер влияния теплопотока к смеси газов $\tau_k = \frac{T_{0\text{сг}}}{T_{0\text{см}}}$ на суммарную степень повышения давления в схеме РПД; в схеме РПДэ (---)

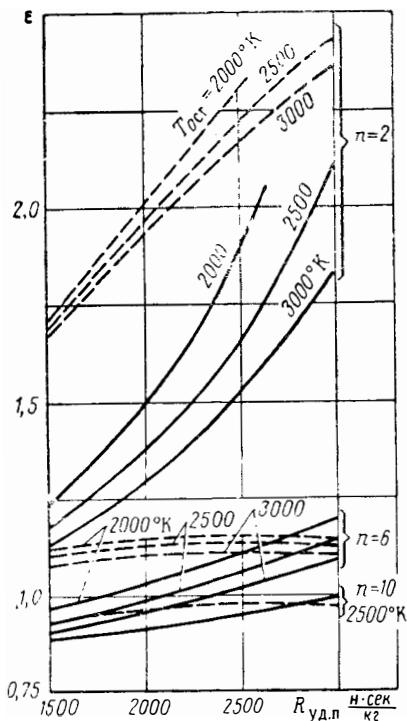


Рис. 5.17. Влияние удельного импульса $R_{\text{уд.п}}$ на степень сжатия эжектора при постоянной температуре в конце теплопотока:

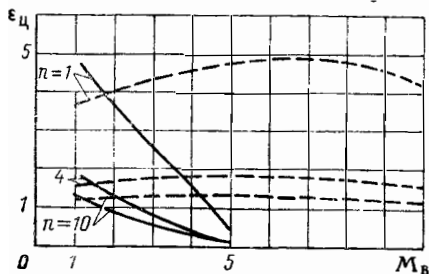
— РПД;
--- РПДэ

мальная степень сжатия соответствует числу $M_B > 1,0$. Максимум степени сжатия при одинаковых температурах смешиваемых газов соответствует одновременному выполнению условия $F_0 = \text{const}$ и $\rho_c = \rho_B = \rho_{\text{см}}$.

Однако, когда температуры торможения струй существенно неоди-

Рис. 5.18. Зависимость степени сжатия эжектора от числа M спутного потока при $M_B > 1,0$, $p_0 = 100$; $p = 1,0$:

— $\theta = 0,1$;
--- $\theta = 1,0$



наковы, как это имеет место в РПД, максимальная степень сжатия эжектора соответствует числам $M_B \leq 1,0$ (рис. 5.18). При рассмотрении характеристик эжектора РПД мы ограничиваемся режимами $M_B \leq 1,0$.

§ 4. ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЭЖЕКТОРА

До сих пор мы рассматривали характеристики цилиндрического эжектора, не вникая в суть процессов, происходящих в его камере. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по смешению струй в эжекторных каналах и основанный на их анализе метод расчета процесса внутри камеры эжектора позволяют оценить характеристики эжектора с камерой смешения нецилиндрической формы. Прежде чем использовать этот метод для определения практической возможности повышения эффективности сверхзвукового эжектора РПД, установим потери, которые возникают в цилиндрических эжекторах, и сравним их с потерями при некоторых других законах смешения. Ряд авторов при изучении РПД берут за основу эжектор, в котором процесс смешения происходит при $p = \text{const}$ *. Расчет эжектора в этом случае также достаточно прост. Поскольку повсюду в области смешения давление остается постоянным, количество движения в каждом сечении равно сумме количества движения струй на входе в смесительную камеру:

$$m_c W_c + m_B W_B = m_{cm} W_{cm}$$

Таким образом, вместо уравнения постоянства полного импульса в случае цилиндрического эжектора здесь для расчета параметров смеси используется уравнение постоянства количества движения. Уравнения, связывающие величины массы и энергии смешиваемых потоков, в процессе смешения $p = \text{const}$ сохраняют тот же вид, что и при смешении при $F = \text{const}$. Уравнение количества движения можно записать в следующем виде:

$$\left(\frac{p_c F_c}{r(\lambda_c)} - p_c F_c \right) + \left[\frac{p_B F_B}{r(\lambda_B)} - p_B F_B \right] = \frac{p_{cm} F_{cm}}{r(\lambda_{cm})} - p_{cm} F_{cm}, \quad (5.35)$$

где $r(\lambda) = \frac{pF}{mW + pF}$ — газодинамическая функция

$$r(\lambda) = \frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2}{1 + \lambda^2}.$$

После преобразований выражения (5.35) получим

$$\frac{1}{s} \left[\frac{1}{r\lambda_B} - 1 \right] + \left[\frac{1}{r(\lambda_c)} - 1 \right] = \frac{F_{cm}}{F_c} \left[\frac{1}{r(\lambda_{cm})} - 1 \right]. \quad (5.36)$$

Используя уравнения постоянства расхода и энергии при смешении струй без теплоподвода, можно найти отношение площадей F_{cm}/F_c . Так как

$$\frac{p_c y(\lambda_c) F_c (1+n)}{\sqrt{T_{0c}}} = \frac{p_{cm} y(\lambda_{cm}) F_{cm}}{\sqrt{T_{0cm}}},$$

а

$$\sqrt{T_{0cm}} = \sqrt{T_{0c}} \sqrt{\frac{n\theta + 1}{n + 1}}, \quad \text{то} \quad \frac{F_{cm}}{F_c} = \frac{y(\lambda_c)}{y(\lambda_{cm})} \sqrt{(n\theta + 1)(n + 1)}. \quad (5.37)$$

Подставив (5.37) в (5.36) и используя (5.21), получим

$$\frac{1}{y(\lambda_{cm})} \left[\frac{1}{r(\lambda_{cm})} - 1 \right] = \frac{\bar{n} p_{0c} q(\lambda_c) V^{\bar{\theta}}}{y(\lambda_c) V(n\theta + 1)(n + 1)} \left[\frac{1}{r(\lambda_B)} - 1 \right] + \left[\frac{1}{r(\lambda_c)} - 1 \right]. \quad (5.38)$$

* Е. Зенгер. Примешивание воздуха к газовой струе. «Вопросы ракетной техники», вып. 39, ИЛ, 1952.

Построив предварительно зависимость

$$\frac{1}{y(\lambda)} \left[\frac{1}{r(\lambda)} - 1 \right]$$

от λ , можно из уравнения (5.38) при известных исходных параметрах смешиваемых струй определить величину коэффициента скорости в конце камеры смешения. Так как $p_B = p_{CM}$, то

$$\varepsilon_p = \frac{\pi(\lambda_B)}{\pi(\lambda_{CM})}. \quad (5.39)$$

Для оценки потерь на смешение в эжекторе представляет интерес также определить величину ε_v — степень сжатия при смешении с сохранением постоянного объема. Физически этот случай соответствует смешению газов, содержащихся в двух газгольдерах (суммарный объем газов при этом не меняется). Нетрудно получить, что в этом случае

$$\varepsilon_v = (n\theta + 1) \frac{p_{0c}}{1 + p_{0c} n \theta}. \quad (5.40)$$

Результаты расчетов ε_p ; ε_v ; ε_F , проведенные по формулам (5.39), (5.40), (5.13), и ε_s^* при параметрах струй, характерных для РПД, приводятся на рис. 5.19. Видно, что эжектор с цилиндрической камерой имеет приблизительно такие же степени сжатия, как в процессе $p = \text{const}$, и значительно меньше, чем при процессе $v = \text{const}$. Если определить КПД процесса смешения как отношение адиабатической работы расширения смеси газов к адиабатической работе расширения высоконапорного газа:

$$\eta_{CM} = (n\theta + 1) \frac{1 - \frac{1}{\frac{k-1}{k}}}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{1 - \frac{1}{\frac{k-1}{k}} (p_{0c})^k}, \quad (5.41)$$

то в случае цилиндрического эжектора с параметрами струй, характерными для РПД, он составляет на основных режимах величины $\eta_{CM} = 0,25 \div 0,5$. Для сравнения укажем, что процесс смешения с законом $v = \text{const}$ характеризуется КПД $\eta_{CM} = 0,5 \div 0,7$. Таким образом, в энергетическом отношении эжектор с цилиндрической камерой смешения представляет собой малоэффективный струйный компрессор.

Каковы резервы уменьшения потерь на смешение в сверхзвуковых эжекторах и увеличения их степени сжатия?

Как уже указывалось выше, точный ответ на этот вопрос пока невозможен ввиду отсутствия рациональной теории турбулентности. Однако, используя так называемые полуэмпирические или феноменологические теории турбулентности [2], можно в первом приближении установить влияние формы камеры смешения эжектора на эффективность смешения струй. Не будем останавливаться подробно на самом расчете

ε_s — степень повышения полного давления при условии сохранения энтропии газов, т. е. $s_c + s_B = s_{CM}$;

$$\varepsilon_s = \frac{\left(\frac{n\theta + 1}{n + 1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \frac{1}{p_{0c}^{\frac{1}{n+1}}}}{\frac{k}{\theta^{\frac{k-1}{k-1}}} \frac{n}{n+1}}.$$

ном методе. Существо его состоит в решении уравнений пограничного слоя турбулентной струи, распространяющейся в канале, при условии экспериментально обнаруженного факта автомодельности скоростных и температурных полей и общности констант турбулентности при течении струй в эжекторе и свободной струе*.

Используем этот расчетный метод для определения влияния формы камеры на скорость и эффективность смешения струй в эжекторе. Предположим, что начиная с некоторого сече-

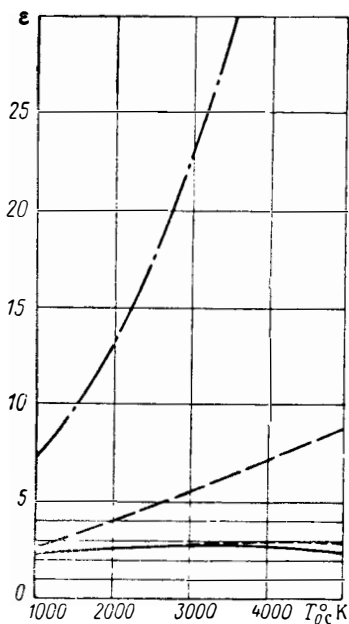


Рис. 5.19. Сравнение расчетных величин степеней сжатия эжекторов при различных законах смешения ($p_{0c} = 100$; $T_{0в} = 293^\circ \text{K}$). Истечение из сопла РкД — расчетное:

- $F = \text{const}$ (ϵ_F);
- - - $p = \text{const}$ (ϵ_p);
- · - $s = \text{const}$ (ϵ_s) (вторая кривая сверху);
- - - $s = \text{const}$ (смешение без потерь при постоянной энтропии s [25]):

$$\epsilon_s = \frac{\left(\frac{n\theta + 1}{n + 1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \frac{1}{p_0} - \frac{1}{n+1}}{(k/k-1)(n/n+1)}$$

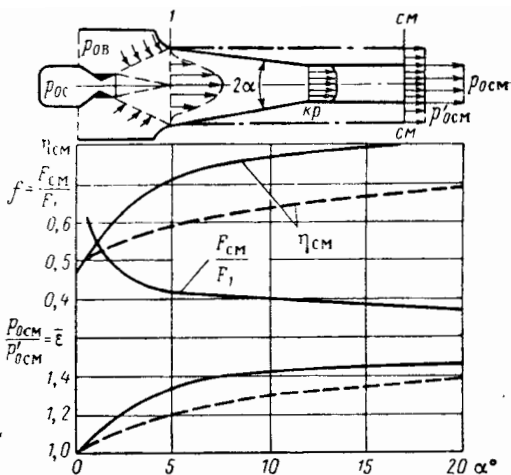


Рис. 5.20. Влияние профилирования камеры смешения на эффективность эжектора:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_F = \text{var}}{\epsilon_{F_1} = \text{const}} = \frac{p_{0\text{см}}}{p_{0\text{см}}}$$

$$\eta_{\text{см}} = \frac{L_{\text{ад.см}}}{L_{\text{ад.1}}}$$

где $L_{\text{ад.см}}$ — адиабатическая работа расширения смеси газов до $p = p_{0н}$;

$L_{\text{ад.1}}$ — интегральная адиабатическая работа расширения газа в сечении I до давления

$$p = p_{0в}, L_{\text{ад.1}} = \int_m \frac{w_1^2}{2} dm;$$

— $M_1 = 3,0$; $\theta = 1,0$; $\epsilon_{II} = 1,52$;

- - - $M_1 = 3,0$; $\theta = 0,1$; $\epsilon_{II} = 1,5$

ния свободная турбулентная струя после присоединения массы эжектируемого воздуха заключается в канал, в котором проходит ее дальнейшее течение (рис. 5.20). Путем изменения радиуса камеры по длине можно влиять на ход смешения струй. Расчеты показывают, что при смешении сверхзвуковой изотермической и неадиабатической струй с дозвуковым спутным потоком в сужающемся канале можно повысить полное давление смеси. Существует, однако, минимальное сужение камеры, при котором камера запирается. Это ограничивает максимально возможные величины $\epsilon_{F=\text{var}}$.

* В. С. Макарон, Т. П. Козлова. Определение минимальных потерь при смешении спутных турбулентных струй в каналах с профилированными стенками. Турбулентные течения, «Наука», 1970.

На рис. 5.20 приводятся результаты расчетов степеней сжатия эжекторов с коническими стенками камеры смешения.

При расчетах принималось, что начиная с сечения запираания дальнейшее смешение струй происходит в цилиндрическом канале.

Приводятся также величины КПД смешения, рассчитанные по формуле (5.41). Видно, что, профилируя камеры смешения, можно в ряде случаев повысить эффективность смешения струй в эжекторах. Представляет интерес сравнить предельные величины $\varepsilon_{F=\text{var}}$ со степенями сжатия цилиндрического эжектора, работающего на критическом режиме работы, т. е. провести сравнение с таким случаем смешения, когда параметры смешиваемых струй на входе таковы, что кризис течения возникает в цилиндрическом канале и его сужение с самого начала невозможно.

На рис. 5.20 приводятся также величины $\varepsilon_{\text{ц}}$ оптимального цилиндрического эжектора, рассчитанные по методике § 2 настоящей главы. Видно, что предельные величины $\varepsilon_{F=\text{var}}$ эжектора с профилированными стенками и $\varepsilon_{\text{ц}}$ оптимального цилиндрического эжектора практически одинаковы. При более низких n , видимо, можно ожидать увеличения ε при сужении камеры смешения за счет уменьшения потерь при торможении сверхзвуковой струи в скачках уплотнения. Что касается уменьшения потерь только на смешение турбулентных струй за счет профилирования стенок камеры при высоких величинах n , то оно имеет указанное выше ограничение.

Таким образом, при коэффициентах эжекции, характерных для РПД ($n > 1,0$), приведенные в гл. V величины степеней сжатия эжекторов можно считать близкими к максимально возможному и принимать за основу расчета тягово-экономических характеристик РПД.

Теория и характеристики СПВРД и ГПВРД

При изучении тепловых машин представляет интерес рассмотрение их характеристик в предположении, что отсутствуют механические и тепловые потери по рабочему тракту. Это дает возможность наиболее просто установить основные закономерности, которые имеют место в реальных случаях, позволяет определить предельные (с учетом только потерь термодинамического цикла) характеристики машины (двигателя). Такие предельные характеристики представляют большой интерес также потому, что дают возможность наглядно увидеть степень совершенства тепловой машины путем прямого сравнения интересующих нас характеристик «идеальных» и реальных машин.

Вводя понятие «потерь» в рассмотрение «идеального» цикла, будем считать, что потери, связанные с газодинамическими процессами, которые не зависят от конструкции, а определяются только физической стороной явления (например, прямой скачок, подвод тепла в цилиндрическом канале к движущемуся газу и т. д.), должны рассматриваться как потери термодинамического цикла. Такие циклы, поскольку при их рассмотрении не учитывается влияние механических потерь, вносимых элементами конструкций, также являются в этом смысле идеальными.

В соответствии со сказанным будем считать, что термодинамический цикл ПВРД состоит из следующих элементарных процессов: сжатия по адиабате (в некоторых случаях с потерями полного давления), подвода тепла при $p_0 = \text{const}$ или $F = \text{const}$ и, наконец, изоэнтропического расширения до давления окружающей среды.

Полезным также представляется рассмотрение расходных характеристик двигателя с прямым скачком (при $M_H > 1,0$) на входе.

Рассмотрение такого двигателя позволяет установить предельные характеристики ПВРД с простыми диффузорами и произвести сравнение их с характеристиками ПВРД со сверхзвуковыми диффузорами.

Главной нашей задачей при исследовании идеального ПВРД является определение основных характеристик двигателя $R_{уд}$, J_R , R и c_R в зависимости от скорости и подогрева воздуха.

Для определенности условимся называть зависимости R , J_R или $c_{уд}$ и т. д. по скорости или высоте соответственно скоростными или высотными тяговыми и экономическими характеристиками двигателя. Причем, как правило, будем полагать, что скоростные или высотные характеристики определяют максимальную тягу двигателя R_{max} и соответствующие удельные расходы топлива.

Кроме скоростных и высотных характеристик, существенное значение имеют дроссельные характеристики двигателя, под которыми будем понимать зависимости между экономичностью и тягой R двигателя при $M_H = \text{const}$ и зависимостью этих параметров от температуры в конце камеры сгорания $T_{осг}$ или коэффициента избытка воздуха α .

В отличие от обычных методов термодинамики мы будем считать, что подогрев сопровождается увеличением массы рабочего тела. Или, другими словами, будем считать, что подогрев воздуха осуществляется

некоторой теплосодержащей массой, смешивающейся с воздухом и нагревающей его.

Такое предположение, не внося дополнительных трудностей в анализ, вытекает из существа работы реактивных двигателей, для которых прибавка массы рабочего тела за счет топлива начинает играть существенную роль уже при $M_H > 3,0$.

Не вводя дополнительных терминов, будем называть в данном термодинамическом исследовании теплосодержащую массу топливом.

Термодинамические параметры газа: теплоемкость, показатель адиабаты, газовую постоянную — при отсутствии специальных оговорок будем считать не зависящими от температуры и прибавляемой массы топлива.

§ 1. НЕКОТОРЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ РАСХОДОМ, ПОДОГРЕВОМ И ПРОХОДНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ В ПВРД

Говоря о тяге двигателя, надо иметь в виду, что при прочих равных условиях тяга двигателя прежде всего определяется расходом воздуха и его подогревом.

Очевидно, что проходные сечения двигателя должны быть выбраны либо в соответствии с данным расходом и подогревом, либо расход или подогрев (либо то и другое) должны быть найдены в соответствии с принятыми проходными сечениями.

Установим связь между расходом, заданным сечением струи, входящей в двигатель, F_H , подогревом τ и проходными сечениями двигателя $F_{вх}$, F_m , $F_{кр}$ и F_a , а также проведем анализ полученных зависимостей.

Для решения этой задачи основным соотношением может служить уравнение неразрывности, которое, как было показано ранее, будучи записано для двух произвольных сечений струи 1 и 2, имеет вид

$$\begin{aligned} \beta \sqrt{\frac{k_1}{R_1 T_{01}}} \frac{M_1 p_{01} F_1}{\left(1 + \frac{k_1 - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{k_1 + 1}{2(k_1 - 1)}}} &= \\ &= \sqrt{\frac{k_2}{R_2 T_{02}}} \frac{M_2 p_{02} F_2}{\left(1 + \frac{k_2 - 1}{2} M_2^2\right)^{\frac{k_2 + 1}{2(k_2 - 1)}}}, \end{aligned}$$

где β — относительное изменение массы между сечениями 1 и 2.

Рассматривая «идеальный» случай, будем полагать $k_1 = k_2 = 1,4$; $R_1 = R_2$. Тогда уравнение расхода можно переписать в следующей форме:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta} \frac{F_2}{F_1} \frac{M_2}{(1 + 0,2M_2^2)^3} \frac{(1 + 0,2M_1^2)^3}{M_1} \sqrt{\frac{T_{01}}{T_{02}}} \frac{p_{02}}{p_{01}} &= \\ &= \frac{1}{\beta} \frac{F_2}{F_1} \frac{q(M_2)}{q(M_1)} \sqrt{\frac{T_{01}}{T_{02}}} \frac{p_{02}}{p_{01}} = 1,0. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Как мы увидим далее, этого соотношения будет достаточно для решения поставленных задач.

Процессы сжатия, расширения и подвода тепла будем считать происходящими без каких-либо потерь и соответственно полагать $p_0 = \text{const}$, за исключением тех случаев, когда это условие будет противоречить требованиям неразрывности течения. Тогда будем считать течение либо невозможным (если условия неразрывности потребуют неравенства

$p_{02} > p_{01}$), либо происходящим с потерями, т. е. с уменьшением полного давления, причем величина потерь ($\sigma = \frac{p_{02}}{p_{01}}$) будет определяться только условием неразрывности газового потока.

1. ДВИГАТЕЛЬ С ИДЕАЛЬНЫМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ДИФFUЗОРОМ

Под идеальным диффузором будем понимать диффузор, в котором осуществляется изэнтропическое сжатие сверхзвукового потока. Кроме того, будем считать, что в горле диффузора всегда достигается скорость звука. Возможной схемой такого диффузора является «обратное» сопло, показанное на рис. 6.1.

Исследуя «идеальный» ПВРД с целью определения предельных характеристик и особенностей их протекания, остановимся на следующих случаях, представляющих интерес:

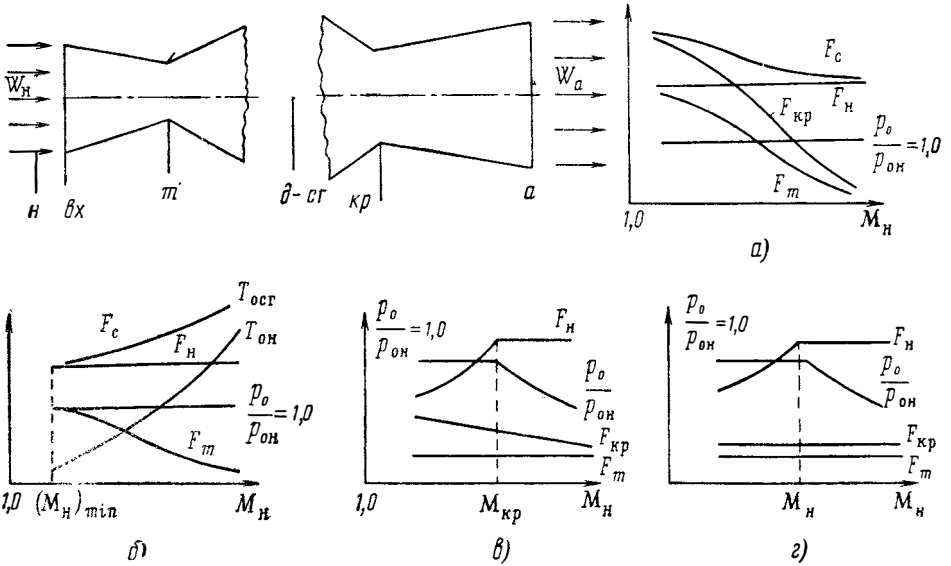


Рис. 6.1. Схема идеального ПВРД:

$a - v_n = \text{const}$; $b - F_n = \text{const}$, $F_{kp} = \text{const}$; $v - F_m = \text{const}$; $z - F_m = \text{const}$, $F_{kp} = \text{const}$

А. Постоянна площадь входящей в двигатель струи, все проходные сечения двигателя изменяются таким образом, чтобы обеспечить заданный подогрев (рис. 6.1, а иллюстрирует качественное изменение основных проходных сечений ПВРД в этом случае).

Б. Постоянны площадь входящей в двигатель струи и критическое сечение сопла. Все остальные проходные сечения и подогрев изменяются таким образом, чтобы обеспечить возможность течения при заданных условиях (рис. 6.1, б).

В. Постоянная величина — горло диффузора, все остальные сечения изменяются надлежащим образом.

Искомые величины здесь — площадь набегающей струи воздуха F_n , F_{kp} и закон подвода тепла (рис. 6.1, в).

Г. Постоянные величины — горло диффузора и критическое сечение сопла. Как и в предыдущем случае, все остальные проходные сечения и подогрев изменяются таким образом, чтобы обеспечить возможность течения при заданных условиях (рис. 6.1, г).

Случай Г, так же как и В, представляют значительный практический интерес.

На рис. 6.1 показана схема двигателя с идеальным сверхзвуковым диффузором. Исходя из идеальности цикла диффузор (для $M_n > 1,0$) изображен в виде конического канала, площади которого вначале уменьшаются, а затем увеличиваются.

Как известно из термодинамики, такая форма канала соответствует изменению сечений тормозящейся сверхзвуковой струи, которая после «горла» (F_m) диффузора становится дозвуковой и тормозится в расширяющемся канале. Размер двигателя по камере сгорания вообще не показан, так как для $p_{0н-сг} = \text{const}$; $F_n = \infty$.

Перед тем как перейти к разбору указанных выше случаев, отметим, что, несмотря на упрощающие предположения (идеальность процессов), выводы, которые будут сделаны, справедливы и для реальных двигателей.

А. $F_n = \text{const}$, будем считать, что известен закон теплоподвода, например $\frac{\Delta T_{0сг}}{T_{0н}} = f(M_n)$.

Посмотрим, как должны изменяться характерные сечения двигателя при соблюдении поставленных условий.

Площадь входа $F_{вх}$ должна пропускать заданный расход воздуха. При сверхзвуковых скоростях полета ограничение в выборе $F_{вх}$ состоит в соблюдении неравенства $\frac{F_n}{F_{вх}} \leq 1,0$.

Далее будет показано, как выбирать площадь входа $F_{вх}$ в том или другом случае. Здесь мы для определенности будем считать $F_n = F_{вх}$.

Рассмотрим требования к F_m .

Применяя уравнение (6.1) к сечениям n и m и имея в виду, что $M_m = 1,0$; $T_{0m} = T_{0н}$ и между этими сечениями изменения массы не происходит ($\beta = 1,0$), получим

$$\frac{F_m}{F_n} \frac{1}{q(M_n)} \frac{p_{0m}}{p_{0н}} = 1,0.$$

Из этой зависимости следует, что при данном числе M_n отношение $\frac{p_{0m}}{p_{0н}}$ однозначно определяется отношением $\frac{F_m}{F_n}$ и наоборот. Естественно, что физически при $T_{0m} = T_{0н}$ $\frac{p_{0m}}{p_{0н}}$ не может быть больше единицы, но меньше единицы оно может быть, если предположить, что на участке $n - m$ торможение потока сопровождается потерями полного давления. Положим $p_{0m} = p_{сн}$ и определим F_m исходя из этого условия:

$$\frac{F_m}{F_n} = q(M_n) = 1,73 \frac{M_n}{(1 + 0,2M_n^2)^{3/2}}. \quad (6.2)$$

Из равенства (6.2) видно, что при $M_n > 1,0$ и $F_n = \text{const}$ по мере увеличения M_n нужно уменьшать F_m . Это понятно, так как по мере увеличения скорости полета при торможении воздуха возрастает его плотность, и поэтому, чтобы пропустить струю с исходным сечением F_n , требуется меньшая площадь (см. также гл. IV, § 2).

Если M_n , уменьшаясь, становится равным $M_n = 1,0$, то $\frac{F_m}{F_n}$ становится равным единице, а если $M_n < 1,0$, само понятие критического сечения исчезает. На рис. 6.2 показано, как изменяется $\frac{F_m}{F_n} = f(M_n)$. Как видно, требуется существенное уменьшение F_m по M_n (при данном F_n).

Рассмотрим изменение критического сечения сопла $F_{кр}$. Применяя уравнение (6.1) для сечений n и $кр$ и считая $M_{кр}=1,0$, получим

$$\frac{F_{кр}}{F_n} = q(M_n) \beta \sqrt{\frac{T_{0cr}}{T_{0n}} \frac{\rho_{0n}}{\rho_{0кр}}} \quad (6.3)$$

Полагая на тех же основаниях, какие были указаны ранее $\rho_{0n} = \rho_{0кр}$ и обозначая $\frac{T_{0cr}}{T_{0n}} = \tau$, получим

$$\frac{F_{кр}}{F_n} = q(M_n) \beta \sqrt{\tau} \quad (6.4)$$

Как видим, выражение (6.4) представляет собой искомую функцию, определяющую $F_{кр}$ или $\frac{F_{кр}}{F_n}$ через известные величины M_n , F_n и известный для данного случая закон подвода тепла.

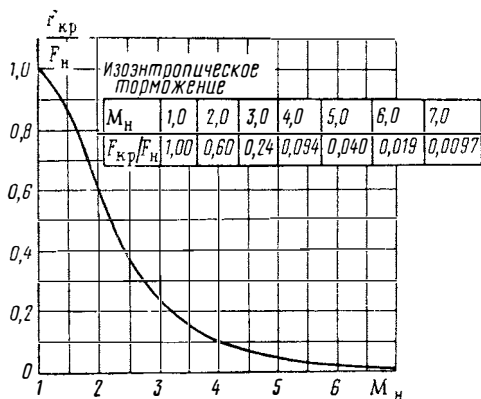


Рис. 6.2. Относительное изменение «горла» идеального диффузора по числу M_n

Понятно, что $F_{кр} > F_m$, так как в связи с увеличением температуры ($T_{0cr} > T_{0n}$) уменьшилась плотность и увеличилась масса ($\beta > 1,0$) за счет топлива.

Следует отметить, что увеличение скорости полета, взятое само по себе, приводит к уменьшению $F_{кр}$ по той же причине, что и F_m . Ниже в таблице для иллюстрации приведен характер изменения $\frac{F_{кр}}{F_n}$ по M_n для различных законов подгрева.

M_n	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	7,0
Закон						
$T_{0cr} = \text{const}$ ($T_{0cr} = 2500^\circ \text{K}$)	3,27	1,59	0,505	0,161	0,057	0,010
$\Delta T_{cr} = \text{const}$ ($\Delta T_{cr} = 2000^\circ$)	3,09	1,55	0,516	0,175	0,067	0,014
$\tau = \text{const}$ ($\tau = 3,0$)	1,75	1,05	0,424	0,169	0,074	0,019

Обратим внимание на сильное уменьшение $F_{кр}$ с увеличением скорости движения. Так, $F_{кр}$ в диапазоне от $M_n = 1,0$ до $M_n = 5,0$ изменяется в десятки раз.

Второй существенный вывод — изменение площади $F_{кр}$ — происходит тем более резко, чем быстрее по скорости полета меняется относительный подогрев. Это обстоятельство непосредственно следует из выражения (6.4), из данных таблицы и легко понятно с физической стороны.

В заключение рассмотрим, что произойдет, если $F_{кр}$ не изменять, как это следует из соотношения (6.4).

Пусть $F_{кр}$ будет больше, чем $F_{кр}$, рассчитанное по выражению (6.4). Очевидно, поскольку выражение (6.4) получено из условия равенства расходов на входе и выходе из двигателя, мы можем сделать единственный вывод, что в этом случае не соблюдается условие $\rho_{0н} = \rho_{0кр}$.

Действительно, если условие равенства расхода соблюдается, подогрев задан, а $F_{кр}$ произвольно изменено, то, применяя уравнение расхода в общей форме (6.3), получим, что при данном значении $M_{н}$ и τ должно иметь место равенство

$$F_{кр} \rho_{0кр} = \text{const}, \quad (6.5)$$

т. е. полное давление в критическом сечении должно изменяться обратно пропорционально изменению площади критического сечения сопла. Это означает, что в тракте двигателя должны возникнуть явления, приводящие к соответствующим, строго определенным потерям полного давления, иначе сечение при соблюдении $F_{н} = \text{const}$ становится невозможным.

Если $F_{кр}$ установить меньшим, чем это следует из выражения (6.4), то $\rho_{0кр}$ должно стать большим, чем $\rho_{0н}$, что невозможно, так как $\rho_{0н}$ определяется только скоростью движения.

Очевидно, возможен только один случай — $F_{н}$ уменьшится соответственно уменьшению $F_{кр}$, а условие $F_{н} = \text{const}$, принятое в нашем случае, нарушится.

Таким образом, любое отступление от выражения (6.4) нарушает либо условие $F_{н} = \text{const}$, либо равенство $\rho_{0кр} = \rho_{0н}$.

Полученные выше результаты качественно целиком отвечают реальному двигателю. Наше условие $\rho_{0кр} = \rho_{0н}$, естественно, тогда не соблюдается из-за наличия потерь, но потери, как мы увидим дальше, будут минимальными, если $F_{т}$ и $F_{кр}$ регулируются по скорости в соответствии со сделанными выше замечаниями.

Остается также и вывод о необходимости уменьшения $F_{т}$ и $F_{кр}$ с ростом скорости для обеспечения наибольшего значения полного давления в двигателе.

Основным соотношением, определяющим потребные значения $F_{т}$ и $F_{кр}$ в реальном двигателе, остается уравнение расхода.

Рассмотрим теперь изменение выходной площади F_{\bullet} по скорости для условия $F_{н} = \text{const}$ при различных законах подвода тепла и полном расширении струи.

Уравнение расхода (6.3) дает

$$\frac{F_{\bullet}}{F_{н}} = \beta \frac{q(M_{н})}{q(M_{\bullet})} \frac{\rho_{0н}}{\rho_{0\bullet}} \sqrt{\frac{T_{0\bullet}}{T_{0н}}}. \quad (6.6)$$

Так как в нашем случае $\rho_{0н} = \rho_{0\bullet}$ и $T_{0\bullet} = T_{0ст}$, то можно написать

$$\frac{F_{\bullet}}{F_{н}} = \frac{q(M_{н})}{q(M_{\bullet})} \beta \sqrt{\tau}.$$

Можно легко показать, что число M_{\bullet} при полном расширении ($p_{\bullet} = p_{н}$) и $p_0 = \text{const}$ равно $M_{н}$. Действительно, как известно, число M

однозначно определяется отношением полного давления к статическому:

$$M^2 = \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

Так как $p_{0a} = p_{0н}$ и $p_{н} = p_a$, то, следовательно, $M_a = M_{н}$, откуда

$$\frac{F_a}{F_{н}} = \beta \sqrt{\tau}. \quad (6.7)$$

Из соотношения (6.7) видно, что F_a уменьшается по отношению к $F_{н}$ с ростом скорости во всех случаях, когда относительный подогрев уменьшается (например, $\Delta T_{сг} = \text{const}$ или $T_{0сг} = \text{const}$). Это понятно, так как плотность газа в выходном сечении приближается к плотности газа (воздуха) окружающей среды. Скорость истечения W_a , как было ранее показано, также приближается к скорости движения $W_{н}$.

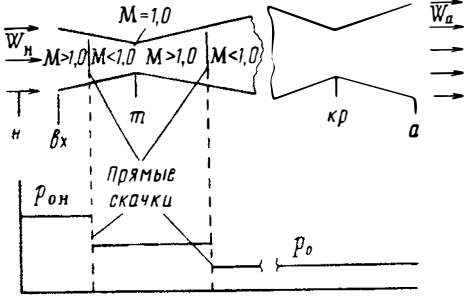


Рис 6.3. Упрощенная схема возникновения потерь p_0 при нарушении соответствия между $F_{н}$ и F_m , расходом и подогревом, когда $M_{н} > M_p$ и $T_{0сг} < (T_{0сг})_{\max}$

Б. Рассмотрим второй случай: $F_{н} = \text{const}$, $F_{кр} = \text{const}$. Полное давление двигателя по тракту $p_0 = p_{0н}$, что достигается соответствующим изменением F_m . Искомыми величинами здесь являются F_m и закон теплоподвода $\tau = f(M_{н})$, при котором осуществляются указанные выше условия.

F_m при данном значении $F_{н}$ зависит только от $M_{н}$ и определяется по выражению (6.2).

Закон теплоподвода определяется из формулы (6.4)

$$\beta \sqrt{\tau} = \frac{1}{q(M_{н})} \frac{F_{кр}}{F_{н}} \quad \text{или} \quad q(M_{н}) \beta \sqrt{\tau} = \text{const}. \quad (6.8)$$

Очевидно, что при данном значении $\frac{F_{кр}}{F_{н}}$ τ зависит только от $M_{н}$ и не может выбираться произвольно.

Легко убедиться, что если $\beta \sqrt{\tau}$ больше или меньше правой части выражения (6.8), то в первом случае нарушится условие $F_{н} = \text{const}$ ($F_{н}$ должно уменьшиться, ибо $F_{кр}$ не пропустит расход), а во втором — нарушится условие $p_0 = p_{0н}$ ($p_{0кр}$ должно будет уменьшиться, так как $F_{кр}$ будет способно при $p_{0кр} = p_{0н}$ пропустить больший расход). В этом случае следует положить $p_{0кр} = \sigma p_{0н}$, где $\sigma < 1,0$.

Схема, поясняющая характер течения при $\sigma < 1,0$, показана на рис. 6.3.

Из уравнения (6.8) легко видеть, что при желании обеспечить $\sigma = 1,0$ с увеличением скорости полета температура $T_{0сг}$ должна неограниченно возрастать, растет также и τ . Однако следует заметить, что поскольку $\Delta T_{сг}$ практически ограничено (нижний предел — минимально нужной для полета тягой, верхний предел — максимально возможной теплотворностью топлива), то в силу крутого протекания кривых $\Delta T_{сг} = f(M_{н})$ диапазон чисел $M_{н}$, в котором можно осуществить максимальное повышение давления в двигателе, весьма мал. Так, если положить, что $\Delta T_{сг \min} = 1000^\circ \text{K}$ и $\Delta T_{сг \max} = 3000^\circ \text{K}$, то диапазон чисел

M_H составляет соответственно $\Delta M = 1,7 \div 2,3$ и $\Delta M = 3,85 \div 4,3$, т. е. изменению $\Delta T_{сг}$ в три раза соответствует $\Delta M \approx 0,5$.

В отношении F_a остаются в силе все сделанные ранее замечания. Выходное сечение сопла для полного расширения реактивной струи должно все время увеличиваться обратно пропорционально $q(M_H)$.

В. Рассмотрим третий случай: $F_m = \text{const}$. Определим изменение характеристик сечений. Пусть площадь входящей в двигатель струи F_H . Из уравнения расхода (6.1) для сечений n и m можно получить

$$\frac{F_H}{F_m} = \frac{1}{q(M_H)} \frac{\rho_{0m}}{\rho_{0H}} = \frac{1}{q(M_H)} \sigma_{H-m}. \quad (6.9)$$

Если принять $\sigma_{H-m} = 1,0$, то получим

$$F_H = \text{const}/q(M_H). \quad (6.10)$$

Если считать, как ранее, что $\rho_{0H} = \rho_{0m}$, то это значит допустить неограниченное увеличение F_H со скоростью. Очевидно, рассмотрение случая, когда F_H безгранично увеличивается, не имеет практического смысла.

Задачу можно поставить следующим образом.

На практике F_H увеличивается с ростом \dot{M}_H только до $(F_H)_{\text{max}} = F_{\text{вх}}$, что соответствует некоторому значению $M_H = M_p$.

При всех значениях $M_H > M_p$ $F_H = (F_H)_{\text{max}}$ и не изменяется, продолжая оставаться равной площади входа. Очевидно, при этом из условия равенства расхода через сечения n и m , ρ_{0m} не может оставаться равным ρ_{0H} . В газо-воздушном тракте двигателя на участке n и m должны возникнуть потери полного давления, которые могут быть определены из выражения (6.9).

Схема явления изображена на рис. 6.3.

Не касаясь физической стороны дела, о которой будет сказано ниже, определим давление p_0 в тракте двигателя. Выражение (6.9), решенное относительно σ_{H-m} , дает

$$\sigma_{H-m} = \frac{\rho_{0m}}{\rho_{0H}} = q(M_H) \frac{(F_H)_{\text{max}}}{F_m}, \quad (6.11)$$

или через M_p

$$\sigma_{H-m} = \frac{q(M_H)}{q(M_p)}. \quad (6.11')$$

Исходя из выражения для $F_H = f(M_H)$ (6.10) можно написать простую формулу относительного изменения F_H на участке $M_H < M_p$

$$\frac{F_H}{(F_H)_{\text{max}}} = \frac{q(M_p)}{q(M_H)}. \quad (6.12)$$

Отношение $F_H/(F_H)_{\text{max}}$ представляет собой коэффициент расхода φ_H (см. гл. IV).

Рассмотрим изменение площади $F_{кр}$. Написав уравнение расхода по сечениям $кр$ и m при $\rho_{0m} = \rho_{0кр}$, получим

$$\frac{F_{кр}}{\sqrt{T_{0кр}}} = \beta \frac{F_m}{\sqrt{T_{0m}}}.$$

Поскольку $T_{0кр} = T_{0сг}$ и $T_{0m} = T_{0H}$, то как при $M_H < M_p$, так и при $M_H > M_p$ будет иметь место следующее соотношение:

$$\frac{F_{кр}}{F_m} = \beta \sqrt{\tau}. \quad (6.13)$$

Таким образом, при $F_m = \text{const}$ $F_{кр}$ полностью определяется комплексом $\beta\sqrt{\tau}$ независимо от числа M_H .

Очевидно, если на изменение $F_{кр}$ не накладывать никаких ограничений, то закон подвода тепла и массы может быть любой (естественно, в пределах возможности данного топлива).

В отношении F_a также остаются в силе все сделанные ранее замечания.

Г. Двигатель с нерегулируемыми критическими сечениями F_m и $F_{кр}$, которые выбраны из условия $\rho_{0кр} = \rho_{0н}$ при некоторой скорости движения $M_H = M_p$.

Исследуя особенности течения при постоянных критических сечениях, целесообразно в первую очередь рассмотреть зависимости между подогревом ($\beta\sqrt{\tau}$), скоростью полета (M_H) и проходными сечениями F_m и $F_{кр}$.

Если написать уравнение расхода между двумя критическими сечениями $m - кр$, то можно получить следующее выражение:

$$\frac{1}{\beta\sqrt{\tau}} \frac{F_{кр}}{F_m} \frac{\rho_{0кр}}{\rho_{0m}} = \frac{\sigma_{m-кр}}{\beta\sqrt{\tau}} \frac{F_{кр}}{F_m} = 1. \quad (6.14)$$

В предыдущих случаях ($F_m = \text{var}$ или $F_{кр} = \text{var}$) мы принимали $\frac{\rho_{0кр}}{\rho_{0m}} = \sigma_{m-кр} = 1$, считая, что потери полного давления на рассматриваемом участке отсутствуют. Тогда уравнение (6.14) записывалось в виде (6.13) и при изменении величины $\beta\sqrt{\tau}$ соответственно изменялись либо F_m ($\beta\sqrt{\tau} \sim \frac{1}{F_m}$), либо $F_{кр}$ ($\beta\sqrt{\tau} \sim F_{кр}$).

Очевидно, в этих случаях никаких ограничений по подогреву выражение (6.13) не имеет.

Совершенно иное дело будет, если сложить $\frac{F_{кр}}{F_m} = \text{const}$. Действительно, равенство полных давлений в сечениях $m - кр$ может быть получено только при единственном значении $\beta\sqrt{\tau} = (\beta\sqrt{\tau})_{\text{max}}$, соответствующем равенству

$$(\beta\sqrt{\tau})_{\text{max}} = \frac{F_{кр}}{F_m} = \text{const}. \quad (6.15)$$

Если же $\beta\sqrt{\tau} < (\beta\sqrt{\tau})_{\text{max}}$, то для соблюдения неразрывности течения должно удовлетворяться условие, непосредственно следующее из соотношения (6.14):

$$\frac{\beta\sqrt{\tau}}{\sigma_{m-кр}} = (\beta\sqrt{\tau})_{\text{max}}. \quad (6.16)$$

При $\beta\sqrt{\tau} > (\beta\sqrt{\tau})_{\text{max}}$ выражение (6.14) несправедливо, так как требуется выполнение неравенства $\sigma_{n-кр} > 1,0$ или выражение условия $M_m = 1,0$.

Физический смысл полученных результатов при $\beta\sqrt{\tau} \neq (\beta\sqrt{\tau})_{\text{max}}$ будет пояснен ниже.

Остановимся на некоторых особенностях подогрева для рассматриваемого течения. Как было показано выше, для сохранения минимально возможных потерь необходимо соблюсти условие $\beta\sqrt{\tau} = (\beta\sqrt{\tau})_{\text{max}} = \text{const}$ независимо от значения M_H .

Следовательно, при малых изменениях β , что имеет место для обычных углеводородных топлив, если коэффициент избытка воздуха $\alpha \geq 1,0$, можно считать $\tau = \frac{T_{0кр}}{T_{0н}} \approx \text{const}$ или $T_{0кр} \sim T_{0н}$.

Приращение температуры $\Delta T_{\text{сг}}$ также пропорционально $T_{0\text{н}}$, что непосредственно видно из равенства $\Delta T_{\text{сг}} = T_{0\text{н}} \left(\frac{T_{0\text{сг}}}{T_{0\text{н}}} - 1 \right) \sim T_{0\text{н}}$.

Очевидно, эти закономерности должны влиять на тяго-экономические характеристики двигателя. Предварительно сделаем следующие замечания. Если $\frac{F_m}{F_{\text{кр}}} = \text{const}$, то, выбирая $(\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ по некоторому значению $M_{\text{н}} = M_{\text{н.р}}$, мы однозначно задаем изменение по $M_{\text{н}}$ максимальной температуры $(T_{0\text{сг}})_{\text{max}}$ и соответственно $(\Delta T)_{\text{max}}$, требуемых для сохранения минимальных потерь (в случае идеального течения это будет $\sigma_{m-\text{кр}} = 1,0$).

При уменьшении $M_{\text{н}}$ ($M_{\text{н}} < M_{\text{н.р}}$) $T_{0\text{сг}}$ и $\Delta T_{\text{сг}}$ должны быть также уменьшены, хотя это приводит к падению тяги двигателя. Если $M_{\text{н}} > M_{\text{н.р}}$, то $(T_{0\text{сг}})_{\text{max}}$ и $(\Delta T)_{\text{max}}$ должны увеличиваться примерно пропорционально $T_{0\text{н}}$, что возможно лишь до некоторого предела, определяемого жаропрочностью конструкции или теплотворностью топлива. Поэтому ясно, что всегда будет такое значение $M_{\text{н}}$, начиная с которого сохранить потери на минимально возможном уровне будет нельзя. Неизбежно на участке $m - \text{кр}$ появятся потери полного давления, вызванные несоответствием комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ и пропускной способностью сопла, — тяга и экономичность соответственно уменьшатся.

В заключение более подробно поясним физическую картину течения при $\beta \sqrt{\tau} > (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ и $\beta \sqrt{\tau} < (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$.

Из элементарного анализа уравнения расхода (6.1), учитывая отсутствие причин, которые могут изменить равенство $M_{\text{кр}} = 1,0$, можно прийти к заключению, что неразрывность течения при $\beta \sqrt{\tau} > (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ будет соблюдена, если допустить в сечении F_m наличие дозвуковой скорости ($M_m < 1,0$). Действительно, как легко видеть, выражение (6.1) для этого случая приводится к равенству

$$q(M_m) \beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}} = \frac{F_{\text{кр}}}{F_m},$$

которое удовлетворяется при любых значениях $\beta \sqrt{\tau} > (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$, так как $q(M)$ при малых M может быть сколь угодно малой величиной. При этом перед входом в диффузор возникнут ударные волны, которые должны перепустить часть расхода мимо входа в двигатель. На практике такие режимы сопровождаются неустойчивым течением в двигателе или «помпажом».

Именно этими обстоятельствами объясняется целесообразность понятия максимального подогрева как параметра, определяющего максимальные рабочие режимы двигателя.

В заключение данного раздела сделаем некоторые выводы.

1. Осуществить идеальный рабочий процесс $p_0 = p_{0\text{н}}$ при полном расширении $v_a = p_{\text{н}}$ без всяких ограничений по подогреву (τ) и расходу ($F_{\text{н}}$) возможно лишь при полностью регулируемом двигателе.

Проходные сечения $F_{\text{вх}}$, F_m , $F_{\text{кр}}$ и F_a изменяются по скорости, подогреву, расходу.

2. В двигателе с нерегулируемым критическим сечением диффузора (F_m) и ограниченным расходом $F_{\text{н}} \leq (F_{\text{н}})_{\text{max}}$, начиная с некоторой скорости $M_{\text{н}} = M_{\text{н.р}}$ неизбежно должно уменьшаться полное давление на участке $n - m$. Это вызывается несоответствием между расходом $(F_{\text{н}})_{\text{max}}$ и величиной критического сечения диффузора F_m , которое больше чем нужно для пропускания струи сечения $(F_{\text{н}})_{\text{max}}$ при $p_{0m} = p_{0\text{н}}$.

3. Произвольный подогрев при $F_m = \text{const}$ возможен лишь при регулируемом сопле $F_{\text{кр}} = \text{var}$. Если же $F_{\text{кр}} = \text{const}$, то существует предель-

ный максимальный подогрев τ , при котором в тракте двигателя достигается наибольшее значение полного давления:

а) $p_0 = p_{0н}$, если $M_n < M_p$;

б) $p_0 = p_{0н} \frac{q(M_n)}{q(M_p)}$, если $M_n > M_p$.

4. Увеличение подогрева при F_m и $F_{кр} = \text{const}$ свыше τ , определенного из (6.14), приводит к несоблюдению условия $M_m = 1,0$. Если допустить $\beta \sqrt{\tau} > (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$, то перед диффузором возникает ударная волна. Резко уменьшается расход и давление в двигателе, возрастут сопротивления. Режим с ударной волной на входе нельзя рассматривать как рабочий, так как он сопровождается неустойчивостью течения в двигателе.

Очевидно, что сказанное всегда справедливо, когда имеется несоответствие между τ и $F_{кр}$, независимо от того, постоянно $F_{кр}$ или переменено — достаточно нарушения условия (6.14).

Следует отметить, что все выводы, сделанные на основании рассмотрения простейшей схемы идеализированного двигателя, целиком верны и для реальных двигателей с той лишь разницей, что максимально возможное полное давление в двигателе $p_{0\text{max}}$ во всех случаях будет меньше $p_{0н}$.

2. ДВИГАТЕЛЬ С ПРОСТЫМ ДИФFUЗОРОМ

В соответствии с поставленной задачей рассмотрим связи между проходными сечениями, расходом и подогревом.

Разберем два случая: I. $M_n > 1,0$ и II. $M_n < 1,0$. При $M_n > 1,0$ торможение потока сопровождается прямым скачком.

Схема двигателя с прямым скачком на входе изображена на рис. 6.4.

Основной особенностью диффузора в этой схеме является отсутствие в горле диффузора скорости звука. Сверхзвуковой поток преобразуется в дозвуковой через прямой скачок, положение которого определяется M_n , τ и $F_{кр}$.

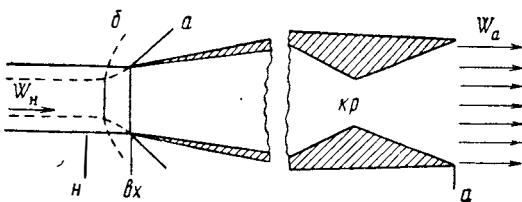


Рис. 6.4. Идеализированная схема ПВД с простым диффузором

Рассмотрим два случая: а) $F_{кр} = \text{const}$; б) $F_{кр} = \text{var}$. Общим для «а» и «б» условием будем считать отсутствие потерь во всем тракте двигателя, за исключением потерь в прямом скачке. Следовательно, полное давление в двигателе $p_0 = \sigma_{п.ск} p_{0н}$, где $\sigma_{п.ск}$ — коэффициент полного давления прямого скачка.

Как и ранее, наша задача заключается в определении изменения сечений F_n , $F_{вх}$, $F_{кр}$ в зависимости от подогрева τ и скорости полета или зависимости между некоторыми проходными сечениями, скоростью движения и относительным подогревом.

Так же как и прежде, будем широко пользоваться принципом неразрывности течения газового потока:

а) $F_{кр} = \text{const}$; $p_0 = \sigma_{п.ск} p_{0н}$.

Установим связь между F_n и другими величинами.

Из уравнения расхода в форме (6.1), написанного для сечения n и $кр$ и решенного относительно $\frac{F_n}{F_{кр}}$, получим

$$\frac{F_n}{F_{кр}} = \frac{\sigma_{п.ск}}{\beta \sqrt{\tau}} \frac{1}{q(M_n)}. \quad (6.17)$$

Так как $\sigma_{п.ск}$ зависит от M_n , то, следовательно, $\frac{F_n}{F_{кр}}$ есть функция двух переменных M и относительного подогрева τ .

Если вычислить комплекс $1.73 \sigma_{п.ск}/q(M_n) = A$, то получим данные, помещенные в таблице.

M_n	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	5,0
A	1,73	1,88	2,10	2,28	2,38	2,48	2,57	2,73
$\sigma_{п.ск}$	1,00	0,930	0,721	0,789	0,328	0,213	0,139	0,0632

Таким образом, при увеличении скорости и неизменном относительном подогреве ($\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$) и $F_{кр} = \text{const}$ F_n будет увеличиваться.

Физически это объясняется увеличением плотности при возрастании M_n . Правда, это увеличение плотности уже не такое большое, как в случае изоэнтропического сжатия ($\sigma = 1,0$), но остается все же заметным.

На рис. 6.5 показано изменение $\frac{F_n}{F_{кр}}$ для трех случаев: $\Delta T_{сг} = 2000^\circ \text{K}$; $T_{0сг} = 2500^\circ \text{K}$ и $\tau = 3,0$.

Увеличение F_n , если $M_n > 1,0$, возможно только в пределах $F_n < F_{вх}$. Когда при увеличении площади входящей струи будет достигнуто положение $F_n = (F_n)_{\text{max}} = F_{вх}$, то уравнение (6.17) запишется следующим образом:

$$\frac{1}{q(M_n)} \sigma_{п.ск} \frac{1}{(\beta \sqrt{\tau})_{\text{min}}} = \frac{(F_n)_{\text{max}}}{F_{кр}}. \quad (6.18)$$

Очевидно, этому максимальному расходу воздуха и $\sigma = \sigma_{п.ск}$ соответствует некоторый подогрев $(\tau)_{\text{min}}$. Если подогрев уменьшается еще больше, то сверхзвуковая область пройдет в диффузор, часть которого будет работать как сопло. Схема такого процесса показана на рис. 6.6.

Полное давление в двигателе понизится, ибо прямой скачок будет соответствовать числу M , большему M_n .

Определить новое значение σ можно, очевидно, из соотношения

$$\sigma = \sigma_{п.ск} \frac{(\beta \sqrt{\tau})_{\text{min}}}{\beta \sqrt{\tau}}, \quad (6.19)$$

где $\beta \sqrt{\tau}$ — подогрев, меньший чем $(\beta \sqrt{\tau})_{\text{min}}$.

Таким образом, связь между сечениями $(F_n; F_{кр})$, подогревом, скоростью и потерями (σ) при наибольшем расходе $F_n = (F_n)_{\text{max}} = F_{вх}$ в общем виде может быть записана так:

$$\frac{1}{q(M_n)} \frac{\sigma}{\beta \sqrt{\tau}} = \frac{(F_n)_{\text{max}}}{F_{кр}} \quad \text{или} \quad \frac{\sigma}{\sigma_{п.ск}} \frac{(\beta \sqrt{\tau})_{\text{min}}}{\beta \sqrt{\tau}} = 1. \quad (6.20)$$

Ограничениями в формуле (6.20) являются условия: $\sigma \leq \sigma_{п.ск}$; $\beta \sqrt{\tau} \leq (\beta \sqrt{\tau})_{\text{min}}$.

Как и в предыдущих случаях, будем считать, что F_a должно изменяться в соответствии с условиями $p_a = p_H$.

Для этого случая справедливо соотношение

$$\frac{F_a}{F_{кр}} = \frac{1}{q(M_a)}$$

Число M_a на выходе может быть определено, как и ранее, по известному соотношению

$$M_a^2 = \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_{0H\sigma}}{p_H} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right];$$

б) Рассмотрим случай $F_{кр} = \text{var}$.

Очевидно, соотношения (6.17) и (6.18) будут справедливы и в этом случае, так же как и все другие соотношения, полученные при разборе предыдущего примера, в которых вместо $(\beta\sqrt{\tau})_{\min}$ следует писать $\beta\sqrt{\tau}$. Очевидно, если $F_{кр} = \text{var}$, то отпадают всякие ограничения по подогреву, который может принимать любые значения при соблюдении условия $\sigma = \sigma_{п.ск}$.

Как должно изменяться $F_{кр} = f(M_H, \tau)$, можно определить из соотношения (6.18).

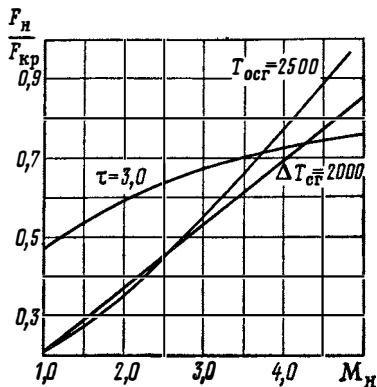


Рис. 6.5. Соотношение между площадью струи F_H и критическим сечением сопла $F_{кр}$ для различных случаев подогрева

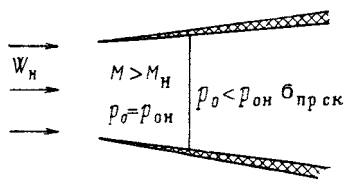


Рис. 6.6. Схема работы простого диффузора при $\tau < \tau_{\min}$

Из рассмотренных примеров можно сделать некоторые выводы:

1. В случае прямого скачка на входе и нерегулируемого $F_{кр}$ имеет некоторый минимальный подогрев, при котором $F_H = F_{вх}$ и $\sigma = \sigma_{п.ск}$.

В противоположность диффузору с критическим сечением ($T_m < T_{вх}$, $M_m = 1,0$) здесь возможно неограниченное повышение температуры $T_{огр}$ без нарушения условия неразрывности. При этом F_H уменьшается в соответствии с выражением (6.17).

2. С ростом числа M_H при данном относительном подогреве τ площадь входящей в двигатель струи F_H стремится увеличиться, что возможно до тех пор, пока $F_H < F_{вх}$.

Поддержание $F_H = \text{const}$ по M_H возможно только за счет изменения подогрева в соответствии с (6.17).

3. Если подогрев будет меньше, чем $(\tau)_{\min}$, то потери полного давления увеличиваются ($\sigma < \sigma_{п.ск}$) и могут быть определены по (6.19).

4. При наличии регулируемого критического сечения сопла $F_{кр} = \text{var}$ все ограничения, вытекающие из связи расхода и подогрева, снимаются.

Становится возможным получить любой подогрев при любом значении F_H (конечно, если $F_H < F_{вх}$) и $\sigma = \sigma_{п.ск}$.

Рассмотрим II случай: $M_H < 1,0$. Примем процесс торможения в диффузоре идеальным, без потерь полного давления.

Характерными сечениями здесь являются $F_n, F_{вх}, F_a$.

Так как потерь в двигателе нет, то $M_a = M_n$. Давление на срезе выходного сечения двигателя, как и ранее, примем равным давлению на входе, т. е. $p_a = p_n$.

Отсюда, пользуясь уравнением расхода (6.1), можно написать соотношение по сечениям n и a .

$$\frac{F_n}{F_a} = \frac{1}{\beta \sqrt{\tau}}. \quad (6.21)$$

Если сечение F_a не регулируется, то площадь входящей струи F_n однозначно определяется значением $\beta \sqrt{\tau}$ из условия $F_n \beta \sqrt{\tau} = \text{const}$. Ввиду относительно малого изменения $T_{он}$ ($M_n < 1,0$) F_n будет также изменяться мало при любом из трех обычно рассматриваемых нами законов подогрева ($\Delta T_{сг} = \text{const}$; $T_{сг} = \text{const}$; $\tau = \text{const}$).

Если F_a регулируется, то, очевидно, можно иметь любое значение F_n , не ограничивая подогрев. При этом, конечно, входное сечение $F_{вх}$ диффузора должно быть способным пропустить струю площадью F_n .

Если не допускать сужения струи на входе в диффузор, то для определения площади входа $F_{вх}$ остается одно условие $F_{вх} \geq F_n$.

Минимальная же площадь входа $F_{вх}$, способная пропустить струю F_n , как было показано ранее, определяется из условия достижения скорости звука в сечении $вх$.

Как мы видим, в дозвуковом ПВРД практически нет ограничений, вытекающих из условий постоянства расхода через $F_n, F_{вх}$ и F_a , что объясняется отсутствием сечений, в которых имеется скорость звука. Случай, когда во входном сечении достигается $M_m = 1,0$, не является типичным для дозвукового ПВРД, и мы его рассматривать не будем.

§ 2. УДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИДЕАЛЬНОГО ПВРД

ЦИКЛ $p_0 = p_{он}$

1. Удельная тяга по воздуху $R_{уд}$

Как выше указывалось, цикл $p_0 = \text{const}$ является предельным из всех возможных термодинамических циклов ПВРД.

Определим удельную тягу $R_{уд}$ ПВРД в зависимости от скорости M_n и относительного подогрева τ .

В случае расчетного истечения из сопла ($p_a = p_n$) можно написать

$$\frac{R}{m_b} = R_{уд} = (1 + g_\tau) W_a - W_n \quad (6.22)$$

или

$$R_{уд} = W_a - W_n + g_\tau W_a,$$

где W_a — скорость истечения;

W_n — скорость полета;

g_τ — расход топлива на кг воздуха.

Для выявления некоторых особенностей характеристик ВРД целесообразно представить $R_{уд}$ как сумму двух слагаемых: «тяги по воздуху» и «тяги по топливу».

Обозначив $(W_a - W_n) = R_{уд.в}$ и $g_\tau W_a = R_{уд.т}$, будем иметь

$$R_{уд} = R_{уд.в} + R_{уд.т}. \quad (6.23)$$

Очевидно, что $R_{уд.в}$ определяет ту часть удельной тяги, которая создается за счет расхода воздуха, а $R_{уд.т}$ есть часть удельной тяги, которая создается за счет расхода топлива. Ясно, что $R_{уд.т}$ аналогична тя-

ге ЖРД, которая также создается за счет расхода компонентов, находящихся на самом летательном аппарате.

Скорость истечения в нашем случае удобно определить из выражения

$$W_a = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_{0a} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_{0a}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Так как для рассматриваемого цикла $p_{0a} = p_{0н}$, $p_a = p_n$ и $T_{0a} = T_{0сг}$, то, заменяя $\left(\frac{p_a}{p_{0a}} \right)^{\frac{k-1}{k}}$ величиной $\frac{1}{1 + \frac{k-1}{2} M_n^2}$, получим

$$(W_a)_{\sigma=1} = \sqrt{kRT_{0сг}} \frac{M_n}{\sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M_n^2}}.$$

Умножив числитель и знаменатель на $T_{0н}$ и замечая, что $kRT_n = a_n^2$ и $T_n \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right) = T_{0н}$, окончательно будем иметь

$$(W_a)_{\sigma=1,0} = (a_n M_n) \sqrt{\frac{T_{0сг}}{T_{0н}}} = (a_n M_n) \sqrt{1 + \frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}}}, \quad (6.24)$$

или $(W_a)_{\sigma=1,0} = (a_n M_n) \sqrt{\tau}$.

В дальнейшем вместо $(W_a)_{\sigma=1}$ будем писать просто W_a , применяя индекс « σ » только в отдельных случаях.

Из уравнения (6.24) легко получить окончательное уравнение для $R_{уд}$. Подставляя полученное значение для W_a в (6.22) и вынося $W_n = a_n M_n$ как множитель, получим

$$R_{уд} = (a_n M_n) [(V\tau - 1) + g_\tau V\tau]. \quad (6.25)$$

Определим g_τ в зависимости от $\Delta T_{сг}$ и τ через теплотворную способность H_u и теплоемкость c_p по уравнению теплового баланса:

$$g_\tau H_u = (1 + g_\tau) c_p \Delta T_{сг},$$

откуда

$$g_\tau = \frac{1}{\frac{H_u}{c_p \Delta T_{сг}} - 1} = \frac{1}{\frac{H_u}{c_p T_{0н} (\tau - 1)} - 1}. \quad (6.26)$$

Используя формулу (6.26), не будем делать никаких ограничений, считая, что подогрев воздуха происходит при любых значениях g_τ . Очевидно, максимально возможное приращение температуры будет, когда

$$\Delta T_{сг} = (\Delta T_{сг})_{max} = \frac{H_u}{c_p}.$$

В данном случае происходит подогрев уже не воздуха, а самого «топлива», которое полностью представляет рабочее тело. В том предельном случае уже нельзя говорить о ВРД. Вычисление g_τ по (6.26) дает значение $g_\tau = \infty$, что указывает на отсутствие воздуха.

Для определения численных значений характеристик идеального ПВРД примем $H_u = 41900 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \left(10000 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}} \right)$;

$$c_p = 1 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} = 0,24 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}.$$

Установим особенности скоростной характеристики $R_{уд} = f(M_H)$ для условия $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ и нескольких законов изменения подогрева: $\tau = \text{const}$, $\Delta T_{сг} = \text{const}$ и $T_{огр} = \text{const}$.

Условия $\Delta T_{сг} = \text{const}$ и $T_{огр} = \text{const}$ отвечают распространенным методам расчета скоростных характеристик двигателя при постоянном значении коэффициента избытка воздуха α ($\Delta T_{сг} \approx \text{const}$) и при постоянной максимальной температуре $T_{огр} = \text{const}$, определяемой, например, жаропрочностью конструкции.

Закон $\tau = \text{const}$, по существу, не ограничивает температуру в двигателе и поэтому может рассматриваться как некоторый предельный случай подогрева.

Условие $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ интересно по двум причинам. Как мы уже видели, режим $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}} = \text{const}$ для сверхзвукового двигателя с нерегулируемыми критическими сечениями соответствует максимальной тяге. Весьма важным свойством комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ является возможность сохранять его значение (а в общем случае — изменять по определенному закону) не только за счет изменения $\Delta T_{сг}$, но и за счет β .

Можно представить себе такое «топливо», которое при допустимой температуре в двигателе обеспечивало бы необходимую для полета тягу путем сохранения потребной зависимости $\beta \sqrt{\tau} = f(M_H, H)$ за счет соответствующего изменения β . Именно это обстоятельство принципиально отличает случай $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ от случая $\tau = \text{const}$.

На рис. 6.7 изображен характер изменения $R_{уд} = f(M_H)$ в зависимости от указанных законов подвода тепла.

Если скорость полета мала ($M_H \ll 1,0$), то все рассматриваемые случаи ($\tau = \text{const}$, $\Delta T_{сг} = \text{const}$, $T_{огр} = \text{const}$ и $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$) совпадают друг с другом.

Действительно, при $M_H \ll 1$ можно считать, что $T_{огр} \approx T_H$, а тогда q_T и τ не будут изменяться с изменением скорости и при $\Delta T_{сг} = \text{const}$, и при $\tau = \text{const}$, что непосредственно следует из равенства

$$\tau = 1 + \frac{\Delta T_{сг}}{T_{огр}} \quad \text{и} \quad g_T = \frac{1}{\frac{H_u}{c_p \Delta T_{сг}} - 1} = \frac{1}{\frac{H_u}{c_p T_H (\tau - 1)} - 1},$$

если принять $T_H = \text{const}$.

Таким образом, при $M_H \ll 1,0$

$$R_{уд} \approx \text{const} a_H M_H, \quad (6.27)$$

где $\text{const} = (1 + g_T) \sqrt{\tau} - 1$.

Следовательно, можно сформулировать первую особенность скоростной характеристики ПВРД: при малой скорости полета ($M_H \ll 1,0$) удельная тяга $R_{уд}$ ПВРД изменяется прямо пропорционально скорости движения, что и видно на рис. 6.8—6.11.

Рассмотрим $R_{уд} = f(M_H)$ на больших скоростях движения ($M_H > 1,0$) при условиях $\tau = \text{const}$ и $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$.

Зависимости $R_{уд} = f(M_H)$, вычисленные по (6.25) для различных значений τ , показаны на рис. 6.8.

При $\tau = \text{const}$ $R_{уд}$ безгранично возрастает, причем, как легко можно видеть из (6.25), $R_{уд}$ изменяется прямо пропорционально скорости движения (a_H, M_H), а $R_{уд, \tau}$ растет быстрее благодаря увеличению g_T по мере возрастания скорости движения.

Действительно, при $\tau = \text{const}$ вследствие увеличения $T_{огр}$ соответственно увеличивается и $T_{сг}$, а следовательно, и g_T .

По рис. 6.9 можно судить, насколько сильно возрастает значение $(R_{уд})_T$ по мере увеличения M_H .

Следует подчеркнуть, что чем меньше H_u , тем больше роль g_T в образовании тяги. Так, если вместо $H_u = 41\,900 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ взять $H_u = 14\,700 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, то для $\Delta T_{сг} = 2000^\circ \text{К}$ получим следующие данные:

M_H	2,0	5,0	1,0	Примечание
$(R_{уд})_T$	0,08	0,13	0,30	$H_u = 10000 \text{ ккал/кг} \left(41900 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right)$
$(R_{уд})_B$	0,23	0,37	0,86	$H_u = 4000 \text{ ккал/кг} \left(14700 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right)$

Заметим, что сохранить условие $\tau = \text{const}$ возможно лишь в ограниченном диапазоне чисел M_H . Предельное значение $M_{H\text{max}}$ определя-

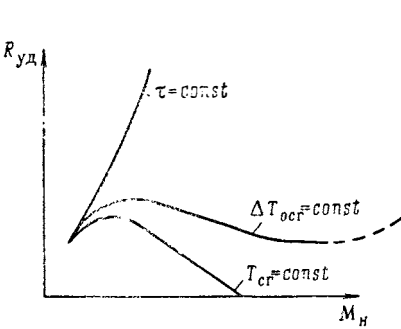


Рис. 6.7. Характер изменения $R_{уд}$ для различных законов подогрева

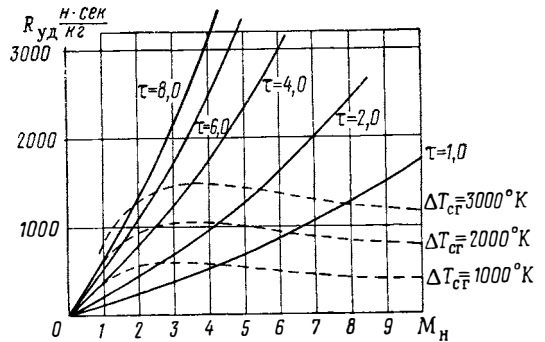


Рис. 6.8. Изменение $R_{уд} = f(M_H)$ для двух случаев подогрева $\tau = \text{const}$ и $\Delta T_{сг} = \text{const}$

ется максимально возможным для данного топлива приращением температуры $(\Delta T_{сг})_{\text{max}}$ при определенном значении $(g_T)_{\text{max}}$, соответствующим коэффициенту избытка воздуха $\alpha = 1,0$.

Численное значение $(M_H)_{\text{max}}$ определяется из соотношения

$$1 + \frac{(\Delta T_{сг})_{\text{max}}}{T_{0H}} = \tau = \text{const},$$

откуда
$$(M_H)_{\text{max}}^2 = \frac{2}{k-1} \left[\frac{(\Delta T_{сг})_{\text{max}}}{T_H(\tau-1)} - 1 \right]. \quad (6.28)$$

Для реальных исходных значений τ величина $(M_H)_{\text{max}}$ не превосходит $M_H = 4,0$. Так, например, если $(\Delta T_{сг})_{\text{max}} = 2100^\circ \text{К}$, $\tau = 3,5$ и $k = 1,4$, то $(M_H)_{\text{max}} = 3,8$.

Если не связывать наибольший подогрев с каким-либо соотношением между воздухом и топливом, как это сделано в случае идеального теплоносителя (способного нагревать воздух и самого себя), то предельное число $(M_H)_{\text{max}}$ получается из соотношения (6.28), в котором следует положить $(\Delta T_{сг})_{\text{max}} = \frac{H_u}{c_p}$, т. е.

$$(M_H)_{\text{max}} = \frac{2}{k-1} \left(\frac{H_u}{c_p(\tau-1)T_H} - 1 \right).$$

Очевидно, при этом значении $(M_H)_{\max} g_T = \infty$, что означает превращение ПВРД полностью в ракетный двигатель с параметрами в камере, соответствующими параметрам заторможенного потока.

Следует заметить, что сделанные замечания по крайним значениям определяют свойства ПВРД с предельным термодинамическим циклом и идеальным теплоносителем.

Рассмотрим случай $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$. Очевидно, если $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$, то $R_{уд}$ изменяется прямо пропорционально скорости полета W_H ($W_H = a_H M_H$) при всех значениях M_H [см. формулу (6.25)].

Разделить $R_{уд}$ на $(R_{уд})_в$ и $(R_{уд})_т$ возможно только, если известна связь между $\Delta T_{сг}$ (или $T_{осг}$) и β по M_H (которая в зависимости от рода топлива и ограничений, накладываемых на $\Delta T_{сг}$ (или $T_{осг}$), может быть различной).

Не накладывая никаких ограничений на свойства топлива, определим изменение β , необходимое для соблюдения условия $T_{осг} = \text{const}$.

В таблице приведены значения β , $R_{уд, в}$ и $R_{уд, т}$ для $T_{осг} = 2700^\circ \text{K}$ по M_H . За исходную величину β на $M_H = 3,0$ принято $\beta = 1,07$.

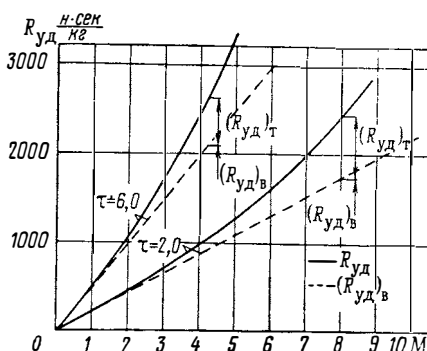


Рис. 6.9. Изменение $R_{уд}$, $(R_{уд})_в$ и $(R_{уд})_т$ по M_H для подогрева $\tau = \text{const}$

M_H	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	Примечание
$\beta \sqrt{\tau}$	2,27					
β	1,07	1,315	1,57	1,84	2,11	$T_{осг} = 216^\circ \text{K}$
$R_{уд, т}$	13,3	65,1	1,24	186,5	250	
$R_{уд, в}$	100,8	87	67	42,3	15,75	

На больших числах M_H тяга образуется, главным образом, за счет топлива — воздух из-за незначительного относительного подогрева играет все меньшую роль.

Следует обратить внимание на то, что условия $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ и $T_{осг} = \text{const}$ могут практически мыслиться лишь при значительном увеличении расхода топлива по M_H , что видно из таблицы. Теплотворная способность такого топлива будет уменьшаться с увеличением M_H .

Как уже указывалось, поддержание высоких значений $\beta \sqrt{\tau}$ за счет β является одним из путей увеличения тяги ПВРД на больших M_H и H .

Резюмируя сказанное, можно отметить:

1. Случай $\tau = \text{const}$ и $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ позволяют в принципе реализовать максимальные тяги в ПВРД с нерегулируемыми проходными сечениями в большом диапазоне чисел M_H . Причем первый случай практически соответствует большим значениям H_u ($\beta \approx 1,0$) и резким изменениям $T_{осг}$, тогда как второй — позволяет решить ту же задачу при ограниченной

температуре в двигателе, но при больших расходах топлива и соответственно низких значениях H_u .

Отсюда вытекает возможность реализации этого случая и, следовательно, его практическая ценность. Форсаж двигателя по расходу «топлива» весьма эффективен на больших M_H .

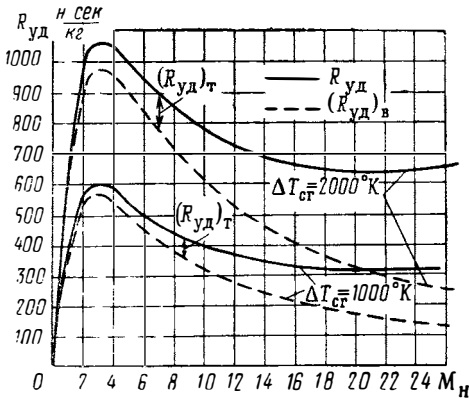


Рис. 6.10. Изменение $R_{уд}$, $(R_{уд})_в$ и $(R_{уд})_т$ по M_H для подогрева $\Delta T_{сг} = \text{const}$

2. Для случаев $\tau = \text{const}$ и особенно для $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$ при ограничении $T_{осг}$ характерным является уменьшение роли воздуха в образовании тяги с увеличением M_H . Удельная тяга по топливу и относительно, и абсолютно быстро растет, тогда как $R_{уд,в}$ относительно быстро падает (рис. 6.10). Так, даже для идеального случая, неограниченного подогрева при большом значении $T_{осг}$ и соответственно малых g_T $R_{уд,т}$ составляет на $M_H=5$ примерно 20% от $R_{уд,в}$; для $M_H=10$ — уже 57%, т. е. более половины тяги образуется за счет массы топлива.

3. Одновременное осуществление двух условий $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$ и $T_{осг} = \text{const}$ требует применения топлива с уменьшающимся по M_H вполне определенным образом значением H_u .

В общем случае закон изменения H_u по M_H однозначно связан с функциями $\beta\sqrt{\tau} = f(M_H)$ и $T_{осг} = f(M_H)$. Получить требуемый закон изменения H_u возможно путем применения многокомпонентного топлива, состоящего из окислителя, горючего, инертного (балластного) вещества.

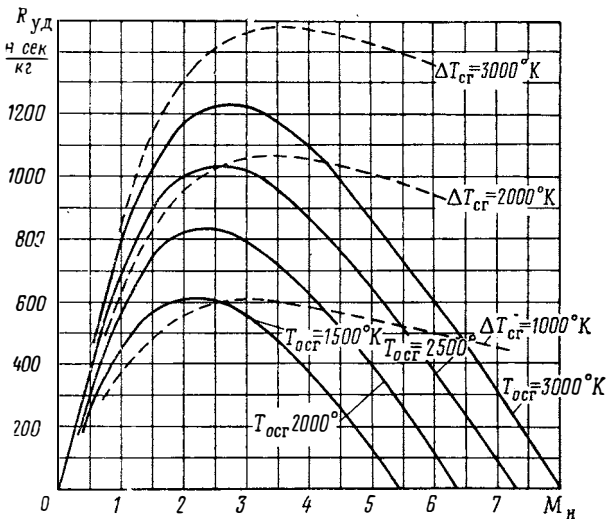


Рис. 6.11. Изменение $R_{уд}$ по M_H для подогрева $T_{осг} = \text{const}$ и $\Delta T_{сг} = \text{const}$

Рассмотрим протекание $R_{уд} = f(M_H)$ для $\Delta T_{сг} = \text{const}$ и $T_{осг} = \text{const}$.

Зависимости $R_{уд} = f(M_H)$ при $\Delta T_{сг} = \text{const}$ приведены на рис. 6.10 и 6.11. Здесь, так же как и в предыдущем случае, при малых числах

$M_n \ll 1,0$ $R_{уд} \sim a_n M_n$. Прямая зависимость $R_{уд}$ от скорости движения практически соблюдается до $M_n = 0,8 \div 1,0$.

Интересен характер изменения $R_{уд}$ при $M_n \gg 1,0$; наличие максимума $R_{уд}$ в области $M_n = 2,5 \div 3,5$, сильное снижение $(R_{уд})_в$ и увеличение $(R_{уд})_т$ с ростом M_n . Очевидно, режим $(R_{уд})_{max}$ интересен тем, что при нем происходит наилучшее использование рабочего тела для создания тягового усилия.

Рассмотрим, как изменяются $R_{уд}$, $(R_{уд})_в$ и $(R_{уд})_т$ с возрастанием скорости движения.

Из выражения

$$R_{уд} = (R_{уд})_в + (R_{уд})_т = a_n M_n \left[\sqrt{\frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}} + 1} - 1 \right] + g_t \sqrt{\frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}} + 1}$$

следует, что при $\Delta T_{сг} = \text{const}$ по мере увеличения M_n отношение $\frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}}$ стремится к нулю, так как $T_{0н} = T_n \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)$ неограниченно растет.

Найдем выражение для $R_{уд}$ на больших скоростях движения, когда $\frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}}$ становится малой величиной по отношению к единице. Ограничиваясь двумя членами разложения, можно написать

$$\sqrt{\frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}} + 1} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}}$$

Подставляя в формулу (6.25), получим

$$R_{уд} = a_n M_n \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}} + g_t \left(1 + \frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}} \right) \right]$$

Пренебрегая единицей по отношению к $\frac{k-1}{2} M_n^2$, получим

$$T_{0н} \approx T_n \frac{k-1}{2} M_n^2$$

Таким образом, имея в виду условие $\frac{\Delta T_{сг}}{T_{0н}} \ll 1,0$, можно написать

$$(R_{уд})_{M_n \rightarrow \infty} = \frac{a_n}{(k-1) M_n} \frac{\Delta T_{сг}}{T_n} + a_n M_n g_t$$

Величина $(R_{уд})_в = \frac{a_n}{(k-1) M_n} \frac{\Delta T_{сг}}{T_n}$ при неограниченном возрастании M_n стремится к нулю, а $(R_{уд})_т = a_n M_n g_t$ и, следовательно, неограниченно возрастает. Таким образом,

$$(R_{уд})_{M_n \rightarrow \infty} = (R_{уд})_т = a_n M_n g_t, \quad (6.29)$$

т. е. удельная тяга ПВРД при $\Delta T_{сг} = \text{const}$ и $M \rightarrow \infty$ всецело определяется расходом топлива, тяга двигателя по воздуху равна нулю.

Таким образом, ПВРД целиком вырождается в ЖРД. Полученный результат ясен с физической стороны. С увеличением скорости полета возрастает теплосодержание воздуха, поступающего в двигатель, а приращение теплосодержания за счет подвода тепла сохраняется неизменным ($\Delta T_{сг} = \text{const}$). Поэтому относительное изменение теплосодержания в результате нагревания все время уменьшается и при большом значении M_n стремится к нулю ($\tau \rightarrow 1$).

При законе подвода тепла, определяемого условием $T_{0сг} = \text{const}$, из анализа выражения

$$R_{уд} = a_n M_n [(1 + g_t) \sqrt{\tau} - 1] \quad (6.30)$$

видно, что, как и в предыдущих случаях ($\tau = \text{const}$; $\Delta T_{\text{сг}} = \text{const}$), $R_{\text{уд}}$ увеличивается прямо пропорционально скорости, если $M_{\text{н}}$ мало.

При увеличении скорости полета $T_{\text{он}}$ будет, увеличиваясь, приближаться к $T_{\text{осг}}$ и при $(1 + g_{\tau} \sqrt{\tau} - 1) = 0$ удельная тяга будет равна нулю.

По мере приближения $T_{\text{он}}$ к $T_{\text{осг}}$ g_{τ} , равное $g_{\tau} = \frac{1}{\frac{H_u}{c_p \Delta T_{\text{сг}}} - 1}$, так-

же уменьшается. В пределе $g_{\tau} = 0$ и условие $R_{\text{уд}} = 0$ можно записать, как $\sqrt{\tau} = 1,0$ или просто $T_{\text{осг}} = T_{\text{он}}$.

Отсюда число $M_{\text{н.пр}}$, при котором $R_{\text{уд}} = 0$, можно определить из выражения

$$T_{\text{н}} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{\text{н}}^2 \right) = T_{\text{осг}},$$

откуда

$$M_{\text{н}}^2 = \left(\frac{T_{\text{осг}}}{T_{\text{н}}} - 1 \right) \frac{2}{k-1}.$$

Если $k = 1,4$, то $M_{\text{н}}^2 = 5 \left(\frac{T_{\text{осг}}}{T_{\text{н}}} - 1 \right)$. Так, при $T_{\text{осг}} = 2500^{\circ} \text{K}$ и $T_{\text{н}} = 216,5^{\circ} \text{K}$ число $M_{\text{н.пр}} \approx 7,25$.

На рис. 6.11 приведены зависимости $R_{\text{уд}} = f(M_{\text{н}})$ для различных значений $T_{\text{осг}}$. Все кривые имеют максимум в диапазоне $M_{\text{н}} = 2,0 \div 3,0$.

Как и в предыдущих случаях, значительную долю $R_{\text{уд}}$ составляет $(R_{\text{уд}})_{\text{т}}$. Конечно, здесь не приходится говорить о перерождении ПВРД в ЖРД, поскольку $(R_{\text{уд}})_{\text{т}}$ стремится к нулю из-за того, что $g_{\tau} \rightarrow 0$ при $T_{\text{он}} \rightarrow T_{\text{осг}}$.

Следует отметить, что в реальных условиях $(R_{\text{уд}})_{\text{т}}$ будет сильнее влиять на $R_{\text{уд}}$, нежели в разобранных идеализированных примерах. Действительно, если повышать температуру воздуха за счет горения углеводородных топлив ($H_u \approx 40\,000 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$), то увеличение теплоемкости по сравнению с принятой ($c_p \approx 1 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$) увеличит относительное количество топлива g_{τ} при относительно меньшем изменении значения $R_{\text{уд}}$. Кроме того, как мы увидим дальше, учет гидравлических потерь в газовом тракте двигателя также приводит к относительному росту $(R_{\text{уд}})_{\text{т}}$.

2. Удельный расход топлива $c_{\text{уд}}$ и удельный импульс J_R

Экономичность двигателя по расходу топлива можно характеризовать двумя величинами $c_{\text{уд}}$ и J_R :

$$c_{\text{уд}} = \frac{3600 g_{\tau}}{R_{\text{уд}}}; \quad (6.31)$$

$$J_R = \frac{R_{\text{уд}}}{g_{\tau}}. \quad (6.31')$$

Подставляя в (6.31) и (6.31') выражения для $R_{\text{уд}}$ и g_{τ} , получим развернутые выражения для определения $c_{\text{уд}}$ и J_R :

$$c_{\text{уд}} = \frac{3600}{\frac{H_u}{c_p \Delta T_{\text{сг}}} - 1} \frac{1}{a_{\text{н}} M_{\text{н}} [\beta \sqrt{\tau} - 1]}; \quad (6.32)$$

$$J_R = \frac{1}{g_{\tau}} a_{\text{н}} M_{\text{н}} [\beta \sqrt{\tau} - 1]. \quad (6.33)$$

Величины $c_{уд}$ и J_R связаны очевидным соотношением $c_{уд} = \frac{3600}{J_R}$.

В практике двигателестроения более принято характеризовать экономичность ПВРД величиной удельного импульса J_R . Поэтому в дальнейшем мы в основном будем рассматривать закономерности изменения J_R . Преобразовывая выражение (6.33) применительно к разным законам подогрева, будем иметь следующие расчетные выражения для J_R :

а) $\Delta T_{сг} = T_{осг} - T_{он} = \text{const}$,

$$J_R = \frac{a_n M_n (H_u - c_p \Delta T_{сг}) \left[\frac{H_u}{H_u - c_p \Delta T_{сг}} \sqrt{1 + \frac{\Delta T_{сг}}{T_{он}}} - 1 \right]}{c_p \Delta T_{сг}}. \quad (6.34)$$

Некоторый интерес представляет случай «малых» относительных подогревов, когда $\frac{\Delta T_{сг}}{T_{он}}$ — незначительная по отношению к единице величина, что может быть либо при малых $\Delta T_{сг}$, либо при больших значениях M_n .

В этом случае использование выражений (6.34) неудобно.

Пользуясь тем, что отношение $\frac{\Delta T_{сг}}{T_{он}}$ мало по сравнению с единицей, можно написать $\sqrt{1 + \frac{\Delta T_{сг}}{T_{он}}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta T_{сг}}{T_{он}}$. Подставляя эту величину в (6.34) и вынося $\frac{H_u}{H_u - c_p \Delta T_{сг}}$ за скобки, получим

$$J_R = \frac{a_n M_n H_u \left[1 + \frac{\Delta T_{сг}}{2T_{он}} - \frac{H_u - c_p \Delta T_{сг}}{H_u} \right]}{c_p \Delta T_{сг}},$$

или окончательно

$$J_R = a_n M_n \left[\frac{H_u}{2c_p T_{он}} + 1 \right]; \quad (6.35)$$

б) $T_{осг} = \text{const}$.

J_R определяется выражением (6.34), в котором $\Delta T_{сг}$ будет величиной переменной по M_n и равной $T_{осг} - T_{он}$. Написав формулу (6.34) через разность $T_{осг} - T_{он}$, получим

$$J_R = \frac{a_n M_n [H_u - c_p (T_{осг} - T_{он})] \left[\frac{H_u}{H_u - c_p (T_{осг} - T_{он})} \sqrt{\frac{T_{осг}}{T_{он}}} - 1 \right]}{c_p (T_{осг} - T_{он})}. \quad (6.36)$$

Выражение (6.36) неудобно для определения значений J_R в области максимальных значений M_n , когда $T_{осг}$ приближается к температуре торможения $T_{он}$.

Получить J_R для предельной скорости можно из соотношения (6.35), подставляя вместо температуры торможения $T_{он}$ температуру $T_{осг}$, а вместо M_n то значение M_n , при котором $T_{осг} = T_{он}$:

$$M_n = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\frac{T_{осг}}{T_n} - 1 \right]}.$$

Таким образом, при $T_{осг} = T_{он}$

$$J_R = a_n \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\frac{T_{осг}}{T_n} - 1 \right]} \left[\frac{H_u}{2c_p T_{осг}} + 1 \right]; \quad (6.37)$$

в) $\tau = \text{const}$.

Удельный импульс определится также из выражения (6.34) через подстановку $\Delta T_{\text{сг}} = T_{\text{он}}(\tau - 1)$:

$$J_R = \frac{a_n M_n [H_u - c_p T_{\text{он}}(\tau - 1)] \left[\frac{H_u}{H_u - c_p T_{\text{он}}(\tau - 1)} \sqrt{\tau} - 1 \right]}{c_p T_{\text{он}}(\tau - 1)}. \quad (6.38)$$

Разбираемый случай, как и предыдущий, может быть реализован, если M_n не превышает некоторого значения, определяемого соотношением

$$\tau = \frac{(\Delta T_{\text{сг}})_{\text{max}}}{T_{\text{он}}} + 1, \text{ откуда}$$

$$M_n = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\frac{(\Delta T_{\text{сг}})_{\text{max}}}{T_{\text{он}}(\tau - 1)} - 1 \right]},$$

где $(\Delta T_{\text{сг}})_{\text{max}}$ — максимально возможное повышение температуры, обеспечиваемое данным топливом.

Формула, определяющая J_R на предельном числе M_n , очевидно будет

$$J_R = \frac{a_n \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\frac{(\Delta T_{\text{сг}})_{\text{max}}}{T_{\text{он}}(\tau - 1)} - 1 \right]} (H_u - c_p (\Delta T_{\text{сг}})_{\text{max}}) \times \left[\frac{H_u}{H_u - c_p (\Delta T_{\text{сг}})_{\text{max}}} \sqrt{\tau} - 1 \right]}{c_p (\Delta T_{\text{сг}})_{\text{max}}}; \quad (6.39)$$

г) $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$.

Этот случай, как уже указывалось, представляет интерес при наличии условия, ограничивающего $T_{\text{осг}}$ по M_n . Мы примем $T_{\text{осг}} = \text{const}$.

Закон изменения $J_R = f(M_n)$, необходимый для определения $J_R = f(M_n)$, может быть получен из очевидного соотношения

$$(1 + g_\tau) \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_p,$$

где $(\beta \sqrt{\tau})_p$ — некоторое исходное (расчетное) значение комплекса $\beta \sqrt{\tau}$. Таким образом, можно написать

$$g_\tau = \frac{(\beta \sqrt{\tau})}{\sqrt{\tau}} - 1 = \beta_p \frac{\sqrt{\left(\frac{T_{\text{осг}}}{T_{\text{он}}} \right)_p}}{\sqrt{\frac{T_{\text{осг}}}{T_{\text{он}}}}} - 1 = \beta_p \sqrt{\frac{T_{\text{он}}}{T_{\text{он},p}}} - 1.$$

Используя (6.33), получим

$$J_R = \frac{a_n M_n [(\beta \sqrt{\tau})_p - 1]}{\beta_p \left[\sqrt{\frac{T_{\text{он}}}{T_{\text{он},p}}} - 1 \right]}. \quad (6.40)$$

Предельным значением числа M_n , удовлетворяющим условию $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$, примем M_n , определенное из равенства $T_{\text{он}} = T_{\text{осг}}$, что дает

$$M_n = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left(\frac{T_{\text{осг}}}{T_{\text{он}}} - 1 \right)}.$$

Случай $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$, интересен тем, что для его осуществления (если на $T_{\text{сг}}$ наложены какие-либо ограничения, например $T_{\text{осг}} = \text{const}$) требуется применить топливо с переменным, уменьшающимся значением

H_u по M_n , так как $\Delta T = T_{\text{осг}} - T_{\text{он}}$ уменьшается, а $g_\tau = \beta_p \sqrt{\frac{T_{\text{он}}}{T_{\text{он},p}}}$ уве-

личается. Зависимость $H_u = f(M_H)$ определится обычным соотношением

$$H_u = \left(1 + \frac{1}{g_T}\right) c_p (T_{0cr} - T_{0H}),$$

где T_{0H} и g_T — известные функции от M_H .

Определяя значения $J_R = f(M_H)$ для различных способов подогрева ($\Delta T_{cr} = \text{const}$, $T_{0cr} = \text{const}$, $\tau = \text{const}$) и имея в виду ранее сказанное относительно c_p , H_u и η , будем иметь данные, приведенные на рис. 6.12 и рис. 6.13.

Как видно из выражений (6.31), (6.32), при малых значениях числа M_H другие входящие в (6.31) и (6.32) величины (кроме M_H) изменяются мало с изменением M_H во всех разбираемых случаях: $\Delta T_{cr} = \text{const}$, $T_{0cr} = \text{const}$ и $\tau = \text{const}$. Это происходит благодаря незначительному изменению T_{0H} .

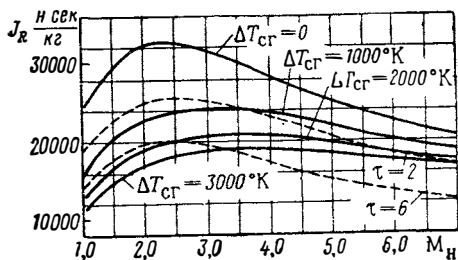


Рис. 6.12. $J_R = f(M_H)$ для подогревов $\Delta T_{cr} = \text{const}$ и $\tau = \text{const}$

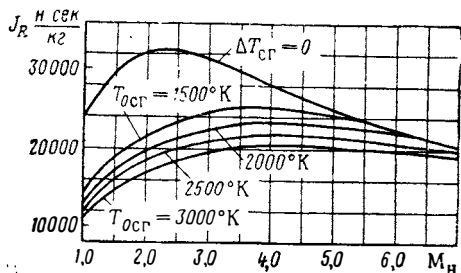


Рис. 6.13. $J_R = f(M_H)$ для случая $T_{0cr} = \text{const}$

Отсюда следует, что при малых значениях M_H J_R изменяется прямо пропорционально M_H для всех рассматриваемых законов подогрева, включая и закон $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$. Однако в дальнейшем зависимость $J_R = f(M_H)$ начинает в значительной мере определяться характером подогрева.

Если $\Delta T_{cr} = \text{const}$, то по мере увеличения M_H величина J_R , увеличиваясь, достигает своего максимального значения [соответствует $(R_{уд})_{\max}$], а затем медленно уменьшается, достигает минимального значения, после которого снова начинает увеличиваться, стремясь к бесконечности при $M_H \rightarrow \infty$.

Полученный результат не является неожиданным. Ранее было показано, что если $\Delta T_{cr} = \text{const}$ и $M_H \rightarrow \infty$, то $R_{уд}$ стремится к бесконечности, а расход топлива имеет конечное значение, отсюда прямо следует, что $J_R \rightarrow \infty$ при $M_H \rightarrow \infty$.

На рис. 6.14 показана с качественной стороны зависимость $c_{уд} = f(M_H)$, продолженная в область очень больших M_H . С физической стороны понижение $c_{уд}$ в области очень больших M_H объясняется высокими параметрами рабочего тела и термодинамического цикла: температура $T_{0cr} \rightarrow \infty$, КПД цикла $\eta_{тp} \rightarrow 1,0$. Естественно, что в этих условиях и работа расширения массы, добавляемой к воздуху, становится бесконечно большой.

В случае $T_{0cr} = \text{const}$ при увеличении числа M_H уменьшается ΔT_{0cr} и соответственно g_T , стремясь в пределе к нулю.

Удельный импульс с увеличением M_H , как уже было показано вначале (в области малых M_H), увеличивается прямо пропорционально M_H .

Начиная с $M_H = 1,0 \div 2,0$ влияние изменения скорости становится значительно меньше, функция $J_R = f(M_H)$ приобретает чрезвычайно пологий характер. После достижения максимального значения J_R медленно

но падает до своего предельного значения при $T_{0cr} = T_{0н}$ (ΔT_{cr} и $R_{уд}$ равны нулю). Как видно из рис. 6.13, начиная с $M_H \approx 3,0$ J_R практически не изменяется. На рис. 6.12 показано протекание $J_R = f(M_H)$ при $\tau = const$. Как уже было сказано, с увеличением числа M_H J_R вначале растет прямо пропорционально M_H , затем темп роста J_R замедляется.

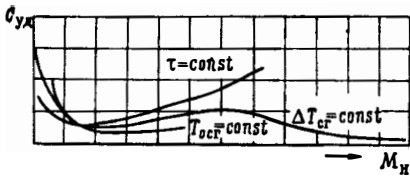


Рис. 6.14. Характер изменения $c_{уд}$ для различных законов подогрева

В диапазоне $M_H = 2,0 \div 2,5$ J_R достигает своего максимального значения и затем после весьма пологого максимума начинает уменьшаться с ростом M_H .

В заключение этого раздела рассмотрим зависимость J_R от подогрева при данном значении M_H .

На рис. 6.15 показано J_R как функция подогрева для обычного топлива ($H_u = const$) и нескольких значений M_H , а на рис. 6.16 — отношение удельного импульса «холодного» двигателя ($\Delta T_{cr} = 0$) к J_R .

Следует отметить два момента:

- 1) наибольшее значение J_R имеет место при «холодном» двигателе ($\Delta T_{cr} \rightarrow 0$);
- 2) чем больше скорость W_H , тем меньше влияние на J_R температуры (подогрева).

Первое обстоятельство, как уже отмечалось, объясняется тем, что для термодинамических циклов ПВРД, термический КПД, определяющий потери цикла, либо не зависит от подогрева ($p_0 = const, p = const$), либо улучшается с уменьшением ΔT ($F = const$).

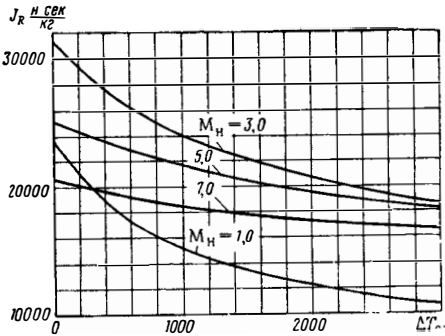


Рис. 6.15. Зависимость $J_R = f(\Delta T_{cr})$ для ряда значений M_H и ($H_u = 41\,900$ кДж/кг)

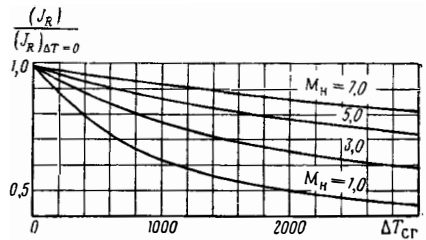


Рис. 6.16. Относительное изменение J_R по подогреву

Потери с выходной скоростью, зависящие от разности ($W_a - W_H$), также уменьшаются с уменьшением ΔT_{cr} . Таким образом, если в идеальном двигателе $\Delta T_{cr} = 0$, то остаются лишь потери на термодинамическом цикле, которые либо не зависят от ΔT_{cr} ($p_0 = const, p = const$), либо минимальны. Потери же с выходной скоростью исчезают. Отсюда понятно, что максимальное значение J_R соответствует холодному двигателю.

В реальных случаях наивыгоднейший подогрев ΔT_{cr} определяется изложенными соображениями с поправками на влияние потерь в тракте двигателя, иногда на внешнее сопротивление двигателя и т. д. Как увидим дальше, максимальное значение J_R для реального двигателя соответствует подогреву тем большему, чем значительнее механические и тепловые потери в тракте двигателя.

Как видно из рис. 6.16, подогрев значительно влияет на J_R . Следует отметить, что уменьшение влияния повышения температуры с увеличением скорости можно объяснить тем, что при ограничении подогрева ($\Delta T_{ог} = \text{const}$ или $T_{ог} = \text{const}$) по мере возрастания скорости полета двигатель становится все более «холодным», так как уменьшается относительный подогрев $\tau \left(\tau = \frac{T_{ог}}{T_{0н}} \right)$, который, по существу, определяет потери с выходной скоростью.

§ 3. ТЯГА И КОЭФФИЦИЕНТ ТЯГИ ИДЕАЛЬНО РЕГУЛИРУЕМОГО ПВРД ($p_0 = p_{0н}; F_H = \text{const}$)

Как и ранее, при анализе удельных характеристик двигателя ($R_{уд}$, J_R) и т. п. основной задачей будем считать определение зависимости тяги от скорости полета $R = f(M_H)$ при различных условиях подогрева ($\Delta T_{ог} = \text{const}$, $\tau = \text{const}$ и т. д.) и зависимость тяги от подогрева $R = f(\tau)$ при данной скорости (M_H) движения — так называемые дроссельные характеристики.

Рассмотрим тяговые характеристики идеально регулируемого ПВРД по M_H .

Как известно, тяга двигателя может быть выражена произведением $R = m_B R_{уд}$.

Ранее был разобран вопрос о $R_{уд}$ (для $p_0 = p_{0н}$). Таким образом, определение тяги зависит от того, как мы определим расход воздуха через двигатель. Очевидно, что расход воздуха при данной скорости однозначно определяется площадью F_H входящей в двигатель струи воздуха.

Мы здесь рассмотрим только тягу идеального двигателя с единицы площади входящей струи или лобовую тягу ПВРД по входящей струе $R_F = \frac{R}{F_H}$. Этот случай соответствует идеально регулируемому двигателю с $F_H = \text{const}$.

Выражая в уравнении тяги $R = m_B R_{уд}$ значение $R_{уд}$ по формуле (6.30) и m_B через $q_H a_H M_H F_H$, получим

$$R = q_H a_H M_H F_H (a_H M_H)^2 [\beta \sqrt{\tau} - 1];$$

$$\text{или} \quad R = q_H (a_H M_H)^2 F_H [\beta \sqrt{\tau} - 1], \quad (6.41)$$

где β для нашего случая, как и ранее, равно $1 + g_T$.

Лобовую тягу двигателя и коэффициент тяги можно рассчитать по формулам

$$R_{F_H} = q_H (a_H M_H)^2 [\beta \sqrt{\tau} - 1];$$

$$c_R = \frac{2R_{F_H}}{q_H W_H^2} = 2 [\beta \sqrt{\tau} - 1] f_H. \quad (6.42)$$

На рис. 6.17, 6.18 и 6.19 приведены тяговые характеристики $R = f(M_H)$ и $c_R = f(M_H)$ ПВРД при различных законах подвода тепла ($T_{ог} = \text{const}$, $\Delta T_{ог} = \text{const}$, $\tau = \text{const}$).

На рис. 6.17 показан характер протекания характеристик по M_H , а на рис. 6.18 и 6.19 — некоторые численные значения тяги идеального ПВРД: $R_F = f(M_H)$ и $c_R = f(M_H)$.

Как и следовало ожидать, наиболее резко увеличивается тяга ПВРД при $\tau = \text{const}$. Этот закон приводит к значительному увеличению тяги по скорости.

Коэффициент тяги c_R также несколько повышается по M_H .

Также понятно, что при ограниченной максимальной температуре $T_{огр}$, R_{FH} и c_R при некотором значении числа M_H (при котором $R_{уд} = 0$) будут равны нулю. Как было ранее показано, при малых числах M_H ($M_H \ll 1,0$) все три рассматриваемые закона теплоподвода примерно эквивалентны и практически не изменяются.

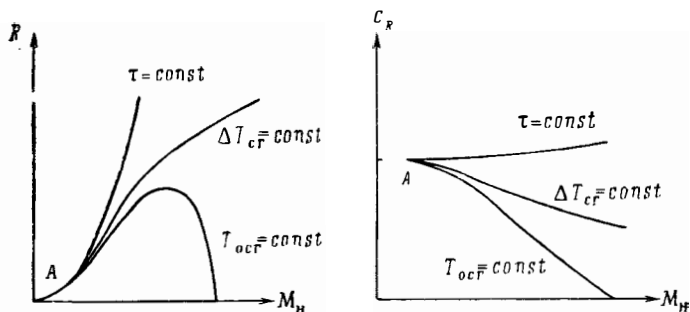


Рис. 6.17. Характер изменения тяги и коэффициента тяги для различных подогревов

Отсюда следует, что при малой скорости полета тяга ПВРД изменяется пропорционально квадрату скорости полета.

С увеличением скорости тяга в соответствии с изменением τ начинает изменяться по другим законам.

На рис. 6.18 показано изменение $R_{FH} = f(M_H)$ при $T_{огр} = 2500^\circ K$, а пунктиром дана соответствующая парабола. Как видно, квадратичный закон изменения R_{FH} по M_H соблюдается примерно до $M_H = 0,8 \div 1,0$. При $M_H > 1,0$ тяга существенно отходит от параболического закона, продол-

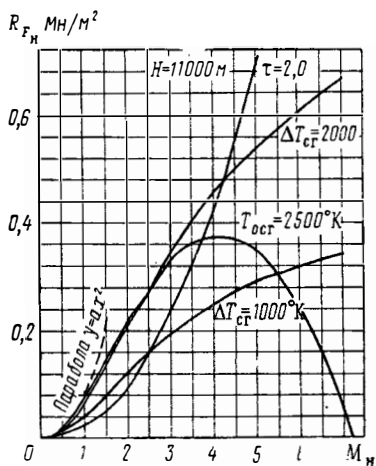


Рис. 6.18. Тяговые характеристики $R = f(M_H)$ идеально регулируемого ПВРД для различных подогревов

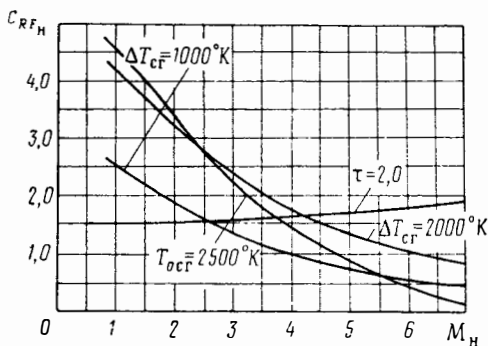


Рис. 6.19. Коэффициент тяги $c_R F_H$ идеально регулируемого ПВРД для различных законов подогрева

жая в некотором диапазоне увеличиваться практически по линейному закону (участок $M_H = 1,0 \div 2,0$), затем темп нарастания R_{FH} по M_H уменьшается, тяга достигает своего максимума и начинает падать из-за значительного уменьшения $(\beta \sqrt{\tau} - 1)$.

Перейдем к рассмотрению $R = f(M_H)$ при $\Delta T_{cr} = \text{const}$. Как было выше сказано, при $M_H \ll 1,0$ $R \sim M_H^2$. По мере увеличения M_H заметно сни-

жается относительный подогрев τ и после достижения максимума начинает несколько падать $R_{уд}$. Однако тяга R продолжает увеличиваться благодаря росту расхода воздуха, хотя темп возрастания снижается.

Затем с ростом скорости полета удельная тяга $R_{уд}$ начинает опять увеличиваться (см. рис. 6.7) и тяга соответственно быстро возрастает, стремясь к бесконечности. При этом интересно отметить, что тяга по воздуху R_B стремится к конечной величине.

Действительно, тяга по воздуху равна:

$$R_B = m_B R_{уд.в.} \quad (6.43)$$

В пределе при $M_H \rightarrow \infty$ $R_{уд.в.}$ определяется соотношением

$$(R_{уд.в.})_{M_H \rightarrow \infty} \cong \frac{a_H}{(k-1) M_H} \frac{\Delta T_{сг}}{T_H},$$

откуда

$$(R_B)_{M_H \rightarrow \infty} = \epsilon_H a_H M_H \frac{a_H}{(k-1) M_H} \frac{\Delta T_{сг}}{T_H} = \frac{\epsilon_H a_H^2}{(k-1)} \frac{\Delta T_{сг}}{T_H}. \quad (6.44)$$

Тяга по топливу

$$R_T = m_B R_{уд.т.} = a_H M_H g_{т.} \epsilon_H a_H M_H = \epsilon_H (a_H M_H)^2 g_{т.}$$

неограниченно растет.

Так как R изменяется по M_H слабее, чем это следует по квадратичному закону, то коэффициент лобовой тяги c_R падает с некоторой скоростью (см. рис. 6.19). Следует отметить, что c_R при $M_H \rightarrow \infty$ стремится к постоянной величине, равной $c_{R \rightarrow \infty} = 2g_{т.}$ Законный результат — на большой скорости только топливо дает тягу.

Третий закон теплоподвода $\tau = \text{const}$ приводит к выражению для тяги

$$R_F = \epsilon (a_H M_H)^2 [\beta \sqrt{\tau} - 1], \quad (6.45)$$

где

$$\beta = 1 + g_{т.} = 1 + \frac{1}{\frac{H_u}{c_p \Delta T_{сг}} - 1}.$$

Очевидно, если $\tau = \text{const}$, то $\Delta T_{сг} = T_{он} (\tau - 1)$, откуда

$$\beta = \frac{1}{\frac{H_u}{c_p T_H (1 + 0,2 M_H^2)} (\tau - 1)} + 1. \quad (6.46)$$

Из выражения (6.45) непосредственно видно, что если $\tau = \text{const}$, то R_F увеличивается по M_H больше, чем это следует из квадратичной зависимости, отклонение от которой объясняется увеличением β с ростом M_H .

Коэффициент тяги c_R вследствие этого также несколько увеличивается, как это и показано на рис. 6.19.

Случай $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ не требует специального рассмотрения. Очевидно, R_F будет изменяться пропорционально квадрату скорости, а c_R оставаться постоянной величиной.

ДРОССЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИДЕАЛЬНО РЕГУЛИРУЕМОГО ПВРД

Любой двигатель допускает изменение тяги от R_{\max} до R_{\min} . Разница между R_{\max} и R_{\min} , как и значения R_{\max} и R_{\min} определяются факторами, определяющими надежную работу двигателя.

Для эксплуатации всегда бывает важно знать связь между тягой, развиваемой двигателем, температурой $T_{осг}$ и расходом топлива $g_{т.}$

Зная расход топлива g_T и тягу R , можно определить J_R и получить зависимость $R=f(J_R)$, которая нужна для оценки экономичности двигателя на уменьшенных по сравнению с R_{\max} тягах.

Связь тяги с любым фактором, определяющим подогрев или расход топлива, будем называть дроссельной характеристикой двигателя.

Таким образом, связь тяги с подогревом $\Delta T_{\text{сг}}$, τ , расходом топлива g_T (или α), удельным расходом $c_{\text{уд}}$ или J_R будет дроссельной характеристикой. Очевидно, что значение одной из этих зависимостей определяет все другие.

Наиболее часто дроссельные характеристики записываются в виде

$$R = f(J_R); R = f(\alpha); R = f(T_{\text{осг}}).$$

Уменьшение тяги в идеально регулируемой ПВРД может быть осуществлено двумя крайними способами: 1) уменьшением расхода воздуха при сохранении неизменной температуры $T_{\text{осг}}$; 2) уменьшением температуры $T_{\text{осг}}$ при сохранении расхода воздуха.

Первый путь является нецелесообразным, так как экономичность идеального ПВРД тем выше, чем ниже $T_{\text{осг}}$ (это положение в широких пределах справедливо и для реальных двигателей).

Уравнение дроссельной характеристики двигателя в первом случае, очевидно, будет $J_R = \text{const}$, $T_{\text{осг}} = \text{const}$ для любых значений $R < R_{\max}$.

Во втором случае дроссельная характеристика по температуре может быть описана очевидным уравнением

$$\frac{R}{R_{\max}} = \frac{\beta \sqrt{\tau} - 1}{\beta_{R_{\max}} \sqrt{\tau_{\max}} - 1},$$

откуда для каждого значения R/R_{\max} определяется соответствующее значение $\beta \sqrt{\tau}$ и затем g_T и J_R .

В таблице для примера приведена дроссельная характеристика идеально регулируемого ПВРД на $M_H = 3,5$ при изменении R за счет $T_{\text{осг}}$ ($T_{\text{осг max}} = 2200^\circ \text{K}$).

R/R_{\max}	1,0	0,8	0,6	0,4	0,2
$T_{\text{осг}}$	2200	1880	1570	1260	980
$\Delta T_{\text{сг}}$	1450	1130	820	510	240
$J_R/J_{R_{\max}}$	1,00	1,025	1,075	1,16	1,26

§ 4. ТЯГОВЫЕ И ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИГАТЕЛЯ С НЕРЕГУЛИРУЕМЫМИ F_m и $F_{\text{кр}}$

В данном параграфе будут рассмотрены скоростные и дроссельные характеристики ПВРД с нерегулируемыми сечениями. Как мы увидим ниже, характеристики такого ПВРД (особенно тяговые) существенно отличаются от характеристик двигателя с регулируемыми сечениями.

Ввиду значительного практического значения данной схемы двигателя некоторые вопросы (например, определение дроссельной характеристики) будут излагаться попутно с решением численного примера, поясняющего некоторые исходные положения, определяющие характерные точки характеристик двигателя.

Определим тягу двигателя с нерегулируемыми сечениями. В качестве исходной формулы для R возьмем выражение

$$R = \rho_n (a_n M_n)^2 F_n \left[\beta \frac{W_a}{W_n} - 1 \right]. \quad (6.41)$$

Тяга реального ПВРД с нерегулируемыми F_m и $F_{кр}$ меньше тяги идеального двигателя вследствие потерь полного давления по рабочему тракту ($\sigma_{дв} < 1$) и нерасчетности истечения из сопла (при $p_a \neq p_n$). Формально влияние обоих указанных факторов можно учесть с помощью коэффициентов η_σ и η_p , входящих сомножителями перед комплексом $\beta \sqrt{\tau}$. Тогда выражение для тяги реального ПВРД примет вид

$$R = \rho_n (a_n M_n)^2 F_n \left[\eta_\sigma \eta_p \beta \frac{W_a}{W_n} - 1 \right]. \quad (6.47)$$

Раскроем значения η_σ и η_p , написав выражение тяги в обычном исходном виде, добавив для обозначения расчетного истечения из сопла индекс «р»:

$$R = m_n W_n \left(\beta \frac{W_a}{W_n} - 1 \right) + F_a p_a \left(1 - \frac{p_n}{p_a} \right)$$

и в форме
$$R = m_n W_n \left(\eta_p \beta \frac{W_{ap}}{W_n} - 1 \right), \quad (6.48)$$

где W_{ap} — скорость истечения при расчетном расширении из сопла. Из этих выражений легко получить выражение для η_p . Действительно, из равенства тяг следует

$$\eta_p \beta \frac{W_{ap}}{W_n} - 1 = \left(\beta \frac{W_a}{W_n} - 1 \right) + \frac{F_a p_a}{m_n W_n} \left(1 - \frac{p_n}{p_a} \right),$$

откуда
$$\eta_p = \frac{W_a}{W_{ap}} \left[1 + \frac{1}{k M_a^2} \left(1 - \frac{p_n}{p_a} \right) \right]. \quad (6.49)$$

Выразить $\frac{W_a}{W_{ap}}$, M_a и $\frac{p_n}{p_a}$ можно через отношение давления в сопле, учтя потери полного давления при истечении коэффициентом σ_c или коэффициентом ψ_w . Таким образом,

$$\frac{W_a}{W_{ap}} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_{0cr} \sigma_c} \right)^{\frac{k-1}{k}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{p_{ap}}{p_{0cr} \sigma_c} \right)^{\frac{k-1}{k}}}} = \frac{\psi_w W_a}{\psi_{Wap}} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_{0cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{p_{ap}}{p_{0cr}} \right)^{\frac{k-1}{k}}}}.$$

Так как ψ_w изменяется мало при значительном диапазоне p_a/p_{0cr} , то, обозначив p_{0cr}/p_a через Π_c , будем иметь

$$\frac{W_a}{W_{ap}} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Pi_c} \right)^{\frac{k-1}{k}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Pi_{cp}} \right)^{\frac{k-1}{k}}}}, \quad \text{где } \Pi_{cp} = \frac{p_{0cr}}{p_n} = \frac{p_{0n}}{p_n} \sigma_{н-ср} = \Pi_n \sigma_{н-ср};$$

$$M_a^2 = \frac{2}{k-1} \left[\left(\Pi_c \sigma_c \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right];$$

$$\frac{p_H}{p_a} = \frac{p_{0H}}{p_{0a}} \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_a^2\right)^{k-1}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_H^2\right)^{\frac{k}{k-1}}} = \frac{\Pi_c \sigma_c}{\Pi_H \sigma_{дв}} = \frac{\Pi_c}{\Pi_H \sigma_{H-сг}}$$

и, наконец,

$$\eta_p = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Pi_c}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Pi_c}\right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{\Pi_c}{\Pi_H \sigma_{H-сг}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}} \left\{ 1 + \frac{1 - \frac{\Pi_c}{\Pi_H \sigma_{H-сг}}}{\frac{2k}{k-1} \left[\left(\frac{\Pi_c}{\Pi_H \sigma_{H-сг}}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]} \right\}.$$

Таким образом, η_p зависит от Π_c и от нерасчетности истечения $\frac{p_a}{p_H} = \frac{p_{0a}}{p_{0H}} = \frac{\Pi_c}{\Pi_H \sigma_{H-сг}}$, что облегчает определение η_p . С целью дать представление о возможном изменении η_p приведем в таблице один из иллюстративных примеров расчета η_p нерегулируемого двигателя с учетом зависимости $\sigma_{дв} = f(M_H)$.

M_H	2	2,5	3,0	4,0	Примечание
η_p	1,0	1,0	0,995	95	$k=1,4$
$\frac{p_H}{p_a}$	1,56	0,90	0,705	0,203	$\Pi_c=10$

Отсюда можно сделать вывод, что для СПВРД η_p — относительно слабо изменяющаяся величина в довольно большом диапазоне изменения чисел M_H . Исключение может составлять двигатель с малым значением Π_c . Например, ПВРД с простым сужающимся соплом $\left[\Pi_c = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$, у которого η_p с нерасчетностью будет меняться существенно более заметно.

Теперь рассмотрим изменение коэффициента η_σ . Умножив и разделив комплекс $\eta_p \beta \frac{W_{ap}}{W_H}$ на $W_{a ил}$, получим

$$\eta_p \beta \frac{W_{ap}}{W_{ил}} = \eta_p \beta \frac{W_{op}}{W_{a ил}} \frac{W_{a ил}}{W_H}.$$

Очевидно, отношение скоростей $W_{ap}/W_{ил}$ характеризует влияние на скорость истечения при расчетном расширении ($p_a = p_H$) потерь полного давления ($\sigma_{дв} = \sigma_{H-a}$).

Отношение $W_{ap}/W_{a ил}$ можно представить в виде

$$\eta_\sigma = \frac{W_{op}}{W_{a ил}} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Pi_H \sigma_{H-сг}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Pi_H}\right)^{\frac{k-1}{k}}}},$$

или

$$\eta_{\sigma} = \frac{\zeta_{\text{в}} \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Pi_{\text{H}} \sigma_{\text{H}} - c_{\text{г}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\Pi_{\text{H}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}$$

Учитывая, что

$$\Pi_{\text{H}}^{\frac{k-1}{k}} = 1 + \frac{k-1}{2} M_{\text{H}}^2,$$

будем иметь

$$\eta_{\sigma} = \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_{\text{H}}^2\right) - \left(\frac{1}{\sigma_{\text{дв}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{\frac{k-1}{2} M_{\text{H}}^2}} \quad (6.50)$$

По формуле (6.50) определение η_{σ} не представляет затруднения. Потери в двигателе $\sigma_{\text{дв}}$, конечно, должны быть известны из газодинамического расчета двигателя. Таким образом, формулы

$$R = Q_{\text{H}} (a_{\text{H}} M_{\text{H}})^2 \varphi_{\text{д}} f_{\text{вх}} F_{\text{к}} [\eta_{\sigma} \eta_{\text{p}}^{\beta} \sqrt{\tau} - 1] \quad (6.51)$$

и, соответственно,

$$c_{\text{R}} = 2 \varphi_{\text{д}} f_{\text{вх}} [\eta_{\sigma} \eta_{\text{p}}^{\beta} \sqrt{\tau} - 1], \quad (6.52)$$

$$J_{\text{R}} = \frac{c_{\text{R}} (a_{\text{H}} M_{\text{H}})}{2 \varphi_{\text{д}} f_{\text{вх}} (\beta - 1)} \quad (6.53)$$

отличаются простотой и при слабом изменении коэффициентов η_{σ} и η_{p} помогают дать правильное физическое объяснение особенностям протекания характеристик нерегулируемого ПВРД.

Исходя из того что требования к тяговым характеристикам ПВРД могут быть различными в зависимости от назначения двигателя, рассмотрим два крайних случая.

1. Будем считать, что установлено число $M_{\text{в}} = M_{\text{p}}$, при котором $F_{\text{H}} = F_{\text{вх}}$, и установлен подогрев $\left(\frac{\Delta T_{\text{сг}}}{T_{0\text{H}}}\right)_{\text{p}}$ (либо $\frac{F_{\text{m}}}{F_{\text{кр}}}$), соответствующий условию $\sigma_{\text{д}} = \sigma_{\text{max}}$ на этом $M_{\text{в}}$.

2. Число M_{H} , при котором достигается максимальный относительный подогрев [либо $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$, либо $T_{0\text{сг}} = (T_{0\text{сг}})_{\text{max}}$], соответствует некоторому значению $M_{\text{H min}}$.

Первый случай характерен для «маршевых» двигателей, не предназначенных для разгона летательного аппарата в большом диапазоне чисел M_{H} .

Второй случай соответствует, очевидно, «разгонным» двигателям, которые для быстрого разгона летательного аппарата должны обладать на $M_{\text{H min}}$ возможно большей тягой (отсюда и максимально возможные подогревы на $M_{\text{H min}}$).

Рассмотрим первый случай в предположении, что истечение из сопла расчетное, т. е. $\eta_{\text{p}} = 1,0$.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ МАРШЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ

Анализ скоростных тяговых характеристик маршевого двигателя удобно вести, беря за исходную точку M_{p} .

Найдем выражение R для $M_{\text{H}} \leq M_{\text{p}}$ при максимально возможном подогреве, что соответствует максимальной тяге двигателя с заданными F_{m} и $F_{\text{кр}}$.

Умножив и разделив правую часть уравнения (6.41) на площадь входа в диффузор $F_{вх}$ и имея в виду, что $\eta = \eta_\sigma \beta \sqrt{\tau}$, получим следующее выражение для тяги:

$$R = Q_H (a_H M_H)^2 \varphi_H F_{вх} [\eta_\sigma \beta \sqrt{\tau} - 1].$$

Ранее было показано, что:

1. Коэффициент расхода идеального диффузора φ_H на режимах $M_H < M_p$ равен следующему выражению:

$$\varphi_H = \frac{q(M_p)}{q(M_H)} = \frac{M_p}{M_H} \frac{(1 + 0,2M_H^2)^3}{(1 + 0,2M_p^2)^3}. \quad (6.12)$$

2. Коэффициент восстановления давления $\sigma_{m-кр}$ в случае соответствия подогрева пропускной способности критических сечений равен единице (отсутствуют потери на участке $m - кр - \eta_\sigma = 1$).

3. При неизменных критических сечениях диффузора и сопла максимально возможное значение $\beta \sqrt{\tau}$ не зависит от M_H и поэтому для режима максимальной тяги можно принять $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_p$, где $(\beta \sqrt{\tau})_p$ есть максимально возможное значение этого комплекса на M_p .

Таким образом, можно написать

$$R_p = Q_H (a_H M_H)^2 \frac{q(M_p)}{q(M_H)} F_{вх} [(\beta \sqrt{\tau})_p - 1].$$

Относительное изменение тяги ПВРД по M_H , очевидно, будет

$$\bar{R}_p = \frac{R}{R_p} = \left(\frac{M_H}{M_p}\right)^2 \frac{\varphi_H}{\varphi_p} = \left(\frac{M_H}{M_p}\right)^2 \frac{q(M_p)}{q(M_H)},$$

или

$$\bar{R}_p = \frac{M_H}{M_p} \frac{(1 + 0,2M_H^2)^3}{(1 + 0,2M_p^2)^3}. \quad (6.54)$$

Соответствующие выражения для максимального значения коэффициента тяги, очевидно, будут

$$c_{R_p} = 2\varphi_p [(\beta \sqrt{\tau})_p - 1] \quad (6.55)$$

и

$$\bar{c}_R = \frac{c_R}{c_{R_p}} = \frac{\varphi_H}{\varphi_p}.$$

Если подставить вместо φ_H его значение через M_H [см. (6.12)] и положить $\varphi_p = 1$, получим

$$c_R = 2 \frac{q(M_p)}{q(M_H)} [(\beta \sqrt{\tau})_p - 1] \quad (6.56)$$

и

$$\bar{c}_R = \frac{q(M_p)}{q(M_H)}.$$

Полученные зависимости правильно отражают характер изменения R и c_R по M_H реального ПВРД.

Установленную связь $\varphi_H = \varphi(M_H)$ и условие $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ можно принимать и для количественной оценки относительного изменения тяги реального двигателя в небольшом диапазоне чисел M_H .

С увеличением диапазона M_H удовлетворительные количественные результаты можно получить, учитывая влияние изменения коэффици-

ента восстановления полного давления диффузора по M_H только на φ_H . Как было ранее показано, в этом случае

$$\varphi_H = \frac{q(M_p)}{q(M_H)} \frac{\sigma_d}{\sigma_{д,р}}. \quad (6.57)$$

Таким образом, выражения для \bar{R}_p и \bar{c}_R принимают вид

$$\bar{R}_p = \left(\frac{M_H}{M_p}\right)^2 \frac{q(M_p)}{q(M_H)} \frac{\sigma_d}{\sigma_{д,р}}; \quad \bar{c}_R = \frac{q(M_p)}{q(M_H)} \frac{\sigma_d}{\sigma_{д,р}} \quad (6.58)$$

или

$$\bar{R}_p = \frac{M_H}{M_p} \frac{(1 + 0,2M_H^2)^3}{(1 + 0,2M_p^2)^3} \frac{\sigma_d}{\sigma_{д,р}}. \quad (6.59)$$

В полученных уравнениях сразу видно, что тяга двигателя при уменьшении числа M_H сильно падает. Главной причиной этого является быстрое уменьшение расхода воздуха в связи с уменьшением скорости и φ_H . Зависимость $\bar{c}_R = \bar{c}_R(M_H)$ определяется только изменением φ_H по M_H .

Ко второй причине, влияющей на изменение R или c_R по M_H , можно отнести условие $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$. Действительно, для соблюдения этого условия по мере уменьшения M_H необходимо понижать $\Delta T_{сг}$ соответственно $T_{огг}$, так как снижается температура торможения $T_{он}$.

Очевидно, снижать $\Delta T_{сг}$ (и $T_{огг}$) с точки зрения жаропрочности конструкции или ограничения по $\Delta T_{сг}$ не надо. Поэтому можно заключить, что условие $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$ приводит к снижению $\Delta T_{сг}$ против той величины, которая определяется либо жаропрочностью конструкции, либо теплотворностью топлива ($\Delta T_{сг} \leq \Delta T_{\text{max}}$). Такое неиспользование возможностей по подогреву из-за необходимости соблюдения условия $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$ также можно отнести к причинам, приводящим к сильному падению тяги ПВРД с нерегулируемыми проходными сечениями при уменьшении числа M_H .

Разберем второй случай: $M_H > M_p$ и $F_H = F_{\text{вх}}$.

Как было ранее показано, при $F_H = \text{const}$ и $F_m = \text{const}$ неизбежно должны возникнуть потери полного давления на участке $n - m$ из-за несоответствия F_m площади входящей струйки F_H .

Наименьшие потери и наибольшая тяга будут, если комплекс $\beta\sqrt{\tau}$ сохранит свое значение неизменным и равным $(\beta\sqrt{\tau})_p$. Коэффициент полного давления на участке $n - m$ определится из ранее полученного выражения

$$\sigma_{n-m} = \frac{q(M_H)}{q(M_p)} = \frac{M_H (1 + 0,2M_p^2)^3}{M_p (1 + 0,2M_H^2)^3}. \quad (6.60)$$

Уменьшение полного давления отразится на выходном импульсе или, что то же самое, на выходной скорости, которая будет меньше. Коэффициент η_σ уже не будет равен единице.

Определим η_σ . Как известно, коэффициент η_σ представляет собой отношение действительной скорости истечения W_a к идеальной $(W_a)_{ид}$.

Имея в виду, что $\frac{p_{0H}}{p_H} = \left(1 + \frac{k-1}{k} M_H^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$, и считая коэффициент адиабаты k неизменным по тракту двигателя и равным 1,4, получим

$$\eta_\sigma = \sqrt{\frac{(1 + 0,2M_H^2) - \left(\frac{1}{\sigma}\right)^{0,286}}{0,2M_H^2}}. \quad (6.50')$$

Для получения представления о возможных значениях η^σ , когда η^σ является функцией только M_H и M_P , определим η_σ для двух случаев: $M_P=3,0$ и $M_P=4,0$.

M_H	3,0	4,0	5,0	4,0	5,0	6,0
σ	1,0	0,393	0,17	1,0	0,428	0,20
η_σ	1,0	0,95	0,93	1,0	0,972	0,93

Следует подчеркнуть сильное влияние на σ отклонения M_H от M_P . Так, при $M_H=4,0$ и $M_P=3,0$ $\sigma=0,4$, т. е. потеряно 60% полного давления. Уменьшение выходного импульса при этом составляет всего 5% ($\eta_\sigma=0,95$) (тяга двигателя может упасть более чем на 15%, так как тяга ВРД представляет собой только часть величины выходного импульса).

Очевидно, сохранить условие $\beta\sqrt{\tau}=\text{const}$ с увеличением M_H можно лишь в случае, когда подогрев ($\Delta T_{\text{сг}}$ или τ в зависимости от того, по какому параметру накладывается ограничение — по $\Delta T_{\text{сг}}$ или $T_{0\text{сг}}$) может увеличиваться. Если же наибольший подогрев достигнут уже на M_P ($\Delta T_{\text{сг max}}$ или $T_{0\text{сг}}$), то режим $\beta\sqrt{\tau}=\text{const}$ при $M_H>M_P$ не может быть осуществлен.

Предельное число $M_{H\tau}$, для которого может сохраняться условие $\beta\sqrt{\tau}=\text{const}$, определяется исходя из соотношений

$$\beta\sqrt{\frac{T_{0\text{сг max}}}{T_{0H}}}=(\beta\sqrt{\tau})_P,$$

если ограничено $T_{0\text{сг}}$, и

$$\beta\sqrt{1+\frac{\Delta T_{\text{сг max}}}{T_{0H}}}=(\beta\sqrt{\tau})_P,$$

если ограничено $\Delta T_{\text{сг}}$.

Выражая температуру торможения как $T_{0H}=T_H\left(1+\frac{k-1}{2}M_H^2\right)$, после элементарных преобразований получим

$$M_{H\tau}^2=\frac{2}{k-1}\left[\frac{\beta^2 T_{0\text{сг max}}}{T_H}\frac{1}{(\beta\sqrt{\tau})_P^2}-1\right] \quad (6.61)$$

и

$$M_{H\tau}^2=\frac{2}{k-1}\left[\frac{\beta^2 \Delta T_{\text{сг max}}}{T_H(\beta\sqrt{\tau})_P^2-\beta^2}-1\right]. \quad (6.62)$$

Решение первого из полученных уравнений затрудняется тем, что β зависит от M_H . Решение второго уравнения не вызывает затруднения, так как β в нем не зависит от M_H , всецело определяясь значением $\Delta T_{\text{сг max}}$.

Таким образом, условие $(\beta\sqrt{\tau})_P=\text{const}$ может соблюдаться в диапазоне $\Delta M=M_{H\tau}-M_P$, если же $M_H<M_{H\tau}$, то $\beta\sqrt{\tau}<(\beta\sqrt{\tau})_P$. Как уже известно для нерегулируемого двигателя, если $\beta\sqrt{\tau}<(\beta\sqrt{\tau})_P$, то на участке $m-\kappa p$ появятся потери полного давления, определяемые выражением (6.16):

$$\sigma_{m-\kappa p}=\frac{\beta\sqrt{\tau}}{(\beta\sqrt{\tau})_P}. \quad (6.16)$$

Значение $\beta\sqrt{\tau}$ для каждого M_H определяется по известной величине $T_{0\text{сг}}$ или $\Delta T_{0\text{сг max}}$.

Очевидно, что выражения для коэффициента тяги и удельной тяги при $M_H > M_p$ по форме будут аналогичны выражениям (6.52)—(6.53). Потери полного давления здесь будут уже как на участке $n - m$, так и на участке $m - kp$, и поэтому значение σ_{n-kp} определится выражением

$$\sigma_{n-kp} = \frac{q(M_H)}{q(M_p)} \frac{\beta \sqrt{V\tau}}{(\beta \sqrt{V\tau})_p}. \quad (6.63)$$

На рис. 6.20 показаны типичные тяговые характеристики ПВРД по M_H в виде зависимостей $c_R = f(M_H)$ и $R = f(M_H)$. Различие в характеристиках (линии 1 и 2), если считать, что ограничения по $\Delta T_{сг}$ и $T_{осг}$ одинаковы для двигателей (1) и (2), объясняется разными значениями $M_{H\tau}$ ($\beta \sqrt{V\tau})_p$ для двигателя (1) меньше, чем $(\beta \sqrt{V\tau})_p$ для двигателя (2).

Характеристики (1) и (2) соответствуют: первая — $M_{H\tau} > M_p$ и вторая — $M_{H\tau} < M_p$. Для маршевых двигателей более типична характеристика (1), так как двигатель с такой характеристикой имеет лучшую экономичность на основном режиме работы — крейсерском.

Характеристика (2) может быть у маршевого двигателя, например, в случае, когда двигатель по каким-либо соображениям спроектирован на большие тяги при $M_H < M_p$ (например, для целей саморазгона летательного аппарата с «малых» чисел M_H до крейсерской скорости с помощью СПВРД).

На рис. 6.21 и 6.22 приведены данные, по которым можно судить о некоторых количественных соотношениях между характеристиками двигателей (1) и (2) ($M_{H\tau_1} = 3,9$; $M_{H\tau_2} = 2,0$). Все данные отнесены к характеристикам двигателя (1) на $M_p = 3,0$.

Как уже было сказано, замечания по зависимости $c_R = f(M_H)$ и $R = f(M_H)$ будем делать начиная от точки, определяющей крейсерский режим работы двигателя $M_{H,кр}$. Значение $M_{H,кр}$ обычно близко или равно M_p ; примем $M_{H,кр} = M_p = 3,0$.

Если $M_H < M_p$, то c_R и R быстро уменьшаются вследствие уменьшения φ_n и M_H . Так, для обоих наших примеров при $\Delta M_H = 0,2$ тяга падает примерно на 30% (двигатель 1) и 23% (двигатель 2). Значительное уменьшение располагаемой тяги является отличительной особенностью сверхзвукового ПВРД.

При $M_H > M_p$ могут встретиться два вида характеристик (линии 1 и 2 на рис. 6.21 и 6.22).

Первый тип характеристики получается тогда, когда в некотором диапазоне $M_H - M_p$ можно поддерживать значение $\beta \sqrt{V\tau} = (\beta \sqrt{V\tau})_p$ за счет увеличения $\Delta T_{сг}$ и соответственно $T_{осг}$. Коэффициент тяги в этом диапазоне чисел M_H (участок $a - б$ на рис. 6.21 и 6.22) будет лишь несколько изменяться за счет влияния $\sigma_{дв}$, которое при $M_H > M_p$ будет быстро уменьшаться, что показано на рис. 6.22, б.

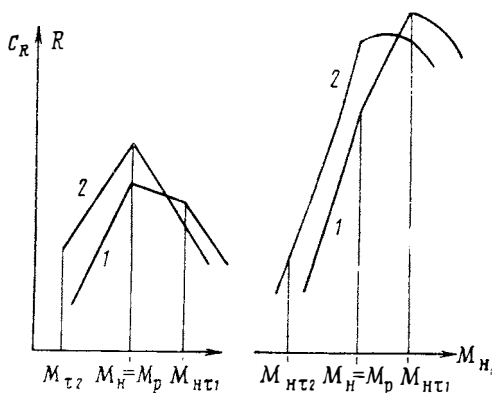


Рис. 6.20. Тяговые характеристики ПВРД при различных значениях $M_{H\tau}$

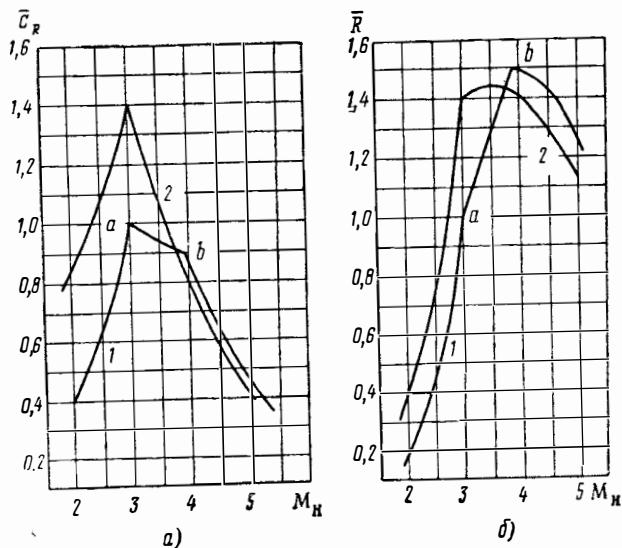


Рис. 6.21. Относительные тяговые характеристики ПВРД $c_R = f(M_H)$, $R_F = f(M_H)$.

Двигатель 1: $T_{0сг} = 2800^\circ\text{K}$; $M_{H\tau} = 3,9$ при $M_p = 3,0$; $T_{0сг} = 2000^\circ\text{K}$; $(\beta \sqrt{V\tau})_p = 1,88$. Двигатель 2: $T_{0сг} = 2800^\circ\text{K}$; $M_{H\tau} = 2,0$ при $M_p = 3,0$; $T_{0сг} = 2800^\circ\text{K}$; $(\beta \sqrt{V\tau})_p = 2,84$

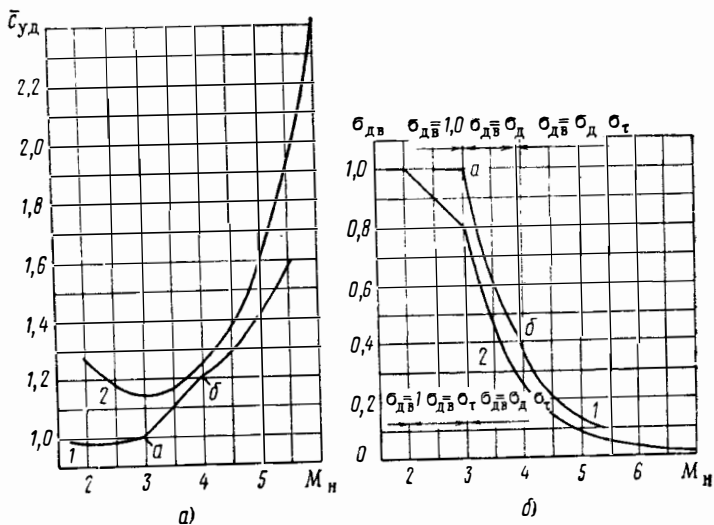


Рис. 6.22. Относительные экономические характеристики ПВРД и потери ρ_0 , $J_R = f(M_H)$ и $\sigma_{дв} = f(M_H)$ для двигателей 1 и 2

После достижения какого-либо ограничения по $\Delta T_{\text{сг}}$ или $T_{\text{осг}}$ (точка б на рис. 6.21 и 6.22) значение $\beta\sqrt{\tau}$ начнет уменьшаться*, $\sigma_{\text{дв}}$ будет падать с увеличением $M_{\text{н}}$ более сильно, c_R и R начнут резко уменьшаться.

Относительное малое значение $c_R = f(M_{\text{н}})$ и увеличение тяги, примерно пропорциональное $M_{\text{н}}^2$ при $M_{\text{н}} > M_{\text{р}}$ и максимальном значении $\beta\sqrt{\tau}$, являются типичными для тяговых характеристик ПВРД первого рода (линия 1, участок а — б на рис. 6.21 и 6.22).

Когда $\beta\sqrt{\tau} < (\beta\sqrt{\tau})_{\text{р}}$ и $M_{\text{н}} > M_{\text{н.р}}$, что справедливо для характеристики (1) при $M_{\text{н}} > M_{\text{н.т}}$ и для характеристики (2) при $M_{\text{н}} > M_{\text{р}}$, то c_R быстро уменьшается независимо от того, какую характеристику (1) или (2) мы имеем. Характер изменения c_R и R по $M_{\text{н}}$ в этом случае виден из рис. 6.20 и 6.21. Обращает внимание то, что законы изменения c_R и R на этих участках практически одинаковые для обеих характеристик.

Также интересно отметить, что зависимость $c_R = f(M_{\text{н}})$ для двигателя (2) почти «симметрична» относительно «оси» $M_{\text{н}}$ или, другими словами, при $M_{\text{н}} = M_{\text{р}} \pm \Delta M_{\text{н}}$ мы получим одинаковые значения c_R . Это правило довольно точно соблюдается при относительно больших значениях $M_{\text{р}}$ (см. рис. 6.21, а, линия 2).

На рис. 6.22 изображено изменение удельного расхода топлива и $\sigma_{\text{дв}}$ по $M_{\text{н}}$. Линия 2 соответствует случаю $T_{\text{осг}} = \text{const}$ (так как $M_{\text{н}2} = 2,0$) и в отличие от соответствующей характеристики идеально регулируемого двигателя на больших значениях $M_{\text{н}}$ растет вследствие увеличения влияния $\sigma_{\text{дв}}$ при уменьшении относительного подогрева. Сравнивая два рассматриваемых случая, можно сказать, что, как и надо было ожидать, экономичность двигателя (1) лучше, чем двигателя (2) при всех значениях $M_{\text{н}}$. На участке $M_{\text{н}} < M_{\text{р}}$ двигатель (2) имеет большую температуру $T_{\text{осг}}$ и меньшее значение $\sigma_{\text{н-кр}}$, так как в этом двигателе $M_{\text{н}} = 2,0$, а следовательно, на участке $2,0 < M_{\text{н}} < M_{\text{р}}$

$$\sigma_{\text{н-кр}} = \frac{\beta\sqrt{\tau}}{(\beta\sqrt{\tau})_{\text{р}}} < 1,0.$$

Основное влияние на удельный расход на режимах R_{max} оказывают обычно потери с выходной скоростью, что имеет место и в нашем случае. Для двигателя (2), у которого при $M_{\text{н}} < M_{\text{р}}$ потери с выходной скоростью больше из-за более высокого значения $T_{\text{осг}}$, $c_{\text{уд}}$ больше.

В диапазоне $M_{\text{р}} < M_{\text{н}} < M_{\text{н.т}}$ температура в двигателе (1) приближается к температуре двигателя (2), сравниваясь в точке б.

Соответственно ведут себя и линии $c_{\text{уд}}$, которые сближаются. Разница в $c_{\text{уд}}$, начиная с точки б, объясняется только разницей в $\sigma_{\text{дв}}$, которое для двигателя (1) имеет большее значение во всем диапазоне чисел $M_{\text{н}}$.

Возможность реализации тяговой характеристики того или иного типа должна, очевидно, определяться различными значениями отношения $\frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{вх}}}$, определяющего величину $(\beta\sqrt{\tau})_{\text{р}}$:

$$\frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{вх}}} = (\beta\sqrt{\tau})_{\text{р}} \frac{\varphi_{\text{н}}}{\sigma_{\text{н-кр}}} \frac{q(M_{\text{н}})}{q(M_{\text{кр}})}. \quad (6.64)$$

Как видно, при максимальном значении $\sigma_{\text{н-кр}} \frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{вх}}}$ должно быть тем больше, чем выше $(\beta\sqrt{\tau})_{\text{р}}$. Так как величина $(\sigma_{\text{н-кр}})_{\text{max}}$ при данном числе $M_{\text{н}}$ относительно слабо зависит от значения $(\beta\sqrt{\tau})_{\text{р}}$ и определяется

* Здесь не рассматривается возможность поддержания максимального значения $\beta\sqrt{\tau}$ за счет β при уменьшении $T_{\text{осг}}$.

в основном потерями во входном устройстве, можно сделать вывод: чем больше $\frac{F_{кр}}{F_{вх}}$, тем выше и $(\beta \sqrt{\tau})_p$, а следовательно, такой двигатель имеет и большее значение $c_{R \max}$.

На рис. 6.23, а показан возможный характер дроссельных характеристик ПВРД в относительных координатах $\frac{c_{уд}}{c_{уд \max}} = f\left(\frac{c_R}{c_{R \max}}\right)$, где $c_{уд \max}$ — удельный расход на режиме $c_{R \max}$.

Как видно, экономичность двигателя по дроссельной характеристике может вначале уменьшаться (а), почти не изменяться (б) и увели-

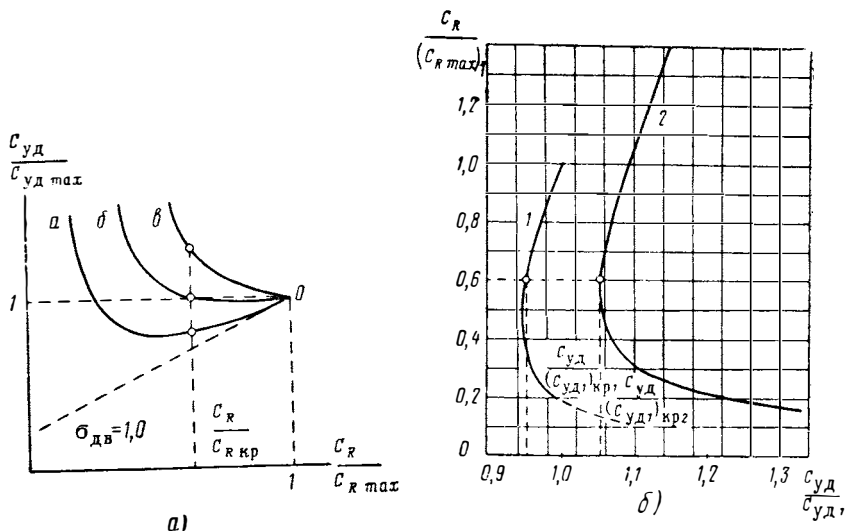


Рис. 6.23. Протекание дроссельных характеристик ПВРД

чиваться (а). По мере дальнейшего уменьшения c_R для всех типов характеристик, за исключением идеально регулируемого двигателя с $\sigma_{н-кр} = 1,0$, типично уменьшение J_R — ухудшение экономичности.

Наиболее типичным для маршевых ПВРД является характеристика а с некоторым вначале увеличением удельного импульса по мере уменьшения c_R .

Тип или характер дроссельной кривой всецело определяется соотношением между комплексом $\beta \sqrt{\tau}$ и потерями полного давления $\sigma_{дв}(\eta_\sigma)$. Простой анализ показывает, что характеристика а реализуется в том случае, когда комплекс $(\beta \sqrt{\tau})_{c_{R \max}}$ и η_σ имеют относительно большие значения. Тогда в начале дросселирования значительно уменьшаются потери с выходной скоростью, в то время как потери цикла при уменьшении относительного подогрева (эффективный КПД) увеличиваются в меньшей мере. С увеличением степени дросселирования подогрев τ значительно уменьшается, что приводит к преимущественному влиянию на экономичность двигателя значительно возросших потерь цикла, и J_R после довольно большого участка слабого изменения начинает быстро уменьшаться. Если потери цикла ПВРД не зависят от подогрева ($\sigma_{дв} = 1,0$ и $\eta_\sigma = \eta_l$), то экономичность двигателя с увеличением степени дросселирования все время улучшается из-за уменьшения потерь с выходной скоростью (см. пунктирную линию на рис. 6.23, а).

Характеристики б и в, как теперь ясно, являются частным случаем характеристики а и типичным для двигателей с относительным меньшим значением комплекса $\eta_\sigma \beta \sqrt{\tau}$.

На рис. 6.23, б в качестве примера приведены дроссельные характеристики ПВРД, тяговые характеристики которых были даны на рис. 6.21. Дроссельные характеристики обоих двигателей имеют довольно значительную область, в которой $c_{уд}$ и, следовательно, J_R меняется очень мало. Так, для двигателя (1) значения $c_{уд}$, не отличающиеся от $(c_{уд})_{c_{Rmax}}$ бо-

лее чем на 1,5%, лежат в диапазоне $0,3 < \frac{c_R}{(c_R)_{max}} < 0,7$ и, соответс-

венно, для двигателя (2) — $0,4 < \frac{c_R}{(c_R)_{max}} < 0,8$. Как и следовало ожидать, при равных тягах экономичность двигателя (2) хуже, чем двигателя (1), что всецело объясняется меньшим значением $\sigma_{дв}$ на дроссельных режимах.

Маршевый двигатель, предназначенный для полета на заданном числе M_H и высоте H , должен обладать максимально возможной экономичностью. В отличие от идеального СПВРД реальный двигатель имеет потери полного давления по тракту и потому режимы работы идеального и реального СПВРД, соответствующие J_{Rmax} , не совпадают. Посмотрим, как влияют потери p_0 на оптимальную величину коэффициента избытка воздуха α в реальном СПВРД. При использовании конкретного топлива, имеющего определенные величины H_u и L_0 , величина α вполне определяет относительный расход топлива $\left(g_T = \frac{1}{\alpha L_0}; \beta = 1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right)$ и оказывается удобной в практических расчетах характеристик

двигателя. Воспользовавшись формулой (6.26) и имея в виду, что $\alpha = \frac{1}{g_T L_0}$, можно при известных H_u и T_{0H} определить относительный подогрев в двигателе τ в зависимости от α . Подставив найденную величину τ в формулу (6.52), определим для ряда значений произведения $\eta_\sigma \eta_p$ ($\eta = \eta_\sigma \eta_p = 1,0; 0,95; 0,9$) типичных для СПВРД, $c_f \left(c_f = \frac{c_R}{\varphi_n f_{вх}} \right)$, а по формуле (6.53) — J_R .

На рис. 6.24 показана зависимость $J_R = f(\alpha)$ для ряда значений M_H и η при работе СПВРД на ряде условных топливных композиций, отличающихся H_u и L_0 . Отметим ряд важных особенностей протекания экономических характеристик реального СПВРД, следующих из рассмотрения кривых рис. 6.24.

1. Максимум экономичности СПВРД при $\eta = \eta_\sigma \eta_p \neq 1,0$ соответствует конечной величине α .

2. При увеличении потерь полного давления в двигателе (уменьшение η) оптимальная величина α уменьшается. Так, например, для стандартного топлива ($H_u = 10\,000$ ккал/кг; $L_0 = 15$) при $M_H = 3,0$ и $\eta = 0,95$ $\alpha_{opt} = 5,0$; при $\eta = 0,9$ $\alpha_{opt} = 3,0$.

3. При уменьшении H_u топлива и сохранении неизменных L_0 оптимальные значения α уменьшаются при прочих равных условиях. Например, при применении топлива с $H_u = 4000$ ккал/кг и $L_0 = 15$ на $M_H = 3,0$ при $\eta = 0,95$ $\alpha_{opt} = 2,0$; при $\eta = 0,9$ $\alpha_{opt} = 1,0$. Связано это с уменьшением тепловыделения, а из общей теории ВРД известно, что увеличение потерь восстановления давления в двигателе должно компенсироваться повышенным тепловыделением в нем.

4. Оптимальное значение α возрастает при использовании топлив с большим значением теплотворной способности на 1 кг смеси $\left(H_{u см} = \frac{H_u}{1 + L_0} \right)$ (сравнивая рис. 6.24, б и 6.24, в).

5. При увеличении полетного числа M_H оптимальное значение α уменьшается. Например, при работе на топливе типа керосина на $M_H = 5,0$ при $\eta = 0,95$ $\alpha_{opt} \approx 2,0$; при $\eta = 0,9$ $\alpha_{opt} \approx 1,2$.

Следует заметить, что в реальных СПВРД при высоких сверхзвуковых числах M_H полета ($M_H > 10 \div 15$) при работе на топливах типа керосина или водорода оптимальные величины α становятся меньше едини-

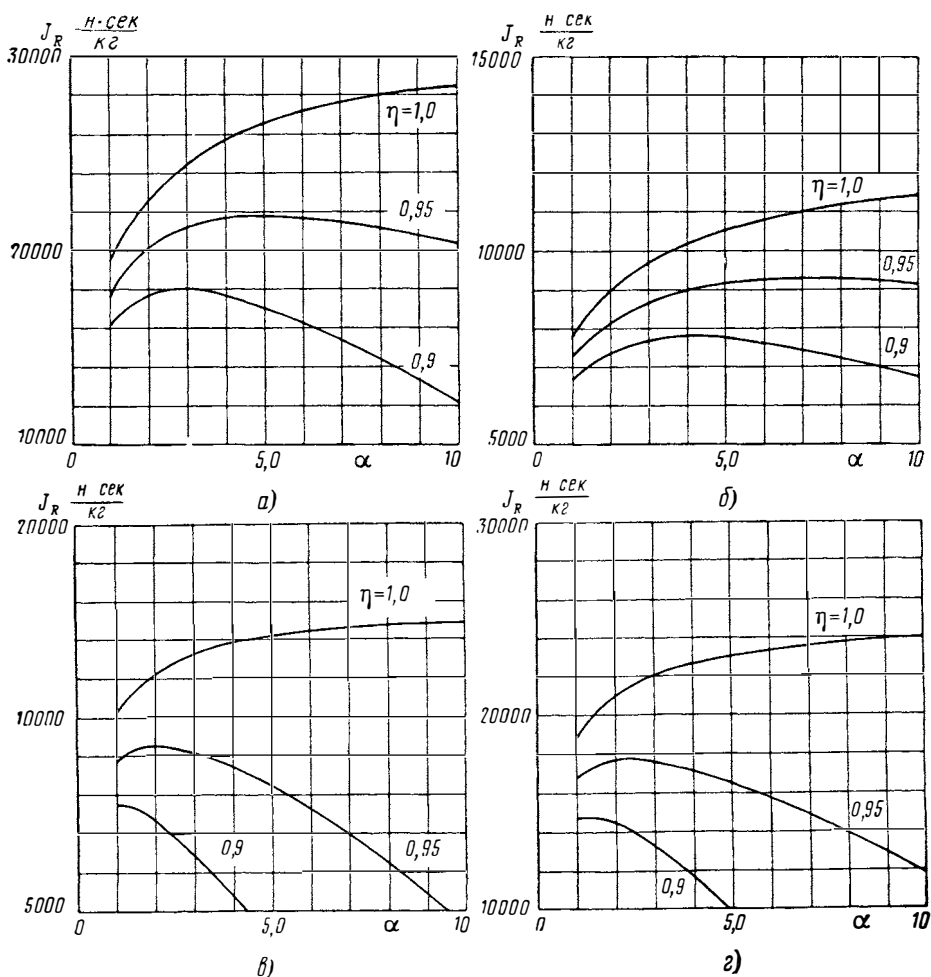


Рис. 6.24. Экономические характеристики СПВРД при наличии потерь полного давления в газовом тракте:

а — $M_H = 3,0$; горючее $H_u = 10\ 000$ ккал/кг; $L_0 = 15$; б — $M_H = 3,0$; горючее $H_u = 4000$ ккал/кг; $L_0 = 4$; в — $M_H = 3,0$; горючее $H_u = 4000$ ккал/кг; $L_0 = 15$; г — $M_H = 5,0$; горючее $H_u = 10\ 000$ ккал/кг; $L_0 = 15$

цы ($\alpha_{opt} < 1,0$). При выборе параметров маршевого СПВРД режим его работы должен, по крайней мере, соответствовать $\alpha \leq \alpha_{opt}$. При $\alpha > \alpha_{opt}$ его размеры (площадь камеры сгорания) и, следовательно, вес и сопротивление будут при заданной величине абсолютной тяги R завышенными, а экономичность заниженной. На практике режим $\alpha = \alpha_{opt}$ в области умеренных маршевых чисел M_H полета ($M_H = 2,0 \div 4,0$) соответствует переразмеренному и утяжеленному двигателю. Поэтому выбираются режимы $\alpha < \alpha_{opt}$. Обычно путем предварительных проработок назначается некоторая величина $c_{R\alpha}$, которую необходимо обеспечить при максималь-

ной экономичности. Варьируя соотношением между расходом воздуха [величиной $f_{вх}$ и подогревом $\beta\sqrt{\tau}$, связанными соотношением (6.64)], определяют режим СПВРД (α) и его проходные сечения ($f_{вх}$; $f_{кр}$), обеспечивающие максимум экономичности при заданной величине $c_{R\alpha}$. Каждое значение $c_{R\alpha}$ имеет свое оптимальное сочетание α и $f_{вх}$. Поскольку, как показано выше (см. рис. 6.23), максимум зависимости J_R или $c_{уд} = f(c_R)$ весьма пологий, эта задача решается относительно просто. Некоторые общие соображения о выборе параметров СПВРД в зависимости от исходных данных и ограничений приводятся в следующем параграфе.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗГОННЫХ СПВРД

Разгонные двигатели предназначены для работы в широком диапазоне изменения скорости и высоты полета.

Если рассматривать СПВРД, то изменение скорости или M_H полета от минимального целесообразного значения ($M_{H\min}$) до максимального ($M_{H\max}$) будет составлять $\Delta M_H = M_{H\max} - M_{H\min} = 2 \div 3$ при $M_{H\min} = 1,8 \div 2,0$ и $M_{H\max} = 4 \div 5$.

Снижение указанного нижнего предела M_H обычно нецелесообразно из-за плохих тяговых характеристик СПВРД на малых числах M_H . Двигатель, развивающий требуемый для полета летательного аппарата тягу, будет иметь неоправданно большие размеры и вес, а также ухудшенную экономичность во всем рабочем диапазоне ΔM_H .

Превышение верхнего предела M_H свыше $M_H \approx 5,0$ затруднительно по причине ухудшения тяговых характеристик (рис. 6.26 и 6.27) двига-

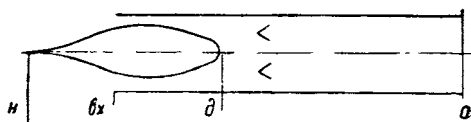


Рис. 6.25. Принципиальная схема СПВРД максимальной лобовой тяги на $M_H = M_{H\min}$ ($F_{вх} = F_x = F_{сг} = F_{кр}$)

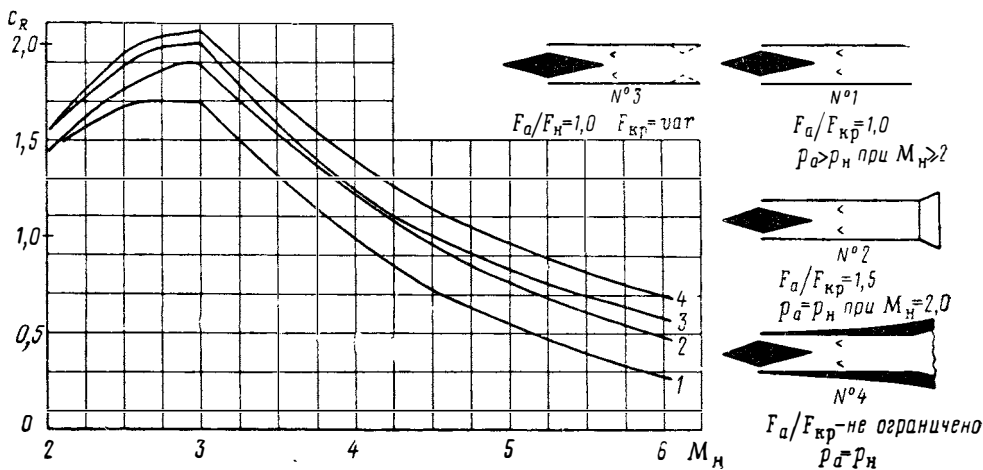


Рис. 6.26. Тяговые характеристики разгонных СПВРД ($F_{кр} = 1,0$; $\Delta T_{сг} = 2000^\circ \text{K}$; $T_H = 216,5^\circ \text{K}$; $\beta = 1,06$)

теля, из-за трудностей, связанных с необходимостью применять регулируемые сопла и диффузоры (с целью улучшения тяговых характеристик), а также защиты конструкции двигателя и летательного аппарата от воздействия высоких тепловых потоков.

Обычным требованием к разгонному СПВРД является требование возможно большой лобовой тяги ($c_{R \max}$) на $M_{H \min}$, которое диктуется желанием иметь двигатель с приемлемыми размерами и весом. Снижение экономичности при этом имеет второстепенное значение, хотя и должно учитываться при окончательном выборе параметров и схемы двигателя.

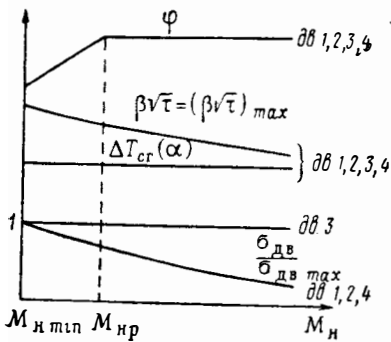


Рис. 6.27. Характер изменения параметров рабочего процесса в разгонах СПВРД

Рассмотрим характеристики различных схем разгонных двигателей, в том числе и двигателя с максимальной лобовой тягой ($c_{R \max}$) на режиме $M_{H \min}$.

Поскольку подход к определению необходимых для расчета характеристик исходных данных у такого двигателя несколько своеобразен, коротко остановимся на этом вопросе. Схема такого СПВРД имеет вид, изображенный на рис. 6.25.

Если исходить из требования получения $c_{R \max}$ на $M_H = M_{H \min}$, то это значение M_H должно быть «расчетным» в том смысле, что все исходные данные, необходимые для расчета характеристик двигателя, должны определяться на минимальном значении M_H .

Одной из исходных величин, которую должен определить конструктор двигателя, является «подогрев», определяемый комплексом $\beta\sqrt{\tau}$ (или теплосодержание продуктов сгорания при расчете по $i=s$ диаграммам).

Если исходить из требования получения максимальной лобовой тяги на $M_{H \min}$, то τ и соответственно $\beta\sqrt{\tau}$ должны иметь максимально возможное значение, т. е. $\beta\sqrt{\tau} = (\beta\sqrt{\tau})_{\max}$, что в зависимости от характера ограничения соответствует либо $T_{0cr} = (T_{0cr})_{\max}$, либо $\Delta T_{cr} = (\Delta T_{cr})_{\max}$ *.

Желание иметь максимально возможные тяги при разгоне в области $M_H > M_{H \min}$ делает целесообразным выбор максимальной площади входа в диффузор, т. е. $F_{вх} = F_{к.с} = F_{кр}$ (см. рис. 6.25), что, очевидно, обеспечивает наибольший расход воздуха при минимуме двигателя, определяемом размерами камеры сгорания.

К исходным параметрам относятся также заданные условия на выходе — в нашем случае $M_{кр} = M_{cr} = 1,0$.

Учитывая сказанное, в качестве исходных данных на $M_{H \min}$ имеем:

1. $\beta\sqrt{\tau} = (\beta\sqrt{\tau})_{\max}$.
2. $F_{вх} = F_x = F_{cr} = F_{кр}$.
3. $M_{кр} = M_{cr} = 1,0$.

Для расчета характеристик, очевидно, надо еще знать характеристики диффузора, которые при такой системе исходных данных можно получить из следующих соображений. Зная комплекс подогрева и $M_{кр}$, по указанным выше связям между $M_x\beta\sqrt{\tau}$, M_{cr} и $M_x = M_x'$, определяются числом M_d после диффузора и потери полного давления в камере сгорания с учетом тепловых и гидравлических потерь ($\sigma_{гидр}$ и σ_t). Затем, используя уравнение расхода через сечения n и x , из соотношения

$$\frac{\rho_{0H} M_H}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_H^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}} \frac{F_H}{F_x} = \frac{\rho_{0x} M_x}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}}$$

* Случай, когда комплекс $\beta\sqrt{\tau}$ увеличивается за счет β (при $\alpha < 1$) или при подводе дополнительной, химически пассивной массы, здесь не рассматривается.

будем иметь

$$\frac{\varphi_d}{\sigma_d} = \frac{M_x}{M_{H \min}} \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{H \min}^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_x^2} \right)^{\frac{1+k}{2(k-1)}}$$

По известному теперь отношению φ_d/σ_d подбираем диффузор, полагая при этом $\sigma_d = v_o \sigma_{d \max}$, где $v_o < 1,0$ — некоторый коэффициент запаса.

Выбор значения v_o зависит от данного конкретного случая*, но всегда v_o не будет существенно отличаться от единицы.

Полученному значению (φ_d/σ_d) могут соответствовать несколько диффузоров с различными характеристиками φ_d , σ_d , $c_{хд}$, M_p . Для выбора оптимального варианта, как правило, требуется проведение нескольких расчетов, количество которых находится в прямой связи с имеющимся опытом проектирования. После выбора диффузора исходных данных достаточно для расчета характеристик.

В качестве примера на рис. 6.26 приведены тяговые характеристики различных двигателей, имеющих кризис в конце цилиндрической камеры сгорания.

Приведенные характеристики имеют качественный характер (не учитывалось изменение k и R , $\sigma_{d \max}$ на режиме $M_H = M_{H \min}$ принималось равным единице), и цель их — познакомить читателя с характером их протекания, не зависящим от сделанных упрощений.

На рис. 6.26 можно проследить влияние на c_R скорости полета, влияющие расширяющейся части сопла (линии 2 и 4), а также регулирования критического сечения сопла (линия 3).

Увеличение c_R в диапазоне от $M_{H \min}$ до $M_{H.p}$ связано с увеличением φ_d .

Бросается в глаза резкое падение c_R в области $M_H > M_p$ для наиболее реальных схем (1, 2 и 3) двигателей. Так, превышение M_H над M_p на величину $0,2 \div 0,5$ уже снижает c_R до начального уровня (при $M_H = M_{H.p}$).

Такое поведение характеристик определяется уменьшением комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ при сохранении $\Delta T_{сг}$ на максимальном уровне [$\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ независимо от M_H], что для двигателей с нерегулируемым критическим сечением соответствует уменьшению $\sigma_{дв}$, которое начиная с $M_{H \min}$ становится меньше максимально возможного. Увеличиваются также потери на недорасширение в сопле.

Для иллюстрации изменения параметров рабочего процесса двигателя, определяющих его характеристики, на рис. 6.27 показано изменение по M_H величин $\bar{\sigma}_{дв}$, $\Delta T_{сг}$, $\beta \sqrt{\tau}$, φ .

Из рис. 6.26 видно существенное влияние на c_R особенно при больших значениях M_H , расширяющейся части сопла (линия 2), а также регулируемого критического сечения сопла (линия 3). Весьма эффективным средством улучшения тяговых характеристик разгонного СПВРД особенно при большом рабочем диапазоне по ΔM_H могут оказаться применение регулируемого $F_{кр}$ при $F_a = \text{const}$ и наличие некоторой расширяющейся части сопла. На это и стоит обратить внимание при поисках оптимального варианта двигателя. Следует также отметить, что тот и другой случай может рассматриваться как практически реализуемый, чего нельзя сказать о двигателе с $F_a = \text{var}$, характеристики которого изо-

* Например, если на $M_{H \min}$ допускается работа с выбитой ударной волной, то v_o может быть принята равной единице.

бражаются линией 4 на рис. 6.26, иллюстрируя предельное значение c_R для двигателей с кризисом в конце камеры.

Отличие в характеристиках двигателей 1, 2 и 4 объясняется различными потерями на недорасширение, которые весьма значительны у двигателя 1 — двигателя максимальной лобовой тяги на $M_H = M_{H \min}$.

В заключение следует отметить, что для двигателей 2 и 4, у которых $F_a > F_{вх} = F_{кр}$, коэффициент c_R при вычислении его по максимальной миделю, определяемому площадью F_{ω} , должен быть соответственно понижен. Так, для двигателя 2 c_R снижается в 1,5 раза, поскольку $F_a/F_{к.с} = 1,5$. Абсолютная же величина тяги двигателя 2 будет больше

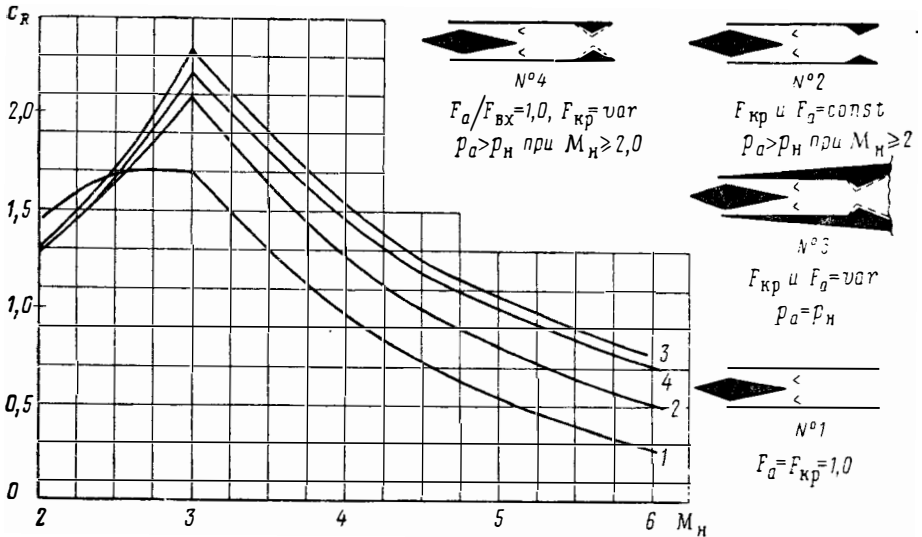


Рис. 6.28. Тяговые характеристики разгонных СПВРД. $F_{кр} < F_{вх}$; $\Delta T_{ст} = 2000^\circ K$; $T_H = 216,5^\circ K$; $\beta = 1,06$:

1 — с рис. 6.26 (для сравнения)

тяги двигателя 1 пропорционально отношению соответствующих c_R . Так, например, отношение тяги R_2 двигателя 2 к тяге R_1 двигателя 1 на $M_H = M_{H \min} = 2,0$ и $M_H = M_{H.p} = 3,0$ будут равны соответственно:

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{c_{R2}}{c_{R1}} = \frac{1,55}{1,45} \approx 1,07 \quad \text{и} \quad \frac{R_2}{R_1} = \frac{c_{R2}}{c_{R1}} = \frac{2,0}{1,7} \approx 1,18.$$

На $M_H = 4$ это отношение достигает примерно 1,26.

На рис. 6.28 приведены тяговые характеристики разгонных двигателей, отличающихся наличием $F_{кр} < F_{вх}$ при сохранении условий $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ и $M_{H \min} = 2,0$. Здесь тем же методом, как и в первом случае, можно определить потребное отношение (φ_d/σ_d) , если задано отношение $F_{кр}/F_{ст}$. Действительно, применяя уравнение расхода для сечений kr и cg , имеем [см. формулу (3.35)]:

$$q(\lambda_{ст}) = \frac{F_{кр}}{F_{ст}} \mu \sigma_{ст-кр},$$

откуда определяется $M_{ст}$. Зная комплекс подогрева $(\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ по $M_{ст}$, найдем M_x , затем M_x и затем значение $(\varphi_d/\sigma_d)_{\max}$, которое будет иметь меньшую величину, чем для двигателя с кризисом в конце камеры сгорания.

Поскольку $\sigma_{д\max}$ на малых числах M_H для различных диффузоров отличаются мало, то уменьшение комплекса $\varphi_{д}/\sigma_{д\max}$ будет происходить, главным образом, за счет $\varphi_{д}$. Такие диффузоры имеют, как правило, более высокие значения $\sigma_{д\max}$ при $M_H > M_{H\min}$ и, конечно, больше $c_{хд}$ на $M_H < M_p$.

Для удобства сравнения с данными рис. 6.26 расчетное число M_H принято равным трем ($M_{H.p} = 3,0$).

Основным результатом следует считать, то, что СПВРД с некоторым поджатием критического сечения сопла как в нерегулируемом, так и регулируемом вариантах имеют на $M_H > M_{H\min}$ лучшие тяговые и экономические характеристики (в нашем случае — одинаковые значения $\beta\sqrt{\tau}$, повышение экономичности прямо пропорционально относительному изменению c_R).

Так, для всех двигателей с $F_{кр} < F_{вх}$ при данных расчетных параметрах преимущество СПВРД с $F_{кр} < F_{вх}$ на $M_H = M_{H\min}$ начинает реализовываться с $M_H \approx 2,7$.

Для нерегулируемых двигателей при $M_H = 3,0$ и $M_H = 5$ отношения c_R составляют соответственно:

$$\frac{c_{R2}}{c_{R1}} \approx \frac{2,1}{1,7} = 1,24 \text{ и } \frac{c_{R2}}{c_{R1}} \approx \frac{0,8}{0,55} = 1,45.$$

В случае двигателей с $F_{кр} = \text{var}$ (линия 4, рис. 6.28 и линия 3, рис. 6.26) отношения c_R на тех же значениях M_H равны:

$$\frac{c_{R4}}{c_{R2}} = \frac{2,2}{2,1} \approx 1,05 \text{ и } \frac{c_{R4}}{c_{R2}} = \frac{1,0}{0,83} = 1,21.$$

Из полученных результатов можно сделать вывод о том, что в тех случаях когда можно пойти на некоторое уменьшение лобовой тяги (c_R) по сравнению с максимально возможной на $M_H = M_{H\min}$, то стоит рассматривать возможность использования двигателя с $F_{кр} < F_{вх}$ (на $M_H = M_{H\min}$) как в нерегулируемом, так и регулируемом вариантах. Может оказаться, что тяговые характеристики такого двигателя обеспечат лучшие «разгонные» данные летательного аппарата в рабочем диапазоне ΔM_H . Лучшие тяговые характеристики на больших M_H способствуют увеличению скорости полета, что всегда полезно.

Естественно, что выбор оптимального сечения $F_{кр}$ и решение вопроса о целесообразности применения двигателя с $F_{кр} = \text{var}$ достигаются только путем рассмотрения динамических характеристик летательного аппарата на режиме разгона с разными вариантами двигателя.

На рис. 6.29 приведены экономические характеристики двух типов двигателей (двигатели: 1, 3, рис. 6.26 и 2, 4, рис. 6.28).

Данные рис. 6.29 дают возможность с достаточной точностью представить соотношения между экономичностями различных СПВРД.

Как видно, двигатель с нерегулируемым $F_{кр}$ ($F_{кр} < 1,0$) имеет значительное преимущество перед нерегулируемым двигателем максимальной лобовой тяги, так же как и двигатели с $F_{кр} = \text{var}$.

Следует отметить, что если двигатель рассматривается не только как разгонный, а как разгонно-маршевый с относительно большой протяженностью полета с постоянной (маршевой) скоростью, то экономичность двигателя начинает играть большую роль. Практически это приводит к целесообразности применения на «разгонно-маршевом» летательном аппарате СПВРД с $F_{кр} < F_{вх}$ во всем диапазоне M_H . Это, как правило, выгодно, даже если придется несколько увеличить $M_{H\min}$, с целью повышения тяги, необходимой для разгона летательного аппарата.

Коротко остановимся на влиянии $M_{н.р}$ на тяговые характеристики СПВРД. Как показывают расчеты, с увеличением $M_{н.р}$ тяговые характеристики ухудшаются на малых M_H и улучшаются при больших скоростях полета. На рис. 6.30 показан качественный характер влияния $M_{н.р}$ на c_R .

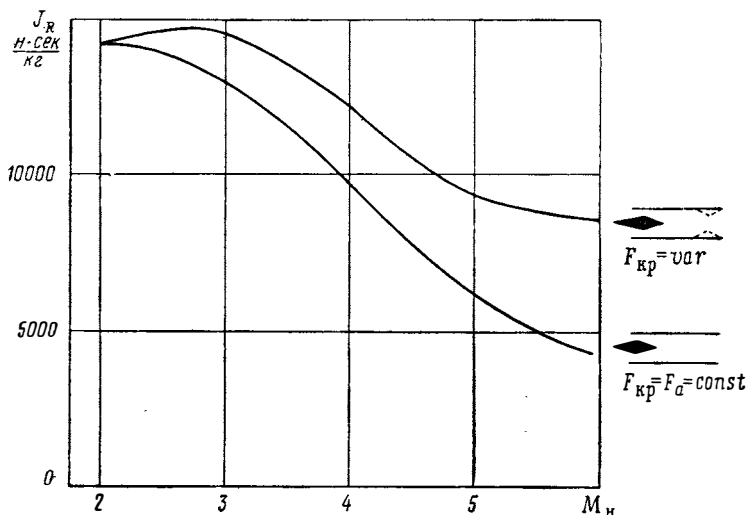


Рис. 6.29. Изменение удельного импульса (J_R) разгонных СПВРД по M_H

Уменьшение c_R на малых M_H с увеличением $M_{н.р}$ объясняется минимальными значениями φ_d , а повышение c_R на больших значениях $M_{н.р}$ связано с большим «зажатием» критического сечения сопла ($F_{кр2} < F_{кр1}$) и соответствующим увеличением $\sigma_{дв}$. Такое положение заставляет при проектировании двигателя производить выбор диффузора и по этому параметру (см. гл. IV).

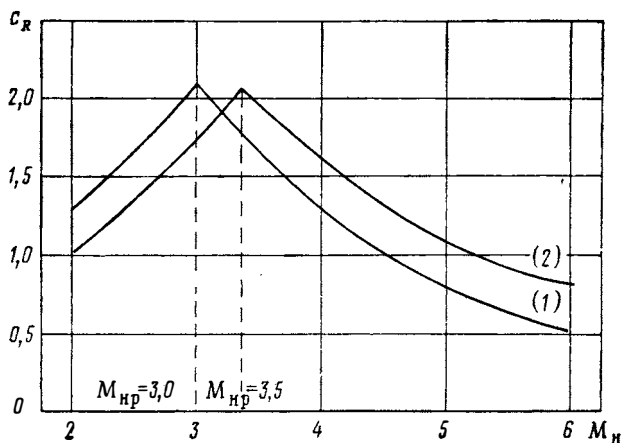


Рис. 6.30. Влияние на коэффициент тяги c_R расчетного числа M диффузора

Рассмотрим возможность увеличения миделевой тяги ПВРД с $f_{кр} = 1,0$ в области малых чисел M_H . В начале разгона все основные сечения газо-воздушного тракта ПВРД, как правило, согласованы, так как это «расчетные» полетные числа M_H . Поэтому повышение тяги двигателя по

сравнению, например, с его тягой на обычных топливах типа керосина возможно, если применять топлива, дающие большой подогрев. Повышение подогрева возможно как за счет повышения температуры сгорания, так и просто при увеличении относительной доли топлива. В последнем случае используются топлива с более низким значением L_0 . Это могут быть жидкие или твердые топлива, содержащие в своем составе несвязанный кислород или иной окислитель. Коэффициент тяги ПВРД определяется выражением (6.42) и, следовательно, зависит при заданном M_H от величины расхода воздуха через двигатель (он определяется площадью входящей струи f_H) и относительного подогрева $\beta\sqrt{\tau}$.

Между величинами f_H и $\beta\sqrt{\tau}$ существует связь, определяемая соотношением (6.64) при $f_{кр}=1,0$:

$$\varphi_H f_{вх} = f_H = \frac{\sigma_d \sigma_{к.с} q(1)}{\beta \sqrt{\tau} q(\lambda_H)}.$$

Если при изменении подогрева в двигателе при $M_H = \text{const}$ сохранять постоянным σ_d ($\sigma_d = \sigma_{d \max}$), то $f_H \sim \frac{\sigma_{к.с}}{\beta \sqrt{\tau}}$. Коэффициент потерь полного давления в камере сгорания $\sigma_{к.с}$ также зависит при $M_{сг} = \text{const}$ только от $\beta\sqrt{\tau}$. Поэтому между величинами f_H и $\beta\sqrt{\tau}$ имеется однозначная связь. Подставляя ее в выражение для расчета c_R , можно найти зависимость коэффициента тяги ПВРД от относительного подогрева. На рис. 6.31 приводятся результаты такого расчета для СПВРД с $f_{кр} = f_a = 1,0$ и зависимостью $\sigma_d = f(M_H)$, соответствующей торможению потока в двухскачковом диффузоре (кривая 2, рис. 4.14).

Анализ графиков рис. 6.31, а показывает, что в области $M_H < 2,0$ форсирование ПВРД по тяге за счет увеличения подогрева при сохранении $\sigma_d = \text{const}$ не приводит к значительному росту тяги. Можно найти величину «предельного» значения c_R ПВРД с $f_{кр} = f_a = \text{const} = 1,0$ при условии $\beta\sqrt{\tau} \rightarrow \infty$:

$$\lim_{\beta \sqrt{\tau} \rightarrow \infty} c_R = \frac{k+1}{k\lambda_H} \frac{\sigma_d}{q(\lambda_H)} - \frac{2}{kM_H^2}.$$

Следует заметить, что эффект «форсажа» при малых числах M_H в действительности будет еще меньше, если учесть, что при уменьшении φ_H диффузора возрастает его волновое сопротивление. Так, например, если форсировать ПВРД с геометрическими размерами, соответствующими $f_{вх} = f_{кр} = f_a = 1,0$ и учитывать при уменьшении φ_H рост волнового сопротивления в диффузоре с углом $\delta_{нн} = 25^\circ$, то получатся данные, приведенные на рис. 6.31, б. Таким образом, эффективные значения коэффициента тяги ПВРД мало увеличиваются при переходе на работу с топливами, имеющими более низкие величины L_0 по сравнению с керосином.

Рассмотрим теперь, как будет меняться удельный импульс ПВРД при форсаже. Отвлекаясь от сорта конкретного топлива, зададимся двумя температурами в камере сгорания ПВРД: $T_{сг} = 2500$ и 3000°К . Используя соотношения (6.26) и (6.36), можно найти величину относительного расхода топлива и удельный импульс J_R . Результаты расчетов приводятся на рис. 6.31, в и г). С ростом $\beta\sqrt{\tau}$ экономичность СПВРД уменьшается, быстро достигая величин J_R , характерных для ЖРД.

Как видно из рис. 6.31, г, даже при относительно высокой температуре сгорания $T_{сг} = 3000^\circ \text{К}$ увеличение c_R на 25% при $M_H = 1,5$ по сравнению с c_R ПВРД, работающего на топливе типа керосина, приводит к падению удельного импульса до $J_R = 2500 \text{ н} \cdot \text{сек/кг}$. Отсюда следует, что при малых числах M_H полета форсирование СПВРД по тяге малоэффективно. Форсирование СПВРД в этой области полета даст желаемый эффект, если использовать растущую при форсаже массу топлива для

повышения давления воздуха перед камерой сгорания в струйном компрессоре (эжекторе). Схема такого двигателя (РПД) рассматривается нами в гл. VII.

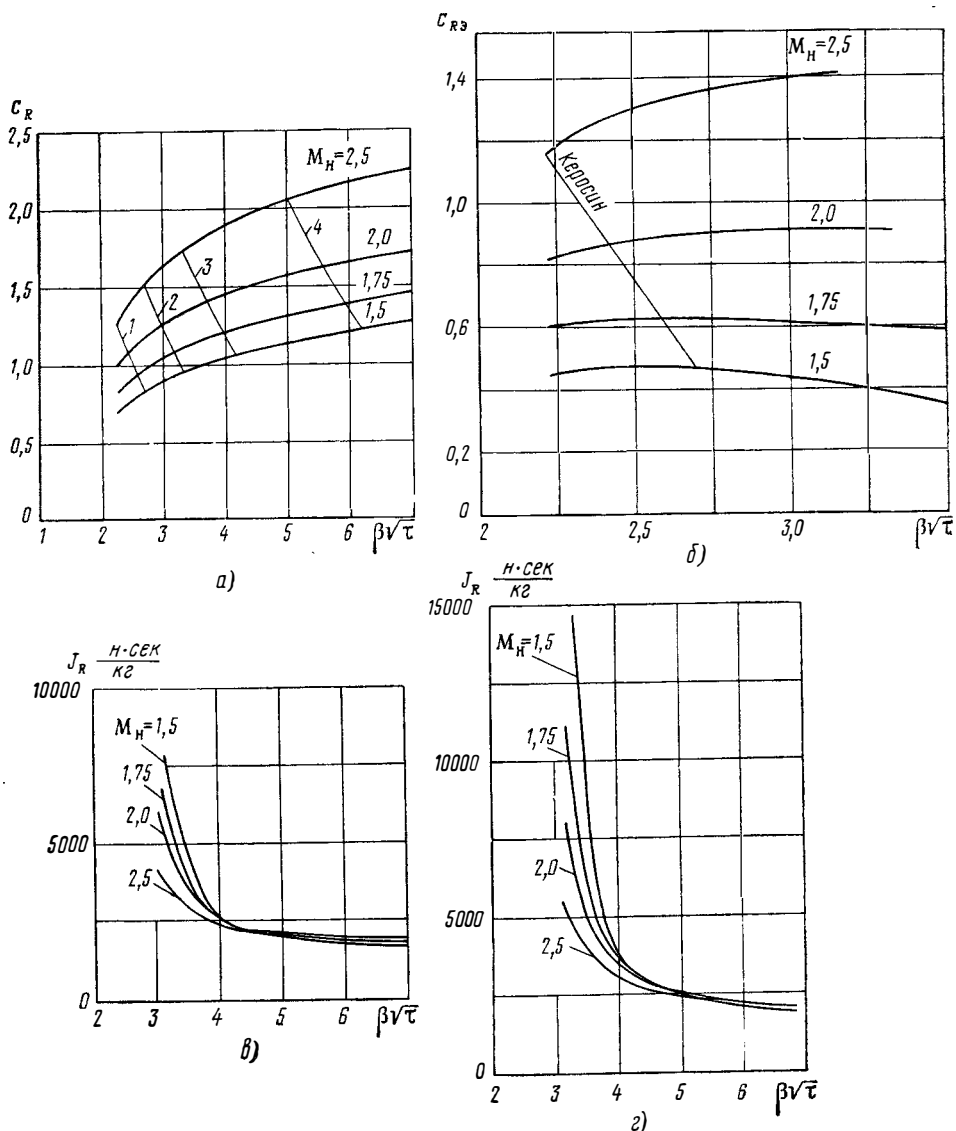


Рис. 6.31. Влияние подогрева на тяговые и экономические характеристики разгонных СПВРД в областях малых сверхзвуковых чисел M_H полета:

а—тяговые характеристики СПВРД без учета волнового сопротивления диффузора; 1—керосин $H_H = 10\,300$ ккал/кг; $L_0 = 14,8$; 2—жидкое топливо $H = 4400$ ккал/кг; $L_0 = 4,3$; 3—твердое топливо $H_H = 3900$ ккал/кг; $L_0 = 2,3$; 4—твердое топливо JPN ; б—тяговые характеристики СПВРД с учетом волнового сопротивления; в—экономические характеристики СПВРД при $T_{0cr} = 2500^\circ K$; г—экономические характеристики СПВРД при $T_{0cr} = 3000^\circ K$

3. ПРИНЦИПЫ ФОРСИРОВАНИЯ СПВРД ПО ТЯГЕ

Как было показано выше, характер изменения тяговых характеристик разгонных СПВРД при нерегулируемом критическом сечении сопла во многом определяется работой двигателя на режиме $\sigma_{дв} < (\sigma_{дв})_{max}$.

Это происходит вследствие того, что комплекс $\beta\sqrt{\tau}$ с увеличением скорости полета падает по сравнению с $(\beta\sqrt{\tau})_p$, соответствующим работе двигателя на $\sigma_{дв} = (\sigma_{дв})_{max}$.

Расчетное значение комплекса легко определяется из уравнения неразрывности течения через сечения n и $кр$:

$$\beta \sqrt{\tau} \frac{\varphi_d}{\sigma_{n-кр}} \frac{M_n}{\left(1 + \frac{k_n - 1}{2} M_n\right)^{\frac{k_n + 1}{2(k_n - 1)}}} \times \\ \times \sqrt{\frac{k_n R_{кр}}{k_{кр} R_n} \left(\frac{k_{кр} + 1}{2}\right)^{\frac{k_{кр} + 1}{2(k_{кр} - 1)}}} \frac{F_{вх}}{F_{кр}} = 1. \quad (6.65)$$

Очевидно, зная условия полета (M_n и H), характеристики диффузора ($\sigma_{d \max}$ и φ_d по M_n), можно для каждого заданного значения комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ найти соответствующее значение $\sigma_{n-кр}$.

Ясно, что условие „существования“ рассматриваемого режима работы выразится неравенством $\sigma_{n-кр} \leq (\sigma_{n-кр})_{\max}$. Значение комплекса $\beta \sqrt{\tau}$, при котором достигаются минимальные потери, соответствует максимальному значению $\sigma_{n-кр}$ и будет равно $(\beta \sqrt{\tau})_p$.

Как показывает анализ, для разгонных СПВРД комплекс $(\beta \sqrt{\tau})_p$ по M_n в указанных выше пределах изменения M_n является, как правило, относительно слабо изменяющейся величиной. Связано это со следующим обстоятельством. Для конкретного топлива в диапазоне изменения $M_n = 2 \div 4$ при нерегулируемых диффузоре и сопле произведение последних трех множителей в выражении (6.65) изменяется относительно мало, так же как и $\sigma_{к.с.}$. Поэтому с высокой степенью приближения можно написать

$$\beta \sqrt{\tau} \frac{\varphi_d}{\sigma_d} \frac{M_n}{\left(1 + \frac{k - 1}{2} M_n\right)^{\frac{k + 1}{2(k - 1)}}} \approx \text{const.}$$

Исследование изменения комплекса

$$\frac{\varphi_d}{\sigma_{d \max}} \frac{M_n}{\left(1 + \frac{k - 1}{2} M_n\right)^{\frac{k + 1}{2(k - 1)}}}$$

показывает (см. гл. IV), что для большинства входных устройств его величина меняется с ростом M_n относительно слабо (в диапазоне изменения M_n от $M_n = 2$ до $M_n = 4 \div 5$ — не более ± 10 — 15% на больших M_n , а в диапазоне M_n , соответствующих $\varphi_d < 1,0$, этот комплекс часто практически сохраняется постоянным). Поэтому приближенно можно считать, что значение $(\beta \sqrt{\tau})_p$ остается постоянным.

Для того чтобы не быть связанными рассмотрением конкретного диффузора, примем с вполне достаточной для наших целей точностью $(\beta \sqrt{\tau})_p = \text{const}$, откуда, между прочим, следует ранее приводимое (из других соображений) соотношение

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_{d \max}} = \frac{\beta \sqrt{\tau}}{(\beta \sqrt{\tau})_p}. \quad (6.16)$$

Из соотношения (6.16) видно, что для нерегулируемого разгонного двигателя вследствие уменьшения $\beta \sqrt{\tau}$ величина σ_d становится меньше, чем максимально возможное значение, определяемое характеристиками диффузора.

Если вычислить, как изменяется отношение $\frac{\sigma_d}{\sigma_{d \max}}$ по M_n , считая

$$\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max} \quad \text{и} \quad (\beta \sqrt{\tau})_p = (\beta \sqrt{\tau})_{\max} \quad \text{при} \quad M_n = M_{n \text{ н.п.}},$$

то получим кривую 1, приведенную на рис. 6.32 (условия расчета:

$$(\beta \sqrt{\tau})_{\max} = (1 + g_{\tau}) \sqrt{1 + \frac{\Delta T_{\text{ср}}}{T_{0\text{н}}}}$$

при $\Delta T_{\text{ср}} = 2000^{\circ} \text{K}$, $\beta = 1,06$ и $T_{0\text{н}} = 216,5^{\circ} \text{K}$, что примерно соответствует работе двигателя на обычном углеводородном топливе типа керосина при $\alpha = 1$ $M_{\text{н min}} = 2,0$) и кривую 2 — $M_{\text{н min}} = 1,5$. Характер (падающий) изменения $\frac{\sigma_{\text{д}}}{\sigma_{\text{д max}}}$ типичен для СПВРД с любым типом диффузора.

Таким образом, если рассматривается нерегулируемый СПВРД, у которого для данного топлива реализуется условие $(\beta \sqrt{\tau})_{\max} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{р}}$ на $M_{\text{н min}}$, тогда при $M_{\text{н}} > M_{\text{н min}}$ можно увеличить тягу (c_R), если увеличить комплекс $\beta \sqrt{\tau}$, сделав его большим, чем $(\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ [под $(\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ для данного топлива условно принимается его значение при $\alpha = 1,0$]. Если при этом $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{р}}$, то получим максимально возможную тягу для данного нерегулируемого двигателя.

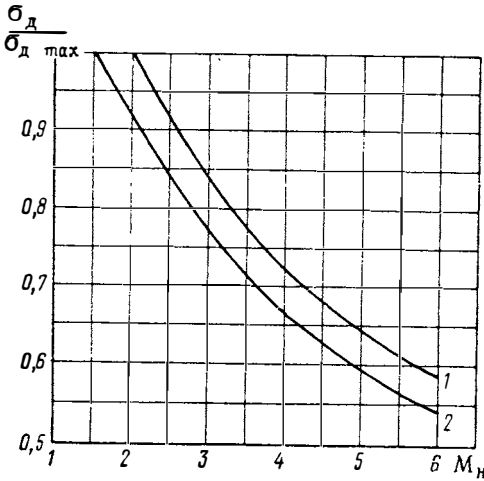


Рис. 6.32. Изменение восстановления полного давления в рабочем тракте разгонных СПВРД

$$[(\beta \sqrt{\tau})_{\text{р max}} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{р}}]$$

Таким образом, при возможности изменения $F_{\text{кр}} \text{ до } F_{\text{кр}} = F_{\text{ср}}$ предельное форсирование по тяге будет соответствовать $F_{\text{кр}} = F_{\text{ср}}$ и $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{р}}$.

Если применять регулируемый диффузор, у которого $\varphi_{\text{д}} = \text{var}$ по $M_{\text{н}}$, то также имеется возможность увеличить тягу (c_R) двигателя независимо от значения $\beta \sqrt{\tau}$ при изменении $\varphi_{\text{д}}$ по соотношению

$$\frac{\beta \sqrt{\tau} \varphi_{\text{д}}}{\sigma_{\text{д max}}} \frac{M_{\text{н}}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_{\text{н}}^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}} = \text{const.} \quad (6.65')$$

(Трудно представить практическую возможность увеличения $\varphi_{\text{д}}$ свыше единицы. Поэтому правильно исходить из условия $\varphi_{\text{д}} \leq 1,0$ и только как предельный гипотетический случай рассматривать возможность изменения $\varphi_{\text{д}}$ без ограничений).

Требуемое значение φ_d можно получить из соотношения

$$\frac{\beta \sqrt{\tau}}{(\beta \sqrt{\tau})_p} \frac{\varphi_d}{\varphi_{d,p}} \frac{\sigma_{d \max}}{\sigma_{d,p \max}} = 1,0, \quad (6.66)$$

где индекс «д. р» соответствует двигателю с нерегулируемым диффузором.

Если считать, что максимальное значение $(\sigma_d)_{\max}$ для регулируемого и нерегулируемого диффузоров одинаково (при малых M_n это условие соблюдается весьма точно), то

$$\frac{\varphi_{d,p} \beta \sqrt{\tau}}{\varphi_{d,p} (\beta \sqrt{\tau})_p} = 1,0 \quad \text{или} \quad \varphi_{d,p} \beta \sqrt{\tau} = \text{const},$$

т. е. на данном числе M_n коэффициент расхода φ_d при максимальной тяге ($\sigma_{дв} = (\sigma_{дв})_{\max}$) должен изменяться обратно пропорционально отношению $\frac{\beta \sqrt{\tau}}{(\beta \sqrt{\tau})_p}$.

Эти зависимости дают возможность определить требуемое значение φ_d из соотношения

$$\varphi_d = \varphi_{d,p} \frac{(\beta \sqrt{\tau})_p}{\beta \sqrt{\tau}} = \varphi_{d,p} \frac{(\sigma_{дв})_{\max}}{(\sigma_{дв})_{н.р.}}. \quad (6.67)$$

Если формально в соответствии с соотношением (6.67) построить требуемые значения φ_d по M_n , то получим кривые, изображенные на рис. 6.32, з.

Следует отметить, что значение φ_d на $M_{n \min}$ с уменьшением последнего резко уменьшается ($\varphi_d = 0,278$ при $M_{n \min} = 1,5$ и $\varphi_d = 0,435$ при $M_{n \min} = 2,0$). Это приводит к значительному увеличению волнового сопротивления диффузора. Большая разница в φ_d обычно приводит и к необходимости изменения $M_{н.р}$ диффузоров (для нашего случая $M_{н.р1} = 3,0$ и $M_{н.р2} = 4,0$, см. рис. 6.32).

При ограничении $\varphi_d \leq 1,0$, очевидно, применение регулируемого диффузора возможно только в указанной области изменения φ_d . После достижения $\varphi = 1,0$ единственным путем форсирования СПВРД по тяге остается увеличение $\beta \sqrt{\tau}$.

Очевидно, оптимальным является применение регулируемого диффузора и регулируемого критического сечения сопла, что дает возможность получить наиболее экономичные форсажные и дроссельные характеристики.

Если говорить о возможности осуществления регулируемых диффузоров и сопла, то, несмотря на трудности, можно представить себе положительное решение этих вопросов, что и подтверждается практикой двигателестроения.

Поскольку форсирование двигателя при ограничении φ_d ($\varphi_{d \max} = 1,0$) всегда требует увеличение комплекса $\beta \sqrt{\tau}$, рассмотрим возможность его увеличения. Очевидно, что мы всегда можем менять значение $\beta = 1 + g_T$, где g_T определяет количество вещества, подаваемого в камеру сгорания. Состав g_T мы можем определить сами. Например, g_T может состоять из горючего, которое взаимодействует с кислородом воздуха g_T , и некоторого количества вещества, состоящего из окислителя и горючего, способного выделить тепло, или просто инертной массы g_T .

В обоих случаях β может быть в принципе принимать любое значение.

Как показывают расчеты, если не рассматривать очень больших скоростей полета, применение инертной массы (например, воды) весьма невыгодно из-за вынужденного уменьшения τ и связанного с этим при

заданной степени форсирования сильного ухудшения экономичности. Поэтому применение инертных компонентов может быть только в весьма ограниченных пределах.

Более правильным является второй путь — применение топлив, имеющих в своем составе окислитель. Это могут быть однокомпонентные твердые и жидкие или двухкомпонентные жидкие топлива, состоящие из окислителя и горючего, которые во всяком случае не снижают τ . Все такие топлива характеризуются также малым значением L_0 . Чтобы избежать рассмотрения конкретных топлив, мы для оценки экономичности форсированных двигателей будем считать, что изменение β не сопровождается изменением τ . Такое допущение дает правильное представление о качественной стороне вопроса.

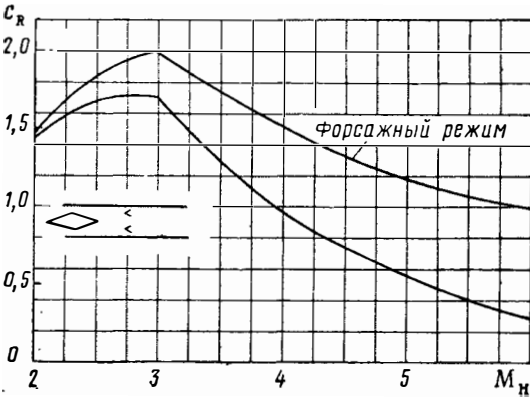


Рис. 6.33. Тяговые характеристики форсированных СПВРД

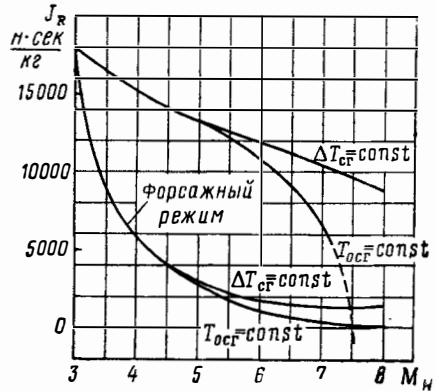


Рис. 6.34. Экономические характеристики форсированных СПВРД

Несколько слов о схеме двигателя, на котором целесообразно применять форсаж. По-видимому, такой двигатель должен применяться в широком диапазоне скоростей, в частности, на больших числах M_H и высоте. Поэтому тяга такого двигателя должна быть максимально возможной, что соответствует двигателю с кризисом в конце камеры. Во всяком случае, если даже в целях повышения экономичности $F_{кр} < F_{ст}$, то отношение $F_{кр}/F_{ст}$ не должно сильно отличаться от единицы.

Выражения, определяющие c_R для предельно форсированного двигателя, с помощью которых удобно объяснить характер протекания тяговых и экономических характеристик, будут:

1) нерегулируемый двигатель и двигатель с нерегулируемым диффузором

$$c_R = 2\varphi_{д.р} [\eta_{\sigma} \eta_p (\beta \sqrt{\tau})_p - 1];$$

2) двигатель с регулируемым диффузором

$$c_R = 2\varphi_{д} [\eta_{\sigma} \eta_p (\beta \sqrt{\tau})_{н.р} - 1] = 2\varphi_{к.р} \frac{(\beta \sqrt{\tau})_p}{(\beta \sqrt{\tau})_{н.р}} [r_{\sigma} \eta_p (\beta \sqrt{\tau})_{н.р} - 1].$$

В этих выражениях принято: $\sigma_{дв} = (\sigma_{дв})_{\max}$ и $F_{кр} = F_{ст}$, т. е. реализуется максимально возможная тяга.

На рис. 6.33 и 6.34 приведены тяговые и экономические характеристики форсированного СПВРД. Как видно, с помощью форсирования топливом есть возможность существенного повышения тяги СПВРД при больших числах M полета. Экономичность двигателя при этом падает, оставаясь, однако, выше экономичности ракетных двигателей.

4. ВЫСОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПВРД

Под высотными характеристиками СПВРД будем понимать зависимость его тяговых ($R_{уд}$, c_R , R) и экономических (J_R) характеристик от высоты полета. При определении высотных характеристик СПВРД можно пользоваться обычными соотношениями для R и J_R , учитывая в них значения T_H и q_H ^{*}, соответствующие рассматриваемой высоте.

Высотные характеристики зависят от условий движения и режима работы двигателя на различных высотах. Естественно в качестве условий движения принять $M_H = \text{const}$ или $W_H = \text{const}$. Что касается режима работы двигателя по подогреву, то целесообразно принять $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$, причем если $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$, то это соответствует работе СПВРД (как с нерегулируемыми, так и с регулируемыми проходными сечениями) на режиме максимальной тяги. При крейсерском режиме движения, когда сохраняется неизменным коэффициент тяги c_R , реализуется условие

$$\beta \sqrt{\tau} = \text{const} < (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}.$$

Понятно, что при желании можно представить и другие условия движения для построения высотных характеристик СПВРД, например задать зависимость $M_H = f(H)$ или $W_H = f(H)$, характерную для разгонных летательных аппаратов с СПВРД и т. п.

Определение высотных характеристик невозможно без знания зависимости от H таких параметров атмосферы, как состав (в частности, содержание кислорода), плотность q_H , давление p_H , температура T_H . Максимальная высота полета летательного аппарата с СПВРД, использующего химическую энергию, при $M_H < 6,0$ равна примерно 40 км. ГПВРД, летающий с числами $M_H = 15 \div 20$, по-видимому, сможет достигнуть высоты 50—60 км.

В указанном пределе изменения H ($0 < H < 60$ км) вполне допустимо определять характеристики двигателя, считая состав атмосферы неизменным. В практике расчетов обычно пользуются зависимостями T_H и q_H от высоты, с помощью которых при известных условиях движения и режимах работы двигателя можно определить высотные характеристики ДУ в полном объеме. Величины T_H и q_H входят непосредственно в расчетные формулы и поэтому наиболее удобны.

Здесь уместно сделать следующее замечание. Поскольку характеристики ВРД зависят от указанных выше величин (T_H , q_H), значения которых на данной высоте меняются от географического положения места, от сезона (зима, лето), от состояния погоды, то, строго говоря, понятие высотных характеристик принимает несколько неопределенный характер. Избежать такой неопределенности можно, прибегнув к помощи некоторой фиктивной «стандартной атмосферы», имеющей определенную связь между T_H и q_H (а также и другими параметрами) и высотой, не зависящей ни от географического положения, ни от времени года и т. д. (см. приложение III). Естественно, что в случае расчета конкретного полета надо определять высотные характеристики ДУ с учетом действительных значений T_H и q_H . Пересчет получаемых с помощью стандартной атмосферы данных на другие значения T_H и q_H , очевидно, не представляет никаких затруднений.

Как известно, стандартная атмосфера в пределах возможного использования СПВРД ($H < 40$ км) имеет три области с различным характером изменения T_H (рис. 6.35). В области $0 \leq H \leq 11$ км T_H уменьшается с увеличением H , область $11 \text{ км} < H \leq 25 \text{ км}$ отличается независимостью T_H от высоты, а в области $H > 25 \text{ км}$ T_H увеличивается (до $H = 46 \text{ км}$).

* Индекс «н», характеризующий параметры набегающего потока, по смыслу совпадает с индексом «Н», характеризующим параметры воздуха на высоте H .

После сделанных замечаний рассмотрим протекание тяговых характеристик СПВД по высоте H . Выражения для расчета интересующих нас величин $R_{уд}$, c_R , J_R напишем в виде

$$R_{уд} = (a_n M_n) [\eta_p \eta_\sigma \beta \sqrt{\tau} - 1];$$

$$c_R = 2\varphi_x [\eta_p \eta_\sigma \beta \sqrt{\tau} - 1]; \quad J_R = \frac{R_{уд}}{g_T}; \quad R = m_B R_{уд}.$$

Связь между $R_{уд}$ и c_R дается простым соотношением

$$\frac{c_R}{R_{уд}} = \frac{2\varphi_x}{a_n M_n}.$$

Если высотные характеристики изображать в относительных величинах $\bar{R}_{уд}$; \bar{c}_R ; \bar{J}_R и \bar{R} по высоте H (где $\bar{R}_{уд}$, \bar{c}_R и т. д. представляют со-

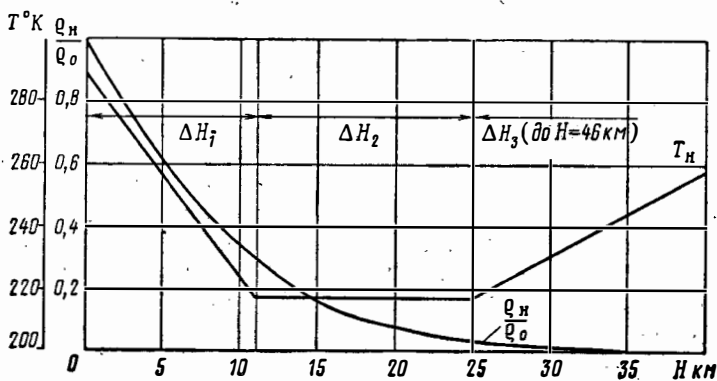


Рис. 6.35. Характер изменения температуры и плотности по высоте в соответствии со «стандартной» атмосферой

бой отношения значений соответствующих величин на рассматриваемой высоте H : $R_{уд H}$; c_{RH} и т. д. к их значению при $H=0$; $R_{уд H=0}$; $c_{RH=0}$ и т. д.), то выражения для них будут (ввиду однотипности характеристик, простоты соотношений и простых связей их друг с другом формулы для расчета $\bar{R}_{уд}$ и т. д. для основных рассматриваемых случаев объединены под одним порядковым номером):

1. $M_n = \text{const.}$

а) $\beta \sqrt{\tau} = \text{const.}$;

$$\bar{R}_{уд} = \sqrt{\frac{T_H}{T_{H=0}}}; \quad \bar{c}_R = 1,0; \quad \bar{J}_R = \sqrt{\frac{T_H}{T_{H=0}}} \cdot \frac{g_{T H=0}}{g_{T H}};$$

$$\bar{R} = \frac{\rho_H}{\rho_{H=0}} \frac{T_H}{T_{H=0}};$$

б) $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ и $\alpha = \text{const}$ ($g_T = \text{const}$);

$$\bar{c}_R = \frac{\eta_p \eta_\sigma (\beta \sqrt{\tau})_{\max H-1}}{\eta_p \eta_\sigma (\beta \sqrt{\tau})_{\max H=0-1}}; \quad \bar{R}_{уд} = \sqrt{\frac{T_H}{T_{H=0}}} \bar{c}_R;$$

$$\bar{J}_R = \bar{R}_{уд} = \sqrt{\frac{T_H}{T_{H=0}}} \bar{c}_R; \quad \bar{R} = \frac{\rho_H}{\rho_{H=0}} \frac{T_H}{T_{H=0}} \bar{c}_R.$$

II. $W_H = \text{const}$.

a) $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$;

$$\bar{R}_{y_d} = 1,0; \quad \bar{c}_R = \frac{\varphi_{dH}}{\varphi_{dH=0}} = \bar{\varphi}_d; \quad \bar{J}_R = \frac{g_{TH=0}}{g_{TH}};$$

$$\bar{R} = \frac{Q_H}{Q_{H=0}} \bar{\varphi}_d;$$

б) $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ и $\alpha = \text{const} (g_T = \text{const})$;

$$\bar{R}_{y_d} = \bar{c}_R \frac{1}{\varphi_d}; \quad \bar{c}_R = \bar{\varphi}_d \frac{\eta_p \eta_\sigma (\beta \sqrt{\tau})_{\max H-1}}{\eta_p \eta_\sigma (\beta \sqrt{\tau})_{\max H=0-1}}.$$

На рис. 6.36—6.40 приведены некоторые высотные характеристики СПВРД, построенные для умеренных значений M_H , характерных для СПВРД в диапазоне $H = 0 \div 11$ км.

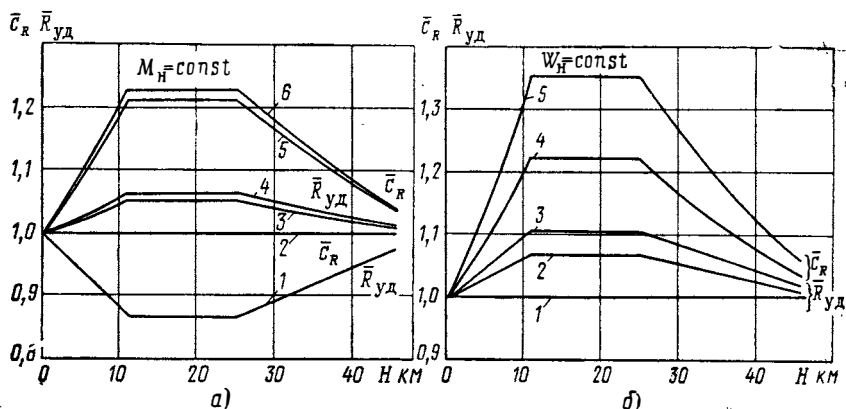


Рис. 6.36. Характер изменения \bar{R}_{y_d} и \bar{c}_R по высоте полета H в случае $M_H = \text{const}$ (a) и $W_H = \text{const}$ (б) для $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ и $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ при $\alpha = \text{const}$:

α — линии 1, 2 соответствуют $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$; 3, 5 — $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ на $M_H = 2,0$; 4, 6 — $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ на $M_H = 3,0$; б — линии 1, 4 — $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$; 2 — $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ на $M_H = 3,0$; 3, 5 — $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ на $M_H = 2,0$

Эти примеры в основном иллюстрируют качественную сторону протекания высотных характеристик СПВРД. Однако количественная сторона, несмотря на частность исходных данных, также отражена с достаточной для предварительных оценок точностью. Ниже дается объяснение характера изображенных зависимостей.

Условие $M_H = \text{const}$ очевидно отвечает переменной скорости полета W_H , если изменяется температура T_H , причем связь между W_H и T_H определяется соотношением $W_H \sim \sqrt{T_H}$. Поэтому величина W_H при $0 < H < 11$ км (ΔH_1) уменьшается. Например, возрастание высоты от $H = 0$ до $H = 11$ км приводит (если $M_H = \text{const}$) к относительному уменьшению скорости в соответствии с выражением

$$\frac{W_{H=11}}{W_{H=0}} = \sqrt{\frac{T_{H=11}}{T_{H=0}}} = \sqrt{\frac{216}{288}} = 0,868.$$

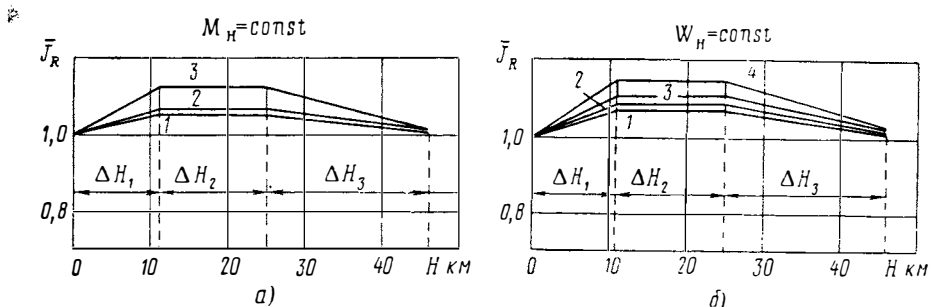


Рис. 6.37. Изменение экономичности с высотой полета на $M_H = \text{const}$ (а) и $W_H = \text{const}$ (б) при двух различных законах подогрева

$$\beta \sqrt{\tau} = \text{const} \text{ и } \beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$$

$\alpha - 1 - \beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ на $M_H = 2,0$; $2 - \beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ на $M_H = 3,0$; $3 - \beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ на $M_H = 2 \div 5$; $\sigma - 1 - \beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ на $M_H = 3,0$; $2 - \beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ на $M_H = 3,0$; $3 - \beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ на $M_H = 2,0$; $4 - \beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ на $M_H = 2,0$

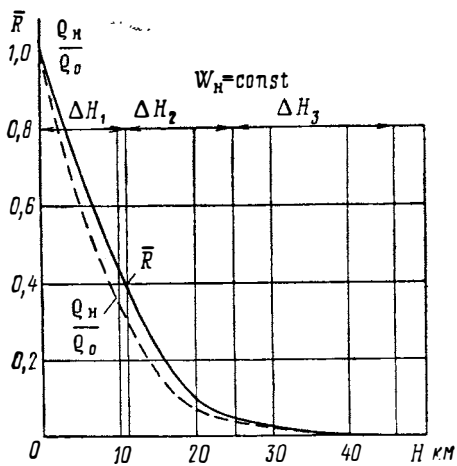


Рис. 6.38. Пример изменения относительной тяги \bar{R} СПВРД для $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ в соответствии с данными рис. 6.36 (линия 5)

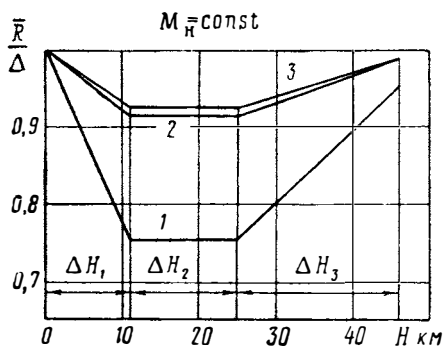


Рис. 6.39. Зависимость отношения \bar{R}/Δ ($\Delta = Q_H/Q_0$):
 $1 - \beta \sqrt{\tau} = \text{const}$; $2 - \beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$, $M_H = 2,0$; $3 - \beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$, $M_H = 3,0$

В диапазоне $11 \text{ км} < H < 25 \text{ км}$ (ΔH_2) W_H остается неизменной, при $H > 25 \text{ км}$ — увеличивается.

Из выражений для c_R и $R_{уд}$ видно, что c_R при $M_H = \text{const}$ и регулируемом по H диффузоре ($\varphi_d = \text{const}$) может изменяться только за счет изменения комплекса $\beta \sqrt{\tau}$, а $R_{уд}$ — как за счет изменения величины $\beta \sqrt{\tau}$, так и за счет $a_H(T_H)$. Если сохраняется условие $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$, то c_R не зависит от H , а $R_{уд}$ в областях ΔH_1 , ΔH_2 и ΔH_3 будет, соответственно, с увеличением высоты уменьшаться, оставаться постоянной, увеличиваться, следуя условию $R_{уд} \sim \sqrt{T_H}$. Если рассмотреть случай $(\beta \sqrt{\tau}) = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$, который, например, соответствует $c_{R \text{ max}}$ и

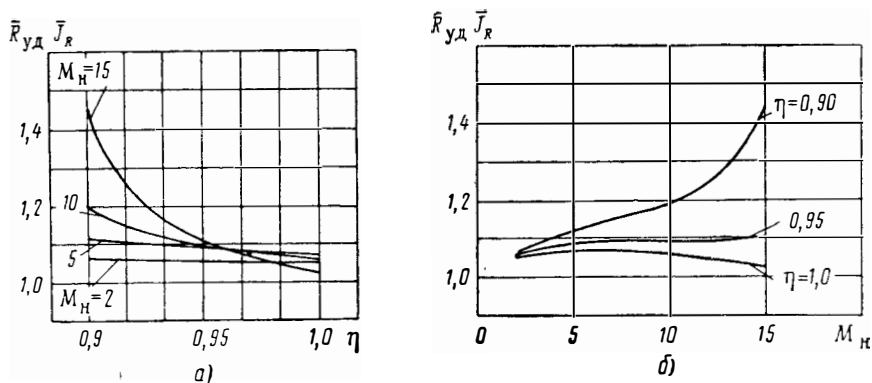


Рис. 6.40. Влияние на высотные характеристики СПВРД полетного числа M_H и потерь в двигателе (η) в предельном диапазоне изменения T_H ($T_H = 288 \div 216^\circ \text{ К}$) для режима $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ при $\alpha = \text{const}$ ($\Delta T_{\text{ср}} = \text{const}$)

$\sigma_{д \text{ max}}$ для СПВРД с регулируемым критическим сечением сопла ($F_{\text{кр}} = \text{var}$), то величина комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ будет зависеть от высоты (благодаря изменению $T_{0н}$) согласно соотношениям

$$(\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}} = \beta \sqrt{1 + \frac{\Delta T_{\text{оср max}}}{T_{0н}}}$$

или

$$(\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}} = \beta \sqrt{\frac{T_{\text{оср max}}}{T_{0н}}}$$

Поэтому в области ΔH_1 по мере увеличения высоты $\beta \sqrt{\tau}$ будет возрастать при сохранении $\Delta T_{\text{оср max}}$ или $T_{\text{оср max}}$ неизменными (например, $\Delta T_{\text{оср}} = \Delta T_{\text{оср max}}$ или $\alpha \approx \text{const}$) за счет уменьшения $T_{0н}$; в области ΔH_2 $\beta \sqrt{\tau}$ остается постоянным, а в области ΔH_3 уменьшается.

Понятно, что значения η_p и η_o не могут значительно меняться во всех рассматриваемых случаях.

Таким образом, с увеличением H для области ΔH_1 — c_R и $R_{уд}$ будут увеличиваться, причем c_R в большей мере, чем $R_{уд}$ (рост $R_{уд}$ будет отставать вследствие уменьшения скорости звука $a_H \sim \sqrt{T_H}$). В области высот ΔH_2 , c_R и $R_{уд}$ не изменяются, а в области высот ΔH_3 c_R и $R_{уд}$ уменьшаются.

На рис. 6.36 изображены зависимости $c_R = f(H)$ и $R_{уд} = f(H)$ для разбираемых нами случаев ($M_H = \text{const}$; $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$; $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\text{max}}$ при $\alpha = \text{const}$).

Следует отметить довольно значительное уменьшение $\bar{R}_{уд}$ в области ΔH_1 и слабое влияние на высотные характеристики полетного числа M_H .

На рис. 6.37 показано протекание функции $\bar{J}_R = f(H)$ при $M_H = \text{const}$. Определение $J_R = f(H)$ требует знания зависимости $g_T = f(H)$, которая может быть получена, если известен закон изменения комплексного $\beta\sqrt{\tau}$ по H . В самом деле, пусть $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$, тогда

$$(1 + g_1) \sqrt{1 + \frac{\Delta T_{огр}}{T_{0H}}} = \beta\sqrt{\tau} = \text{const}.$$

Так как $\Delta T_{огр}$ однозначно связано с g_T (влиянием переменности температуры перед камерой сгорания T_{0x} на $\Delta T_{огр}$ в практических условиях работы СПВРД можно пренебречь), то написанное выше соотношение достаточно для определения g_T . Ясно, что определить $g_T = f(H)$ всегда возможно, если только задана зависимость $\beta\sqrt{\tau} = f(H)$. Поведение функции $\bar{J}_R = f(H)$ очевидно и не нуждается в особых пояснениях. Следует лишь отметить слабую зависимость \bar{J}_R от M_H для обоих рассмотренных режимов работы СПВРД [$\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$ и $\beta\sqrt{\tau} = (\beta\sqrt{\tau})_{0ax}$ при $\alpha = \text{const}$]. Некоторое повышение величины J_R в диапазоне $H = 0 \div 11$ км нельзя рассматривать как улучшение экономичности двигателя. Экономичность СПВРД, его эффективность как двигательной установки, которая характеризуется величиной $J_{удN}$, мало изменяется с высотой, если $\sqrt{\tau} = \text{const}$.

Если пренебречь изменением β по H , то эффективный и полетный КПД сохраняют постоянное значение (следовательно, сохраняет значение и полный КПД) так же, как и $c_{удN}$, $J_{удN}$ ($c_{удN}$ и $\bar{J}_{удN}$ равны единице).

Действительно, при соблюдении условия $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$ можно считать с точностью до изменения β (в реальных условиях $\Delta\beta \left(\Delta\beta = \frac{\beta_{H=0} - \beta_H}{\beta_{H=0}} \right)$ для жидких углеводородных топлив (типа керосинов, бензинов) не превышает 1,5%) $\tau = \text{const}$.

Тогда, имея в виду соотношение

$$g_{T.H} = \beta_H \left(\frac{c_p}{H_H} \right) (\tau_H - 1) T_{0H} = \beta_H \left(\frac{c_p}{H_H} \right) (\tau_H - 1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_H^2 \right) T_H$$

и сказанное выше, можно написать $g_{T.H} = 0; g_{T.H} \approx T_{H=0} / T_H$.

Выражение для $\bar{J}_{удN}$ имеет вид $\bar{J}_{удN} = \frac{R_{удNH}}{R_{удNH=0}} \frac{W_H}{W_{H=0}} \frac{g_{T.H=0}}{g_{T.H}}$.

Подставляя в него соответствующие отношения через T_H , получим

$$\bar{J}_{удN} = \sqrt{\frac{T_H}{T_{H=0}}} \sqrt{\frac{T_H}{T_{H=0}}} \sqrt{\frac{T_{H=0}}{T_H}} = 1, \text{ т. е. } \bar{J}_{удN} \text{ не зависит от } H.$$

Отсюда также следует, что расход топлива, отнесенный к единице тяговой мощности $g_{T.H} / R_{уд} W_H$, не зависит (точнее, почти не зависит) от H .

На рис. 6.38—6.39 представлено изменение тяги СПВРД в координатах \bar{R} и $\frac{\bar{R}}{\Delta}$, H . Следует отметить слабую зависимость тяговой

высотной характеристики СПВРД от M_H . Примечательным является более резкое падение тяги, чем уменьшение плотности по высоте. Так, например, для режима работы $\beta\sqrt{\tau} = \text{const}$, $\bar{R}_{H=11} \approx 0,75 \bar{q}_H$ (см. рис. 6.38, линия 1). Ранее для тех же условий мы получили уменьшение $\bar{R}_{уд}$ при увеличении высоты более чем на 30% ($\bar{R}_{удH=11} = 0,868$, см. рис. 6.36, линия 1). Этот факт заслуживает пояснения.

Анализируя выражение для тяги

$$R = \rho_H W_H^2 F_H \left(r_p r_o \frac{W_a}{W_H} - 1 \right),$$

нетрудно показать, что если $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ и $M_H = \text{const}$, выражение в скобках не изменяется, а множитель перед ним уменьшается с повышением высоты (область ΔH_1) как за счет падения плотности ρ_H , так и за счет уменьшения W_H ($W_H \sim M_H \sqrt{\frac{T_H}{T_{H=0}}}$). Это объяснение правильно, но не отражает физического существа дела.

Можно дать другое объяснение исходя из представления о тяге как интеграле сил давления по внутренней и внешней поверхности двигателя. Для случая $M_H = \text{const}$ и $\beta \sqrt{\tau} = \text{const}$ ввиду неизменности в каждом сечении внутреннего тракта двигателя числа M давление в каждом сечении тракта двигателя будет пропорционально атмосферному давлению p_H . Но $p_H \sim T_H \rho_H$. Отсюда вытекает пропорциональность тяги произведению $T_H \rho_H$.

Более значительное падение p_H с высотой (в области ΔH_1), чем плотности, и объясняет отмеченные особенности протекания R (и $R_{уд}$) по высоте H полета.

Перейдем к рассмотрению движения при условии $W_H = \text{const}$. Этот случай характеризуется изменением полетного числа M_H . Так, с увеличением высоты H в пределах 0—11 км, когда T_H падает, M_H увеличивается, а в области ΔH_3 M_H уменьшается по сравнению с $M_{H=11}$. Изменение числа M_H влечет за изменением характеристик диффузора, что само по себе будет сказываться на характеристиках ВРД. Поведение основных рассматриваемых параметров определяется приведенными выше уравнениями, которые весьма просты, не нуждаются в специальных пояснениях и иллюстрируются рис. 6.36, б — 6.38.

Рассмотрим влияние на высотные характеристики СПВРД скорости полета (M_H или W_H) и потерь в двигателе.

Влияние скорости движения на высотные характеристики проявляется, главным образом, благодаря изменению величины комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ вследствие изменения температуры торможения T_{0H} .

Изменение комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ в пределах возможных для СПВРД значений M_H характеризуется следующей таблицей.

$M_H \backslash \beta \sqrt{\tau}$	2	5	10	15
$H=0$	2,41	1,59	1,245	1,15
$H=11 \text{ км}$	2,71	1,73	1,295	1,178

(Вычисление комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ производилось для условий $\Delta T_{cr} = 2100^\circ \text{K}$; $g_T = 0,07$. Диссоциация и переменность k и R не учитывались).

Определяя по данным приведенной таблицы отношение $\bar{J}_R = \bar{R}_{уд} = \frac{R_{уд H=11}}{R_{уд H=0}}$ при $M_H = \text{const}$ для различных значений M_H , получаем

результаты расчета, изображенные на рис. 6.40. Отметим сильное влияние потерь (η) на характеристики при больших полетных числах M_H . При малых и умеренных потерях ($\eta = 1,0 \div 0,95$) $\bar{R}_{уд}$ и \bar{J}_R мало зависят от M_H и H . Так, в большом диапазоне чисел M_H (например, $M_H = 2 \div 15$) и H величина $\bar{R}_{уд}$ не превосходит 1,1 (см. рис. 6.39, а). С уменьшением η до 0,90 начинает сказываться влияние высоты на $R_{уд}$ и J_R при больших значениях M_H . Так, например, при $M_H = 10$ $\bar{R}_{уд} = 1,2$, а при $M_H = 15$ $\bar{R}_{уд}$ и

$\bar{J}_R=1,45$. В области скоростей, характерных для СПВРД ($M_H < 5 \div 6$), во всем диапазоне изменения η ($\eta = 0,9 \div 1,0$), типичном для СПВРД, M_H влияет мало.

§ 5. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ МЕТОДА РАСЧЕТА СПВРД

Цель настоящего параграфа — подытожить рассмотренные выше особенности газовой динамики ПВРД с тем, чтобы установить принципы выбора параметров и рабочего процесса проходных сечений двигателя определенного целевого назначения и рассчитать его тягово-экономические характеристики.

В практике конструкторских проработок ВРД встречаются два случая: первый, соответствующий стадии начала проектных работ, когда требуется определить общий облик двигателя по весьма ограниченному начальным данным, вытекающим из анализа характеристик летательного аппарата, второй — когда надо рассчитать двигатель с известными размерами газо-воздушного тракта.

Исходные данные в первом случае на стадии начала проектных работ зависят от назначения летательного аппарата и обычно содержат требуемые тяговые и экономические показатели двигателя на некоторых характерных, для рассматриваемого летательного аппарата, полетных условиях. Определяются также требования к весу, а зачастую к габаритам двигателя.

По мере увеличения скорости полета летательный аппарат и двигатель представляют единое целое — конструкции двигателя и летательного аппарата сливаются.

В этом случае сформулировать требования к двигателю как к отдельному агрегату, по существу, уже нельзя. Однако всегда исходных данных должно быть достаточно, чтобы можно было выбрать некоторые «расчетные» условия полета (W_H, H), по которым и определять «облик» двигателя, воплощенный в относительных геометрических размерах, режимах работы и соответствующих им тяговых и экономических характеристиках.

Для маршевого двигателя такими расчетными условиями могут являться скорость и высота, соответствующие крейсерской маршевой скорости полета, а также экономичность и потребная для полета на этом режиме тяга.

Для разгонного двигателя расчетными условиями могут быть минимальная скорость, соответствующая началу полета, и отвечающие этому режиму другие данные (например, требование максимальной лобовой тяги).

Пояснение соображений, которыми руководствуются при выработке исходных данных для расчета двигателя, выходит за рамки данной работы.

Мы уже будем считать, что на основании имеющихся исходных данных можно выбрать некоторый расчетный вариант, который позволит определить двигатель, удовлетворяющий расчетным данным, а затем проверить, как его характеристики удовлетворяют другим обусловленным требованиям на характерных режимах полета.

Может оказаться, что характеристики двигателя, удовлетворяя расчетным условиям, не удовлетворяют другим условиям полета. Это указывает либо на неудачность выбора расчетных условий, либо на необходимость некоторой их корректировки.

В общем же надо повторить работу, опираясь на измененные условия полета либо на скорректированные расчетные данные.

Рассмотрим более подробно процесс решения первой задачи, считая известными расчетные значения скорости W_H и высоту полета H , попробуем проследить операции, которые дадут возможность в итоге получить все данные, необходимые для определения двигателя, удовлетворяющего требуемым тяговым и экономическим (или только тяговым) характеристикам на этом выбранном расчетном режиме.

При определении тягово-экономических характеристик ПВРД мы будем исходить из выражения для тяги

$$R = m_H (\beta W_a - W_H) + F_a (p_a - p_H) - x_d,$$

преобразуя которое, получим

$$R = m_H W_H \left[\left(\beta \frac{W_a}{W_H} - 1 \right) - \frac{F_a p_H}{m_H W_H} \left(\frac{p}{p_H} - 1 \right) \right] - x_d. \quad (6.68)$$

Соответственно для $c_R = \frac{2R}{Q_H W_H^2 F}$, полагая $F = F_{к.с.}$, получим

$$c_{R \text{эф}} = 2 \left\{ \varphi_d f_{вх} \left[\left(\beta \frac{W_a}{W_H} - 1 \right) - \frac{p_H f_a (\bar{p}_a - 1)}{Q_H W_H^2 \varphi_d f_{вх}} \right] - c_{x \text{д}} f_{вх} \right\}. \quad (6.69)$$

Экономичность двигателя $J_{Rэ}$ и $c_{уд.э}$ могут быть легко выражены через $c_{Rэ}$:

$$J_{Rэ} = \frac{c_{Rэ} W_H}{2 \varphi_d f_{вх} (\beta - 1)}; \quad (6.70)$$

$$c_{уд.э} = \frac{3600}{J_{Rэ}}.$$

Рассмотрим метод определения в соответствии с выражениями (6.69) и (6.70) $c_{Rэ}$ и $J_{Rэ}$. Очевидно, что переход от $c_{Rэ}$ к тяге не вызовет затруднений.

Исходя из выражения (6.69) для получения $c_{Rэ}$ надо знать φ_d , σ_d и $c_{x \text{д}}$ т. е. характеристики диффузора, что можно сделать, выбрав из предварительных соображений для двигателя один из типов диффузоров.

При наличии опыта у конструктора двигателя этот выбор может быть удачен с первого раза. Если опыта недостаточно, то необходимо проводить расчеты $c_{Rэ}$ и $J_{Rэ}$ двигателя с несколькими типами диффузоров.

Таким образом, в качестве исходных величин появились характеристики диффузора

$$\sigma_{d \text{max}} = f(M_H), \quad \varphi_{d \text{max}} \text{ и } \varphi_{d \text{ин}} = f(M_H), \quad c_{x \text{д}} = f(M_H).$$

Задача определения потерь в двигателе требует знания параметров потока по тракту двигателя, в частности скорости за диффузором $W_d(M_d)$. Это легко сделать, пользуясь уравнением расхода между сечениями $n-d$, выраженным в любой форме. Например, учитывая, что $\frac{p_{0d}}{p_{0H}} = \sigma_d$ и $F_H = \varphi_d F_{вх}$, можно написать

$$\frac{\sigma_d}{\varphi_d} \frac{M_d \left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_d^2 \right)^{\frac{k_B + 1}{2(k_B - 1)}} \sqrt{k_d}}{M_H \left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_H^2 \right)^{\frac{k_B + 1}{2(k_B - 1)}} \sqrt{k_H}} \frac{F_d}{F_{вх}} = 1,0.$$

Принимаем (если нет каких-либо других резонных соображений)

$$\varphi_d = \varphi_{d \text{max}} \text{ и } \sigma_d = \sigma_{d \text{max}} v_\sigma, \text{ где } v_\sigma < 1,0$$

(выбор значений v_c — это особый вопрос, зависящий от назначения летательного аппарата, особенностей его траектории особенно на начальном тракте разгона и т. п.).

Таким образом,

$$\frac{v_{c\sigma_{д\max}}}{\varphi_{д\max}} \frac{M_{д}}{M_{н}} \frac{\left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_{н}^2\right)^{\frac{k_B + 1}{2(k_B - 1)}}}{\left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_{д}^2\right)^{\frac{k_B + 1}{2(k_B - 1)}}} \left(\frac{F_{д}}{F_{вх}}\right) = 1,0. * \quad (6.71)$$

В уравнении (6.71) два неизвестных $M_{д}$ и $\frac{F_{д}}{F_{вх}}$, одним из которых надо задаваться. Первое решение — можно задать $M_{д}(W_{д})$ исходя из следующих соображений:

1. Характеристики камеры сгорания: полнота сгорания, диапазон устойчивой работы зависят от $W_{д}$. Для выбранного типа камеры должно быть вполне определенное значение $W_{д}$, при котором удовлетворяются требования по полноте сгорания и диапазону устойчивой работы. Конструктор должен знать возможные характеристики камер и, сообразуясь с этим, устанавливать $W_{д}$.

2. Чем ниже $W_{д}$, тем меньше потери p_0 . Однако при уменьшении $W_{д}$ поперечные размеры камеры возрастут, что приведет к увеличению веса и лобового сопротивления двигательной установки.

Учитывая эти противоречивые влияния, конструктор в меру своего опыта задается $M_{д}(W_{д})$, имея в виду в дальнейшем уточнить выбранное им значение $M_{д}$ путем расчетов вариантов двигателя с различными $M_{д}$.

Второй возможный путь — задать $F_{д}/F_{вх}$. Соображение, которым обычно руководствуются, выбирая $F_{д}$, основаны на желании получить наименьшие поперечные размеры миделя камеры сгорания, т. е. $F_{д} \approx F_{к.с}$.

Таким образом, определяются параметры в сечении g и относительная размерность $f_{д} = F_{д}/F_{вх}$ (или $f_{вх} = F_{вх}/F_{к.с}$).

После диффузора в ПВРД обычно следует камера сгорания, и задачей расчета является определение потерь и параметров газа в конце камеры сгорания ($T_{ог}$, $M_{ог}$).

Рассмотрим для примера задачу применительно к цилиндрической камере $F_x = F_{ог}$. Как было показано выше (см. гл. II), потери и изменение параметров потока на участке $g(x')$ — x получаются из соотношений

$$z(\lambda_x) = z(\lambda_{x'}) - \frac{k\lambda_{x'}}{k+1} c_{xk}; \quad (2.41)$$

$$\sigma_{x-x'} = \frac{q(\lambda_{x'})}{q(\lambda_x)}. \quad (2.42)$$

Потери в камере сгорания, связанные с подводом тепла к движущемуся газу, зависят от относительного приращения теплосодержания в камере сгорания $\Delta T_{ог}(\tau)$.

Соответствующая система уравнений позволяет однозначно решить эту задачу. В частности, используя уравнение постоянства полного им-

* k_B — средний показатель адиабаты воздуха на участке торможения в диффузоре (см. гл. VIII).

пульса газового потока в камере на участке теплоподвода, можно записать, что

$$z(\lambda_x) = z(\lambda_{cr}) \chi \beta \sqrt{\tau},$$

где

$$\chi \beta \sqrt{\tau} = \sqrt{\frac{k_{cr} + 1}{k_x} \frac{k_x}{k_x + 1} \frac{R_{cr}}{R_x} \frac{T_{0cr}}{T_{0x}}} \left(1 + \frac{1}{\alpha L_0}\right),$$

откуда при известных величинах λ_x и $\chi \beta \sqrt{\tau}$ можно найти λ_{cr} .

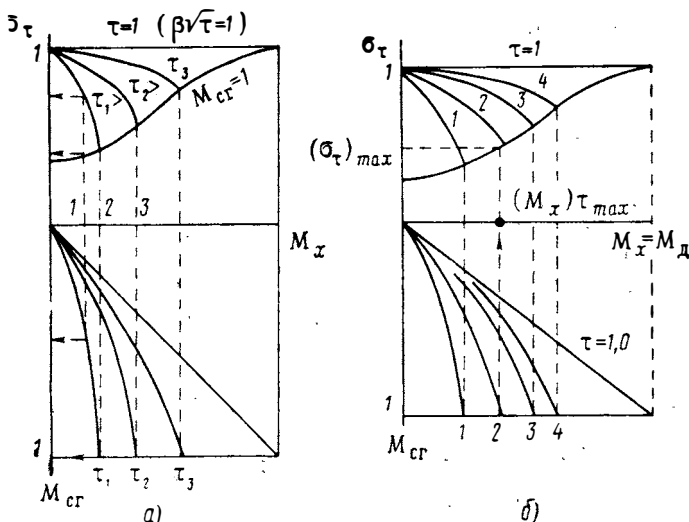


Рис. 6.41. К определению σ_τ и M_{cr} в камере сгорания СПВРД:
 а — при известных M_x и τ ; б — при известных τ и $M_{cr} = 1.0$.
 Кривые 1, 2, 3, 4 — соответствуют различным значениям τ ($\tau_1 > \tau_2 > \tau_3$ и т. д.)

Потери полного давления при теплоподводе находятся из следующего соотношения, являющегося следствием условия неразрывности течения на участке теплоподвода:

$$\sigma_\tau = \frac{q(\lambda_x)}{q(\lambda_{cr})} \chi \beta \sqrt{\tau}.$$

На рис. 6.41, а приведено решение задачи в графическом виде. Зная τ и λ_x , легко определяются σ_τ и λ_{cr} . Потери давления в камере в целом будут

$$\sigma_{к.с} = \sigma_{x-x'} \sigma_\tau = \left[\frac{q(\lambda_{x'})}{q(\lambda_x)} \right] \left[\chi \beta \sqrt{\tau} \frac{q(\lambda_x)}{q(\lambda_{cr})} \right] = \chi \beta \sqrt{\tau} \frac{q(\lambda_{x'})}{q(\lambda_{cr})}.$$

Задание значения τ весьма ответственно, так как τ является одной из основных величин, определяющих как тяговые, так и экономические характеристики двигателя.

Имеются два характерных значения τ : одно $\tau = \tau_{max}$, соответствующее R_{max} , и второе τ_{opt} , соответствующее J_{Rmax} . В общем случае $\tau_{opt} < \tau_{max}$.

Значение τ_{max} при данных условиях полета, как отмечалось выше, определяется либо через максимальную температуру $T_{0cr} = T_{0crmax}$, зависящую от жаростойкости (жаропрочности) элементов конструкции двигателя, либо через максимально возможное приращение температуры (теплосодержания) $\Delta T_{cr} = \Delta T_{crmax}$, определяемое энергетическими возможностями топливо-воздушной смеси (H_u, α).

Таким образом,

$$\tau_{\max} = \frac{T_{0\text{сг max}}}{T_{0\text{н}}} \text{ или } \tau_{\max} = 1 + \frac{\Delta T_{\text{сг max}}}{T_{0\text{н}}}.$$

Подогрев $\tau_{\text{орт}}$, соответствующий $J_{R \text{ max}}$ на умеренных сверхзвуковых скоростях полета, как правило, меньше τ_{\max} (из-за больших потерь с выходной скоростью на τ_{\max}), приближаясь к нему по мере увеличения $M_{\text{н}}$.

В зависимости от назначения двигателя задаются значением τ . При этом могут встретиться три характерных сочетания M_x и τ . Пусть выбранное значение $\tau = \tau_1$.

Точка 1 на рис. 6.41, б дает такое значение M_x , при котором подогрев $\tau = \tau_1$ невозможен и надо пересматривать величину $M_{\text{д}}$ и соответственно $\frac{F_{\text{вх}}}{F_{\text{д}}}$ в сторону их уменьшения (или уменьшить задаваемое значение τ). Точка 2 дает предельное значение $M_{\text{д}}$ — скорость $W_{\text{сг}}$ в конце камеры сгорания достигает скорости звука и потери полного давления наибольшие. И, наконец, точка 3 определяет режим с дозвуковым течением в конце камеры при меньших потерях полного давления.

Из сказанного видно, что при выборе $F_{\text{д}}$ или $M_{\text{д}}$ с целью сокращения времени расчетной работы надо сразу учитывать влияние процесса подвода тепла на $\sigma_{\text{к.с}}$ и возможность реализации задаваемого значения τ .

Следующим важным этапом является определение относительного значения критического сечения сопла ($f_{\text{кр}} = \frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{к.с}}}$), обеспечивающего реализацию определенных выше параметров.

Из уравнения неразрывности течения между сечениями $n - \text{кр}$ можно получить

$$\frac{\rho_{0\text{кр}}}{\rho_{0\text{н}}} \frac{M_{\text{кр}}}{M_{\text{н}}} \frac{\left(1 + \frac{k_{\text{в}} - 1}{2} M_{\text{н}}^2\right)^{\frac{k_{\text{в}} + 1}{2(k_{\text{в}} - 1)}}}{\left(1 + \frac{k_{\text{кр}} - 1}{2} M_{\text{кр}}^2\right)^{\frac{k_{\text{кр}} + 1}{2(k_{\text{кр}} - 1)}}} \frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{н}}} \frac{1}{\beta \sqrt{\tau}} \sqrt{\frac{k_{\text{кр}} R_{\text{кр}}}{k_{\text{в}} R_{\text{в}}}} = 1. *$$

Учитывая, что

$$\frac{\rho_{0\text{кр}}}{\rho_{0\text{н}}} = \sigma_{\text{н-кр}} = \sigma_{\text{н-д}} \sigma_{\text{д-х}} \sigma_{\text{х-к.с}} \sigma_{\text{к.с-кр}} \text{ и } F_{\text{н}} = \varphi_{\text{д}} F_{\text{вх}},$$

находим

$$\frac{\sigma_{\text{н-кр}}}{\varphi_{\text{д}}} \frac{M_{\text{кр}}}{M_{\text{н}}} \frac{\left(1 + \frac{k_{\text{в}} - 1}{2} M_{\text{н}}^2\right)^{\frac{k_{\text{в}} + 1}{2(k_{\text{в}} - 1)}}}{\left(1 + \frac{k_{\text{кр}} - 1}{2} M_{\text{кр}}^2\right)^{\frac{k_{\text{кр}} + 1}{2(k_{\text{кр}} - 1)}}} \sqrt{\frac{k_{\text{кр}} R_{\text{кр}}}{k_{\text{в}} R_{\text{в}}}} \frac{1}{\beta \sqrt{\tau}} \frac{F_{\text{кр}} F_{\text{д}}}{F_{\text{д}} F_{\text{вх}}} = 1, 0. * \quad (6.72)$$

Полагаем $\varphi_{\text{д}} = \varphi_{\text{д max}}$; $\sigma_{\text{н-кр}} = \nu_{\circ} \sigma_{\text{д max}} \sigma_{\text{к.с}}$; $F_{\text{д}} = F_{\text{к.с}}$, тогда уравнение (6.72) дает однозначное решение для расчетного значения $\left(\frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{к.с}}}\right)_p$.

Уравнение (6.72) хорошо показывает значение выбора площади критического сечения сопла (точнее $f_{\text{кр}}$) в системе двигателя.

* $k_{\text{кр}}$ — средний показатель адиабаты газов на участке $\text{сг} - \text{кр}$; при $M_{\text{сг}} \ll 1,0$ $k_{\text{кр}} \approx k_{\text{сг}}$.

Правильно определенное значение $F_{кр} \cdot \left(\frac{F_{кр}}{F_{к.с}} \right)_p$ дает возможность реализовать расчетные значения σ_d и φ_d при требуемом (заданном) значении подогрева

$$\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_p.$$

Легко видеть, что в случае регулируемого $F_{кр}$ можно поддерживать максимальные значения σ_d и φ_d при любом значении комплекса $\beta \sqrt{\tau}$. Если же $\frac{F_{кр}}{F_{к.с}} = \text{const}$, т. е. только одно значение $(\beta \sqrt{\tau})_p$, которое мы не можем превысить, а снижение которого приведет к увеличению потерь. В результате проведенных последовательных операций определены параметры потока во всех характерных сечениях двигателя до критического сечения сопла.

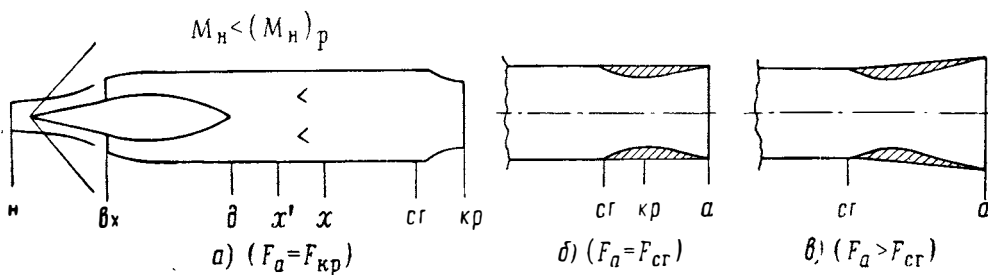


Рис. 6.42. К определению выходного сечения сопла двигателя

Последней операцией является установление размера сопла $F_a/F_{кр}$. Объективные данные для однозначного выбора $F_a/F_{кр}$ отсутствуют. Какими же соображениями следует руководствоваться при задании величины $F_a/F_{кр}$? Прежде всего, конечно, опытом, который дает возможность относительно правильно установить начальное значение F_a и уменьшить количество вариантных расчетов.

Исходя из нежелания увеличивать мидель можно задать $F_a = F_{к.с}$ (рис. 6.42, б), если при этом имеется существенное недорасширение реактивной струи в сопле и соответствующие потери выходного импульса велики, то необходимо выбирать $F_a > F_{к.с}$ (рис. 6.42, в).

Выбрав F_a , мы знаем отношение $F_a/F_{кр}$ и соответственно потерям в сопле — M_a и p_a . Возможен в принципе случай, когда F_a выбирается из условия $p_a = p_H$.

Описанный выше процесс подбора определяющих двигатель величин дает возможность установить облик двигателя: его относительные размеры, потери p_0 и характеристики.

Могут встретиться некоторые особые случаи. Например, исходным известным условием являются параметры газа на срезе сопла: $M_a = 1,0$ при $F_a = F_{к.с} = F_d$, что отвечает разгонному двигателю максимальной лобовой тяги (см. рис. 6.25). Или исходя из имеющегося опыта выбирается отношение $F_a/F_{кр}$ при $F_a = F_{к.с}$, т. е. по существу так же, как и в первом случае, устанавливается M_a и F_a .

Если рассматривать первый случай, то решение сводится к обратной задаче: по известному $M_{сг}$ (в данном случае $M_{сг} = M_a = 1$) и заданному подогреву разгонного двигателя на $M_{H \min}$ следует принять $(\beta \sqrt{\tau})_p = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$. Можно определить σ_τ и M_x (см. рис. 6.35), затем $\sigma_{гидр}$ и M_d по соотношениям (2.58) и (2.59). Задаваясь $F_{вх}$ для разгон-

ных двигателей, можно в первом приближении, приняв $F_{вх} = F_{к.с.}$, разделить комплекс $\frac{v_{\sigma_d \max}}{\varphi_{д \max}}$ и подобрать диффузор, удовлетворяющий полученному значению $\frac{\sigma_{д \max}}{\varphi_{д \max}}$ при известном v_{σ} , например $v_{\sigma} = 1,0$ на $M_{н \min}$.

Перейдем к методу расчета двигателя с заданными геометрическими размерами. При этом сразу оговоримся, что, кроме значений, определяющих относительные сечения $f_{вх}$ ($f_{д}$); $f_{кр}$; f_a , мы будем считать известными — и это естественно — условия полета (W_n, H) $\varphi_{д}$, $\sigma_{д}$, $c_{хд}$, v_{σ} , а также величины, характеризующие потери в камере сгорания (ξ_x) и сопле (σ_{ca} или ψ_w).

Задачей расчета в этом случае является определение максимальной тяги двигателя и соответствующей экономичности при различных расчетных условиях полета ($W_n = W_{н.р}$; $H = H_p$), а также получение дроссельных характеристик двигателя. Под дроссельными характеристиками будем понимать зависимость между тяговыми и экономическими характеристиками двигателя или любым параметром, определяющим их при неизменных значениях W_n и H на режимах работы $R < R_{\max}$.

Для решения указанных задач в комплексе многочисленных известных данных не хватает знания $(\beta \sqrt{\tau})_p$ и σ_{τ} — потерь полного давления в камере сгорания.

Разберемся с первой задачей. Имеющиеся исходные данные дают возможность определить значения M_x (число M перед сообщением тепла) при $\sigma_{д} = v_{\sigma} \sigma_{д \max}$ и $\varphi_{д \max}$. С другой стороны, однозначно определяет $M_{сг}$ (значение M после подогрева) из очевидного соотношения

$$\sqrt{\frac{k_{сг} R_{сг}}{k_a R_a}} \frac{M_{сг}}{\left(1 + \frac{k_{сг} - 1}{2} M_{сг}^2\right)^{\frac{k_{сг} + 1}{2(k_{сг} - 1)}}} \frac{\left(1 + \frac{k_a - 1}{2} M_x^2\right)^{\frac{k_a + 1}{2(k_a - 1)}}}{M_a} \frac{F_{к.с.}}{F_a} \frac{1}{\sigma_c} = 1,0, \quad *$$

в котором известны все величины, кроме $M_{сг}$ (M_a и σ_c известны, так как задано сопло) **.

Очевидно, значений M_x и $M_{сг}$ вполне достаточно для определения расчетного подогрева $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_p$ и σ_{τ} , соответствующего максимальному рабочему значению $\sigma_{дв}$:

$$(\sigma_{дв})_{\max} = v_{\sigma} \sigma_{д \max} \sigma_{к.с.} \sigma_c.$$

Задачу определения $\beta \sqrt{\tau}$ и σ_{τ} можно решать различными аналитическими и графическими методами, в частности, пользуясь номограммой рис. 6.35, б.

Таким образом, становятся известными все величины для расчета тяговых (c_R или J_R) и экономических (J_R или $c_{уд}$) характеристик двигателя. Расход топлива определяется через известное значение $(\beta \sqrt{\tau})_p$.

* k_a — средний показатель адиабаты расширения газов на участке $сг - a$; при $M_{сг} \ll 1,0$ $k_a \approx k_{сг}$;

** $k_{сг}$ — средний показатель адиабаты в интервале температур $T_{сг} - T_{огсг}$.

** Следует помнить, что $(\beta \sqrt{\tau})_p$ является максимально возможным подогревом при данных значениях $\varphi_{д}$ и $F_{кр}$, характеризующих пропускную способность рабочего тракта.

Перейдем к дроссельным характеристикам, получение которых весьма просто. Действительно, уменьшение тяги достигается в обычных случаях за счет в общем произвольного снижения $\beta \sqrt{\tau}$ по сравнению с $(\beta \sqrt{\tau})_p$. Величина $\beta \sqrt{\tau}$ может и вычисляться, если исходить из произвольно задаваемых значений $g_\tau < (g_\tau)_p$ или $\alpha > \alpha_p$.

Остается последняя, требуемая для определения, величина — это потери в двигателе $\sigma_{дв}$ при $\beta \sqrt{\tau} < (\beta \sqrt{\tau})_p$.

Написав уравнение расхода между сечениями $n - kр$ для расчетного и дроссельного режимов, будем иметь

$$\sqrt{\frac{k_B R_B}{k_{кр} R_{кр}} \frac{M_n}{M_{кр}}} \frac{\left(1 + \frac{k_{кр} - 1}{2} M_{кр}^2\right)^{\frac{k_{кр} + 1}{2(k_{кр} - 1)}}}{\left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_n^2\right)^{\frac{k_B + 1}{2(k_B - 1)}}} \frac{\varphi_d}{(\sigma_{дв})_{\max}} \frac{f_{вх}}{f_{кр}} (\beta \sqrt{\tau})_p = 1,0$$

и соответственно

$$\sqrt{\frac{k_B R_B}{k_{кр} R_{кр}} \frac{M_n}{M_{кр}}} \frac{\left(1 + \frac{k_{кр} - 1}{2} M_{кр}^2\right)^{\frac{k_{кр} + 1}{2(k_{кр} - 1)}}}{\left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_n^2\right)^{\frac{k_B + 1}{2(k_B - 1)}}} \frac{\varphi_d}{\sigma_{дв}} \frac{f_{вх}}{f_{кр}} \beta \sqrt{\tau} = 1,0.$$

Деля эти соотношения одно на другое, считая, что двигатель нерегулируемый, получим важное соотношение, достаточно точное для СПВРД,

$$\frac{\sigma_{дв}}{(\sigma_{дв})_{\max}} \frac{\beta \sqrt{\tau}}{(\beta \sqrt{\tau})_p} = 1,0$$

или

$$\sigma_{дв} = (\sigma_{дв})_{\max} \frac{(\beta \sqrt{\tau})}{(\beta \sqrt{\tau})_p}. \quad (6.62)$$

Несколько замечаний относительно особенностей метода расчета с регулируемым соплом и диффузором.

При наличии регулируемого сопла (понимая под этим сопло с регулируемым критическим сечением) критическое сечение будет свободным параметром и всегда может быть (в пределах ограничений) выбрано в соответствии с принятым значением комплекса $\beta \sqrt{\tau}$ при соблюдении условия $\sigma_{дв} = (\sigma_{дв})_{\max}$. Так как $F_\alpha = \text{const}$, то устанавливается и соответствующее значение $F_\alpha / F_{кр}$. Расчет характеристик такого двигателя ($F_{кр} = \text{var}$) соответствует порядку, изложенному выше, с момента определения потребного значения $F_{кр}$.

С помощью регулируемого диффузора, как мы уже знаем, в основном можно непосредственно воздействовать на $(\varphi_d)_{\max}$ (если $M_n < M_p$) или на $\sigma_{д \max}$.

Из выражения (6.3) видно, что для двигателя с регулируемым соплом ($F_{кр} = \text{var}$) и регулируемым диффузором при фиксированном значении M_n справедливо соотношение

$$\left(\frac{\varphi_d}{\sigma_{n-кр}}\right) (\beta \sqrt{\tau}) \frac{F_{вх}}{F_{кр}} = \text{const}. \quad (6.73)$$

Рассмотрим случай двигателя с регулируемым диффузором. В этом случае может удовлетворяться соотношение

$$\frac{\varphi_d}{\sigma_{дв}} \beta \sqrt{\tau} = \text{const.} \quad (6.74)$$

Если $\beta \sqrt{\tau} < (\beta \sqrt{\tau})_p$ и в то же время $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ (т. е. $\beta \sqrt{\tau}$ не может изменяться), то, увеличивая φ_d , мы можем увеличить и $\sigma_{дв}$ до того момента, когда σ_d достигнет $\nu_0 \sigma_{d \max}$ и $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_p$. Увеличение φ_d в данном случае полезно, так как это приводит к увеличению тяги (c_R) и экономичности (J_R). Дальнейшее увеличение φ_d потребует снижения значения $\beta \sqrt{\tau}$. Такая возможность возникает для разгонных двигателей на режимах $M_H < M_{H \min} < M_{H, p}$. Когда $M_H > M_{p, r}$, то изменить $\varphi_{d \max}$ не представляется возможным. Поэтому если подогрев в камере сгорания $\beta \sqrt{\tau}$ не меняется, то регулирование диффузора не приводит к изменению характеристик двигателя.

Выше рассматривался случай, когда $\beta \sqrt{\tau} < (\beta \sqrt{\tau})_p$. Посмотрим, что получится, если $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_p$, т. е. двигатель работает на режиме $\sigma_{d \max}$ и мы имеем регулируемый диффузор.

Если $M_H < M_p$, то мы можем воздействовать на φ_d . Увеличивая φ_d , при условии $\sigma_d = \sigma_{d \max}$ мы должны уменьшить $\beta \sqrt{\tau}$ в соответствии с условием $\varphi_d \beta \sqrt{\tau} = \text{const}$. Из того же соотношения ($\varphi_d \beta \sqrt{\tau} = \text{const}$) получим, что существует возможность увеличить подогрев от $(\beta \sqrt{\tau})_p$ до $(\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ ценой уменьшения расхода воздуха при максимально возможном значении $\sigma_{дв}$.

Если же $M_H \geq M_p$ ($\beta \sqrt{\tau}) = (\beta \sqrt{\tau})_p = (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$, то с помощью изменения φ_d можно только уменьшить тягу. При $\beta \sqrt{\tau} = (\beta \sqrt{\tau})_p < (\beta \sqrt{\tau})_{\max}$ уменьшение φ_d даст возможность увеличить $\beta \sqrt{\tau}$ до $(\beta \sqrt{\tau})_{\max}$.

Так как переменным параметром при регулируемом диффузоре является величина φ_d , то в качестве метода расчета следует принять метод расчета «от сопла».

При регулируемом диффузоре и сопле метод расчета характеристик аналогичен первому случаю при фиксированных размерах $f_{вх}$; $f_{кр}$; f_a . Потери в таком двигателе, очевидно, на всех рабочих режимах (в границах ограничения по регулированию) будут наименьшими ($\sigma_{дв} = \sigma_{дв \max}$). Такой двигатель будет наиболее эффективным с точки зрения тягово-экономических характеристик.

Установим теперь последовательность операций, которые необходимо сделать для расчета тягово-экономических характеристик двигателя. Возвращаясь к формуле для вычисления тяги R (6.68), рассмотрим по отдельности нахождение каждого из трех комплексов, входящих в выражение (6.68) применительно к расчету сверхзвукового ПВРД.

1. Произведение $m_H W_H$ — расход массы воздуха, проходящий через двигатель, умноженный на скорость полета. Раскрывая значение m_H , как $Q_H W_H F$, будем иметь

$$m_H W_H = Q_H W_H^2 F = Q_H (a_H M_H)^2 F_H.$$

Обычно удобно оперировать не значением F_H , а эквивалентной величиной $F_H = \varphi_d F_{вх}$, где φ_d — коэффициент расхода диффузора, зависящий от M_H , а $F_{вх}$ — площадь входа в диффузор. Вместо $F_{вх}$ может быть взята и какая-либо другая площадь F , например площадь конечного

сечения диффузора F_d или площадь камеры сгорания двигателя $F_{к.с.}$, тогда

$$m_H W_H = Q_H W_H^2 \varphi_d F_{вх} = Q_H (a_H M_H)^2 \varphi_d F_{вх},$$

или

$$m_H W_H = Q_H W_H^2 \varphi_d F_{к.с.} f_{вх} = Q_H (a_H M_H)^2 \varphi_d F_{к.с.} f_{вх},$$

где

$$f_{вх} = F_{вх} / F_{к.с.}$$

При расчете двигателя характеристики входа, в частности зависимость $\varphi_d = f(M_H)$, должны быть известны.

Рассмотрим вычисление отношения $\beta = \frac{W_a}{W_a}$.

В практике определения величины β могут быть два случая.

1. Подогрев (подвод тепла) является величиной заданной, входя в систему исходных, необходимых для расчета величин.

2. Заданной величиной является коэффициент избытка воздуха α . Подогрев может быть задан по-разному, например через максимально допустимую температуру в камере сгорания $T_{огр} = (T_{огр})_{\max}$ через максимальное приращение температуры $\Delta T_{огр \max}$ или τ_{\max} .

В этом случае можно воспользоваться уравнением, устанавливающим связь между подведенным теплом Q и приращением теплосодержания рабочего тела,

$$Q = \Delta I_{огр-сг} = c_{p \text{ сг}} T_{огр} - c_{p \text{ в}} T_{он} = \frac{H_u}{1 + \alpha L_0}. \quad (6.75)$$

Учитывая, что $\beta = 1 + g_{\tau} = 1 + \frac{1}{\alpha L_0}$, из выражения (6.75) легко определить β для различных значений подогрева.

Таким образом, для определения β при заданном τ необходимо знать H_u , $T_{он}$, $c_{p \text{ сг}}$, $c_{p \text{ в}}$. Если же известно α , то для определения β достаточно иметь значение L_0 , которое всегда известно, так как применяемое горючее входит в систему исходных данных.

Определим отношение $\frac{W_a}{W_H}$. Как известно, скорость течения выражается несколькими уравнениями, отличающимися друг от друга величинами, через которые определяют скорость истечения W_a .

В частности, оставаясь в рамках теории одномерных течений, можно написать

$$\frac{W_a^2}{2} = i_{0a} - i_a = \frac{k_a}{k_a - 1} R_a T_{0a} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_{0a}} \right)^{\frac{k_a - 1}{k_a}} \right].$$

Таким образом, для определения W_a надо знать кроме термодинамических характеристик газа температуру торможения T_{0a} , полное давление p_{0a} , а также статическое давление в потоке (расчет W_a с использованием $i-s$ диаграмм см. гл. VIII). Практически удобно выражать T_{0a} через $T_{огр}$, а p_{0a} — через $p_{он}$ или $p_{огр}$, пользуясь соотношениями $T_{0a} = T_{огр}$ [химическими процессами в сопле ($M_H \leq 3,0$) и теплообменом через стенки сопла пренебрегаем]; и $p_{0a} = \sigma_{дв} p_{он}$ или $p_{0a} = \sigma_c p_{огр}$.

Если давление при срезе сопла задано, например, условием $p_a = p_H$, то определение W_a труда не составляет.

Однако в более общем случае p_a не может быть заранее задано и должно определяться через геометрические параметры сопла ($F_a / F_{кр}$), условия полета и потери в двигателе ($\sigma_{дв}$).

В этом случае удобно вычислять скорость истечения через M_a исходя из выражения

$$W_a^2 = (a M_a)^2 = k_a R_a T_a M_a^2$$

или через температуру торможения

$$W_a^2 = k_a R_a T_{0a} \frac{M_a^2}{\left(1 + \frac{k_a - 1}{2} M_a^2\right)}$$

Используя условия равенства расхода через критическое сечение и срез сопла, можно написать

$$\frac{\rho_{0кр} M_{кр} F_{кр}}{\left(1 + \frac{k_{кр} - 1}{2} M_{кр}^2\right)^{\frac{k_{кр} + 1}{2(k_{кр} - 1)}}} = \frac{\rho_{0a} M_a F_a}{\left(1 + \frac{k_a - 1}{2} M_a^2\right)^{\frac{k_a + 1}{2(k_a - 1)}}},$$

откуда, полагая $M_{кр} = 1,0$,

$$\frac{M_a}{\left(1 + \frac{k_a - 1}{2} M_a^2\right)^{\frac{k_a + 1}{2(k_a - 1)}}} = \frac{F_{кр}}{F_a} \frac{1}{\sigma_{с.а}} \left(\frac{2}{k_{кр} + 1}\right)^{\frac{k_{кр} + 1}{2(k_{кр} - 1)}}$$

Отношение $\frac{W_a}{W_H}$ можно представить выражением

$$\frac{W_a}{W_H} = \sqrt{\frac{k_a R_a}{k_B R_B}} \frac{M_a}{M_H} \sqrt{\frac{1 + \frac{k_B - 1}{2} M_H^2}{1 + \frac{k_a - 1}{2} M_a^2}} \sqrt{\tau}, \quad (6.76)$$

где M_a с точностью до изменения k_a является постоянной величиной, а при регулируемом сопле $\left(\frac{F_a}{F_{кр}} = \text{var}\right) M_a$ является известной функцией от $F_a/F_{кр}$ [см. (3.36)].

Для нерегулируемого сопла можно написать

$$\frac{W_a}{W_H} = \text{const} \sqrt{\tau} \sqrt{\frac{1 + \frac{k_B - 1}{2} M_H^2}{M_H^2}}, \quad (6.77)$$

где

$$\text{const} = \sqrt{\frac{k_a R_a}{k_B R_B}} \sqrt{\frac{M_a^2}{1 + \frac{k_a - 1}{2} M_a^2}}$$

В определении $\frac{F_a R_a}{m_H W_H}$ трудность представляет установление значения F_a , которое должно быть известно, через какие-либо характерные для двигателя величины.

Таковыми величинами может являться система относительных поперечных сечений двигателя.

Так, например, беря за характерный размер максимальные поперечные сечения двигателя (без сопла), которыми могут быть F_d или $F_{к.с}$

(для цилиндрической камеры $F_d = F_{к.с}$), после простых преобразований можно написать

$$\frac{F_a p_H}{m_H W_H} = \frac{F_a}{F_H} \frac{1}{k_H M_H^2} = \frac{f_a}{\varphi_d f_{вх}} \frac{1}{k_H M_H^2}. \quad (6.78)$$

Как видно из выражения (6.78), комплекс $\frac{F_a p_H}{m_H W_H}$ определяется при наличии известных значений некоторых конструктивных параметров (относительные поперечные сечения), подход к выбору которых был изложен выше.

Если же вычисляются характеристики двигателя с известными относительными размерами, то, естественно, никаких трудностей в определении F_a не возникнет.

Последней неизвестной величиной в (6.68) является отношение $\frac{p_a}{p_H}$, которое можно выразить через очевидное соотношение

$$\frac{p_a}{p_H} = \frac{p_{0a} \left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_H^2\right)^{\frac{k_B}{k_B - 1}}}{p_{0H} \left(1 + \frac{k_a - 1}{2} M_a^2\right)^{\frac{k_a}{k_a - 1}}} = \sigma_{дв} \frac{\pi(M_a)}{\pi(M_H)}, \quad (6.79)$$

где $\sigma_{дв}$ — коэффициент потерь полного давления по всему тракту двигателя,

$$\sigma_{дв} = \sigma_d \sigma_{гидр} \sigma_t \sigma_c.$$

Таким образом, выражение для тяги приобретает вид

$$R_d = \varrho_H (a_H M_H)^2 \varphi_d F_{к.с} f_{вх} \left[\left(\beta \sqrt{\frac{k_a R_a}{k_B R_B} \frac{M_a}{M_H}} \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_H^2\right)}{\left(1 + \frac{k_a - 1}{2} M_a^2\right)}} \sqrt{\tau - 1} \right) + \frac{1}{k_H M_H^2 \varphi_d} \frac{f_a}{f_{вх}} \left(\sigma_{дв} \frac{\left(1 + \frac{k_B - 1}{2} M_H^2\right)^{\frac{k_B}{k_B - 1}}}{\left(1 + \frac{k_a - 1}{2} M_a^2\right)^{\frac{k_a}{k_a - 1}}} - 1 \right) \right]. \quad (6.80)$$

Эффективное значение тяги $R_{д.э} = R_d - R_x$, где R_x , если учитывать только волновое сопротивление диффузора, будет

$$R_x = X_d = c_{xд} \frac{\varrho_H (a_H M_H)^2}{2} F_{к.с} f_{вх}.$$

§ 6. ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГПВРД

По мере увеличения скорости полета отпадает необходимость тормозить воздушный поток в диффузоре ПВРД до дозвуковой скорости на полетных числах $M > 5 \div 6$. Уровень псевдоповышения давления, необходимый для эффективной организации процесса, достигается при частичном торможении потока с сохранением сверхзвуковых скоростей течения перед камерой сгорания.

На рис. 6.43 для иллюстрации приводится относительное повышение статического давления $\left(\frac{p_d}{p_n}\right)$ при торможении воздушного потока на величину $\Delta M_{n-d}=3,0$ при различных значениях M_n . Прямоточный двигатель, в камере сгорания которого подвод тепла происходит при сверхзвуковых скоростях, получил название гиперзвукового ПВРД (сокращенно ГПВРД). Схема ГПВРД родилась в результате анализа работы обычного СПВРД, работающего при больших сверхзвуковых скоростях полета. Какие особенности газо-воздушного тракта и организации рабочего процесса свойственны СПВРД при больших полетных числах M_n ?

При полетах на числа $M_n \geq 5$ уровень температуры на входе в камеру сгорания превышает температуры самовоспламенения практически всех современных топлив. Поэтому отпадает необходимость в специальных стабилизаторах горения, камера сгорания упрощается и представляет собой простую прямоточную топку. Вместе с тем при $M_n > 8 \div 10$ рост температур на входе в камеру уже приводит к тому, что в самой камере сгорания повышение температуры при сжигании топлива оказывается весьма незначительным вследствие процессов диссоциации продуктов сгорания.

Тепло к потоку подводится в основном при его расширении в сопле, когда уменьшается термодинамическая температура в потоке и происходит обратный процесс — рекомбинация молекул. Таким образом, дозвуковая камера сгорания, в обычном представлении как элемент ГВРД, в котором подводится тепло к рабочему телу, перестает играть свою роль. Напрашивается вывод: если интенсивный процесс подвода

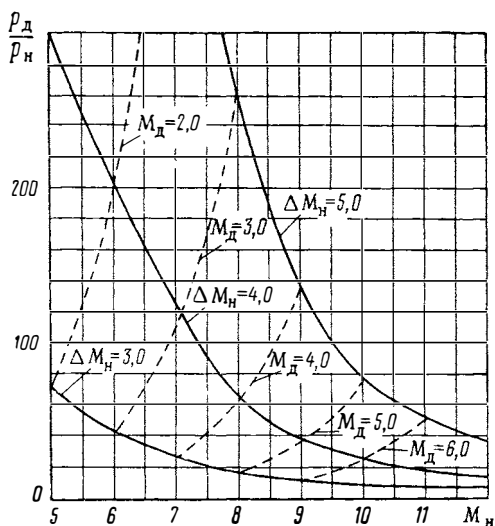


Рис. 6.43. Относительное повышение статического давления при изэнтропическом торможении воздушного потока ($k=1,4$)

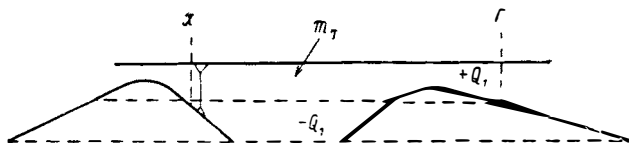


Рис. 6.44 Схема, иллюстрирующая переход от дозвукового к «сверхзвуковому» горению в прямоточной камере ПВРД

тепла к потоку начинается в сопле, то можно отказаться от дозвуковой камеры сгорания вообще и осуществлять процесс на участке $x - z$ при сверхзвуковых скоростях течения (рис. 6.44). К этому можно прийти и с несколько других позиций. В предыдущих разделах, касающихся разгонных СПВРД, показано, насколько резко ухудшаются характеристики нерегулируемых СПВРД по мере увеличения скорости полета. Напомним, что это происходит в основном потому, что ухудшается работа

входного диффузора. Число M в горле нерегулируемого сверхзвукового диффузора с ростом полетного числа M_n монотонно возрастает, что приводит к уменьшению коэффициента восстановления σ_d вследствие роста потерь полного давления в замыкающем скачке за горлом диффузора. Если к тому же не регулируется критическое сечение сопла, то замыкающий скачок уплотнения вследствие уменьшения подогрева в камере будет перемещаться при увеличении полетного числа M_n по дозвуковой части диффузора. Рост разрежения в дозвуковой части диффузора приводит к падению тягового усилия, направленного в сторону полета.

Замыкающий скачок при некоторой величине относительного подогрева может вообще «проскочить» в камеру сгорания, в которой автоматически установится сверхзвуковая скорость на входе. Таким образом, и в этом случае мы пришли к тому, что участок диффузора $x - d$ становится лишним и подвод тепла можно начинать непосредственно в сечении m . Таким образом, имеются предпосылки (значительное повышение давления при частичном торможении входной струи) и прямая целесообразность (с точки зрения регулирования газо-воздушного тракта прямооточного двигателя) отказаться от дозвуковой камеры сгорания организовать подвод тепла к сверхзвуковому потоку воздуха на выходе из диффузора ПВРД. При этом можно ожидать упрощения двигателя в целом: его конструкции, охлаждения стенок внутреннего тракта и т. д.

Однако главное, что отличает ГПВРД от СПВРД и что открывает перед прямооточными двигателями (особенно разгонными) новые перспективы, это упрощение газо-воздушного тракта и в первую очередь ликвидация двух критических сечений горла диффузора и критического сечения сопла.

Остается, однако, неясным вопрос, в какой мере могут сказаться на тягово-экономических характеристиках двигателя значительные потери полного давления, которыми сопровождается подвод тепла к сверхзвуковому потоку. Действительно, если в дозвуковых прямооточных камерах величина $\sigma_\tau = 0,9 \div 0,8$, то в сверхзвуковых камерах сгорания потери p_0 могут достигать 50% и больше. По этой причине если, например, сравнивать тягово-экономические характеристики идеально регулируемого СПВРД с характеристиками ГПВРД, то сравнение всегда будет в пользу СПВРД. Однако в реальных случаях, когда необходимо учитывать потери полного давления во входном диффузоре (в СПВРД они всегда выше), потери, связанные с несоответствием величин \bar{F}_m ; $f_{кр}$ и $\beta\sqrt{\tau}$, ГПВРД может иметь преимущество перед СПВРД.

ОСОБЕННОСТИ ОРГАНИЗАЦИИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГПВРД

Рассматривать характеристики ГПВРД в отличие от СПВРД не возможно, не учитывая особенностей работы сверхзвуковой камеры сгорания. Напомним некоторые результаты анализа гидродинамики сверхзвуковых камер сгорания, проведенного в гл. II.

Там было показано, что при подводе тепла к сверхзвуковому потоку в цилиндрической камере очень быстро наступает кризис течения на выходе. Если после наступления теплового кризиса продолжать подводить тепло, то, очевидно, нарушится течение на входе в камеру и во входном диффузоре. Можно было бы ограничить подвод тепла в ГПВРД условием возникновения в сечении z скорости звука. Это, однако, нецелесообразно с точки зрения тягово-экономических характеристик.

ГПВРД — это двигатель, предназначенный для работы при высоких скоростях полета ($M_n > 5 \div 6,0$). Именно начиная с этих чисел M_n полета, как показано выше (см. § 4), оптимальные режимы ВРД соответствуют полному использованию тепловой энергии, заложенной в совре-

менных топливах, т. е. режим работы камеры сгорания должен, по крайней мере, соответствовать $\alpha=1,0$ (или даже $\alpha<1,0$ при форсировании топливом). Сравним при числах $M_H > 5,0$ подогревы, которые могут быть получены при сжигании топлив типа керосина и водорода при $\alpha=1,0$ с предельными величинами $\beta\sqrt{\tau}$, которые можно реализовать в цилиндрической камере ГПВРД.

Для получения принципиальной картины проведем расчет, приняв $k=1,4$ и $c_p=0,24$ ккал/кг·град. Теоретически возможное повышение температуры при сжигании топлива в воздухе нетрудно получить из уравнения теплового баланса (2.45, а), которое при принятых допущениях может быть записано так:

$$\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0}\right) \frac{T_{0cr}}{T_{0x}} = 1 + \frac{H_u}{c_p T_{0x} \alpha L_0}. \quad (6.81)$$

Преобразуем его к следующему виду:

$$\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0}\right) \sqrt{\frac{T_{0cr}}{T_{0x}}} = \sqrt{\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0}\right) \left(1 + \frac{H_u}{c_p T_{0x} \alpha L_0}\right)}. \quad (6.81')$$

Предельный подогрев может быть найден из равенства полных импульсов в начале (сечение x) и конце (сечение z) цилиндрической камеры сгорания:

$$\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0}\right) \sqrt{\frac{T_{0cr}}{T_{0x}}} = 2 \left(\lambda_x + \frac{1}{\lambda_x}\right) = \frac{1}{2} z(\lambda_x), \quad (6.82)$$

где H_u и L_0 — теплотворная способность и стехиометрический коэффициент топлива;

$\lambda_x = \frac{W_x}{a_{кр x}}$ — коэффициент скорости в начале камеры сгорания.

Подставив в уравнение (6.81') конкретные величины H_u и L_0 и приняв $T_{0x} = T_{0н}$, получим показанные на рис. 6.45 кривые зависимости $\beta\sqrt{\tau}$ от M_H для двух топлив, близких по характеристикам к керосину (кривая 1) и водороду (кривая 2).

Значения предельных подогревов в соответствии с уравнением (6.82) рассчитаем для ряда ΔM_{H-x} . Зависимости $(\beta\sqrt{\tau})_{пр} \approx f(M_H \Delta M_{H-x})$ нанесены на рис. 6.45 пунктирными линиями. Из сравнения приведенных на рис. 6.45 кривых можно заключить, что на начальном участке работы ГПВРД по числам M_H полета цилиндрическая камера сгорания не позволит реализовать всю химическую энергию, заложенную в углеводородных топливах. Так, например, при торможении воздушного потока в диффузоре на $\Delta M_{H-x} = 3,0$ в цилиндрической камере можно подвести все тепло, способное выделиться при сжигании в воздухе топлива типа водорода только начиная с $M_H = 9 \div 10$. В действительности диссоциация продуктов сгорания приводит к уменьшению реальных подогревов при сжигании топлив в камерах ГПВРД, поэтому предельные подогревы в цилиндрической камере ограничены меньшими числами M_H по сравнению с приведенными на рис. 6.45. В зависимости от числа M_x в начале камеры сгорания ограничения по теплоподводу могут иметь место в реальных случаях до чисел $M_H = 7 \div 8$.

Для того чтобы подвести все тепло, образующееся при сжигании топлив в камере ГПВРД при возникновении теплового кризиса, ее необходимо расширять, т. е. к цилиндрической камере надо присоединить расширяющийся участок, в котором будет подводиться та часть тепла, ко-

тору не удалось подвести к потоку вследствие кризиса течения (рис. 6.46).

Представим теперь, что торможение воздушного потока в диффузоре происходит до некоторого числа M_x ($M_x > 1,0$) на входе в камеру сгорания. Зададимся вопросом, каким образом целесообразнее перераспределить располагаемое тепло между цилиндрическим и расширяющимся участками камеры. При решении этого вопроса необходимо учитывать два фактора: во-первых, потери полного давления при теплоподводе в камере сгорания ГПВРД, которые составляют существенную долю потерь в его газо-воздушном тракте и, во-вторых, площадь камеры в конце теплоподвода.

Если выходное сечение сопла имеет ограниченную площадь выходного сечения, то неважно, какова будет величина площади расширяющейся камеры в конце теплоподвода, так как необходимо, чтобы сопло имело достаточную степень расширения. Естественно, что ответ на поставленный вопрос будет во многом зависеть от закона теплоподвода на расширяющемся участке камеры. Будем считать, что соответствующая система подачи топлива по длине камеры позволит обеспечить установленный закон теплоподвода.

В гл. II показано, что потери полного давления при подводе тепла к газовому потоку увеличиваются с возрастанием скорости течения (см. рис. 2.10). В сверхзвуковой области течения увеличение площади канала само по себе приводит к росту числа M . Поэтому минимальные потери полного давления в камере сгорания в целом будут в том случае, когда подвод тепла на цилиндрическом участке осуществляется до момента наступления кризиса течения и завершается в расширяющейся камере при сохранении числа M_T в потоке, равном 1,0. В действительности $M_{T-ст}$ должно быть несколько больше 1,0.

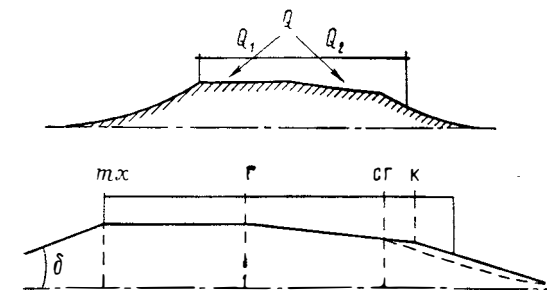


Рис. 6.46. Схема ГПВРД с обозначением контрольных проходных сечений газо-воздушного тракта

Максимальная величина σ_T реализуется, когда число M на входе ее равно 1,0. В этом случае камера должна расширяться с самого начала теплоподвода. Нетрудно проверить, что при такой организации теплоподвода при заданном числе M на входе в камеру будет наименьшей и конечная площадь расширяющегося участка.

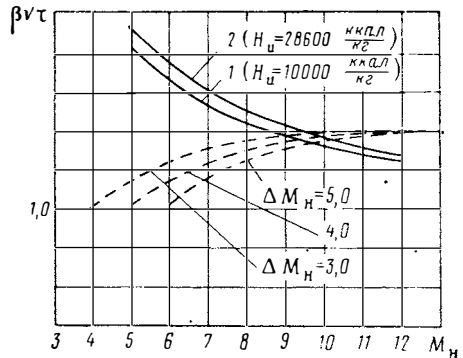


Рис. 6.45. Соотношение предельных и располагаемых относительных подогревов в цилиндрической камере сгорания ГПВРД:

1 — $H_u = 10\,000$ ккал/кг; $L_0 = 15$; 2 — $H_u = 28\,600$ ккал/кг; $L_0 = 34,5$
 --- предельные линии по подогреву

На рис. 6.47 показаны величины коэффициентов потерь полного давления в камере ГПВРД с цилиндрическим и расширяющимся участками в зависимости от относительного подогрева при разных числах M_x в начале теплоподвода. Максимальная величина σ_T реализуется, когда число M на входе ее равно 1,0. В этом случае камера должна расширяться с самого начала теплоподвода. Нетрудно проверить, что при такой организации теплоподвода при заданном числе M на входе в камеру будет наименьшей и конечная площадь расширяющегося участка.

Из уравнения расхода через сечение $сг$ имеем

$$F_{сг} \sim \frac{m_{г} \sqrt{T_{0сг}}}{\rho_{0сг} q(\lambda_{сг})}$$

Так как произведение $\rho_{0сг} q(\lambda_{сг})$ при $\lambda_{сг}=1,0$ в данном случае максимально, то при неизменной массе газа $m_{г}$ и его температуре $T_{0сг}$ площадь $F_{сг}$ будет минимальна.

К такому же выводу относительно метода организации теплоподвода в камере ГПВРД можно прийти и с чисто термодинамических позиций. Как известно, эффективность подвода тепла к рабочему телу тем выше, чем при большем статическом давлении (по сравнению с окружающей средой) происходит подвод. При подводе тепла к сверхзвуковому потоку в цилиндрической камере статическое давление повышается и, следовательно, каждая новая порция подводится при большем давлении, чем предыдущая. Если камеру сгорания расширять до того, как наступит тепловой кризис, то статическое давление в конце теплоподвода возрастет в меньшей степени вследствие влияния расширения канала. На рис. 6.48 приводятся расчетные графики отношений статического давления в конце теплоподвода к полному давлению воздуха в начале камеры для разных начальных чисел M_x . Пунктирная линия соответствует

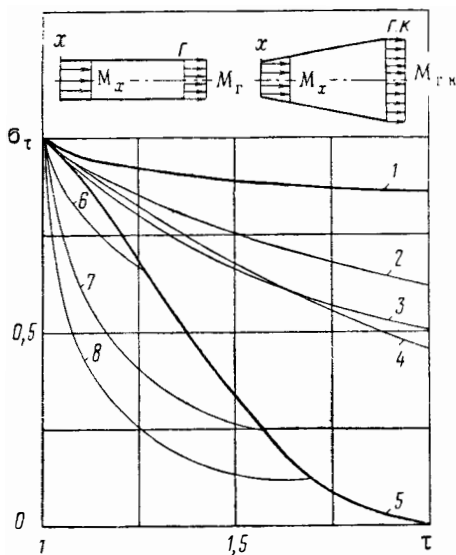


Рис. 6.47. Коэффициент потерь полного давления в сверхзвуковых камерах сгорания.

Цилиндрическая камера:

- 1 — $M_x < 1,0$; $M_{сг} = 1,0$ (для сравнения); 6 — $M_x = 2,0$; 7 — $M_x = 3,0$; 8 — $M_x = 4,0$

Расширяющаяся камера:

- 2 — $M_{x-сг} = \text{const} = 1,0$; 3 — $\rho_{x-сг} = \text{const}$,
4 — $M_{x-сг} = 1,2$; 5 — $M_x > 1,0$, $M_{сг} = 1,0$

тепловому кризису в конце цилиндрического участка. Подвод тепла на расширяющемся участке осуществлен по закону $M_{г-сг} = \text{const}$ (сплошные линии).

Близкие результаты к рассмотренному выше оптимальному методу теплоподвода дает подвод тепла на расширяющемся участке камеры по закону $p = \text{const}$ (пунктирные линии на рис. 6.48). В последнем случае, однако, теплоподвод на цилиндрическом участке должен быть ограничен числом $M_{г} > 1,0$.

Чтобы в конце теплоподвода была максимальной величина σ_{τ} и минимальной $F_{сг}$, необходимо подобрать $M_{г}$ таким образом, чтобы $M_{сг} = 1,0$ [см. ниже соотношение (6.95)].

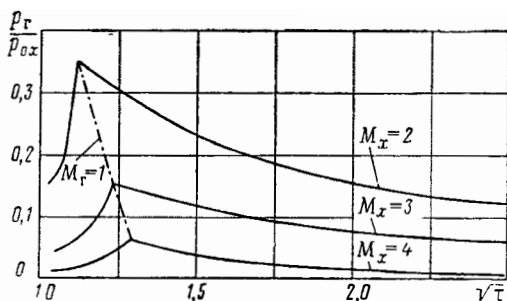


Рис. 6.48. Изменение статического давления в конце сверхзвуковой камеры сгорания в зависимости от подогрева при различных числах M в начале теплоподвода

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗОВОГО ПОТОКА ПО РАБОЧЕМУ ТРАКТУ ГПВРД

Оставаясь в рамках принятых в этой главе допущений о физической природе рабочего тела, свойственных классической гидродинамике (постоянство физических констант газа, отсутствие химических превращений при изменении температуры и т. д.), мы при написании расчетных соотношений будем учитывать отличие физических характеристик газа (k и c_p) только в контрольных сечениях газо-воздушного тракта. Кроме того, при выводе уравнений для описания большинства процессов в двигателе мы откажемся от понятия заторможенного состояния газа, которое при сверхзвуковых числах M течения газа менее удобно, чем при дозвуковых скоростях. Очевидно, если не учитывать зависимости k и c_p от температуры, то при любых числах M в потоке ($M \geq 1,0$) безразлично, как проводить расчеты течения газа — по термодинамическому или заторможенному его состоянию. Однако в реальных условиях расчет нужно проводить с учетом зависимости c_p и k от термодинамической температуры, что требует иного написания основных уравнений. Все иллюстративные цифровые примеры мы приведем, принимая постоянными k и c_p ($k=1,4$; $c_p=0,24 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$) независимо от процессов, происходящих с потоком (торможение, подвод тепла, расширение).

Заметим также, что течение в газо-воздушном тракте ГПВРД существенно неоднородное. Уже на входе в камеру сгорания сверхзвуковой поток, пройдя волны сжатия, отраженный от обечайки скачок уплотнения и разворот вокруг угловой точки излома центрального тела, будет иметь существенно неравномерное распределение газодинамических параметров в ядре потока. Кроме того, наличие пограничного пристеночного слоя и взаимодействие его с ударными волнами приводят к неравномерным скоростным полям в поперечном сечении (см. рис. 6.43).

Одномерные уравнения, которыми мы будем ниже пользоваться, естественно, не учитывают всех особенностей течения в газо-воздушном тракте ГПВРД. Однако они позволяют найти средние в каждом контрольном сечении газодинамические параметры потока и определить основные характеристики двигателя. Учет неравномерности течения, а также отличие реального потока от «классического» выходит за границы поставленной здесь задачи — получить принципиальные особенности работы и характеристики ГПВРД. Эти вопросы частично рассмотрены [36], однако до конца в настоящее время еще вообще не выяснены. После сделанных замечаний покажем ход расчета газодинамических параметров вдоль рабочего тракта ГПВРД. Считаем заданными полетные условия (H и M_H), характеристики диффузора (φ_d , σ_d , c_{xd}), величину теплоподвода или суммарного α в камере сгорания, а также следующие относительные размеры газо-воздушного тракта: $\frac{F_m}{F_{вх}}$ (или $\frac{F_x}{F_{вх}}$ или $\frac{F_r}{F_{вх}}$), так как в ГПВРД $F_x = F_m = F_r$ и $\frac{F_a}{F_{вх}}$. Рассмотрим последовательно изменение параметров потока на участке $n - m$, $m - z$, $z - c\bar{z}$ и $c\bar{z} - a$.

Участок $n - m$

Приравнивая массовые расходы воздуха в сечениях n и m , можно определить среднее число M в минимальном сечении диффузора m , которое мы по-прежнему будем называть горлом, из соотношения

$$\frac{M_n \sqrt{k_n}}{\left(1 + \frac{k_n m - 1}{2} M_m^2\right)^{\frac{k_n m + 1}{2(k_n m - 1)}}} = \frac{M_m \sqrt{k_m}}{\left(1 + \frac{k_m m - 1}{2} M_n^2\right)^{\frac{k_m m + 1}{2(k_m m - 1)}}} \frac{\varphi_d}{\sigma_d} \frac{F_{вх}}{F_m}. \quad (6.83)$$

Использование соотношения (6.83) удобно, если известен коэффициент потерь полного давления σ_d . По поводу величины σ_d следует напомнить (см. гл. IV, § 6), что она не равна сумме потерь полного давления в скачках уплотнения и трения потока на стенках воздухозаборника. Величина σ_d включает в себя также потери p_0 условного осреднения неравномерного потока в сечении m , т. е. $\sigma_d = \sigma_{n-m} \sigma_{ср}$, где $\sigma_{ср}$ определяется правилом осреднения (см. [5] и гл. VIII).

Если последующий теплоподвод к потоку осуществляется в цилиндрической камере и завершается однородным течением на выходе из нее, то $\sigma_{ср}$ представляет собой потери полного давления при выравнивании поля скорости в цилиндрической трубе. Для определения $\sigma_{ср}$ при известной неравномерности параметров в сечении m можно использовать метод расчета цилиндрического эжектора (см. гл. V). Однако более удобно определить осредненные параметры в сечении m , привлекая характеризующее изменение полного импульса на участке $n-m$ (см. гл. IV, § 6):

$$z(\lambda_m) = \left(\frac{k_{nm} + 1}{2} \right)^{\frac{1}{k_n - 1}} \left[(k_n M_n^2 + 1) - \left(\frac{k_n}{2} c_{xк} M_n^2 + 1 \right) (1 - \bar{F}_m) \right] \frac{1}{y(\lambda_n)}. \quad (4.44)$$

Для определения параметров потока в сечении m необходимо в этом случае знать величину коэффициента сопротивления центрального тела диффузора $c_{xк}$ в набегающем потоке и $c_{xд}$. Если отраженный от обечайки диффузора скачок уплотнения не влияет на распределение давления на центральном теле, то величину $c_{xк}$ можно найти по таблицам [6] по параметрам набегающего потока M_n и Re .

Таким образом, при известном σ_d или $c_{xк}$ можно найти среднее число M_x в начале теплоподвода. После определения числа M_x не представляет труда определить давление и температуру в потоке воздуха в сечении m :

$$T_m = T_x = \frac{T_{0n}}{1 + \frac{k_n m - 1}{2} M_m^2},$$

$$p_m = p_x = \frac{k_n}{k_x} \frac{a_x}{a_n} \cdot \frac{p_n M_n}{\bar{F}_m} \varphi_n \frac{F_{вх}}{F_x},$$

где k_{nm} — средний показатель адиабаты сжатия воздуха на участке $n-m$;
 k_n, k_x — показатели адиабаты при температурах T_n и T_x .

Участок $m-2$

На участке $m-2$ происходит подвод тепла к потоку воздуха. При расчете цилиндрического участка камеры ГПВРД приходится решать две противоположные задачи. Первая задача заключается в определении предельного подогрева воздуха при известных из расчета диффузора параметрах на входе в камеру и соответствующего ему расхода топлива или величины коэффициента избытка воздуха. Вторая задача состоит в определении газодинамических параметров в конце цилиндрического участка камеры при известных параметрах потока воздуха на входе в камеру и подогреве, заведомо меньшем предельного.

При решении первой из указанных выше задач исходим из того, что число M на выходе из камеры известно. При определении предельного подогрева принимается $M_r = 1,0$. Излагаемый метод расчета справедлив и при равенстве M_r некоторой другой постоянной величине.

Запишем уравнение сохранения полного импульса для течения газа на цилиндрическом участке $x - z$ в следующей форме:

$$\beta_{\text{ц}} a_x \left[M_x + \frac{1}{k_x M_x} \right] = a_r \left[M_r + \frac{1}{k_r M_r} \right].$$

Учитывая, что $a = \sqrt{kRT}$, получим

$$\beta_{\text{ц}} \sqrt{\frac{R_r T_r}{R_x T_x}} = \frac{\left[\sqrt{k_x} M_x + \frac{1}{\sqrt{k_x} M_x} \right]}{\left[\sqrt{k_r} M_r + \frac{1}{\sqrt{k_r} M_r} \right]} = \frac{z (\sqrt{k_x} M_x)}{z (\sqrt{k_r} M_r)}. \quad (6.84)$$

При $M_r = 1,0$

$$\beta_{\text{ц}} \sqrt{\frac{R_r T_r}{R_x T_x}} = \frac{\sqrt{k_x} M_x + \frac{1}{\sqrt{k_x} M_x}}{\sqrt{k_r} + \frac{1}{\sqrt{k_r}}} = \frac{z (\sqrt{k_x} M_x)}{z (\sqrt{k_r})}. \quad (6.85)$$

При известных величинах k_x , M_x и k_r (величина k_r — истинный коэффициент адиабаты зависит от T_r , поэтому задачу надо решать в несколько приближений) из соотношения (6.85), используя дробно-линейную функцию $z(x)$, можно найти относительное повышение температуры в потоке, соответствующее тепловому кризису на выходе из камеры.

Привлекая уравнение энергии, можно определить величину $\beta_{\text{ц}}$ (и, следовательно, коэффициент избытка воздуха $\alpha_{\text{ц}}$) на цилиндрическом участке камеры $\beta_{\text{ц}} = 1 + \frac{1}{\alpha_{\text{ц}} L_0}$. Запишем уравнение сохранения энергии

$$\beta_{\text{ц}} \left[c_{pmr} T_r + \frac{(a_r M_r)^2}{2} \right] = (\beta_{\text{ц}} - 1) H_u + c_{pmx} T_x + \frac{(a_x M_x)^2}{2}. \quad (6.86)$$

Учитывая, что $c_p = \frac{kR}{k-1}$, преобразуем это уравнение к виду

$$\beta_{\text{ц}} \left[\frac{k_{m\Gamma}}{k_{m\Gamma} - 1} R_r T_r + \frac{(a_r M_r)^2}{2} \right] = \left[\frac{k_{mx}}{k_{mx} - 1} R_x T_x + \frac{(a_x M_x)^2}{2} + (\beta_{\text{ц}} - 1) H_u \right] \quad (6.86')$$

или

$$\beta_{\text{ц}} \frac{R_r T_r}{R_x T_x} = \frac{\frac{k_{mx}}{k_{m\Gamma} - 1} + \frac{k_x M_x^2}{2}}{\frac{k_{m\Gamma}}{k_{m\Gamma} - 1} + \frac{k_r M_r^2}{2}} + \frac{(\beta_{\text{ц}} - 1) H_u}{R_x T_x}, \quad (6.87)$$

где k_m — средний показатель адиабаты, соответствующий c_{pm} . Приняв $M_r = 1,0$, получим

$$\beta_{\text{ц}} \frac{R_r T_r}{R_x T_x} = \frac{\frac{k_{mx}}{k_{m\Gamma} - 1} + \frac{k_x M_x^2}{2}}{\frac{k_{m\Gamma}}{k_{m\Gamma} - 1} + \frac{k_r}{2}} + \frac{(\beta_{\text{ц}} - 1) H_u}{R_x T_x}. \quad (6.88)$$

Решая совместно уравнения (6.84) и (6.87), в которых два неизвестных $\beta_{\text{ц}}$ и $\frac{R_r T_r}{R_x T_x}$, можно определить величину $\beta_{\text{ц}}$ и термодинамическую температуру потока в сечении z . Величина p_r может быть най-

дена из уравнения сохранения потока импульса на цилиндрическом участке камеры, записанного в форме

$$p_r (1 + k_r M_r^2) = p_x (1 + k_x M_x^2), \quad (6.89)$$

откуда

$$p_r = p_x \frac{1 + k_x M_x^2}{1 + k_r M_r^2}. \quad (6.90)$$

При $M_r = 1,0$

$$p_r = p_x \frac{1 + k_x M_x^2}{1 + k_r}. \quad (6.91)$$

Заметим, что при течении реального газа надо учитывать зависимость k_r и R от T_r и β_{cr} . Поэтому необходимо решать задачу с помощью итерационного процесса. Вначале определяются величины T_r , p_r и β_{cr} при $k_r = k_x$; $R_r = R_x$. По найденным величинам T_r , p_r и β_{cr} (состав газов) уточняются k_r и R_r и делается второе приближение для T_r , p_r и β_{cr} . Далее выполняются столько итераций, сколько необходимо для схождения процесса. Практически этот расчет удобно производить с привлечением *is*-диаграмм продуктов сгорания рассматриваемого топлива в воздухе (см. гл. VIII). Если не стремиться строго иметь в сечении 2 тепловой кризис, то можно сразу задать величину α_{cr} . После чего, последовательно решая уравнения (6.88), (6.84) и (6.90), можно определить T_r , M_r и p_r . В том случае если M_r окажется значительно больше 1,0, то надо уменьшить α_{cr} , повторив расчет. В принципе таким образом можно подобрать величину α_{cr} , соответствующую тепловому кризису в конце цилиндрического участка камеры. При наличии термодинамических таблиц физических констант газа, зависящих от α , такой путь решения уравнений (6.88), (6.84), (6.90) более удобен. Так как иначе, используя уравнения (6.84) — (6.90), определяем T_r , p_r и α_{cr} . Если в результате расчета окажется, что α_{cr} не соответствует физическому смыслу задачи (например, $\alpha_{cr} < 1,0$), то это означает, что при полном использовании тепловой энергии, заложенной в топливе, тепловой кризис в камере не наступает ($M_r > 1,0$). Необходимо решать 2-ю из указанных выше задач. Решение 2-й из отмеченных выше задач — определение параметров в конце цилиндрического участка камеры сгорания — производится также с привлечением уравнений (6.84) — (6.90) и (6.88). Незвестными в этом случае являются три величины: M_r , p_r и отношение $\frac{R_r T_r}{R_x T_x}$. Совместное решение уравнений (6.84), (6.88) позволяет определить M_r и $R_r T_r / R_x T_x$, после нахождения которых из уравнения (6.90) рассчитывается значение давления p_r .

Участок 2—сг

Запишем уравнения, связывающие параметры газового потока при подводе тепла на расширяющемся участке камеры сгорания.

Уравнение сохранения энергии

По аналогии с (6.87) имеем

$$\beta_k \frac{R_{cr} T_{cr}}{R_r T_r} = \frac{\frac{k_{m r}}{k_{m r} - 1} + \frac{k_r M_r^2}{2}}{\frac{k_{m cr}}{k_{m cr} - 1} + \frac{k_{cr} M_{cr}^2}{2}} + \frac{(\beta_k - 1) H_u}{R_r T_r}. \quad (6.87')$$

Здесь β_k учитывает массу топлива, вводимого в камеру на участке $z - cz$; его можно выразить через коэффициенты избытка воздуха:

$$\beta_k = \frac{1 + \frac{1}{\alpha L_0}}{1 + \frac{1}{\alpha_{II} L_0}},$$

где α — суммарный коэффициент избытка воздуха для камеры в целом; α_{II} — коэффициент избытка воздуха на цилиндрическом участке.

Уравнение неразрывности

$$\beta_k \frac{R_{cr} T_{cr}}{R_r T_r} = \frac{M_{cr}}{M_r} \frac{\rho_{cr}}{\rho_r} \frac{F_{cr}}{F_r}. \quad (6.92)$$

*Уравнение изменения потока полного импульса
[с использованием уравнения (6.84)]*

$$\beta_k \sqrt{\frac{R_{cr} T_{cr}}{R_r T_r}} = \frac{z (\sqrt{k_r} M_r)}{z (\sqrt{k_{cr}} M_{cr})} + \frac{\int_{F_r}^{F_{cr}} p dF}{z (\sqrt{k_{cr}} M_{cr})} \frac{\sqrt{k_r}}{\rho_{cr} F_{cr} M_{cr}}, \quad (6.93)$$

где $\int_{F_r}^{F_{cr}} p dF$ — учитывает силу, приложенную к стенке камеры в направлении вектора скорости потока.

Записанные выше уравнения содержат четыре неизвестных величины: M_{cr} , ρ_{cr} , F_{cr} и T_{cr} и одну неизвестную функцию $p(F)$.

Уравнения могли бы быть решены при задании функции $p(F)$ и известных величинах F_{cr} и F_r (двигатель конкретной геометрии). Однако правильной будет решить уравнения (6.87'); (6.92); (6.93), задав целесообразный закон теплоподвода на расширяющемся участке камеры, имея в виду, что его можно будет осуществить при обработке двигателя.

Выше были рассмотрены два эффективных закона теплоподвода, позволяющих описать течение с теплоподводом интегральными уравнениями: закон теплоподвода при сохранении постоянным статического давления в потоке ($p_r = p_{cr} = \text{const}$); и закон теплоподвода при сохранении постоянным числа M или kM^2 в потоке — $M_r = M_{cr}$, или $k_r M_r^2 = k_{cr} M_{cr}^2$. Оба закона теплоподвода эффективны при $M_r \approx 1,0$ или $M_{cr} \approx 1,0$. Изменение параметров газового потока в камере сгорания при этих законах теплоподвода рассмотрено нами подробно в гл. II.

Напомним, что теплоподвод, при котором в потоке сохраняется неизменным комплекс kM^2 , приводит к изменению статического давления в соответствии со следующим соотношением (2.38) (см. гл. II):

$$\frac{\rho_{cr}}{\rho_r} = \left(\frac{R_r T_r}{R_{cr} T_{cr}} \right)^{\frac{k_r M_r^2}{2}} \left(\frac{\beta_{II}}{\beta_k} \right)^{k_r M_r^2}. \quad (6.94)$$

С другой стороны, теплоподвод при $p = \text{const}$ позволяет сразу найти соотношение между скоростями потока газа в сечениях z и cz :

$$W_{cr} = W_r \frac{\beta_{II}}{\beta_k}$$

или

$$M_{cr} a_{cr} = M_r a_r \frac{\beta_{II}}{\beta_k}. \quad (6.95)$$

Сделаем одно замечание, касающееся расчета камеры сгорания с теплоподводом по закону $p_{г-сг} = \text{const}$. Из соотношения (6.95) легко заметить, что при сохранении $\rho = \text{const}$ число M в потоке уменьшается так, как растет величина $a_{сг}$. Поэтому в начале теплоподвода, т. е. в конце цилиндрического участка камеры, число M должно быть больше единицы. Если добиться, чтобы в камере расширяющегося участка камеры был тепловой кризис, т. е. $M_{сг} = 1,0$, то в конце цилиндрического участка число $M_{г}$ может быть найдено из соотношения (6.95). Таким образом, при теплоподводе по закону $p_{г-сг} = \text{const}$ расчет цилиндрического и расширяющегося участка надо проводить совместно. Поскольку соотношения (6.94) и (6.95) получены с использованием уравнения движения, то можно не привлекать уравнение (6.93) и рассчитывать течение на расширяющемся участке камеры, используя только уравнения (6.87'), (6.92) и (6.94) или (6.87'), (6.92) и (6.95). В этих уравнениях три неизвестных: $T_{сг}$, $\rho_{сг}$ и $F_{сг}$ или $T_{сг}$, $M_{сг}$ и $F_{сг}$, так как в первом случае $M_{г} = M_{сг}$ (или $k_{г}M_{г}^2 = k_{сг}M_{сг}^2$), а во втором — $\rho_{сг} = \rho_{г}$, которые известны из расчета цилиндрического участка камеры сгорания.

Решив эти уравнения (замечания, относящиеся к зависимости k от T , остаются в силе), можно найти требуемую степень расширения камеры сгорания и параметры газового потока в ее конечном сечении.

Еще раз отметим, что в том случае когда весь теплоподвод можно осуществить на цилиндрическом участке камеры, то ее расширяющаяся часть будет работать как сопло. Если двигатель с конкретной геометрией имеет площадь в конце камеры $F_{к}$ большую, чем величина $F_{сг}$, полученная из расчета по приведенным выше уравнениям, то участок между сечением $сг$ — конца теплоподвода — и k будет также работать как часть сверхзвукового сопла.

Участок $сг - a$

Расширение газа в сопле ГПВРД в отличие от расширения в обычном сверхзвуковом сопле СПВРД может начинаться при сверхзвуковых скоростях потока. Сопло ГПВРД представляет собой, по существу, участок сверхзвуковой части обычного сопла. Скорость газа на его срезе можно определить, например, считая, что истечение происходит из некоторого условного сверхзвукового сопла, у которого параметры перед истечением равны заторможенным параметрам газа в конце теплоподвода. Расчет расширения в условном сопле проводится по приведенным выше формулам (3.5), (3.15) в зависимости от того, что известно: площадь выходного сечения сопла F_a или давление p_a .

ВЛИЯНИЕ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ТЯГОВО-ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГПВРД

Тяга (R), коэффициент тяги (c_R), удельный импульс (J_R) ГПВРД могут быть рассчитаны по тем же формулам, что и аналогичные параметры СПВРД. Запишем формулы для определения c_R и J_R ГПВРД и кратко рассмотрим последовательность определения входящих в них величин. Вследствие больших располагаемых перепадов давлений в сопле ГПВРД истечение из него при конструктивно приемлемых величинах F_a происходит с определенной степенью нерасчетности ($\bar{p}_a > 1$). Поэтому будем использовать выражение для коэффициента тяги в форме (6.69) при $c_{зд} = 0$

$$c_R = 2 \left[\varphi_{л} f_{вх} \left(\beta \frac{W_{л}}{W_{н}} - 1 \right) - \frac{f_a (\bar{p}_a - 1)}{k_{н} M_{н}^2 \varphi_{л} f_{вх}} \right]. \quad (6.69)$$

Вычисление удельного импульса будем производить по формуле

$$J_R = \frac{c_R W_H \alpha L_0}{2\varphi_d f_{вх}}. \quad (6.70)$$

Для расчета c_R и J_R по формулам (6.69), (6.70) необходимо в качестве исходных данных иметь: параметры окружающей атмосферы и скорость полета (T_H , ρ_H , W_H), характеристики диффузора (φ_d , σ_d , $c_{хд}$), характеристики топлива (H_u и L_0), суммарный коэффициент избытка воздуха в камере (α) и основные размеры газо-воздушного тракта (удобнее в относительных величинах ($F_m/F_{вх}$; $F_R/F_{вх}$; $F_a/F_{вх}$)).

Тогда в формуле для c_R будут неизвестными две величины: скорость истечения W_a и давление на срезе сопла p_a . Чтобы их определить, нужно провести полный газодинамический расчет проточного тракта ГПВРД от сечения n до сечения a . Ход этого расчета показан нами выше.



Рис. 6.49. Физическая картина течения (а) и расчетная схема течения (б) в камере ГПВРД

Рассмотрим теперь влияние параметров рабочего процесса и геометрических соотношений между основными проходными сечениями газо-воздушного тракта на тягово-экономические характеристики ГПВРД. Другими словами, проварьируем величинами, входящими в исходные данные, указанными выше и определяющими работу двигателя. На рис. 6.49 дан схематический чертеж ГПВРД, характеристики которого мы будем исследовать. Двигатель имеет односкачковый диффузор с полуглом конуса. Расположение иглы конуса относительно обечайки всегда таково, что $\varphi_d = 1,0$ и $c_{хд} = 0$.

Камера сгорания двигателя состоит из цилиндрического и расширяющегося участков. Процесс подвода тепла на расширяющемся участке будем осуществлять по закону $M_r = M_{cr} = 1,0$.

Процесс теплоподвода на цилиндрическом участке будем продолжать до наступления кризиса течения, если это позволяют энергетические характеристики топлива. В том случае, когда при $\alpha = 1,0$ на цилиндрическом участке камеры значение $M_r > 1,0$, считаем, что расширяющийся участок камеры представляет собой часть выходного сопла. Для того чтобы учесть гидравлические потери по тракту двигателя, введем коэффициент потерь выходного импульса η_c и примем его равным 0,97. В дальнейшем мы рассмотрим влияние величины η_c на характеристики ГПВРД. Параметры воздуха в конце диффузора (в начале камеры сгорания) будем рассчитывать по методу, основанному на использовании уравнения (4.44) при известной величине $c_{хк}$. Величины $c_{хк}$ в зависимости от полетного числа M_H и угла $\delta_{нн}$ примем в соответствии с графиками работы [20].

На рис. 6.50 показаны полученные в результате проведенных расчетов графики изменения J_R и c_R от коэффициента избытка воздуха α . Рис. 6.44 показывает, что при $M_H \geq 6,0$ максимальная экономичность ГПВРД соответствует режиму камеры сгорания $\alpha \leq 1,0$.

Таким образом, с точки зрения оптимального теплоподвода ГПВРД не является исключением из других типов ВРД.

Рис. 6.51 иллюстрирует влияние относительного размера площади цилиндрического участка камеры сгорания на удельный импульс ГПВРД при двухполетных числах M_H . Величина F_x ($F_x = F_m$) характеризует степень поджатия сверхзвукового потока в диффузоре. Так как параметры

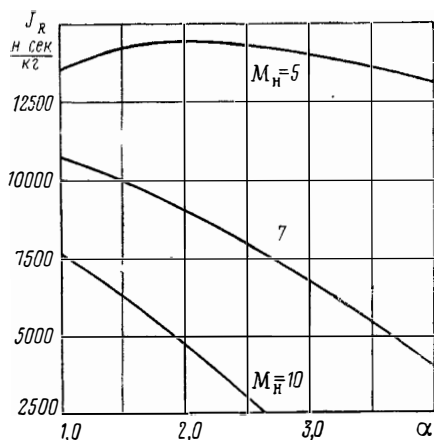


Рис. 6.50. Влияние α на удельный импульс ГПВРД ($T_H = 216,5^\circ \text{K}$; $H_u = 41\,900 \text{ кдж/кг}$; $L_0 = 15$; $F_m = 0,2$; $\delta_{KH} = 20^\circ$; $\bar{F}_a = \frac{F_n}{F_{вх}} = 2,0$)

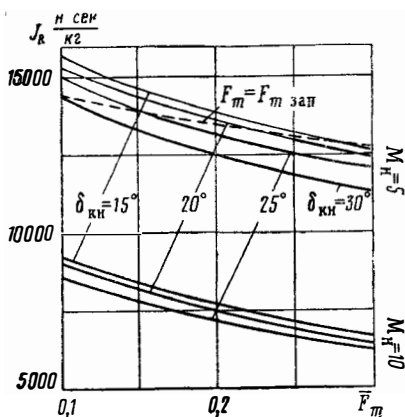


Рис. 6.51. Влияние величины относительной площади горла диффузора на удельный импульс ГПВРД ($T_H = 216,5^\circ \text{K}$; $H_u = 41\,900 \text{ кдж/кг}$; $L_0 = 15$; $\bar{F}_a = 2,0$; $\alpha = 1,0$)

на входе в камеру после торможения в диффузоре зависят помимо \bar{F}_m также от потерь полного давления σ_d , то графики приводятся для различных углов конуса диффузора. Сочетание \bar{F}_m и δ_{KH} дает для односкачкового конуса однозначную зависимость величины σ_d от числа M_H , которая приводилась ранее в гл. IV (см. рис. 4.28). В то же время форма конуса, в данном случае величина δ_{KH} , является более наглядной характеристикой диффузора ГПВРД.

Как видно из рис. 6.45, экономичность ГПВРД возрастает по мере уменьшения относительного поперечного размера камеры сгорания в начале теплоподвода. Объясняется это двумя причинами: во-первых, с уменьшением величины \bar{F}_m падает число M_x в начале камеры и, следовательно, уменьшаются потери полного давления при подводе тепла и, во-вторых, при фиксированном F_a с уменьшением \bar{F}_m возрастают степень расширения потока в выходном сопле и выходной импульс реактивной струи. Влияние угла конуса δ_{KH} на величину J_R объясняется увеличением σ_d при торможении потока в диффузоре.

Обратим внимание на то, что влияние угла конуса диффузора (в рассматриваемом диапазоне углов δ_{KH}) на удельный импульс ГПВРД — противоположное по сравнению с ГПВРД. У СПВРД при больших полетных числах M_H экономичность возрастает с ростом угла поворота потока на конусе диффузора (до оптимальных значений) в связи с увеличением σ_d .

Диффузоры ГПВРД имеют меньшие величины оптимальных углов поворота потока на конусе, чем СПВРД. Связано это с влиянием по-

ть полного давления при последующем теплоподводе к сверхзвуковому потоку за диффузором. На рис. 6.52 приводится заимствованная из литературы * кривая оптимальных углов конуса при торможении сверхзвукового потока ГПВРД с последующим теплоподводом. Для сравнения там же приводятся оптимальные углы поворота потока в диффузоре СПВРД.

Рис. 6.53 показывает непосредственное влияние степени расширения сверхзвукового сопла на экономичность и тягу ГПВРД. Так, например, по сравнению с цилиндрическим двигателем ($F_a/F_{вх}=1,0$) повышение степени расширения сопла до $\frac{F_a}{E_{вх}}=3,0$ позволяет повысить J_R и C_R примерно на 20%.

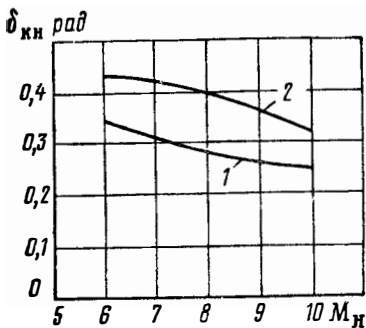


Рис. 6.52. Зависимость $(\delta_{kh})_{opt}$ от M_n в системе косой скачок+теплоподвод (кривая 1). Кривая 2 (для сравнения) соответствует оптимальной системе косой скачок+прямой скачок

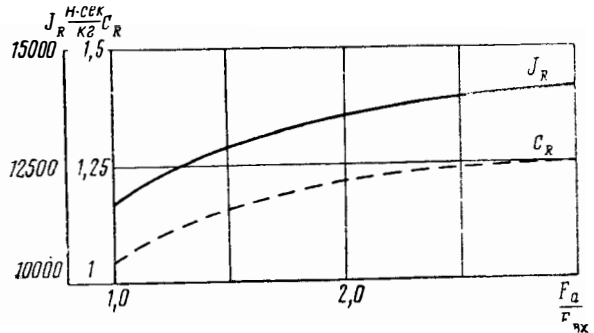


Рис. 6.53. Влияние степени расширения сопла ГПВРД на характеристики двигателя при $M_n=5,0$ (топливо $H_u=41\,900$ кДж/кг; $L_0=15$; $\alpha=1,0$; $F_m=0,2$; $\delta_{kh}=20^\circ$)

Как уже отмечалось в начале этого параграфа, одним из основных преимуществ ГПВРД перед СПВРД является улучшение характеристик двигателя с нерегулируемыми проходными сечениями газо-воздушного тракта в широком диапазоне полетных условий. Проиллюстрируем это одним примером. Рассчитаем характеристики разгонного СПВРД с нерегулируемыми соплом и диффузором и сравним их с характеристиками нерегулируемого ГПВРД.

Исходные данные для расчета примем следующие:

1. Топливо: $H_u=41\,900$ кДж/кг (10 000 ккал/кг) $L_0=15$.
2. Характеристики диффузора: $\phi_d=1,0$; $c_{зд}=0$; угол конуса $\delta_{kh}=20^\circ$, относительная площадь горла $F_m=0,2$.
3. Относительные размеры газо-воздушного тракта СПВРД: $F_a/F_{вх}=1,0$ (цилиндрический двигатель); $F_{кр}/F_a=1,0$ (СПВРД максимальной тяги на расчетном режиме работы в начале разгона).
4. Относительные размеры газо-воздушного тракта ГПВРД: $F_{вх}/F_a=1,0$; $F_x/F_{вх}=0,2$; $F_r=F_x$; $F_{ср}/F_r$ рассчитывается в соответствии с подогревом в начале работы ГПВРД ($M_n=5,0$) и в дальнейшем остается неизменной.

На рис. 6.54 приводятся результаты расчетов C_R и J_R СПВРД (пунктирные линии) и ГПВРД (сплошные линии) в диапазоне чисел $M_n=3 \div 10$. Сравнение тягово-экономических характеристик СПВРД и ГПВРД показывает, что в данном случае переход СПВРД на гиперзвуковой режим работы позволяет получить удовлетворительные характе-

* В. И. Пензин. Об условиях оптимальности сверхзвуковых течений с косыми скачками уплотнения и последующим теплоподводом. Изв. вузов, — «Авиационная техника». Казань, 1966, № 4.

ристики до чисел $M_H=10$, в то время как СПВРД при $M_H=7$ имеет уже практически нулевую тягу.

При $M_H > 7$ характеристики ГПВРД оказываются примерно равными характеристиками СПВРД с регулируемым критическим сечением сопла (штрих-пунктирная линия на рис. 6.54). Однако при $M_H > 1,0$ ГПВРД вновь имеет более высокую экономичность, чем частично регу-

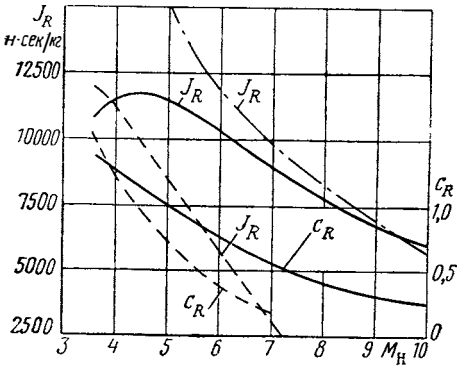


Рис. 6.54. Сравнение характеристик разгонного СПВРД и ГПВРД:
 — ГПВРД; - - - СПВРД с регулируемыми F_m и $F_{кр}$; - · - СПВРД с регулируемыми $F_{кр}$

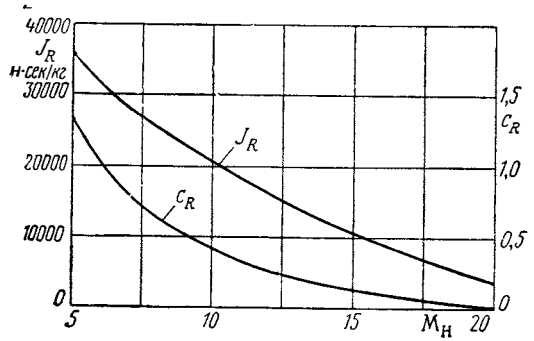


Рис. 6.55. Характеристики нерегулируемого ГПВРД в широком диапазоне полетных чисел M (топливо $H_u = 120\,000$ кДж/кг; $L_0 = 35$; $\alpha = 1,0$)

лируемый СПВРД, вследствие значительного ухудшения работы диффузора СПВРД, имеющего перерасширенное горло.

ГПВРД может иметь хорошие экономические характеристики до чисел $M_H = 15 \div 20$. Для работы при больших полетных числах $M = 5 \div 20$ целесообразно использовать топлива с повышенными энергетическими характеристиками. Таким топливом может явиться водород. Для иллю-

страции на рис. 6.55 приводятся в диапазоне чисел M_H тягово-экономические характеристики ГПВРД при использовании условного топлива с энергетическими характеристиками, близкими к водороду [$H_u = 120\,000$ кДж/кг (28 600 ккал/кг); $L_0 = 34,5$].

Предельные числа M_H работы ГПВРД во многом зависят от гидравлических потерь в газо-воздушном тракте. К числу этих потерь относятся потери на трение потока о стенку, которые вследствие сверхзвуковых скоростей течения могут быть весьма значи-

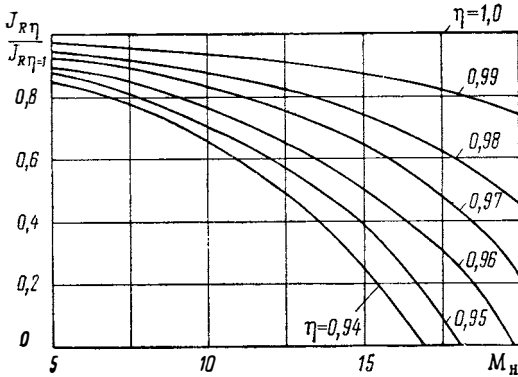


Рис. 6.56. Влияние гидравлических потерь по тракту ГПВРД на удельный импульс

тельными, и потери, связанные с неравномерностью распределения параметров по сечению газо-воздушного тракта особенно при истечении из сопла. Если учесть указанные выше потери коэффициентом уменьшения выходного импульса струи η_c , то можно получить влияние гидравлических потерь на характеристики ГПВРД.

На рис. 6.56 приводится такая зависимость, которая показывает, что с ростом чисел M_H полета влияние потерь возрастает. Связано это с

уменьшением подогрева воздуха в двигателе. Поэтому на больших числах M_H полета ГПВРД, так же как и любой ВРД, целесообразно форсировать топливом при $\alpha \leq 1,0$. В этом отношении эффективно использование водорода, имеющего высокую газовую постоянную. На рис. 6.57—6.58 приводятся заимствованные их работы [36] характеристики ГПВРД на конкретном топливе (водород), которые иллюстрируют высказанные выше общие положения о характеристиках ГПВРД.

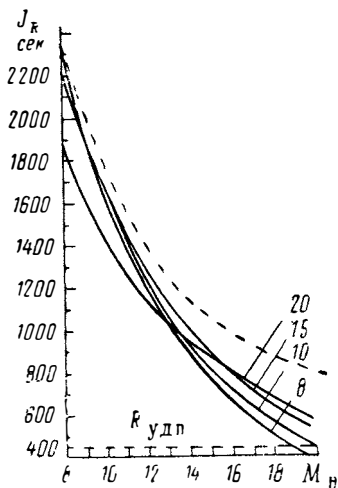


Рис. 6.57. Удельный импульс ГПВРД на водороде:

— — — регулируемый;
 — — — рассчитанный соответственно на $M_H = 8, 10, 15, 20$

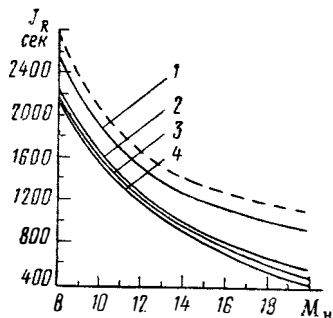


Рис. 6.58. Влияние потерь на характеристики ГПВРД ($\bar{F}_m = 0,053$; $\delta_{кл} = 10^\circ$; $\alpha_c = 10^\circ$):

1—учтены потери при торможении воздуха в диффузоре; 2—учтены потери на трение; 3—учтены потери вследствие диссоциации продуктов сгорания; 4—учтены потери в сопле; — — — без потерь

На рис. 6.57 показан удельный импульс в диапазоне полетных чисел M_H от $M_H=8$ до $M_H=20$ для идеального ГПВРД и четырех ГПВРД с нерегулируемыми проходными сечениями, оптимизированными для чисел $M_H=8, 10, 15, 20$.

Видно, что ГПВРД, предназначенный для полета при $M_H=8 \div 10$ существенно ухудшает свои характеристики при $M_H=20$ (примерно на 30%). Из сравнения удельных импульсов ГПВРД и РкД можно видеть, что уровень экономических характеристик ГПВРД приближается к уровню характеристик ракетного двигателя при $M_H=20$.

На рис. 6.58 показано влияние различных потерь на J_R ГПВРД с типичными геометрическими размерами газо-воздушного тракта. Так, например, вследствие потерь на трение удельный импульс ухудшается по сравнению с идеальным ГПВРД при $M_H=8$ на 10%, а при $M_H=20$ на 30%. В то же время потери на диссоциацию весьма малы (6% от идеального удельного импульса при $M_H=20$).

Выше было показано, что характеристики ГПВРД улучшаются при уменьшении углов конуса (или клина) воздухозаборника. Однако при уменьшении $\delta_{кн}$ будет возрастать длина конуса и потери на трение. Поэтому при выборе параметров воздухозаборника, а также сопла необходимо принимать во внимание потери на трение.

В настоящее время теория ГПВРД интенсивно развивается как в плане изучения его рабочего процесса, так и выбора его оптимальных размеров применительно к летательным аппаратам различного назначения.

Теория и характеристики РПД

При изучении РПД, так же как при исследовании СПВРД, представляет интерес рассмотрение характеристик двигателя при некоторых упрощающих анализ предположениях о потерях в элементах двигателя и термодинамических характеристиках рабочего тела. В отличие от СПВРД нецелесообразно, однако, рассматривать характеристики РПД, у которого отсутствуют потери полного давления, связанные с газодинамическими процессами в движущемся газе. Это вызвано наличием в схеме РПД эжектора. Если предположить, например, что течение газов в канале эжектора происходит без потерь, то его степень сжатия будет близка к степени повышения давления в турбокомпрессоре. При таком предположении, по существу, рассматривались бы характеристики не РПД, а турборакетного двигателя. Поэтому при расчетах тягово-экономических параметров РПД мы будем использовать характеристики эжекторов с цилиндрической камерой смешения, приведенные в гл. V. Потери давления при теплоподводе также будут соответствовать течению газа в цилиндрической трубе. Потери на трение газа о стенки учитывать не будем.

Подогрев воздуха в РПД может происходить как за счет смешения с реактивными газами РкД, их догорания, так и вследствие сжигания топлива, непосредственно вводимого в прямоточную камеру. При рассмотрении в этой главе тягово-экономических характеристик РПД мы отвлечемся от особенностей, связанных с применением конкретных топлив, и сохраним введенное выше понятие теплосодержащей массы, которую будем характеризовать теплотворной способностью H_u и стехиометрическим коэффициентом L_0 . Термодинамические параметры газа: теплоемкость, показатель адиабаты, газовую постоянную будем принимать постоянными и равными соответственно: $c_p = 1,0 \frac{\text{кдж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \left(0,24 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right)$;

$$R = 288 \frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \left(29,3 \frac{\text{кГм}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right); k = 1,4.$$

Одним из основных элементов РПД является ракетный двигатель ЖРД или РДТТ. В отличие от ВРД ракетный двигатель, как известно, использует топлива, содержащие как горючее, так и окислитель для его сгорания. В зависимости от энергетических свойств горючего и окислителя удельные импульсы ЖРД и РДТТ изменяются.

В связи с высокой температурой газов в камере сгорания РкД рабочий процесс в нем сопровождается диссоциацией газов при горении и рекомбинацией их при истечении из выходного сопла. При этом меняются физико-химические характеристики газа (c_p , k , R). Для того чтобы учесть эти процессы, введем понятие «характеристической» температуры $T_{0к}$. Будем считать, что процесс в РкД происходит при неизменных c_p , R , k , имеющих численные значения, приведенные выше, а температура ($T_{0к}$) в камере сгорания такова, что удельный импульс РкД равняется удельному импульсу реального РкД, работающего на конкретном топливе.

Связь $T_{0к}$ с земным и высотным удельными импульсами устанавливается соотношениями

$$T_{0к} = \frac{k+1}{2kR_r} \left(\frac{R_{уд.з}}{\lambda_c} \right)^2 \text{ и } T_{0к} = \frac{2k}{(k+1)R_r} \left[\frac{R_{уд.п}}{z(\lambda_c)} \right]^2,$$

где $R_{уд.з}$ и $R_{уд.п}$ — земной и пустотный импульсы РкД соответственно; λ_c — коэффициент скорости на срезе сопла, рассчитанный по перепаду давлений в сопле, общему у реального и условного РкД;

$$\pi(\lambda_c) = \frac{p_c}{p_{0к} \sigma_c}.$$

Поскольку реальный процесс расширения газов в сопле РкД происходит при низкой величине k ($k=1,12 \div 1,2$) и сопровождается выделением тепла при рекомбинации газов, то характеристическая температура всегда существенно выше истинной температуры в камере сгорания РкД. В табл. 1 и 2 приводятся величины $T_{0к}$, рассчитанные по приведенным выше формулам.

Таблица 1 ($\Pi_c=100$)

Топливо	Керосин + HNO ₃	Керосин + O ₂	H ₂ + O ₂	Размерность	Топливо	Керосин + HNO ₃	Керосин + O ₂	H ₂ + O ₂	Размерность
$R_{уд.з}$	2400	3000	3800	$\frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$	$T_{0к}$	4100	6400	10200	°K
$T_{0г}$	3100	3700	3560	°K	$n \left(\frac{c_p}{c_v} \right)$	1,14	1,13	1,17	—

Таким образом, в настоящей главе будут показаны особенности работы ракетно-прямоточных двигателей и его характеристик с привлечением только общих термодинамических и газодинамических характеристик рабочего тела, участвующего в процессе. Такой подход позволяет получить достаточно наглядную картину изменения тягово-экономических характеристик и оптимальных режимов работы двигателя.

Таблица 2 ($\Pi_c=100$)

$R_{уд.п}$	2000	3000	5000	$\frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$
$T_{0к}$	2500	5600	15700	°K

При изучении РПД мы широко будем использовать аппарат газодинамических функций. Основные схемы РПД показаны на рис. 1.9.

§ 1. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА СВЕРХЗВУКОВОГО ДИФFUЗОРА, ЭЖЕКТОРА И КАМЕРЫ СГОРАНИЯ РПД. ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ПРОХОДНЫХ СЕЧЕНИЙ ГАЗО-ВОЗДУШНОГО ТРАКТА

Характеристики РПД в большей степени, чем СПВРД, зависят от «согласованности» проходных сечений газо-воздушного тракта. Тягу РПД нельзя рассматривать как простую сумму тяг ракетного и прямоточного двигателей. Так как выхлопная струя ракетного двигателя истекает не в атмосферу, а в камеру прямоточного двигателя, то, по существу, весь реактивный импульс струи передается воздуху, поступающему

в двигатель. При неудачном выборе проходных сечений газо-воздушного тракта можно потерять значительную часть реактивного импульса ракетного двигателя и ухудшить тяговые характеристики РПД за счет дополнительных потерь давления по газо-воздушному тракту. Чтобы понять, каким образом могут возникнуть эти потери, рассмотрим совместную работу эжектора, сверхзвукового диффузора и камеры сгорания РПД.

1. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА СВЕРХЗВУКОВОГО ДИФFUЗОРА И ЭЖЕКТОРА

Приравняем расходы воздуха, протекающие через сечения n в невозмущенном потоке на входе в двигатель g в конце диффузора, на входе в камеру эжектора (рис. 7.1):

$$\left(\frac{2}{k_n + 1}\right)^{\frac{1}{k_n - 1}} \frac{2k_n}{k_n + 1} p_{0н} F_n q(\lambda_n) \frac{1}{a_{кр.н}} = \left(\frac{2}{k_d + 1}\right)^{\frac{1}{k_d - 1}} \times \\ \times \frac{2k_d}{k_d + 1} p_{0д} F_d q(\lambda_d) \frac{1}{a_{кр.д}} \quad (7.1)$$

В процессе адиабатического торможения воздуха в диффузоре будем считать постоянными температуру $T_{0н}$, газовую постоянную R и по-

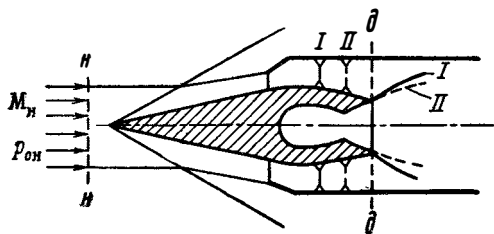


Рис. 7.1. Схема, поясняющая совместную работу диффузора и эжектора

казатель адиабаты k (влиянием диссоциации воздуха при гиперзвуковых скоростях полета и зависимостью k от температуры при высоких сверхзвуковых скоростях полета будем пренебрегать). Сокращая обе части равенства (7.1) на постоянные величины k и $a_{кр}$, получим

$$p_{0н} F_n q(\lambda_n) = p_{0д} F_d q(\lambda_d).$$

Так как

$$\frac{p_{0д}}{p_{0н}} = \sigma_d \quad \text{и} \quad \frac{F_n}{F_d} = \frac{\varphi_d F_{вх}}{F_{см} - F_c} = \frac{\varphi_d f_{вх} (1 + s)}{f_э},$$

то приведенный расход в конце диффузора можно выразить следующим образом через параметры, определяющие его работу:

$$q(\lambda_d) = \frac{\varphi_d}{\sigma_d} q(\lambda_n) (1 + s) \frac{f_{вх}}{f_э}, \quad (7.2)$$

$$\text{где } f_{вх} = \frac{F_{вх}}{F_{к.с}}; \quad f_э = \frac{F_{см}}{F_{к.с}}.$$

Уравнение (7.2) устанавливает связь между коэффициентом скорости в конце диффузора λ_d и величиной восстановления давления в нем σ_d .

Коэффициент давления диффузора σ_d представляет, как известно, произведение $\sigma_{н-т} \sigma_{д.з}$, где $\sigma_{н-т}$ — коэффициент, учитывающий потери в скачках и на трение до горла диффузора, а $\sigma_{д.з}$ — потери в замыкающем скачке и гидравлические потери за горлом диффузора. При величине $\sigma_d = \sigma_{д.макс}$ потери в дозвуковой части диффузора и коэффициент скорости λ_d будут минимальны. При увеличении потерь в замыкающем

скачке уплотнения и падении суммарного коэффициента потерь σ_d величина λ_d возрастет.

Поскольку λ_d является одновременно коэффициентом скорости на входе в эжектор, его величина должна также удовлетворять уравнениям эжекции. В гл. V было показано, что в зависимости от режима работы эжектора коэффициент скорости λ_v определяется или из условия теплового кризиса в конце камеры смещения, или из уравнений, описывающих течение струй на начальном участке эжектора (5.20) — (5.23). Так, например, при наличии кризиса в конце камеры смещения (основные режимы работы эжектора РПД) коэффициент скорости на входе в эжектор λ_v может быть найден из уравнения (5.24) при $\lambda_{cm} = 1,0$

$$\frac{k_B + 1}{2k_B} a_{кр.в} n z (\lambda_v^i) + R_{y.л.п} = 2 \frac{k_{cm} + 1}{2k_{cm}} \left(n + 1 + \frac{n}{\alpha L_0} \right) a_{кр.см} \quad (5.24')$$

Всегда должно существовать равенство коэффициентов скорости, рассчитанных по уравнениям (7.2) и (5.24) или (5.20) — (5.23). Если коэффициент скорости λ_v , найденный по уравнению (7.2), оказывается, например, больше, чем λ_d , рассчитанный по уравнению (5.24) при условии $(\sigma_d)_{max}$, то это означает, что замыкающий скачок уплотнения за горлом диффузора переместился вниз по потоку и потери давления в нем возросли (см. гл. IV). Коэффициент восстановления давления в диффузоре в этом случае можно найти, если подставить в формулу (7.2) величину $\lambda_v = \lambda_d$, рассчитанную из уравнений эжекции:

$$(\sigma_d)_{раб} = \varphi_d \frac{q(\lambda_n)}{q(\lambda_v)} \frac{f_{вх}}{f_э} (1 + s). \quad (7.3)$$

Относительное увеличение потерь полного давления в дозвуковой части диффузора $\sigma_{д.з}$ при перемещении замыкающего скачка вниз по потоку равно $(\sigma_d)_{раб} / (\sigma_d)_{max}$.

Может оказаться, что при решении уравнения (7.2) величина $(\lambda_d)_{min}$ будет больше, чем λ_v . В этом случае, поскольку восстановление давления в диффузоре достигло максимального значения, должна уменьшиться величина φ_d , что возможно до тех пор, пока не наступит помпаж диффузора. Диффузоры с крутой характеристикой $\varphi(\sigma)$ (см. рис. 4.21) вообще не допускают режимов работы РПД при $(\lambda_d)_{min} < \lambda_v$.

Что же произойдет с характеристиками РПД при отклонении режима работы диффузора от оптимального? Передача импульса ракетного двигателя воздуху в РПД сводится к повышению его полного давления. Если окажется, например, что $\epsilon_d \sigma_{д.з} = 1$, то повышение давления воздуха в эжекторе за счет передачи ему кинетической энергии струи РкД будет полностью компенсироваться потерями давления в диффузоре и тягово-экономические характеристики РПД станут такими же, как у СПВРД. В принципе, при $\sigma_{д.з} < 1$ характеристики РПД будут всегда заниженными, так как кинетическая энергия струи РкД используется не полностью для повышения давления смеси газов. На расчетном режиме совместной работы сверхзвукового диффузора РПД и эжектора должно существовать равенство приведенных расходов в начале эжектора и в конце диффузора при максимальном восстановлении давления в нем. Тягово-экономические характеристики РПД при этом будут максимальными.

2. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА ЭЖЕКТОРА И КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

Изучим более подробно картину течения в РПДэ, у которого камера эжектора отделена от камеры сгорания и имеет меньший диаметр ($f_э < f_{к.с}$). Как частный случай ($f_э = f_{к.с}$) получим соотношение для РПД с единой камерой смещения-сгорания. На рис. 7.2 показана схема струй-

ного компрессора, на выходе из диффузора которого расположена прямоточная камера дожигания. Будем, как обычно, считать, что в конце эжектора поток воздуха и реактивные газы РкД перемешались до некоторой скорости, соответствующей $\lambda_{см}$. Рассмотрим течение в диффузоре эжектора и потери в нем при изменении теплоподвода в прямоточной камере. Если в сопле, следующем за камерой РПД, существует критический перепад давлений, то коэффициент скорости в ее начале будет зависеть только от размера критического сечения, гидравлического со-

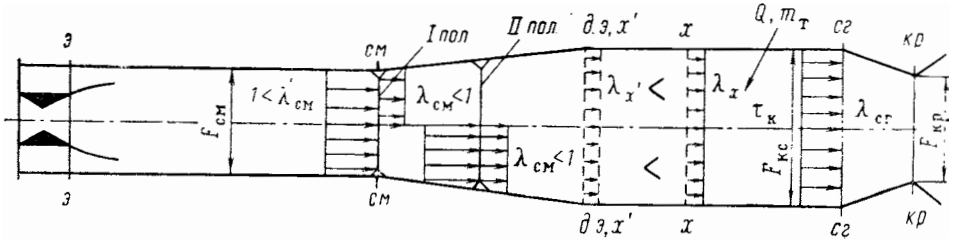


Рис. 7.2. Схема течения в предкамерном диффузоре эжектора РПД:

I—положение скачка, соответствует $\sigma_{д.э} \max$; *II*—положение скачка, соответствует $\sigma_{д.э} < \sigma_{д.э} \max$

противления фронтных устройств и подогрева в камере. Его можно найти последовательным решением уравнений (7.4) — (7.6)

$$q(\lambda_{сг}) = \sigma_{д.э} f_{кр}; \quad (7.4)$$

$$z(\lambda_x) = x_{кр}^{\beta*} \sqrt{\tau_{кр}} z(\lambda_{сг}) \quad \text{и} \quad (7.5)$$

$$q(\lambda_{x'}) = q(\lambda_x) \left(1 - \xi_x \frac{k_x}{2} \lambda_x^2 \right). \quad (7.6)$$

Таким образом, при наличии кризиса в сопле коэффициент скорости в конце предкамерного диффузора не зависит от режима работы эжектора, а определяется условиями теплоподвода в прямоточной камере. Используя уравнение, характеризующее постоянство расхода газа через сечения «см» и «x'» диффузора эжектора, найдем связь между коэффициентами скорости $\lambda_{см}$ и $\lambda_{x'}$

$$q(\lambda_{x'}) = \frac{q(\lambda_{см})}{f_{д.э} \sigma_{д.э}}, \quad (7.7)$$

где $f_{д.э} = \frac{F_{к.с}}{F_{см}}$ — степень расширения диффузора;

$\sigma_{д.э} = \frac{p_{0x'}}{p_{0см}}$ — коэффициент, учитывающий потери полного давления в диффузоре эжектора.

При критическом режиме работы эжектора величина $\lambda_{см} \geq 1$ и, как показано выше, определяется исключительно условиями на входе в эжектор. Для того чтобы выполнялось равенство (7.7) в случае, когда $\lambda_{см}$ и $\lambda_{x'}$ могут изменяться независимо друг от друга, внутри диффузора должен существовать скачок уплотнения, который, перемещаясь по потоку, будет изменять интенсивность потерь давления.

$$* \quad \beta_{кр} = \frac{1 + n + \frac{n - n_{г}}{\alpha L_0}}{1 + n} = \frac{m_{г}}{m_{в} + m_{с}}; \quad x_{кр} = \sqrt{\frac{k_{сг} + 1}{k_{сг}} \frac{k_{см}}{k_{см} + 1} \frac{R_{сг}}{R_{см}}}$$

Возможны три режима работы предкамерного диффузора в зависимости от положения скачка уплотнения в нем. На схеме рис. 7.2 показан характер течения в диффузоре эжектора при критическом режиме работы последнего. В этом случае на начальном участке диффузора при $\lambda_{см} \geq 1,0$ поток будет ускоряться, как в сверхзвуковом сопле. В некотором сечении диффузора установится скачок уплотнения, за которым течение станет дозвуковым. В оставшейся части диффузорного канала скорость будет падать до величины, соответствующей $\lambda_{x'}$. Чем ниже по потоку будет расположен скачок уплотнения, тем выше будут число М перед ним и потери полного давления. Потери в скачке уплотнения должны удовлетворять уравнению

$$\sigma_{ск} = \frac{q(\lambda_{см})}{q(\lambda_{x'})} \frac{1}{f_{д.э}(\sigma_{д.э})_{гидр}}, \quad (7.8)$$

где $(\sigma_{д.э})_{гидр}$ — коэффициент гидравлических потерь в дозвуковой части диффузора. Из уравнения (7.8) следует, что при уменьшении степени расширения диффузора $f_{д.э}$ $\sigma_{ск}$ увеличивается и скачок уплотнения должен перемещаться к входному сечению диффузора. То же самое будет происходить и при увеличении подогрева в прямоточной камере сгорания, так как величины $\lambda_{x'}$ и $q(\lambda_{x'})$ при этом будут уменьшаться. Однако пока скачок уплотнения будет располагаться внутри диффузора, при изменении противодавления на выходе течение внутри камеры смещения меняться не будет. При некоторой степени подогрева в прямоточной камере скачок уплотнения установится непосредственно на входе в диффузор (см. схему рис. 7.2). Этот режим работы будет наимыгоднейший для эжектора, так как потери полного давления в скачке уплотнения будут минимальными. Режим работы эжектора со скачком уплотнения, расположенным на входе в диффузор, можно обеспечить, если выбрать величину расширения диффузорного канала таким образом, чтобы выполнялось равенство

$$f_{д.э} = \frac{q\left(\frac{1}{\lambda_{см}}\right)}{q(\lambda_{x'}) (\sigma_{д.э})_{гидр}}. \quad (7.9)$$

Причем коэффициент гидравлических потерь в диффузоре $\sigma_{д.э}$, входящий в формулу (7.9), должен определяться в зависимости от коэффициента скорости за прямым скачком уплотнения, расположенным в конце камеры смещения. При увеличении подогрева в прямоточной камере сгорания оптимальная степень расширения диффузора эжектора РПДэ должна возрастать, так как величина $q(\lambda_{x'})$, входящая в соотношения (7.4) — (7.6), уменьшается. Если в соответствии с формулой (7.9) изменять $f_{д.э}$, то при увеличении подогрева в прямоточной камере (τ_k) течение струй на входе в эжектор меняться не будет. Характер изменения оптимальной степени сужения эжекторного канала РПДэ $\left(f_э = \frac{1}{f_{д.э}}\right)$ в зависимости от коэффициента эжекции и температуры в прямоточной камере иллюстрируется рис. 7.3. Как видно из рис. 7.3, эжектор РПДэ при $f_э = \text{const}$ и $f_{кр} = \text{const}$ может работать на оптимальном режиме, если при изменении n одновременно будет меняться подогрев τ_k . В том случае когда $f_{кр} = \text{const}$, при некотором увеличении подогрева в прямоточной камере скачок уплотнения на входе в диффузор исчезнет. В конце эжектора установится дозвуковая скорость и течение в нем начнет меняться при изменении режима работы прямоточной камеры. Потери в диффузоре эжектора будут однозначно определяться величиной $\lambda_{см}$. Учитывая связь $\sigma_{д.э}$ с $\lambda_{см}$ и $f_{д.э}$ (см. рис. 4.4), величину $\lambda_{см}$ в конце ка-

меры смешения эжектора можно определить из соотношения $q(\lambda_{см}) = \sigma_{д.э} q(\lambda_x) f_{д.э}$. Скорость эжектируемого воздуха на входе в эжектор

установится в соответствии с полученной величиной $\lambda_{см}$ [см. (5.24)].

Выше рассмотрена работа эжектора в схеме, когда прямоточная камера и эжектор разделены диффузором. В этом случае, когда камера дожигания является продолжением камеры смешения ($f_{д.э} = 1$, схема РПД), можно условно разделить ее на два участка: участок смешения и участок прямоточной камеры, где осуществляется теплоподвод. Для эжектора схемы РПД можно записать, что $q(\lambda_{см}) =$

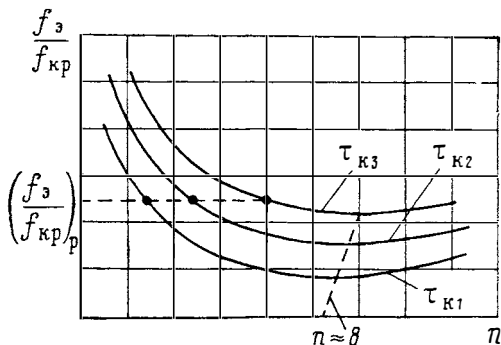


Рис. 7.3. Характер зависимости относительного сужения камеры эжектора от коэффициента эжекции n и подогрева τ_k ($\tau_{к1} > \tau_{к2} > \tau_{к3}$)

$= q(\lambda_x)$, т. е. коэффициент скорости в конце смешения равен коэффициенту скорости в начале теплоподвода. Так как величина λ_x всегда меньше 1,0, то условный эжектор в схеме РПД, где происходит только смешение газов без теплоподвода, всегда работает на докритическом режиме.

3. ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ПРОХОДНЫХ СЕЧЕНИЙ ГАЗО-ВОЗДУШНОГО ТРАКТА РПД

Проводя исследование тягово-экономических характеристик РПД, мы в дальнейшем рассмотрим ряд принципиальных случаев регулирования его основных проходных сечений: входа и горла диффузора, критического и выходного сечения сопла. Остановимся поэтому кратко на влиянии основных параметров рабочего процесса РПД и скорости полета на характер изменения основных проходных сечений. Постановка задачи здесь будет аналогична той, которую мы рассмотрели при анализе соотношений между проходными сечениями в ПВРД (см. гл. VI, § 1). Для решения этой задачи достаточно использовать уравнение неразрывности течения газа между определяемым сечением в двигателе и некоторым характерным, площадь которого принята за единицу. Установим вначале зависимость площади входящей в двигатель струи воздуха f_n от коэффициента эжекции и температуры в конце прямоточной камеры. В качестве характерного сечения, к площади которого мы будем относить величину f_n , примем сечение цилиндрической камеры дожигания РПД (напомним, что в схеме РПД площадь сечения прямоточной камеры равна площади эжектора). Используя соотношение между расходами воздуха и газа, проходящими между сечениями n и c_2 , при условии $kR = \text{const}$, можно записать

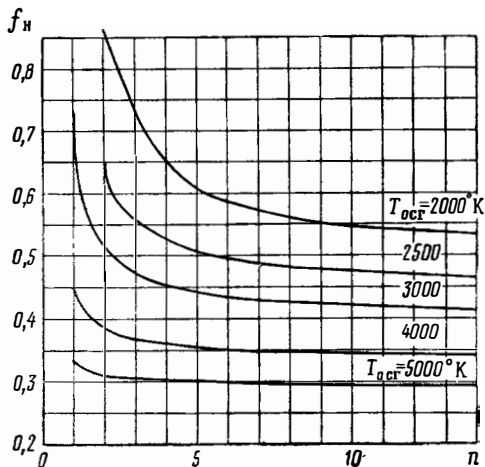
$$f_n = \frac{F_n}{F_{вх}} = \frac{1}{q(\lambda_n)} \frac{\sigma_{н-сг}}{\beta \sqrt{\tau}} f_{кр} \quad (7.10)$$

где $\beta = 1 + \frac{1}{n} + g_\tau$, а $\sigma_{н-сг}$ — коэффициент полного давления на участке $n - c_2$, равный произведению $\sigma_{д\sigma_x \varepsilon_{ц} \sigma_{д.э} \sigma_a$ в схеме РПДэ и произведению $\sigma_{дэ}$ в схеме РПД. Заметим, что при $n \rightarrow \infty$ РПД вырождается в СПВРД, и поэтому $\varepsilon_{ц} \rightarrow 1$, $\varepsilon \rightarrow \sigma_\tau$ и соотношение (7.10) полностью совпадает с (6.3). Зная зависимость ε эжектора от коэффициента эжекции n в схеме РПДэ, а также от температуры $T_{осг}$ в схеме РПД,

из соотношения (7.10) можно найти, как меняется f_n при изменении n и $T_{ог}$. Так, например, из уравнения (7.10) сразу видно, что при увеличении температуры $T_{ог}$ величина f_n должна падать, поскольку с ростом $T_{ог}$ возрастает τ , уменьшается ε в схеме РПД и σ_τ в схеме РПДэ.

Характер зависимости f_n от n не столь очевиден. Действительно, при изменении n одновременно меняются два параметра: степень сжатия эжектора и секундный расход газа. Следовательно, необходимо знать, как меняется отношение $\frac{\varepsilon}{\beta}$ или при $g_\tau = 0$ $\frac{\varepsilon}{1 + 1/n}$. Из графиков

рис. 5.10 нетрудно найти, что в сверхзвуковых эжекторах с параметрами, характерными для РПД, при уменьшении n величина ε эжектора возрастает быстрее, чем увеличивается общая масса газа, проходящего через камеру эжектора. Поэтому при уменьшении n величина f_n растет. В качестве иллюстрации на рис. 7.4 приводится характер изменения f_n от n для РПД, имеющего относительную площадь критического сечения сопла, равную 1,0, и двухскачковый диффузор на входе с $\sigma_d = 0,81$. Параметры исходного ракетного двигателя приняты следующие: $R_{уд.п} = 2550 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$;



$p_{ок} = 10 \text{ Мн/м}^2$; $p_c = 0,1 \text{ Мн/м}^2$. Из графика рис. 7.4 можно также видеть, что с ростом температуры $T_{ог}$ зависимость f_n от n становится более полой. Объясняется это уменьшением абсолютной величины степени сжатия эжектора.

Рис. 7.4. Зависимость площади набегавшей струи воздуха ($f_n = \frac{F_n}{F_{к.с}}$) на входе в диффузор РПД от n и $T_{ог}$ ($\frac{F_{кр}}{F_{к.с}} = f_{кр} = 1,0$; $M_n = 2,0$; $H = 11 \text{ км}$; $R_{уд.п} = 2550 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$)

Относительная площадь горла диффузора \bar{F}_m (рис. 7.5) и площадь выхода из сопла f_a имеют такой же характер зависимости от n и $T_{ог}$, как величина f_n , так как эти проходные сечения связаны между собой расходными соотношениями (6.2), (6.6). Влияние числа M_n на величины $f_{вх}$; \bar{F}_m и f_a при $f_{кр} = 1$ иллюстрируется графиками рис. 7.6, 7.7 и 7.8 Абсолютные величины этих площадей рассчитаны при условии, что потери полного давления в диффузоре меняются в соответствии с кривой 2 (см. рис. 4.14) (двухскачковый диффузор).

Как видно из рис. 7.6, 7.7 и 7.8, качественно основные проходные сечения газо-воздушного тракта РПД с ростом скорости полета меняются так же, как у СПВРД. Количественное соотношение между величинами $f_{вх}$, \bar{F}_m и f_a в РПД и СПВРД определяется при прочих равных условиях отношением $\frac{\varepsilon}{\beta}$, которое может быть больше или меньше единицы. При большом отношении полных давлений смешиваемых струй и оптимальном режиме работы эжектора РПД величина $\frac{\varepsilon}{1 + 1/n} > 1$ (см.

рис. 5.10). Поэтому, например, при одинаковых температурах в конце прямоточной камеры и равных величинах $f_{кр}$ относительная площадь входа в РПД выше, чем у СПВРД.

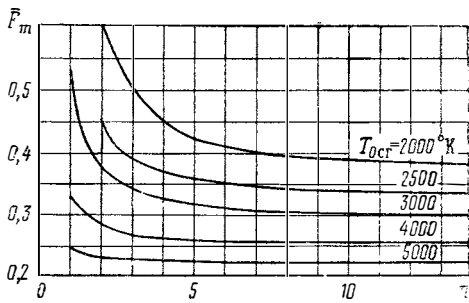


Рис. 7.5. Зависимость величины потребного относительного «горла» диффузора ($\bar{F}_m = F_m/F_{нх}$) РПД от n и температуры $T_{0cг}$

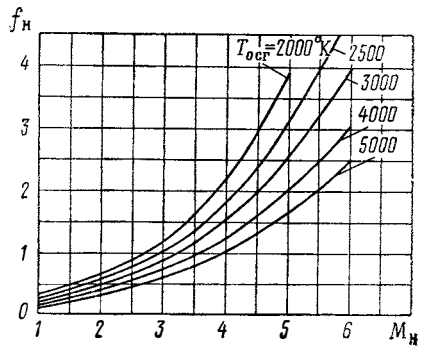


Рис. 7.6. Изменение площади набегающей струи воздуха f_n ($f_n = \frac{F_n}{F_{к.с}}$) с ростом полетного числа M_n ($n=5$; $f_{кр}=1,0$; $R_{уд.п} = 2550 \frac{н \cdot сек}{кг}$)

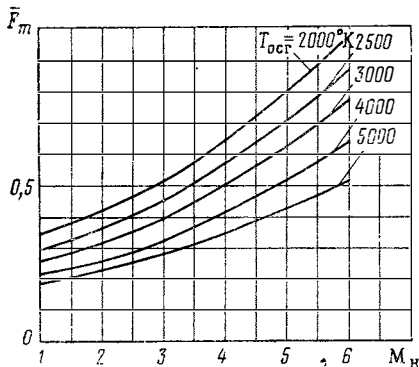


Рис. 7.7. Влияние полетного числа M_n на величину относительной площади горла диффузора F_m ($f_{кр}=1,0$; $n=5,0$; $R_{уд.п} = 2550 \frac{н \cdot сек}{кг}$)

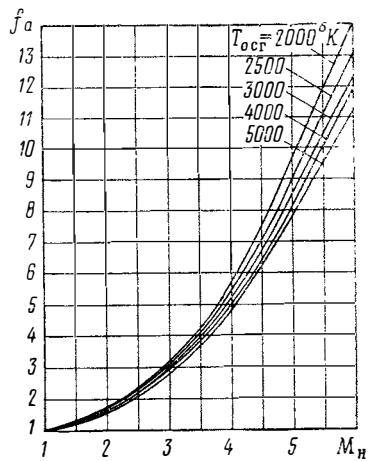


Рис. 7.8. Изменение относительной площади выходного сечения сопла РПД с полным расширением от числа M_n ($n=5$; $f_{кр}=1,0$; $R_{уд.п} = 2550 \frac{н \cdot сек}{кг}$)

При рассмотрении численных примеров, иллюстрирующих изменение основных проходных сечений газо-воздушного тракта РПД, мы считали, что в РПД критическое сечение сопла не регулируется и равняется площади камеры сгорания. В тех случаях когда имеется возможность в РПД поддержать максимальный коэффициент восстановления давления в диффузоре с помощью изменения площади входа, регулировать $f_{кр}$ нецелесообразно. Связано это с тем, что при уменьшении $f_{кр}$ падает число $M_{см}$ на выходе из камеры смешения; эжектор при этом дросселируется и степень сжатия его уменьшается. Однако когда величина $f_{вх}$ задана, то с ростом чисел M_H полета и изменении режимов работы двигателя может оказаться, что соотношение (7.10) выполняется только при $\sigma_d < \sigma_{d\max}$. Тогда для обеспечения режима $\sigma_{d\max}$ целесообразно так же, как и в СПВРД, регулировать площадь критического сечения сопла. При этом, используя уравнение (7.10) для вычисления $f_{кр}$, необходимо учитывать зависимость ϵ эжектора от $f_{кр}$. Поскольку при уменьшении $f_{кр}$ ϵ падает, то изменение $f_{кр}$ с ростом числа M_H полета в РПД будет меньше, чем в СПВРД. Следует также заметить, что с ростом скорости полета осуществить согласованность проходных сечений газо-воздушного тракта РПД можно легче, чем в СПВРД, если одновременно при увеличении скорости полета увеличивать коэффициент эжекции (см. рис. 7.4 и 7.5). Это имеет большое значение при работе двигателя с нерегулируемыми проходными сечениями. РПД может работать на режимах, близких к оптимальным с точки зрения согласованности проходных сечений в большем диапазоне чисел M_H полета, чем СПВРД.

§ 2. НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ РЕАКТИВНОГО ИМПУЛЬСА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ ПРИ ПОДМЕШИВАНИИ К НЕЙ ВОЗДУХА

Прежде чем подробно исследовать тягово-экономические характеристики РПД, целесообразно изучить работу простого эжекторного насадка как средства увеличения тяги ракетного двигателя. Для того чтобы установить роль эффекта подмешивания воздуха к выхлопной струе РкД, рассмотрим вначале такой режим работы, когда в эжекторе происходит смешение струй без теплоподвода. Это будет простейший случай увеличения импульса реактивной струи, так как к ней подмешивается масса воздуха, а содержащийся в нем кислород не используется для горения и повышения температуры газов перед их истечением из эжекторного насадка. Режим работы двигателя, при котором кислород воздуха не используется для горения, возможен в реальном РПД, когда камера ЖРД работает на режиме $\alpha_{ж} \geq 1$, а в эжектор не вводится дополнительное горючее.

СТАРТОВЫЙ РЕЖИМ

Если установить ракетный двигатель внутри цилиндрической оболочки с плавным входом и соплом на выходе, то реактивная струя будет эжектировать воздух из окружающей среды. На рис. 7.9 показана схема такого простейшего эжекторного устройства. В камере эжектора будет происходить перемешивание сверхзвуковой струи с воздухом, что приведет одновременно к увеличению истекающей массы газов и падению скорости и температуры по сравнению с исходными. При давлении на срезе выходного сопла, равном атмосферному, тяга эжекторной системы будет равна:

$$R = (m_b + m_c) W_c. \quad (7.11)$$

Очевидно, в величину R , рассчитанную по формуле (7.11), входит также тяга ракетного двигателя, расположенного внутри эжекторной камеры. Этот ракетный двигатель должен иметь параметры на срезе сопла такие, чтобы обеспечить наилучшие характеристики двигательной системы в целом. Поэтому его собственная тяга из-за нерасчетности истечения из сопла может быть несколько занижена при работе в атмосфере. Чтобы определить более точно энергетический эффект от подмешивания воздуха к реактивной струе, мы будем сравнивать тягу РкД с эжекторным насадком с тягой ракетного двигателя, у которого газы в сопле расширяются до атмосферного давления. Для удобства анализа назовем ракетный двигатель, расположенный в воздушном контуре РПД,

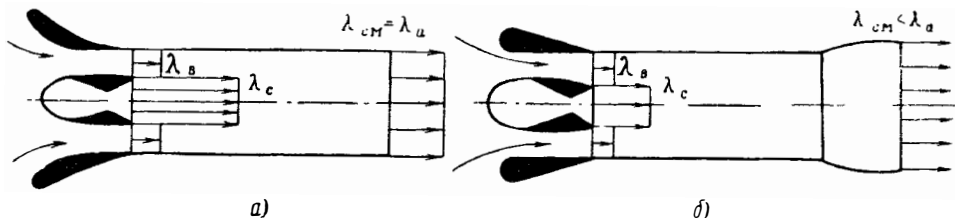


Рис. 7.9. Схемы эжекторного насадка, работающего в условиях старта:
 а — без расширения на выходе; б — с соплом на выходе ($f_a = f_{ap}$)

исходным РкД. Двигатель с расчетным соплом и поэтому имеющий максимальный удельный импульс при заданных параметрах газа в камере сгорания назовем эталонным РкД. Найдем отношение тяг РкД с эжектором и эталонного РкД.

$$\bar{R} = \frac{(m_b + m_c) W_a}{m_c W_c}.$$

Так как в рассматриваемом случае дополнительное горючее в камеру эжектора не вводится, то отношение тяг равно отношению удельных импульсов. Таким образом, относительное изменение удельного импульса при установке эжекторного насадка может быть рассчитано по формуле

$$\bar{J} = (n + 1) \frac{W_a}{W_c}. \quad (7.12)$$

Скорость истечения газов можно выразить через произведение коэффициента скорости и критической скорости звука:

$$W = \lambda a_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}} R \lambda \sqrt{T_0}.$$

Тогда выражение (7.12) приобретает вид

$$\bar{J} = (n + 1) \frac{\lambda_a}{\lambda_c} \sqrt{\frac{T_{0сг}}{T_{0к}}}. \quad (7.13)$$

Здесь и в дальнейшем для упрощения анализа принимаются постоянными и равными между собой величины k и R смешиваемых газов. Если, как и ранее при рассмотрении эжектора, обозначить через θ отношение полных энтальпий газов, то, пренебрегая различием их теплоемкостей, можно записать

$$\bar{J} = \frac{\lambda_a}{\lambda_c} \sqrt{(n + 1)(n\theta + 1)}. \quad (7.14)$$

Определим входящие в соотношение (7.14) величины коэффициентов скорости, считая n и θ заданными параметрами. Каждому коэффициенту эжекции при этом будет соответствовать камера смешения с определенной площадью сечения. Мы дадим метод определения ее размера после того, как установим особенности решения уравнений эжекции в стартовых условиях. При нахождении величины J будем считать заданными давление и температуру в камере ракетного двигателя, характеристики воздухозаборника и выходного сопла эжекторного насадка: $p_{0к}$; $T_{0к}$; σ_d ; σ_c .

Численное значение коэффициента скорости λ_c , входящего в соотношение (7.14), можно найти, используя уравнение Бернулли:

$$\pi(\lambda_c) = \frac{p_H}{\sigma_{c1} p_{0к}}, \quad (7.15)$$

где σ_{c1} — коэффициент, учитывающий потери полного давления при расширении газов в сопле ракетного двигателя. Для определения коэффициента λ_a , соответствующего расчетному истечению газов из выходного сопла эжекторного насадка, необходимо рассчитать полное давление смеси газов в эжекторе. Так как воздух в стартовых условиях эжектируется из атмосферы, то $p_{осм} = p_H \sigma_d \sigma_{тр}^\epsilon$ и

$$\pi(\lambda_a) = \frac{1}{\sigma_a \sigma_d \sigma_{тр}^\epsilon}, \quad (7.16)$$

где $\sigma_{тр}$ — учитывает потери полного давления вследствие трения потока о стенки камеры эжектора.

Произведение коэффициентов $\sigma_d \sigma_c \sigma_{тр}$ удобно обозначить через коэффициент $\sigma_{гидр}$, который будет учитывать суммарные гидравлические потери по тракту эжекторного насадка. Одним из определяющих работу эжектора параметров является отношение полных давлений струи ракетного двигателя и воздуха на входе в эжектор $\bar{p}_{ос}$. При наличии потерь давления на входе в эжектор и сопле РКД величину $\bar{p}_{ос}$ при $M_H = 0$ можно найти из соотношения $\bar{p}_{ос} = \frac{p_{0к}}{p_H} \frac{\sigma_{c1}}{\sigma_d}$. Теперь задача сводится

к определению на основе решения уравнений эжекции (5.14) — (5.16) степени сжатия оптимального эжектора при известных величинах n , θ , $\bar{p}_{ос}$. Особенностью работы РПД в стартовых условиях является то, что при больших коэффициентах эжекции (примерно $n > 3,0$) невозможно реализовать критический режим эжектора в схеме, показанной на рис. 7.9, а, так как произведение $\sigma_{гидр}$ в этом случае оказывается меньше критической величины. Для того чтобы при отсутствии критического перепада давлений между концом камеры смешения и окружающей средой эжектор все же работал на критическом режиме, на выходе из него надо установить диффузор. Таким образом можно обеспечить оптимальный режим работы эжектора. Степень расширения диффузора рассчитывается такой, чтобы давление в его выходном сечении равнялось давлению окружающей среды при давлении в конце камеры эжектора, соответствующем критическому режиму его работы.

Для расчетной схемы, изображенной на рис. 7.9, а возможны два режима течения: первый соответствует сверхкритическому или критическому перепаду давления при истечении газов из эжектора, второй — докритическому. Определение параметров оптимального эжектора при критическом режиме его работы нами рассмотрено в гл. V. При докритическом режиме параметры и степень сжатия эжектора находятся методом последовательных приближений, так как величина коэффициента скорости в конце камеры смешения зависит не только от параметров потока на входе в эжектор, но и от противодействия на выходе из него. Метод нахождения характеристик эжектора сводится к следую-

щему. Расширяющаяся часть сопла на выходе из эжекторного насадка при докритическом перепаде давлений в нем будет отсутствовать. Следовательно, при расширении газов в атмосферу должно существовать равенство давлений $p_{см} = p_n$ и равенство коэффициентов скорости $\lambda_{см} = \lambda_a$. Задавшись рядом значений $\lambda_{см}$, можно, решив систему уравнений (5.14) — (5.16), определить соответствующие каждому значению $\lambda_{см}$ величины ε . Далее, подставив найденные ε в соотношение (7.16), можно рассчитать λ_a . В эжекторе будет реализоваться течение, при котором полученная величина λ_a будет равна первоначально заданному значению $\lambda_{см}$. Решение удобно вести графическим путем.

Определив степень сжатия эжектора, нетрудно будет найти коэффициент скорости λ_a и по формуле (7.14) — величину \bar{J} .

Исследуем влияние различных параметров на величину относительного приращения удельного импульса ракетного двигателя при работе эжекторного насадка на старте. Прежде всего, рассмотрим, как меняется \bar{J} при увеличении импульса исходного ракетного двигателя.

Пусть величина полного давления в камере ракетного двигателя фиксирована и увеличение удельной тяги исходного РкД происходит только за счет повышения температуры в камере сгорания (например, используется более калорийное горючее). В этом случае, как мы установили в гл. V, степень сжатия эжектора в первом приближении не будет зависеть от импульса реактивной струи. Следовательно, при неизменных σ_d , $\sigma_{с1}$, σ_c коэффициент скорости истечения λ_a останется постоянным. Так как при увеличении $T_{0к}$ величина θ уменьшается, то в соответствии с формулой (7.14) относительный прирост экономичности должен падать. Проведем конкретный расчет.

Зададимся рядом значений θ , характерных для удельных импульсов современных ЖРД и РДТТ. В соответствии с соотношениями (3.21) и (3.29) связь между $R_{уд.п}$ и θ при $k = \text{const}$ может быть выражена следующим образом:

$$R_{уд.п} = \frac{k_c + 1}{2k_c} a_{кр.в} \frac{z(\lambda_c)}{\sqrt{\theta}}; \quad (7.17)$$

$$R_{уд.з} = \frac{a_{кр.в} \lambda_c}{\sqrt{\theta}}. \quad (7.18)$$

Для стартовых условий температура торможения воздуха на входе в эжектор равна температуре окружающей среды. Подставляя в формулы (7.17), (7.18) величины k_c и $a_{кр.в}$ и соответствующие параметры воздуха при $H=0$, получим $R_{уд.п} = 267 \frac{z(\lambda_c)}{\sqrt{\theta}} \frac{н \cdot сек}{кг}$, аналогично

$R_{уд.з} = 311 \lambda_c / \sqrt{\theta} \frac{н \cdot сек}{кг}$. Величину λ_c , входящую в формулу (7.18), можно определить из уравнения (7.15).

При $p_{0к} = 10 \text{ Мн/м}^2$ и $\sigma_{с1} = 0,7$ (см. рис. 3.16; $\psi_w = 0,98$) найдем

$$\lambda_c = 2,05; \quad z(\lambda_c) = 2,54; \quad R_{уд.п} = \frac{678}{\sqrt{\theta}} \frac{н \cdot сек}{кг}; \quad R_{уд.з} = \frac{637}{\sqrt{\theta}} \frac{н \cdot сек}{кг}.$$

Задавшись $\theta = 0,1; 0,05; 0,025$, получим соответствующие им значения $R_{уд.п} = 2140; 3020; 4300$ и $R_{уд.з} = 2010; 2840; 4050 \frac{н \cdot сек}{кг}$.

На рис. 7.10 и рис. 7.11 приводятся рассчитанные по формуле (7.14) для этих значений $R_{уд}$ величина \bar{J} в зависимости от коэффициента эжекции. Для сравнения на рис. 7.10 приводится также линия $\theta = 1,0$, соответствующая эжектированию воздуха «холодной» сверхзвуковой струей. Для определения максимального выигрыша в экономичности в результате эжектирования воздуха проведены расчеты при

отсутствии дополнительных потерь по тракту $\sigma_{гидр}=1,0$ (рис. 7.10), и для сравнения приводятся величины \bar{J} при $\sigma_{гидр}=0,95$ (рис. 7.11). При $\sigma_{гидр}=1,0$ приводятся величины \bar{J} для случая, когда эжектор работает на докритическом режиме и в оптимальных условиях (цилиндрический насадок с диффузором на выходе). Прежде всего отметим, что при увеличении импульса ракетного двигателя относительный прирост экономичности, как видно из рис. 7.10 и 7.11, уменьшается. Термодинамически это связано с тем, что в стартовых условиях передача тепла от «горячей» струи ракетного двигателя воздуху происходит при невысоком относительном давлении: тепло «обесценивается»; физически — с уменьшением «тяги» диффузора. Далее, в связи с малыми перепада-

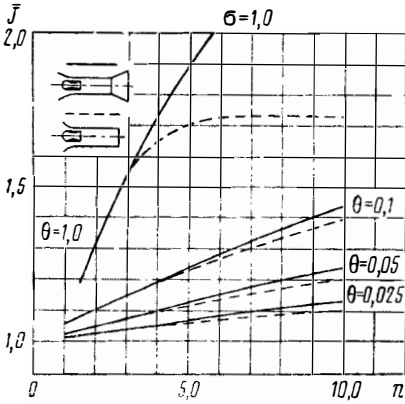


Рис. 7.10. Относительное увеличение удельного импульса РкД с эжекторным насадком при

$$\sigma_{гидр}=1,0; \quad \rho_{ос}=100;$$

$$\theta = 0,025; \quad R_{уд.п} = 4300 \frac{н \cdot сек}{кг};$$

$$\theta = 0,05; \quad R_{уд.п} = 3020 \frac{н \cdot сек}{кг};$$

$$\theta = 0,1; \quad R_{уд.п} = 2140 \frac{н \cdot сек}{кг};$$

$$\theta = 1,0$$

ком относительном давлении: тепло «обесценивается»; физически — с уменьшением «тяги» диффузора. Далее, в связи с малыми перепада-

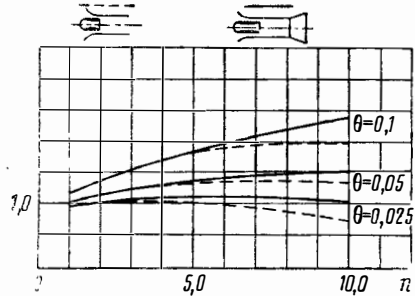


Рис. 7.11. Относительное изменение удельного импульса РкД с эжекторным насадком при наличии гидравлических потерь по тракту $\sigma_{гидр}=0,95$ при $M_n=0$:

$$\theta = 0,025; \quad \theta = 0,05; \quad \theta = 0,1$$

ми давления между камерой эжектора и окружающей средой, на величине \bar{J} весьма существенно сказываются гидравлические потери по газо-воздушному тракту. Из сравнения рис. 7.10 и 7.11 видно, что если при отсутствии гидравлических потерь ($\sigma_{гидр}=1$) относительный выигрыш в экономичности при больших коэффициентах эжекции может составлять несколько десятков процентов, то при $\sigma_{гидр}=0,9$ и при прочих равных условиях применение эжекторного насадка может привести даже к проигрышу в удельной тяге.

Влияние гидравлических потерь на \bar{J} проявляется в разной степени в зависимости от коэффициента эжекции. При изучении эффекта подмешивания массы к реактивной струе в эжекторе необходимо учитывать совместное влияние двух факторов: роста реактивной массы и уменьшения скорости ее истечения. Из рис. 7.10 и 7.11 видно, что при малых коэффициентах эжекции $n < 2$, когда степень сжатия эжектора большая, гидравлические потери по тракту мало сказываются на величине \bar{J} . При больших n , когда степень сжатия невысока, наличие дополнительных потерь, приводящих к уменьшению скорости истечения, превалирует над эффектом увеличения реактивной массы и величина \bar{J} резко падает.

Остановимся теперь на влиянии давления в камере ракетного двигателя на величину \bar{J} . При увеличении давления возрастает импульс исходного ракетного двигателя и при сохранении неизменными других параметров РкД увеличивается степень сжатия эжектора. На рис. 7.12 показано влияние $\rho_{ок}$ на \bar{J} в зависимости от величины гидравлических

потерь. Видно, что принципиально с ростом давления в камере РкД эффект от применения эжекторного насадка возрастает. В стартовых условиях основное влияние на эжекторность двигателя оказывает степень сжатия, поэтому чем ниже $\sigma_{гидр}$, тем больше влияет $p_{ок}$ на удельный импульс. Вместе с тем видно, что абсолютная величина приращения $\Delta \bar{J}$ весьма мала. Так, например, при изменении $p_{ок}$ от $p_{ок}=1 \text{ Мн/м}^2$ до $p_{ок}=100 \text{ Мн/м}^2$ величина \bar{J} при $\sigma_{гидр}=1$ возрастает всего на 7%.

Интересно выяснить, как подмешивание воздуха изменяет импульс ракетного двигателя, установленного в тракте эжектора. В стартовых

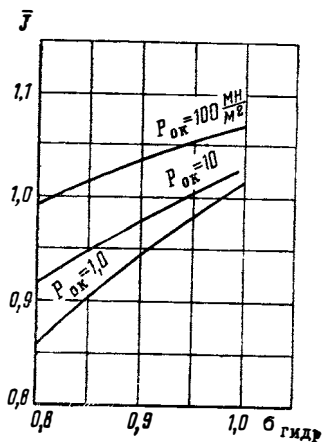


Рис. 7.12. Влияние давления в камере РкД ($p_{ок}$) на величину приращения удельного импульса эжекторного насадка при $M_H=0$ ($n=2,0$;

$$R_{уд.п} = 4300 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$$

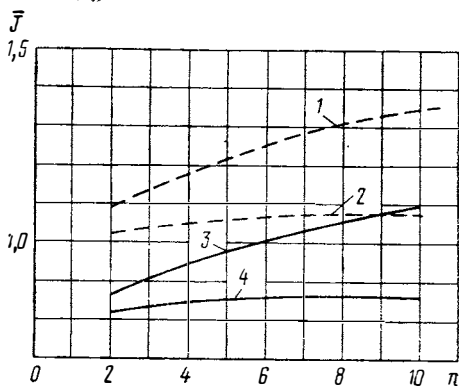


Рис. 7.13. Относительное изменение импульса РкД с кризисным соплом ($\lambda_c = 1,0$) при установке эжекторного насадка ($M_H=0$):

— отношение удельного импульса эжекторного насадка к удельному импульсу РкД с расчетным соплом ($\lambda_c = \lambda_{с.р}$);
 - - - отношение удельного импульса эжекторного насадка к удельному импульсу РкД с кризисным соплом;
 1 и 3 — $\theta = 0,1$; 2 и 4 — $\theta = 0,05$

условиях коэффициент скорости на срезе эжектируемого сопла ракетного двигателя в оптимальном эжекторе незначительно отличается от величины λ_c при расчетном истечении газов в атмосферу. Поэтому удельная тяга эжекторной системы, отнесенная к тяге исходного ракетного двигателя, должна незначительно отличаться от величин \bar{J} , приведенных на рис. 7.10—7.12. Иная картина будет в том случае, если степень расширения сопла исходного ракетного двигателя не соответствует оптимальной величине λ_c . Степень сжатия эжектора при $\lambda_c < \lambda_{с.расч}$ начнет падать (см., например, рис. 5.13), что приведет к уменьшению удельного импульса эжекторной системы в целом.

На рис. 7.13 в качестве примера приводятся величины \bar{J} для случая, когда эжектирующее сопло имеет $\lambda_c = 1$. Для того чтобы найти изменение импульса исходного РкД в рассматриваемом случае, нужно удельную тягу эжекторной системы отнести также к удельной тяге ракетного двигателя, имеющего звуковое сопло. На рис. 7.13 величины этих отношений показаны пунктирными линиями: численные значения \bar{J} возросли пропорционально отношению удельных тяг ракетных двигателей с расчетным и звуковым соплами. Весьма интересным является следующий результат. Из сравнения величин \bar{J} , соответствующих пунктирным кривым рис. 7.13, со значениями \bar{J} , приведенными на рис. 7.11 сплошными линиями, нетрудно заметить, что они оказались практически равными друг другу. Это означает, что при эжектировании воздуха

получается примерно одинаковое относительное изменение удельного импульса исходного ракетного двигателя как с расчетным, так и со звуковым соплом. Таким образом, при заданных параметрах в камере ракетного двигателя уменьшение его собственного импульса (нерасчетные параметры истечения из сопла, потери импульса из-за наличия торца в сопловой головке и т. д.) приведет к пропорциональному ухудшению удельного импульса РПД при работе на старте.

Вернемся к вопросу об определении площади камеры смешения, соответствующей заданному коэффициенту эжекции. Используя соотношение (5.21) и очевидное равенство $F_{см} = F_c(1 + 1/s)$, можно записать

$$F_{см} = F_c \left(1 + n \sqrt{\theta} \frac{q(\lambda_c) \bar{p}_{0c}}{q(\lambda_b)} \right). \quad (7.19)$$

Входящий в выражение (7.19) коэффициент λ_c обычно задается или находится его величина, соответствующая оптимальному эжектору (см. гл. V). Коэффициент скорости λ_b определяется из решения уравнений

(5.20) — (5.23) при критическом режиме или из уравнения импульсов (5.12) при докритическом режиме работы эжектора. Из формулы (7.19) видно, что чем выше коэффициент эжекции, тем больше площадь сечения камеры эжектора. Следует отметить, что при увеличении n может уменьшаться величина $q(\lambda_b)$ особенно на докритических режимах работы эжектора. Поэтому с ростом n площадь $F_{см}$ увеличивается интенсивней, чем по закону прямой пропорциональности. На рис. 7.14 приводятся для иллюстрации

величины отношений $\frac{F_{см}}{F_c}$ для ряда значений отношения давлений и отношения температур в камере ракетного двигателя и воздуха на входе в эжектор при условии расчетного истечения газов из сопла РкД в эжектируемый поток. Показатель адиабаты при истечении газов k_c принят равным 1,4. Необходимо отметить, что величина отношения $F_{см}/F_c$ существенно зависит от k_c вследствие его влияния при заданном перепаде давлений на выходную площадь сопла РкД. Однако при определенном расходе эжектируемого воздуха абсолютная величина кольцевого зазора ($F_{см} - F_c$) практически не зависит при $n > 1,0$ от величины k_c . В этом смысле рассчитанные при $k = 1,4$ кривые $F_{см}/F_c$ (см. рис. 7.14) дают представление о действительных размерах площади сечения камеры смешения эжекторного насадка.

Определим теперь величины миделевых тяг эжекторной системы. Для удобства анализа выразим величину стартовой тяги через число M на срезе сопла. При расчетном истечении из сопла имеем

$$R = m_a W_a = \rho_a W_a F_a W_a = k_a M_a^2 p_a F_a. \quad (7.20)$$

Отнесем величину R к площади камеры смешения

$$R_F = \frac{R}{F_{см}} = k_a M_a^2 p_a f_a. \quad (7.21)$$

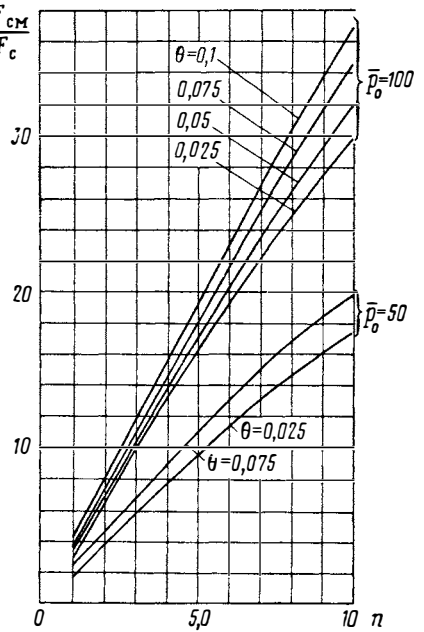


Рис. 7.14. Отношение площади камеры смешения эжекторного насадка к выходной площади сопла РкД ($\lambda_c = \lambda_{c.р}$)

Используя уравнение расхода газа через сопло, можно записать

$$f_a = \frac{q(M_{см})}{\sigma_c q(M)}.$$

Таким образом, в окончательном виде будем иметь

$$R_F = k_a p_n \frac{M_a^2 q(M_{см})}{\sigma_c q(M_n)}. \quad (7.22)$$

При работе эжектора на режиме теплового запаривания, когда $M_{см} = 1$, соотношение (7.22) упростится:

$$R_F = k_a p_n \frac{M_a^2}{q(M_a)} \frac{1}{\sigma_c}. \quad (7.23)$$

Так как при увеличении n площадь камеры смешения (см. рис. 7.14) возрастает значительно быстрее, чем увеличивается удельный импульс

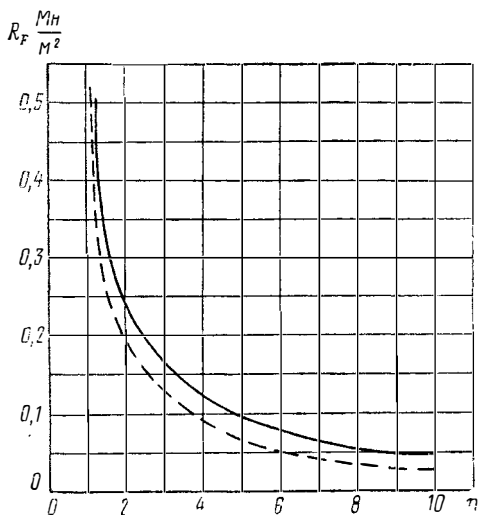


Рис. 7.15. Зависимость миделевой тяги эжекторного насадка $\left(\frac{R}{F_{к.см}}\right)$ от коэффициента эжекции n при $p_{ок} = 10 \text{ MN/m}^2$:

— $\sigma_{гидр} = 1,0$;
 - - - $\sigma_{гидр} = 0,9$

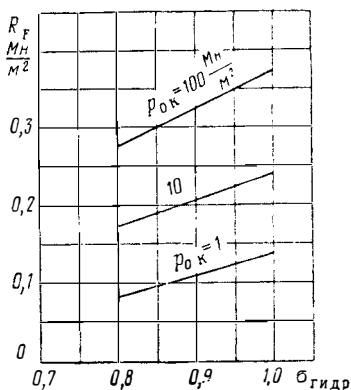


Рис. 7.16. Влияние на миделевую тягу эжекторного насадка гидравлических потерь по тракту и давления в камере РКД при $M_n = 0$ ($n = 2,0$;

$$R_{ул.н} = 4300 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$$

(см. рис. 7.10—7.14), миделевая тяга должна падать. Имея зависимость ϵ эжектора от n , нетрудно, используя формулы (7.22) и (7.23), найти зависимости R_F от n . На рис. 7.15 приводятся графики величин R_F при 2 значениях $\sigma_{гидр}$. Так как величина θ практически не влияет на ϵ , то миделевая тяга на старте практически не зависит от импульса ракетного двигателя при постоянном давлении в его камере. Исходные данные приняты при расчете графиков рис. 7.15 такие же, как при расчете рис. 7.10 и 7.11. Следует отметить, что при возрастании давления в камере РКД в отличие от удельного импульса стартовая тяга меняется значительно (рис. 7.16). При современном уровне давления в камерах ракетных двигателей численные значения R_F иллюстрируют графики рис. 7.15, из которых видно, что при увеличении коэффициента эжекции стартовая тяга существенно падает. Уровень n , соответствующий высоким, представляющим практический интерес, величинам R_F , лежит в диапазоне $n = 0,5 \div 3$.

Возвращаясь к графикам зависимости \bar{J} от n (см. рис. 7.10), замечаем, что в области $n \leq 3$ удельный импульс эжекторной системы даже при $\sigma_{\text{гидр}} = 1$ всего на 5--7% выше, чем у ракетного двигателя. Таким образом, при использовании эжекторного устройства для увеличения тяги ракетного двигателя в стартовых условиях реальный эффект оказывается незначительным. Применение РПД непосредственно со старта может представлять интерес только с точки зрения создания единой двигательной системы, работающей во всем диапазоне скоростей полета разгонной ступени летательного аппарата, на котором установлен ракетно-прямоточный двигатель. При выборе параметров РПД нужно принимать во внимание результаты проведенного анализа с тем, чтобы его характеристики при стартовых условиях не оказались заниженными.

ПОЛЕТНЫЕ УСЛОВИЯ

С ростом скорости полета характеристики эжекторного насадка в значительной степени зависят не только от эффективности процесса смешения газов в нем, но и от потерь, возникающих при торможении воздуха во входном диффузоре и истечении газов из выходного сопла. Для того чтобы потери давления при торможении воздуха в диффузоре были минимальными, а также с целью максимального использования располагаемого перепада давлений при расширении смеси газов из эжектора, необходимо соответствующим образом профилировать и выбирать параметры воздухозаборника и сопла, устанавливаемых на входе и выходе из эжекторного насадка. При сверхзвуковых скоростях полета, так же как и в СПВРД, целесообразно применять сверхзвуковой диффузор с высоким σ_d и сопло с большой степенью расширения.



Рис. 7.17. Схема эжекторного насадка, работающего на сверхзвуковых скоростях полета

Эжекторный насадок, эффективно работающий на больших скоростях полета, будет иметь вид, показанный на рис. 7.17. Такую двигательную установку можно назвать «холодным» ракетно-прямоточным двигателем — РПДх. Термин «холодный» означает, что в РПДх отсутствует догорание струй при их смешении в эжекторе. Как указывалось выше, выводы, полученные при изучении РПДх, могут быть распространены на РПД, в котором ракетный двигатель работает на режиме, близком к стехиометрическому соотношению горючего и окислителя, и, следовательно, догорание при смешении газов в эжекторе будет мало.

На основании уравнения импульсов тяга РПДх при расчетном расширении газов в его сопле может быть найдена из соотношения

$$R = (m_b + m_c) W_a - m_b W_n. \quad (7.24)$$

Разделив обе части соотношения (7.24) на $m_c W_c$, получим формулу для определения относительного изменения импульса при применении эжекторного насадка в полетных условиях

$$\bar{J} = (n + 1) \frac{W_a}{W_c} - n \frac{W_n}{W_c}. \quad (7.25)$$

Так как $W \sim \lambda \sqrt{T_0}$, то формулу (7.25) можно представить в следующем виде:

$$\bar{J} = \frac{\lambda_a}{\lambda_c} \sqrt{(n + 1)(n\theta + 1)} - \frac{\lambda_n}{\lambda_c} n \sqrt{\theta} \quad (7.26)$$

или
$$\bar{J} = \frac{\lambda_n}{\lambda_c} \left[\frac{\lambda_a}{\lambda_n} \sqrt{(n + 1)(n\theta + 1)} - n \sqrt{\theta} \right]. \quad (7.27)$$

Величины коэффициентов скорости λ_a и λ_c , входящих в (7.27), зависят от располагаемых перепадов давлений в соплах ракетно-прямоточного и эталонного ракетного двигателей. Полное давление в конце камеры эжектора РПДх (p_{0cm}) равно произведению $p_{0н}\sigma_d\sigma_{трe}$. Так как полное давление набегающего потока $p_{0н}$ равняется $\frac{p_n}{\pi(\lambda_n)}$, то величина λ_{a2} может быть найдена из соотношения

$$\pi(\lambda_a) = \pi(\lambda_n) \frac{1}{\sigma_d \sigma_c \sigma_{тр}} . \quad (7.28)$$

Коэффициент скорости λ_c эталонного РкД может быть рассчитан по аналогичному соотношению

$$\pi(\lambda_c) = \frac{p_n}{p_{0к} \sigma_{c1}} . \quad (7.15)$$

Целесообразно сравнивать удельный импульс РПДх с импульсом РкД, имеющего давление в камере такое же, как у ракетного двигателя, установленного в прямоточном тракте РПД. Тогда нетрудно получить, что

$$\pi(\lambda_c) = \pi(\lambda_n) \frac{1}{\sigma_d p_{0c}} , \quad (7.29)$$

где $\overline{p_{0c}}$ — отношение давления в камере РкД к полному давлению воздуха на входе в эжектор. Величина θ , входящая в выражение (7.27), может быть рассчитана по формуле

$$\theta = \frac{T_n}{\tau(\lambda_n) T_{0к}} , \quad (7.30)$$

где $T_{0к}$ и T_n — соответственно температуры в камере РкД и атмосферы на рассматриваемой высоте полета, а λ_n — коэффициент скорости полета. Таким образом могут быть подсчитаны все величины, входящие в (7.27). Площадь камеры смещения РПДх в проводимом ниже анализе является величиной производной и связанной с основными параметрами рабочего процесса РПДх соотношением (7.19). Поскольку при $M_n > 1,0$ на выходе из эжекторного насадка всегда существует критический перепад давлений с окружающей средой, мы при расчете величины F_{cm} и определении ε будем использовать характеристики оптимального эжектора, работающего на критическом режиме.

Заметим, что при $M_n > 1,0$ торможение воздуха в диффузоре может быть организовано таким образом, чтобы число M_v на входе в эжектор оставалось сверхзвуковым. В том случае, если смешиваются две струи с одинаковой температурой, это может оказаться выгодным, так как степень сжатия высоконапорного эжектора достигает максимальной величины при $M_v > 1,0$. Однако в реальных условиях, когда температуры смешиваемых потоков существенно отличаются, при $M_v > 1,0$ степень сжатия эжектора существенно падает вследствие подвода тепла к сверхзвуковому потоку (см. рис. 5.18).

Так же как и при рассмотрении работы эжекторного насадка в стартовых условиях, в качестве основного параметра при $M_n > 1,0$ мы будем принимать коэффициент эжекции. Коэффициент эжекции n является основной величиной, определяющей как термодинамические, так и движительные свойства РПД. Он непосредственно входит в выражение для \bar{J} (7.27), а также влияет на степень сжатия эжектора. В этом состоит удобство его выбора в качестве параметра при изучении принципиальных характеристик серии ракетно-прямоточных двигателей в отличие от исследования характеристик РПД с конкретными проходными сечениями газо-воздушного тракта. При анализе характеристик РПД мы будем

в дальнейшем рассматривать несколько расчетных случаев, отличающихся потерями при торможении воздуха во входном диффузоре и расширении смеси газов в сопле.

Случай а. Воздухозаборник не имеет потерь полного давления при торможении воздуха во всем диапазоне скоростей полета ($\sigma_{дн}=1$). Расширение газа в реактивном сопле происходит до давления окружающей среды p_H . При прочих равных условиях случай *а* соответствует макси-

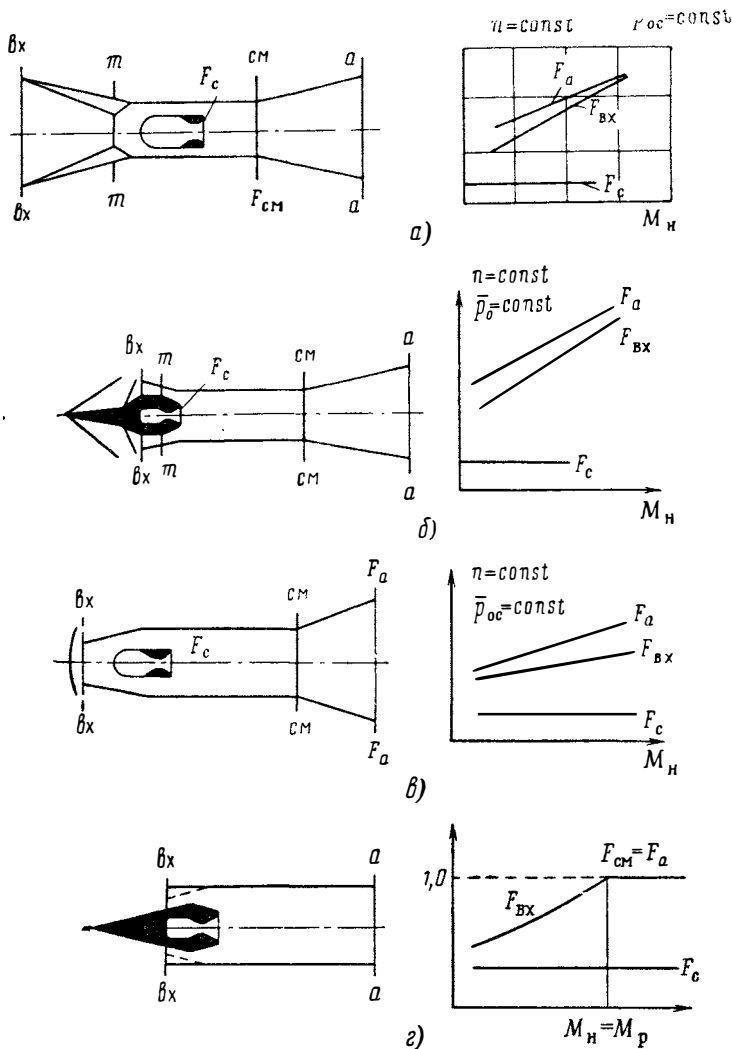


Рис. 7.18. Расчетные схемы РПД

мальному увеличению импульса ракетного двигателя. Схематически такой двигатель показан на рис. 7.18, *а*, там же показано качественное изменение основных проходных сечений.

Случай б. Воздухозаборник имеет потери полного давления при торможении воздуха, равные потерям в оптимальной системе два косых + один прямой скачок (рис. 7.18, *б*). Сопло, как и в случае *а*, имеет расчетные параметры истечения.

Случай в. Воздухозаборник представляет собой простой диффузор, потери полного давления в котором при $M_H > 1$ будут равны потерям в прямом скачке уплотнения по параметрам набегающего потока (см.

рис. 4.14, кривая 1). Выходное сопло так же, как в двух первых случаях, имеет расчетные параметры истечения. При расчете характеристик РПДх в случаях *a*, *b* и *в* будем считать, что условия совместной работы эжектора и сверхзвукового диффузора соблюдены в соответствии с уравнениями (7.2), (7.10). Это, естественно, приводит к широкому диапазону изменений проходных сечений (см. рис. 7.4—7.8).

Случай г. Воздухозаборник имеет максимальную площадь входа, равную площади камеры смешения. До чисел M_n полета, при которых $F_{вх} \leq F_{к.с.}$, потери полного давления воздухозаборника примем равными потерям в двухскачковом диффузоре (кривая 2, рис. 4.14). При дальнейшем росте M_n условия совместной работы диффузора и эжектора соблюдаться не будут и величина σ_d определится из уравнения (7.10) $[\sigma_d = q(\lambda_n) \beta \sqrt{v/\epsilon}]$. Выходное сопло РПДх в случае *г* не будет иметь расширяющейся части. Отсутствие расширения на выходе из сопла РПДх приводит к тому, что имеющийся перепад давлений в конце камеры эжектора не реализуется полностью в скорость истечения и значительная часть реактивного импульса при этом будет теряться. Расчет величины \bar{J} в этом случае уже нельзя проводить по формуле (7.27).

Выведем формулу для определения \bar{J} РПДх при кризисном истечении из его сопла. Используя уравнение состояния ($p = \rho RT$), запишем выражение для расхода газа в следующей форме:

$$m = k p_a F_a M_a^2 / W_a \quad (7.31)$$

Из соотношения (7.31) имеем $p_a F_a = \frac{m \cdot W_a}{k M_a^2}$. Подставив выражение для $p_a F_a$ при $M_a = 1$ в формулу тяги (1.10), получим

$$R = m_a W_a \left[1 + \frac{1}{k} \left(1 - \frac{1}{p_a} \right) \right] - m W_n \quad (7.32)$$

Так как $p_a = p_{0a} \pi(\lambda_a = 1) = p_{0н} \sigma_d \sigma_{тр} \epsilon \pi(1)$, а $p_n = p_{0н} \pi(\lambda_n)$, то величину степени нерасчетности истечения из сопла РПДх \bar{p}_a , входящую в формулу (7.32), можно найти из соотношения

$$\bar{p}_a = \frac{\sigma_d \sigma_{тр} \epsilon \pi(1)}{\pi(\lambda_n)} \quad (7.33)$$

Подставив выражение для \bar{p}_a в (7.32) и сделав несложные преобразования, получим формулу для расчета отношения удельных импульсов РПДх с кризисным соплом и эталонного РкД

$$\bar{J} = \frac{1}{\lambda_c} \sqrt{(n+1)(n\theta+1)} \left[1 + \frac{1}{k} \left(1 - \frac{\pi(\lambda_n)}{\pi(1) \sigma_d \sigma_{тр} \epsilon} \right) \right] - \frac{\lambda_n}{\lambda_c} n \sqrt{\theta} \quad (7.34)$$

Характеристики в случае *г* будут представлять некоторый нижний предел тягово-экономических характеристик РПДх, поскольку проходные сечения его газо-воздушного тракта не регулируются во всем диапазоне скоростей полета. Мы не рассматриваем регулирование критического сечения сопла РПДх. Ниже будет показано, что при соблюдении условий совместной работы эжектора и сверхзвукового диффузора уменьшение критического сечения сопла РПД нецелесообразно, так как при этом падает степень сжатия эжектора и ухудшаются характеристики. Во всех расчетных случаях, когда это специально не оговаривается, будем принимать расчетное истечение из сопла исходного ракетного двигателя до давления воздуха в конце диффузора РПД.

Рассмотрим вначале гипотетический случай, когда при изменении скорости полета остаются постоянными величины θ и $\bar{p}_{0с}$. В реальном РПД сохранить $\theta = \text{const}$ в широком диапазоне скоростей, конечно, не-

возможно из-за значительного роста температуры торможения воздуха при увеличении числа M_H полета. Только при $M_H < 1$, когда сжимаемость газа еще невелика, в РПД сохраняются практически постоянными величины θ и \bar{p}_{0c} в связи с ростом высоты полета и уменьшением давления и температуры набегающего потока. Вместе с тем проводимый анализ характеристик РПДх при сохранении $\theta = \text{const}$ и $\bar{p}_{0c} = \text{const}$ представляет интерес для выяснения некоторых принципиальных закономерностей.

На рис. 7.19 для случая *a* приводятся результаты расчета \bar{J} в зависимости от числа M_H полета при значениях $\theta = 0,025$ и $\bar{p}_{0c} = 100$. Видно, что с ростом скорости полета величина \bar{J} в дозвуковой области несколько падает (до $M_H \sim 0,6 \div 0,7$), а затем монотонно растет.

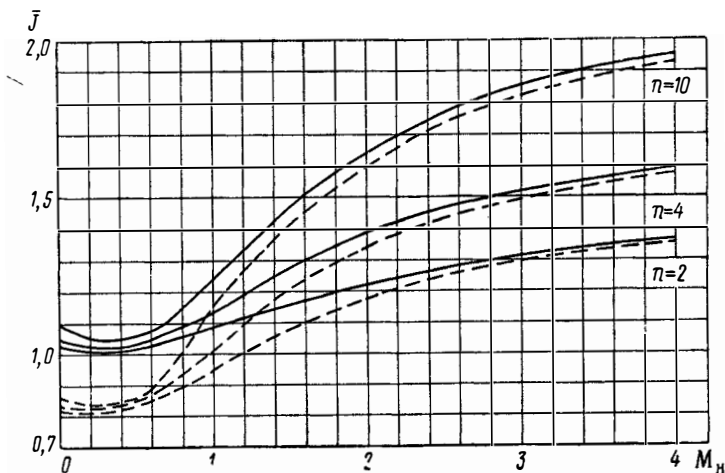


Рис. 7.19. Скоростная характеристика эжекторного насадка (случай *a*):

— $\lambda_c = \lambda_{cp}$;
 - - - $\lambda_c = 1,0$ ($\theta = 0,025$; $\bar{p}_{0c} = 100$)

Характер изменения \bar{J} можно объяснить поведением входящих в формулу (7.27) отношений коэффициентов скорости $\frac{\lambda_a}{\lambda_H}$ и $\frac{\lambda_H}{\lambda_c}$.

При увеличении скорости полета, что легко получить из уравнений (7.29) и (7.28), отношение $\frac{\lambda_H}{\lambda_c}$ растет, а $\frac{\lambda_a}{\lambda_H}$ падает, асимптотически стремясь в обоих случаях к 1,0 при $M_H \rightarrow \infty$. При $\lambda_H = 0$ коэффициент скорости λ_a имеет конечное значение, поэтому в начале увеличения скорости полета отношение $\frac{\lambda_a}{\lambda_H}$ падает более резко, чем при дальнейшем ее росте. Это приводит к некоторому уменьшению \bar{J} до числа $M_H \approx 0,5 \div 0,6$, где имеет минимум удельной тяги, характерный, как известно, для воздушно-реактивных двигателей [14]. У РПДх этот минимум тем значительней, чем выше коэффициент эжекции. При дальнейшем росте скорости полета относительная величина экономичности РПДх монотонно растет, асимптотически стремясь при $M_H \rightarrow \infty$ к значению $\sqrt{(n+1)(n\theta+1)} - n\sqrt{\theta}$.

Характер изменения удельного импульса РПДх в том случае, когда эжектирующее сопло имеет $M_c = 1$, иллюстрируется пунктирными линиями рис. 7.19. Так же, как и при $M_H = 0$ (см. рис. 7.10), в области дозвуковых скоростей полета влияние импульса исходного ракетного двигателя на экономичность РПДх весьма существенно в связи с ухудшением характеристик эжектора. Однако при $M_H > 1,5 \div 2$ степень повышения

давления в РПДх за счет скоростного напора уже намного выше степени сжатия эжектора, и ее уменьшение вследствие нерасчетности параметров струи ракетного двигателя мало отражается на величине скорости истечения [см. уравнение (7.28)] и удельном импульсе РПДх.

Рассмотрим теперь, как влияют потери в воздушном контуре РПДх на его удельный импульс. На рис. 7.20 приводятся величины \bar{J} РПДх, имеющего различные потери во входном диффузоре (расчетные случаи *a*, *b* и *в*). При уменьшении σ_d величина \bar{J} при прочих равных условиях падает. Самыми низкими оказываются характеристики РПДх с простым диффузором. Однако так же, как в СПВРД, влияние потерь в диффузоре на удельный импульс РПДх с ростом числа M_H полета уменьшает-

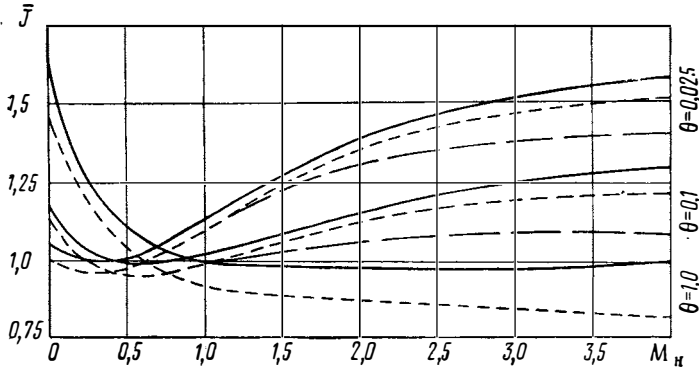


Рис. 7.20. Скоростная характеристика эжекторного насадка ($n=4,0$; $p_{0c}=100$):

- расчетный случай *a*;
- - - расчетный случай *б*;
- · — расчетный случай *в*

ся. Так, например, при $M_H=3$ удельный импульс РПДх с простым диффузором на 10% ниже, чем с изоэнтропическим, а при $M_H=5$ — на 14% ниже, в то время как величина σ_d во втором случае упала примерно в 2 раза. Обратим также внимание на то, что влияние потерь в диффузоре на удельный импульс РПДх сказывается тем существеннее, чем выше θ и, следовательно, чем ниже температура струи ракетного двигателя. При больших скоростях полета увеличение импульса струи ракетного двигателя при подмешивании к ней воздуха связано в основном с передачей тепла от «горячей» струи воздуху. Если реактивная струя имеет одинаковую температуру торможения с воздухом, то с ростом скорости полета очень скоро \bar{J} становится меньше 1,0 (см., например, рис. 7.20).

Начиная с некоторого числа M_H полета ($M_H \sim 0,5 \div 0,6$) при уменьшении θ , как видно из графика рис. 7.20, величина \bar{J} увеличивается. Таким образом, в отличие от стартовых характеристик РПДх при наличии скорости полета с увеличением импульса ракетного двигателя относительный прирост экономичности РПДх возрастает. Из формулы (7.27) нетрудно получить оптимальные величины θ . Возьмем производную \bar{J} по θ и приравняем ее нулю:

$$\frac{\partial \bar{J}}{\partial \theta} = \frac{\lambda_r}{\lambda_c} \frac{n(n+1)}{2\sqrt{(n+1)(n\theta+1)}} - \frac{\lambda_n}{\lambda_c} \frac{n}{2\sqrt{\theta}} + \frac{1}{\lambda_c} \sqrt{(n+1)(n\theta+1)} \frac{\partial \lambda_a}{\partial \theta} = 0.$$

Выше было показано, что на режимах теплового кризиса, характерных для эжектора РПД, его степень сжатия практически не зависит от

θ . Поэтому производную от λ_a по θ примем равной нулю. Произведя несложные преобразования, получим оптимальное значение θ :

$$\theta_{\text{opt}} = \frac{1}{\left(\frac{\lambda_a}{\lambda_n}\right)^2 (n+1) - n}. \quad (7.35)$$

Легко убедиться, что полученное значение θ_{opt} соответствует минимуму \bar{J} .

В зависимости от потерь давления в двигателе, т. е. от соотношения между λ_a и λ_n , характер изменения \bar{J} от θ будет иметь вид, показанный на рис. 7.21. Заметим, что формула (7.35) позволяет найти θ , соответствующее минимуму \bar{J} , когда $\frac{\partial \lambda_a}{\partial \theta} = 0$ и, следовательно, потери в двигателе не зависят от θ . Однако при $\lambda_a \approx \lambda_n$ из формулы (7.35) следует, что $\theta_{\text{opt}} \rightarrow 1$. В области $\theta \approx 1$, как известно из теории эжекторов, степень сжатия эжектора возрастет при уменьшении θ , поэтому на рис. 7.21 минимум \bar{J} при $\lambda_a = \lambda_n$ условно смещен в сторону $\theta < 1$.

В РПД температура торможения струи ракетного двигателя всегда выше, чем температура торможения воздуха. Из рис. 7.21 видно, что при $\theta \leq 1$ \bar{J} возрастает с уменьшением θ . При $\theta \rightarrow 0$ $\bar{J} \rightarrow \frac{\lambda_a}{\lambda_c} \sqrt{n+1}$. При достаточно высоких числах M_n , когда $\lambda_a \sim \lambda_n$ $\bar{J}_{\text{max}} = \frac{\lambda_n}{\lambda_c} \sqrt{n+1}$. Таким образом, при бесконечно большой температуре в камере ракетного двигателя и, следовательно, при бесконечно большом импульсе исходного РкД \bar{J} имеет конечное значение.

Как видно из рис. 7.21, при $\eta > 1$ с ростом θ \bar{J} также растет. Что это означает физически? При $\theta > 1$, т. е. когда температура торможения воздуха выше, чем температура эжектирующей струи, при смешении в эжекторе воздух будет охлаждаться и тяга прямооточного контура падать. Относительный «подогрев» в РПДх может быть рассчитан по формуле

$$\beta \sqrt{\tau} = \left(1 + \frac{1}{n}\right) \sqrt{\frac{n + \frac{1}{\theta}}{n+1}} = \sqrt{\left(1 + \frac{1}{n}\right) \left(1 + \frac{1}{n\theta}\right)}. \quad (7.36)$$

Из формулы (7.36) следует, что относительный подогрев РПДх всегда выше единицы: при $\theta \rightarrow \infty$ $\beta \sqrt{\tau} \rightarrow \sqrt{1 + \frac{1}{n}}$. Таким образом,

при $\lambda_a \geq \lambda_n \sqrt{1 + 1/n}$ тяга РПДх даже при $\eta \rightarrow \infty$ оказывается положительной [см. формулу (7.38)]. С другой стороны, увеличение θ при $M_n = \text{const}$ означает уменьшение температуры в камере ракетного двигателя и, следовательно, падение его импульса: при $\theta \rightarrow \infty$ $R_{\text{уд}} \rightarrow 0$. Следовательно, увеличение относительного прироста импульса струи при подмешивании воздуха при $\theta > 1$ связано исключительно с преобладающим уменьшением импульса эжектирующей струи. Для РПДх режимы $\theta > 1$ не характерны.

Очень важно понять, что физически повышение удельного импульса РПДх с ростом импульса исходного ракетного двигателя, установленного в его воздушном тракте при $M_n \gg 0$, связано именно с подогревом воздуха за счет теплопередачи от реактивной струи. Поэтому, например, при сохранении неизменной температуры в камере ракетного двигателя и росте импульса исходного РкД только за счет повышения давления в его камере сгорания величина \bar{J} при $M_n \gg 0$ уменьшается (см. рис. 7.22). Таким образом, рост кинетической энергии реактивных газов при сохранении постоянного их теплосодержания не приводит к повы-

шению эффективности использования эжекторного устройства в полетных условиях.

Покажем теперь, как ведет себя скоростная характеристика РПДх, в контуре которого расположен ракетный двигатель, имеющий постоянную температуру в камере сгорания и нерегулируемое сопло. При изменении давления воздуха в конце диффузора в соответствии с условиями полета нерегулируемое сопло исходного РкД будет отклоняться от расчетного режима работы. Поэтому для работы в широком диапазоне полетных условий РПД необходимо выбрать некоторую «компромиссную» степень расширения эжектирующего сопла. Будем считать, что траектория полета такова, что сохраняется неизменным отношение пол-

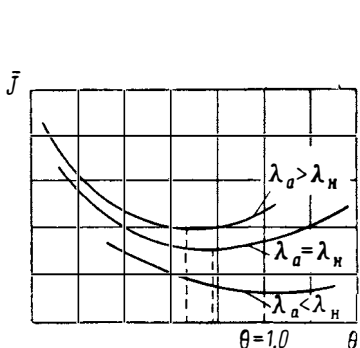


Рис. 7.21. Характер зависимости относительного изменения удельного импульса эжекторной насадки от отношения тем-

$$\text{ператур } \theta = \frac{T_{\text{ДР}}}{T_{\text{ОС}}}$$

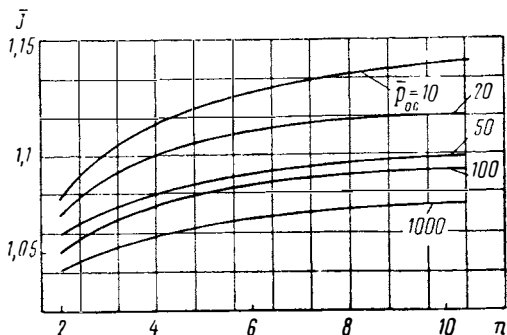


Рис. 7.22. Влияние на величину \bar{J} давления в камере РкД при постоянной температуре $T_{\text{ОК}}$ ($M_n=1,5$; $T_n=216,5^\circ\text{К}$; $T_{\text{ОК}}=4000^\circ\text{К}$)

ных давлений в камере ракетного двигателя и воздуха на входе в эжектор. Примем давление в камере ракетного двигателя в стартовых условиях, равное $10,0 \frac{M_n}{\text{м}^2}$. Тогда для указанной упрощенной траектории полета степень расширения эжектирующего сопла (сопла РкД) можно выбрать 100:1,0. Удельная тяга этого ракетного двигателя может быть рассчитана по формулам (7.17), (7.18), приведенным в предыдущем разделе. Зададимся характеристическими температурами в камере РкД таким образом, чтобы величина $R_{\text{уд}}$ охватывала диапазон изменения импульсов современных РДТТ и ЖРД.

Проведем расчеты для двух значений температур: $T_{\text{ОК}}=4000^\circ\text{К}$ и $T_{\text{ОК}}=10\,000^\circ\text{К}$. При $T_{\text{ОК}}=4000^\circ\text{К}$ рассчитанные по формулам (7.17), (7.18) величины $R_{\text{уд}}$ равны: $R_{\text{уд.п}}=2500 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$ и $R_{\text{уд.з}}=2350 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$. Характеристическая температура $T_{\text{ОК}}=10\,000^\circ\text{К}$ соответствует $R_{\text{уд.п}}=4000 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$ и $R_{\text{уд.з}}=3760 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$. Первый вариант расчета дает нам представление о параметрах РПДх, исходный ракетный двигатель которого имеет импульс, характерный для РДТТ или ЖРД, использующего топливо с умеренной теплотворной способностью. Второй вариант расчета соответствует применению в ЖРД топлива на основе водорода.

На рис. 7.23 и 7.24 приводятся отношения удельного импульса РПДх к удельной тяге ракетного двигателя, рассчитанные для случаев а (сплошные линии) и г (пунктирные линии). При величине пустотного импульса исходного ракетного двигателя, равного $2500 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$, повы-

шение экономичности оказывается незначительным даже в случае регулирования воздухозаборника и сопла РПДх. При величине $R_{уд.п} = 4000 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$ использование РПДх позволяет получить более ощутимый эффект. Отсутствие регулированных диффузора и сопла РПДх приводит к резкому падению его экономичности при полетных числах $M_n > 2$. При этом уменьшение удельного импульса РПДх с кризисным соплом оказывается тем существенней, чем меньше импульс исходного РкД. Причина состоит в том, что относительный подогрев воздуха в этом случае падает и потери в импульсе выходного сопла, имеющего звуковое истечение, сказываются больше. При умеренном импульсе исходного РкД нерегулируемый РПДх с кризисным соплом имеет в сверхзвуковой области полета характеристики худшие, чем ракетный двигатель.

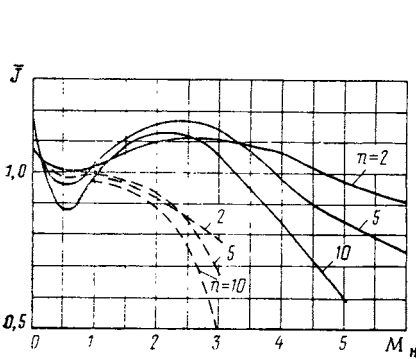


Рис. 7.23. Скоростная характеристика (экономическая) РПДх при

$$R_{уд.п} = 2500 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}} :$$

— вариант расчета а
 - - - вариант расчета г

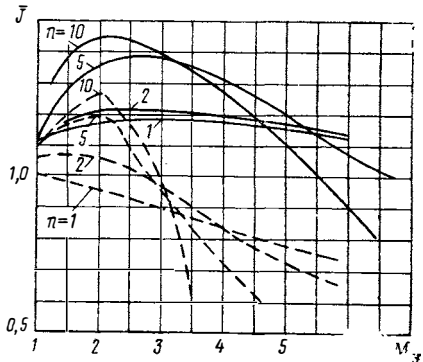


Рис. 7.24. Скоростная характеристика (экономическая) РПДх при

$$R_{уд.п} = 4000 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}} :$$

— вариант расчета а
 - - - вариант расчета г

Сама скоростная характеристика РПДх при постоянном импульсе исходного РкД имеет уже иной вид, чем рассмотренная выше при $\theta = \text{const}$. Как видно из приведенных иллюстраций, при $R_{уд.п} = \text{const}$ в области $M \approx 2 \div 2,5$ имеется оптимум экономичности РПДх. Уменьшение удельного импульса регулируемого РПДх при дальнейшем росте скорости полета связано так же, как в СПВРД, с падением относительного подогрева рабочей смеси.

Относительный подогрев $\beta \sqrt{\tau}$ с ростом M_n полета падает, и, когда он становится ниже определенного уровня, тяга прямоточного контура становится отрицательной, а величина J — меньше единицы. Чем больше $R_{уд}$ исходного РкД, тем выше температура смеси газов и, следовательно, относительный подогрев воздуха. Поэтому, как следует из сравнения рис. 7.23 и 7.24, до большего числа M_n полета сохраняет преимущество перед ракетным двигателем тот РПДх, у которого выше импульс исходного РкД.

Характер зависимости J от n на разных числах M_n полета также связан с влиянием относительного подогрева в прямоточном контуре. В области малых сверхзвуковых скоростей полета ($M_n \approx 3$) с ростом n удельный импульс РПДх растет, так как увеличивается доля более экономичного прямоточного контура. Максимум J_R РПДх при малых M_n полета соответствует высокому коэффициенту эжекции. При увеличении скорости полета, когда падает относительный подогрев газов, оптималь-

ное значение n уменьшается: недостаток подогрева компенсируется увеличением доли высокотемпературного газа.

Из графиков рис. 7.23 и 7.24 видно, что кривые $n = \text{const}$ пересекаются при увеличении скорости полета и чем ниже n , тем до большего числа M_H удельный импульс РПДх оказывается выше импульса ракетного двигателя.

При анализе скоростных характеристик РПДх мы выше провели его сравнение с ракетными двигателями по экономичности. В резуль-

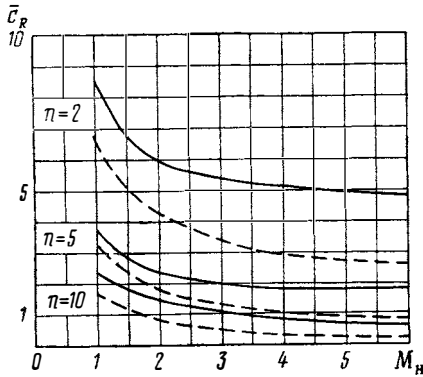


Рис. 7.25. Сравнение отношения $\bar{c}_R \left(\bar{c}_R = \frac{(c_R)_{\text{РПДх}}}{(c_R)_{\text{СПВРД}}} \right)$ РПДх и СПВРД максимальной тяги ($f_{\text{кр}} = 1,0$).

Вариант расчета б:
 --- $R_{\text{уд.п}} = 2500$; топливо в СПВРД — керосин;
 — $R_{\text{уд.п}} = 4000$; топливо в СПВРД — водород

тате мы приходим к выводу, что основное преимущество перед РкД он может иметь в сверхзвуковой области полета благодаря работе прямого контура. Однако при сверхзвуковых числах M_H полета СПВРД классической схемы, как показано в гл. VI, имеет экономичность в 4—5 раз выше, чем у ракетных двигателей, т. е. значительно больше, чем у РПДх. Целесообразность использования РПДх в таком случае может иметь смысл, если он обладает преимуществом по сравнению с СПВРД по тягам. Величина коэффициента тяги c_R РПДх как двигателя прямой газодинамической схемы может быть рассчитана при расчетном расширении из сопла по формуле

$$c_R = 2f_H \left(\beta \sqrt{\tau} \frac{\lambda_a}{\lambda_H} - 1 \right). \quad (7.37)$$

Относительный подогрев $\beta \sqrt{\tau}$ для РПДх можно выразить следующим образом:

$$\beta \sqrt{\tau} = (1 + 1/n) \sqrt{\frac{T_{0\text{см}}}{T_{0\text{н}}}} = \frac{n+1}{n} \sqrt{\frac{(n\theta + 1)}{(n+1)\theta}} = \sqrt{\frac{(n\theta + 1)(n+1)}{n^2\theta}}.$$

Тогда формула для расчета c_R примет вид

$$c_R = 2f_H \left[\sqrt{\frac{(n\theta + 1)(n+1)}{n^2\theta}} \frac{\lambda_a}{\lambda_H} - 1 \right]. \quad (7.38)$$

Входящая в соотношение (7.38) величина коэффициента скорости λ_a может быть рассчитана по формуле (7.16), а величина f_H — по зависимости (7.10). Проведем сравнение величин c_R РПДх и СПВРД. Для того чтобы сравнение было равномерным, будем считать, что на обоих типах двигателей установлены одинаковые регулируемые диффузоры и сопла с расширением до атмосферного давления (вариант расчета б). Коэффициент тяги РПДх рассчитаем для двух значений импульсов исходного РкД: $R_{\text{уд.п}} = 2500 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$ и $R_{\text{уд.п}} = 4000 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$. Соответствен-

но этим импульсам величины c_R СПВРД будем определять при использовании топлив с $H_u=41\,900$ кДж/кг и $L_0=15$ (керосин) и $H_u=120\,000$ кДж/кг и $L_0=34,5$ (водород). На рис. 7.25 приводится рассчитанная при этих предположениях зависимость отношения коэффициентов тяг РПДх и СПВРД, из анализа которых можно сделать следующие выводы.

При больших коэффициентах эжекции и умеренном $R_{уд.п}$ исходного РкД с ростом M_H тяги РПДх и СПВРД очень быстро сравниваются.

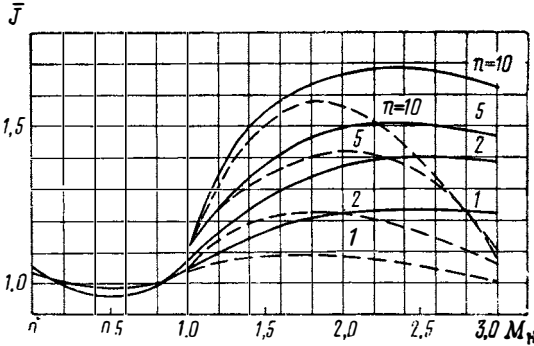


Рис. 7.26. Скоростная характеристика экономическая РПДх при работе РкД на топливе керосин — азотная кислота при $\alpha_{жк}=1,0$:

— — — вариант расчета а

_____ вариант расчета б

При высоком импульсе исходного ракетного двигателя РПДх сохраняет преимущество по тягам по сравнению с СПВРД до больших чисел M_H полета. В зависимости от n (в диапазоне $n=2\div 5$) миделевые тяги РПДх могут в 2÷5 раз превышать тяги СПВРД (см. рис. 7.25). При $n>10$ РПДх имеет сравнимые тяги с СПВРД как при умеренном, так и при высоком импульсе исходного РкД. Принимая во внимание зависимость от коэффициента эжекции миделевой тяги и экономичности одновременно, можно сделать вывод, что при умеренных импульсах ракетных двигателей использование РПДх ограничено практически малыми скоростями полета ($M_H<2\div 2,5$). При импульсах ракетных двигателей, характерных для ЖРД на водороде, РПДх может иметь некоторое преимущество по сравнению с ЖРД по экономичности и по сравнению с СПВРД по тягам в более широком диапазоне скоростей полета (до $M_H\approx 3\div 3,5$).

Следует отметить, что при работе реального ракетного двигателя даже при $\alpha_{жк}=1$ и $\varphi_{ст}=1$ относительный подогрев воздуха в РПДх несколько выше, чем при механическом перемешивании реактивной струи с воздухом вследствие рекомбинации продуктов сгорания топлива ракетного двигателя при истечении из сопла и течения в эжекторе. Характеристики РПДх оказываются за счет этого более высокими. Для иллюстрации влияния этого эффекта на рис. 7.26 и 7.27 приводятся величины \bar{J} и c_R РПДх при работе исходного ЖРД на топливе азотная кислота + керосин ($R_{уд.п}=2700 \frac{н \cdot сек}{кг}$). Влияние теплоподвода при рекомбинации газов сказывается, как видно из рис. 7.26 и 7.27, значительно больше на экономичности, чем на миделевой тяге РПДх, так как

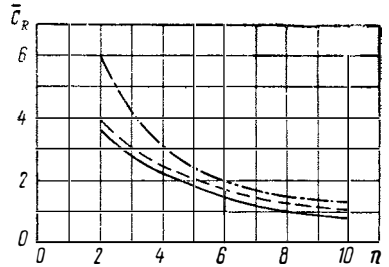


Рис. 7.27. Отношение коэффициентов c_R РПДх и СПВРД максимальной тяги на одинаковых топливах при $M_H=2,0$:

— · — $R_{уд.п} = 4000 \frac{н \cdot сек}{кг}$, горючее в

СПВРД $H_u = 120\,000 \frac{кДж}{кг}$; $L_0 =$

$= 34,5$;

— — — $R_{уд.п} = 2500$; горючее в

СПВРД $H_u = 41\,900 \frac{кДж}{кг}$; $L_0 = 15$;

_____ $R_{уд.п} = 2700$ (керосин + азотная кислота) горючее в СПВРД — керосин

миделевая тяга РПД при близких величинах подогрева в прямооточной камере в основном определяется импульсом исходного ракетного двигателя (см. ниже § 3).

Несмотря на несколько более высокие характеристики РПДх при работе на реальных топливах, полученные выше принципиальные выводы о характеристиках РПДх и областях его работы остаются неизменными. Проведенный анализ тягово-экономических характеристик РПДх показал, что основной недостаток такого двигателя состоит в малом подогреве воздуха прямооточного контура. Для улучшения параметров РПД необходимо применять такие топлива и такие режимы работы исходного ракетного двигателя, при которых будет возрастать подогрев воздуха вследствие дожигания в нем горючих элементов эжектирующей струи и при сжигании в нем дополнительного горючего, специально вводимого в прямооточный тракт РПД.

§ 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ РПД ПРИ ДОГОРАНИИ СТРУИ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ В ПРЯМОТОЧНОМ КОНТУРЕ

Режимы работы ракетных двигателей как жидкосных, так и твердотопливных не соответствуют стехиометрическому соотношению горючего и окислителя в камере сгорания. В камере РкД топливо, как правило, сгорает с недостатком окислителя и истекающие из сопла газы

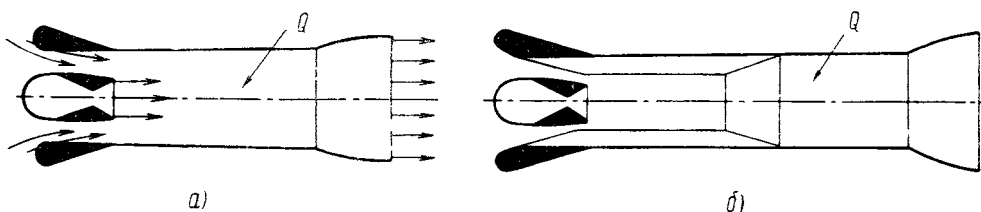


Рис. 7.28. Схемы РПДг (а) и РПДэг (б)

содержат горючие элементы, которые могут догорать в воздухе. Кроме того, при подмешивании воздуха к струе ракетного двигателя режим работы последнего может быть специально изменен в сторону уменьшения коэффициента избытка собственного окислителя с целью использования для горения кислорода атмосферного воздуха.

Рассмотрим влияние теплоподвода при догорании струй ракетных двигателей в прямооточной камере на тяговые и экономические характеристики РПД. По аналогии с РПДх назовем такой двигатель условно РПДх (с горением) (рис. 7.28).

СТАРТОВЫЙ РЕЖИМ

Догорание струи ракетного двигателя в воздухе приводит к увеличению температуры торможения газов перед истечением их из сопла. Так же, как и в гл. V, обозначим через τ_k относительное увеличение температуры торможения газов по сравнению со случаем механического перемешивания их в камере эжектора: $\tau_k = \frac{T_{0cr}}{T_{0cm}}$. Относительное приращение импульса реактивной струи при расчетном истечении из сопел РкД и РПДг и наличии тепловыделения в прямооточной камере может быть рассчитано по уравнению, аналогичному (7.14):

$$\bar{J} = \frac{\lambda_a}{\lambda_c} \sqrt{(n+1)(n\theta+1)} \sqrt{\tau_k}. \quad (7.39)$$

Также нетрудно получить, что при критическом истечении из сопла РПДг величину \bar{J} можно рассчитывать по уравнению, аналогичному (7.34):

$$\bar{J} = \frac{1}{\lambda_c} \sqrt{(n+1)(n\theta+1)} \sqrt{\tau_k} \left[1 + \frac{1}{k} \left(1 - \frac{\pi(\lambda_n)}{\pi(1)} \frac{1}{\sigma_d \sigma_{тр\varepsilon}} \right) \right] - \frac{\lambda_n}{\lambda_c} n \sqrt{\bar{\theta}}. \quad (7.40)$$

Здесь, так же как и при рассмотрении характеристик РПДх, мы будем сравнивать импульс РПДг с импульсом ракетного двигателя, имеющего параметры газа в камере такие же, как у исходного РкД, а давление на срезе сопла равное атмосферному.

Из формулы (7.39) следует, что при прочих равных условиях величина \bar{J} зависит от произведения $\lambda_a \sqrt{\tau_k}$. Чтобы рассчитать величину \bar{J} при наличии теплоподвода в эжекторе, необходимо учесть влияние τ_k на потери полного давления в РПД, от которых зависит коэффициент скорости λ_a . Рассмотрим вначале влияние подогрева на характеристики РПДэг. В этой схеме двигателя, как известно, реактивная струя РкД не догорает в эжекторе, а теплоподвод осуществляется в прямооточной камере при наличии специального источника поджигания. При выборе степени расширения предкамерного диффузора в соответствии с уравнением (7.9) подогрев в прямооточной камере не будет отражаться на режиме работы эжектора и его степень сжатия останется неизменной. Увеличение τ_k в этом случае скажется только на коэффициенте потерь полного давления в прямооточной камере σ_τ (см. гл. II, § 2) и гидравлических потерях в предкамерном диффузоре в связи с изменением степени его расширения. Изменение коэффициента потерь полного давления σ_τ в зависимости от τ_k можно найти, используя, например, рис. 2.9.

С целью получения больших миделевых тяг РПД обычно имеет кризисную камеру. При наличии в конце прямооточной камеры звуковой скорости нужно пользоваться на рис. 2.9 точками пересечения линий $\tau = \text{const}$ с предельной кривой.

Из рис. 2.9 следует, что влияние τ на σ_τ невелико и при изменении τ от $\tau=1,5$ ($\tau_k=1,5$) до $\tau=\infty$ σ_τ кризисной камеры уменьшается всего на 8%. Поэтому с увеличением τ_k величина λ_a на срезе сопла РПДэ меняется мало и удельный импульс РПДэг растет. На рис. 7.28 приводится в качестве иллюстрации расчетная зависимость \bar{J} РПДэ от τ_k . При расчете кривых рис. 7.29 коэффициент потерь $\sigma_{д,э}$ принят в соответствии с экспериментальными данными, приведенными на рис. 4.4 для диффузора с углом раскрытия, равным $\delta_{д,э} = 10^\circ$. Импульс исходного ракетного двигателя составлял $R_{уд} = 2550 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$ при $\bar{p}_{0c} = 100$ и $\bar{p}_c = 1$. Вид-

но, что теплоподвод в прямооточной камере РПДэ позволяет улучшить стартовые характеристики двигателя особенно при умеренных коэффициентах эжекции. При больших коэффициентах эжекции и дополнительных потерях во входном диффузоре, приводящих к снижению уровня давления в прямооточной камере, даже небольшие потери полного давления, связанные с теплоподводом в РПДэг, уже существенно сказываются на экономичности двигателя. Поэтому, например, при $n=6$ и $\sigma_{д,э}=0,9$ \bar{J} практически не меняется при увеличении τ_k , так как рост τ_k компенсируется падением λ_a .

В реальных условиях увеличение подогрева в прямооточной камере РПДэг связано с уменьшением импульса исходного ракетного двигателя, так как при этом в камере РкД топливо имеет больший недостаток окислителя. Может оказаться, что, несмотря на рост величины \bar{J} , абсолютное значение \bar{J}_R РПДэ будет уменьшаться. Поэтому существует оптимальное перераспределение тепловой энергии между ракетным и прямооточным контурами РПДэ, которое зависит от характеристик применяемого топлива.

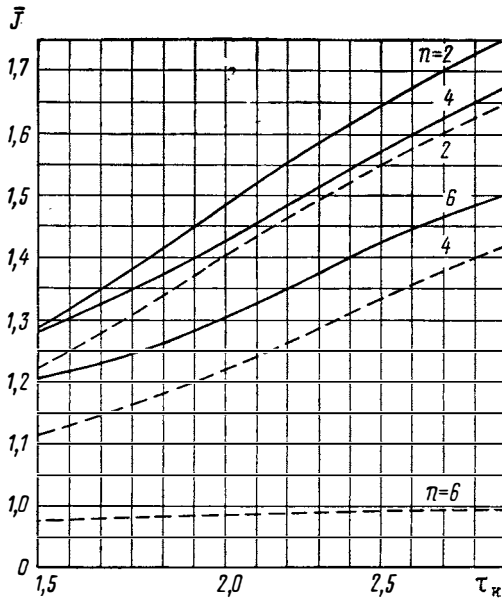


Рис. 7.29. Влияние подогрева смеси газов на величину приращения удельного импульса РПДэг при $M_n=0$:

— $\sigma_d = 1,0$;
 - - - $\sigma_d = 0,9$

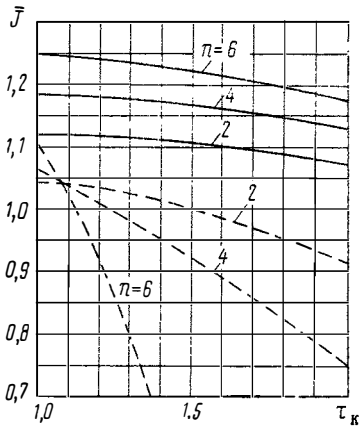


Рис. 7.30. Влияние догорания струи газов в эжекторе на величину приращения удельного импульса РПДг при $M_n=0$:

— $\sigma_d = 1,0$;
 - - - $\sigma_d = 0,9$

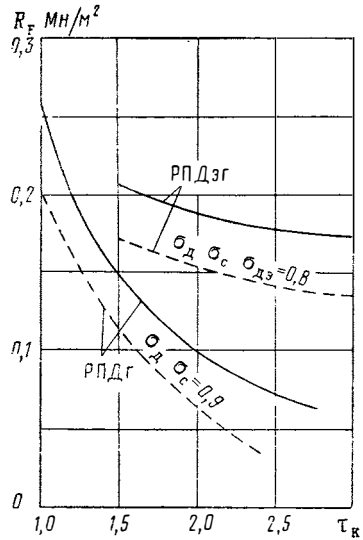


Рис. 7.31. Влияние подогрева τ_k на миidleвую тягу РПДэг и РПДг на старте ($M_n=0, H=0, n=2,0$)

Перейдем к рассмотрению влияния τ_k на характеристики РПДг. В гл. V было показано, что подогрев смеси газов при догорании струй в камере эжектора РПД отрицательно сказывается на эффективности смешения и приводит к падению степени сжатия эжектора. Влияние τ_k на потери полного давления в РПДг поэтому значительно больше, чем в РПДэг, что хорошо видно из рис. 5.16. Рассчитав зависимость ε от τ_k , нетрудно, используя формулу (7.16), найти λ_σ и, подставив его в уравнение (7.39), получить \bar{J} . На рис. 7.30 приводятся рассчитанные таким образом кривые изменения \bar{J} от τ_k . Исходные данные при расчете приняты такие же, как для рассмотренного выше РПДэг. Из сравнения рис. 7.29 и 7.30 видно, что влияние подогрева на характеристики РПД и РПДэ на старте прямо противоположное. С ростом τ_k удельный импульс РПДг при всех n падает и при больших τ_k становится меньше импульса исходного ракетного двигателя. Это связано с падением ε эжектора. Еще более существенно, чем \bar{J} , уменьшается средняя тяга РПДг, зависящая в соответствии с (7.23) от степени сжатия эжектора.

Изменение R_F от τ_k иллюстрирует рис. 7.31. Таким образом, в стартовых условиях использование кислорода воздуха для дожигания струй и применение топлив в ракетных двигателях с большим отрицательным содержанием окислителя нецелесообразно для РПДг. Так как РПДг при $M_H=0$ имеет удельный импульс, примерно равный импульсу исходного ракетного двигателя, то последний в стартовых условиях должен работать на оптимальном режиме по коэффициенту избытка окислителя, характерному для изолированного РкД.

Уменьшение удельного импульса РПДг на $M_H=0$ при догорании струи РкД в прямоточном контуре физически объясняется падением тяги диффузора. Если течение на выходе из диффузора в схеме РПДэг может оставаться неизменным при подогреве в прямоточной камере, то, напротив, в схеме РПД с ростом τ_k и, следовательно, теплового подпора скорость на выходе из диффузора будет падать.

Используем полученное в гл. IV выражение для тяги диффузора при $M_H=0$:

$$R_d = \frac{k+1}{2k} m_{в.а.кр.в} \left[z(\lambda_d) - \frac{1}{\sigma_d \lambda_d \varepsilon} \right]. \quad (4.37)$$

Отнеся величину R_d к расходу топлива РкД получим долю удельного импульса РПДг, связанную с тягой диффузора:

$$J_d = \frac{k+1}{2k} a_{кр.в} n \left[z(\lambda_d) - \frac{1}{\sigma_d \lambda_d \varepsilon} \right]. \quad (7.41)$$

Рассмотрим влияние на J_d изменения λ_d при постоянных величинах $a_{кр.в}$ и n . На рис. 7.32 показаны результаты расчетов по формуле 7.41 относительного изменения J_d . Видно, что по мере уменьшения λ_d удельная тяга диффузора в стартовых условиях уменьшается. Вместе с уменьшением J_d падает и величина R_d , так как прирост тяги РПД на $M_H=0$ в основном связан с силами, приложенными к диффузору.

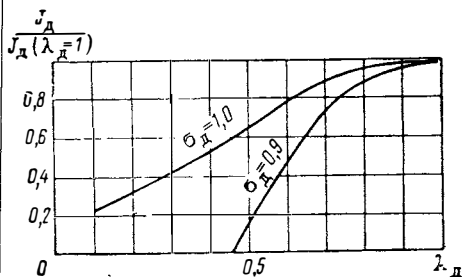


Рис. 7.32. Зависимость тяги диффузора при $M_H=0$ от коэффициента скорости λ_d

ПОЛЕТНЫЕ УСЛОВИЯ

Полученные выше результаты по влиянию подогрева на удельный импульс РПДг при $M_H=0$ остаются справедливыми при малых дозвуковых скоростях полета примерно до $M_H \sim 0,5 \div 0,6$. Однако с дальнейшим ростом скорости и особенно при сверхзвуковых скоростях полета картина меняется (рис. 7.33). Для полетных условий величину относительного изменения импульса РПД при догорании струи РкД в эжекторе и при расчетном истечении из сопел РПДг и РкД можно найти из формулы

$$\bar{J} = \frac{\lambda_a}{\lambda_c} \sqrt{(n+1)(n\theta+1)} V \tau_k - \frac{\lambda_H}{\lambda_c} n V \bar{\theta} \quad (7.42)$$

[она выводится аналогично (7.27), см. гл. VII, § 2].

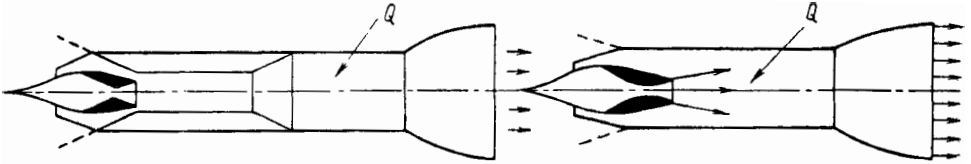


Рис. 7.33. Схемы РПДг (а) и РПДэг (б), предназначенные для работы при сверхзвуковых скоростях полета

Как видно из формулы (7.42), характер зависимости \bar{J} от τ_k так же, как и при $M_H=0$, связан с влиянием τ_k на коэффициент скорости истечения из сопла РПД λ_a . Однако в отличие от стартового режима с ростом скорости полета доля степени сжатия эжектора в общей степени повышения давления в РПДг уменьшается и ее изменение с ростом τ_k меньше отражается на величине λ_a . То же самое можно сказать и о влиянии σ_τ на суммарное повышение давления воздуха в схеме РПДэг. Поэтому при больших дозвуковых и при сверхзвуковых скоростях полета с увеличением подогрева удельный импульс РПДэг и РПДг монотонно растет.

На рис. 7.34 в качестве иллюстрации приводятся рассчитанные по формуле (7.42) зависимости \bar{J} от τ_k для ряда полетных чисел M_H . При расчете кривых (рис. 7.34) импульс исходного ракетного двигателя, приведенный к условиям работы на высоте $H=0$, составлял $2350 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$

($R_{\text{уд. н}} = 2350 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$), потери во входном диффузоре приняты по кривой 2 (см. рис. 7.34), что соответствует применению на РПД двухскачкового диффузора (расчетный случай б).

Из рассмотрения графиков рис. 7.34 можно заключить, что во всей сверхзвуковой области полета с увеличением τ_k относительный импульс РПДг возрастает и выше число M_H полета и коэффициент эжекции n , тем существенней рост \bar{J} . Если при простом подмешивании воздуха к струе РкД, имеющей удельный импульс $R_{\text{уд}} = 2350 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$, уже при $M_H > 5$ величина \bar{J} становится меньше 1,0 (см. рис. 7.23), то при дополнительном подогреве и удельный импульс РПДг сохраняет высокие значения до большинства сверхзвуковых скоростей полета. Даже при отсутствии регулируемых сечений газо-воздушного тракта РПДг всегда характеристики РПДх практически во всей области полета хуже, чем у исходного РкД, РПДг может

иметь при больших числах M_H удельный импульс выше, чем у ракетного двигателя (см. рис. 7.34, z). Физически это объясняется влиянием τ_K на характеристики прямооточного контура РПДг.

При анализе РПДг и РПДэг в полетных условиях можно в ряде случаев отвлечься от характеристик ракетного двигателя, расположенного в его тракте, как движителя, и рассматривать его как источник горячего и высоконапорного газа. Начиная с некоторого числа M_H полета РПДг и РПДэг можно рассматривать как ПВРД с дополнительной степенью сжатия воздуха, равной ϵ эжектора. Это позволит распространить все принципиальные выводы, полученные выше при исследовании ПВРД на РПДг и РПДэг.

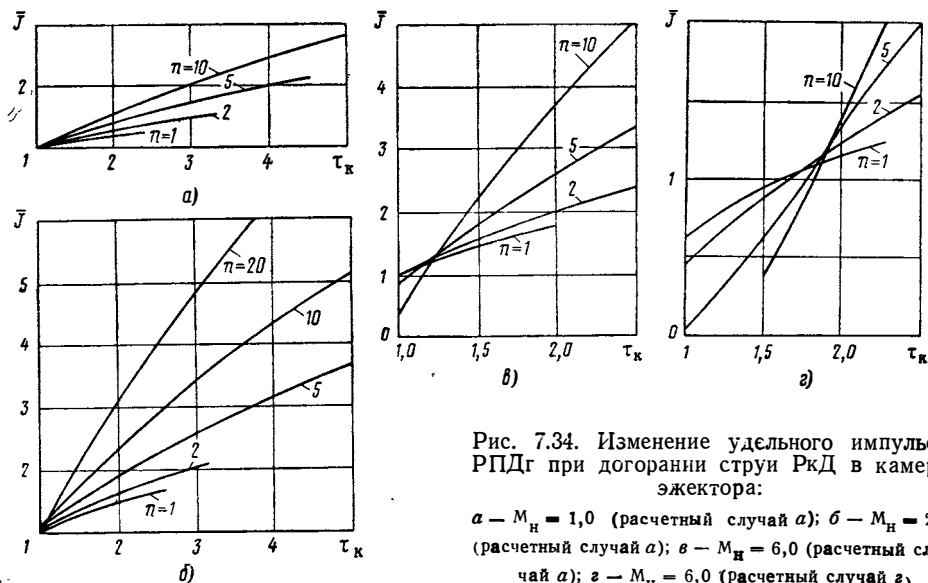


Рис. 7.34. Изменение удельного импульса РПДг при догорании струи РкД в камере эжектора:

$a - M_H = 1,0$ (расчетный случай a); $b - M_H = 2,0$ (расчетный случай a); $z - M_H = 6,0$ (расчетный случай a); $z - M_H = 6,0$ (расчетный случай z)

Следует, правда, отметить, что поскольку ракетный и прямооточный контуры РПД взаимосвязаны, то рассматривать отдельно работу контуров было бы неправильно. Например, улучшение само по себе параметров РкД, установленного в тракте РПД, может не дать положительного эффекта, если повлечет к увеличению потерь давления в диффузоре двигателя (см. § 1). Вместе с тем для понимания качественной физической стороны работы РПД иногда удобно разделить работу контуров при соблюдении, конечно, условий совместной работы его элементов. В частности, это удобно сделать при анализе влияния тепловыделения в эжекторе РПД на его экономичность.

В сверхзвуковой области полета характеристики прямооточного контура РПД, как известно, тем выше, чем больше относительный подогрев воздуха. Поэтому при $(R_{уд})_{РкД} = \text{const}$ и $n = \text{const}$ с ростом τ_K увеличивается удельный импульс РПД. Понятно также, почему с ростом коэффициента эжекции n возрастает влияние τ_K на удельный импульс РПДг. Действительно, при возрастании n увеличивается доля прямооточного контура и, следовательно, усиливается влияние параметров рабочего процесса, определяющих его характеристики. В свете полученных результатов о влиянии τ_K весьма перспективным может оказаться РПДг с ядерным ракетным двигателем, использующим в качестве рабочего тела аммиак, водород или другие газы, которые могут эффективно догорать в прямооточной камере РПД.

Остановимся на поведении тяговых характеристик РПД при наличии догорания струй в прямооточной камере. Как показано выше, при

больших скоростях полета, когда основную роль в повышении давления в двигателе играет скоростной напор, влияние степени сжатия эжектора на экономичность двигателя незначительно. Однако, как следует из соотношения (7.10), независимо от скорости полета расход воздуха через двигатель при $n = \text{const}$ прямо пропорционален ϵ эжектора. Поэтому величина миделевой тяги или c_R на всех числах M_H полета РПДг зависит от эффективности работы эжектора. Величина коэффициента тяги ракетно-прямоточного двигателя при расчетном истечении из сопла может быть рассчитана по формуле

$$c_R = 2f_n \left[\sqrt{\left(1 + \frac{1}{n\theta}\right) \left(1 + \frac{1}{n}\right) \tau_k \frac{\lambda_a}{\lambda_n} - 1} \right]. \quad (7.43)$$

Из формулы (7.43) следует, что влияние τ_k на c_R зависит от поведения f_n . Величина f_n при прочих равных условиях пропорциональна ϵ и обратно пропорциональна квадратному корню из подогрева: $f_n \sim \frac{\epsilon}{\sqrt{\tau_k}}$.

Если ϵ не зависит от τ_k , как в РПДэ, то $f_n \sim \frac{1}{\sqrt{\tau_k}}$ и c_R будет возрастать с ростом подогрева в камере РПДэг. Характер изменения c_R РПДэг от τ_k должен быть аналогичен СПВРД, а абсолютные значения c_R в соответствии с (7.43) выше.

Однако в том случае, когда ϵ падает при увеличении τ_k , величина f_n будет меняться более резко, чем $\frac{1}{\sqrt{\tau_k}}$, и влияние τ_k на c_R будет иное, чем в СПВРД. Из рис. 7.35 видно, что характер изменения c_R от τ_k зависит от коэффициента эжекции, при котором работает РПДг. При коэффициентах эжекции $n < 5$ величина c_R падает с ростом τ_k , а при $n > 5$ растет. Возвращаясь к рис. 5.16, иллюстрирующему влияние τ_k на ϵ эжектора РПД, нетрудно заметить, что наиболее резкое падение ϵ наблюдается при малых коэффициентах эжекции, в то время как при высоких n влияние τ_k на ϵ меньше. Напомним, что при $n \rightarrow \infty$ $\epsilon \rightarrow \sigma_\tau$. Такой характер зависимости степени сжатия эжектора от подогрева в камере РПДг и определяет неодинаковое его влияние на c_R двигателя при разных коэффициентах эжекции.

Выше для понимания принципиальной стороны поведения характеристик РПДг при догорании струй в эжекторе мы рассмотрели несколько гипотетический случай, когда при изменении числа M_H полета относительный подогрев смеси газов произвольно менялся. В реальном двигателе в связи с ограниченностью величины H_u применяемых топлив температура смеси не может превышать некоторой максимальной величины, определяемой уравнением энергии. Кроме того, максимальная температура в камере дожигания может ограничиваться требованиями прочности конструкции двигателя. Уровень температуры $T_{\text{ог}}$ определяет величину относительного подогрева τ_k и, следовательно, влияет как на миделевую тягу, так и на экономичность РПДг. В соответствии со сказанным выше с ростом $T_{\text{ог}}$ экономичность РПДг должна возрастать, коэффициент же тяги при малых n падать, а при больших — увеличиваться.

При выборе параметров двигателя всегда важно при заданной потребной тяге иметь большую экономичность. Поэтому чтобы установить влияние $T_{\text{ог}}$ на дроссельную характеристику РПДг, удобно представить ее в координатах $c_R - J_R$ (см. рис. 7.36). Из рис. 7.36 следует, что увеличение температуры $T_{\text{ог}}$ улучшает тягово-экономические параметры РПДг в целом. Вместе с тем, из рис. 7.36 видно также, что при невысоких значениях n ($n < 5$) максимальные миделевые тяги соответствуют умеренным температурам в конце камеры РПДг.

На рис. 7.36 приводятся также дроссельные характеристики РПДэг, рассчитанные при тех же исходных данных, что и характеристики РПДг. При расчете характеристик РПДэг, приведенных на рис. 7.36, величина сужения эжекторного канала при разных $T_{ог}$ установилась в соответствии с соотношением (7.9). Поскольку степень повышения давления в РПДэг в меньшей мере зависит от подогрева в прямоточной камере, его положительное влияние на тяговые характеристики двигателя оказывается более заметным.

Графики (см. рис. 7.36) позволяют также сравнить обе схемы двигателей. В области $n=2 \div 10$ РПДэг об-

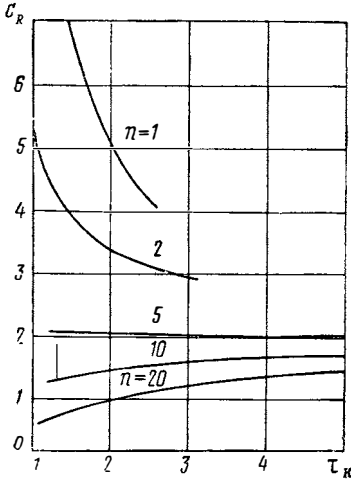


Рис. 7.35. Характер влияния догорания струи в камере РПДг на коэффициент тяги c_R при $M_H=2,0$ (расчетный случай а)

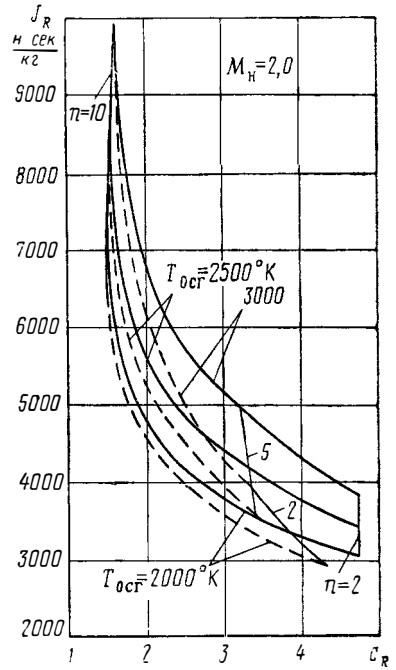


Рис. 7.36. Тягово-экономическая характеристика РПД (—) и РПДэг (---) на $M_H=2,0$ при различных температурах в конце подогрева ($T_H=216,5^\circ\text{K}$;

$$R_{уд. n} = 2550 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$$

ладает лучшими тягово-экономическими параметрами. Однако при $n \approx 10$ обе схемы РПД имеют практически одинаковые характеристики, так как при $n \approx 10$ сравниваются степени сжатия эжекторов РПД и РПДэг (см. § 3, гл. V). На рис. 7.37 и 7.38 даны удельные импульсы РПДг в зависимости от M_H полета при нескольких температурах в конце теплоподвода. Импульс исходного ракетного двигателя принят по-прежнему равным $2550 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$ при $\bar{p}_{ос} = 100$ и $\bar{p}_с = 1$. Приводится скоростная характеристика РПДг для двух расчетных случаев б (см. рис. 7.37) и г (см. рис. 7.38). В соответствии с полученными выше результатами влияния подогрева на экономичность РПДг удельный импульс его при всех числах M_H полета оказывается тем выше, чем больше температура в конце камеры эжектора. При сохранении постоянной температуры $T_{ог}$ и постоянного коэффициента эжекции удельный импульс РПДг сначала растет при увеличении M_H , достигает максимума в области $M_H \approx 2,2 \div 2,8$, а затем падает. Чем больше температура $T_{ог}$, тем до больших чисел M_H РПДг сохраняет удовлетворительные удельные импульсы. Максимальное число M_H , до которого эффективен РПДг, зависит в значительной мере от условий его регулирования. Из рис. 7.37 и 7.38 следует, что при температурах в кон-

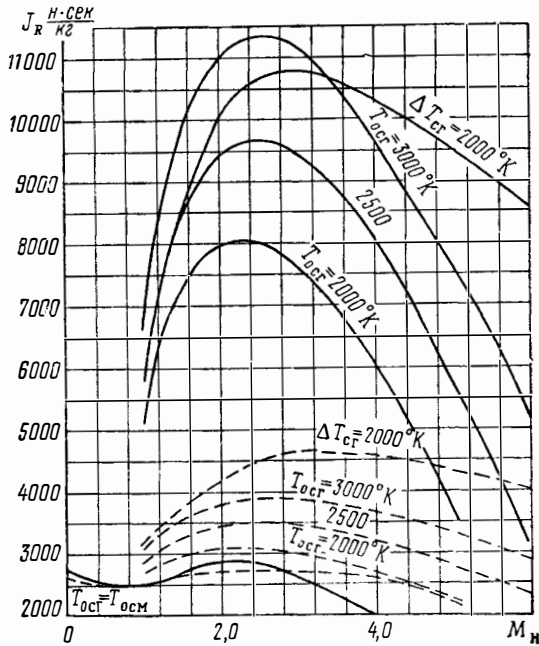


Рис. 7.37. Скоростная характеристика (экономическая) РПДг (расчетный случай б:

$R_{уд.п} = 2550 \frac{н \cdot сек}{кг}$; — $n=2,0$; - - - $n=10$)

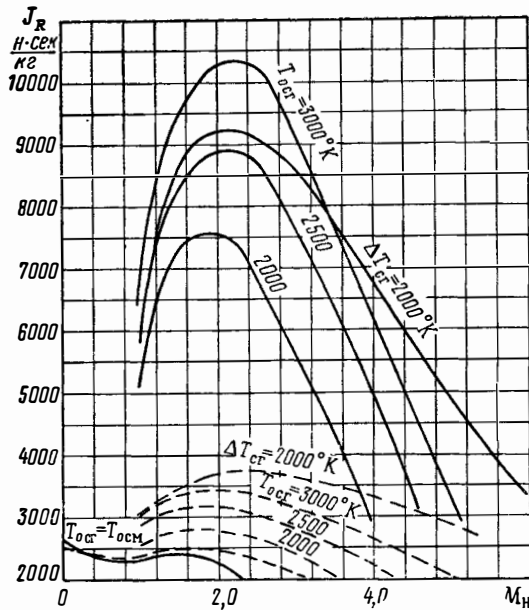


Рис. 7.38. Скоростная характеристика (экономическая) РПДг (расчетный случай г: $R_{уд.п} =$

$= 2550 \frac{н \cdot сек}{кг}$; — $n=10$; - - - $n=2,0$)

це эжектора, равных $T_{0сг}=2000\div 3000^\circ\text{K}$, двигатель с регулируемым диффузором и соплом имеет удельный импульс больше $3000 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$ до чисел $M_H > 4,5$ при $n=10$, и до $M_H \approx 3\div 5,0$ при $n=2$.

В то же время РПДг с нерегулируемыми сечениями имеет величины J_R , большие $3000 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$, до чисел $M_H=4\div 4,5$ при $n=10$ и до чисел $M_H=2,5\div 3,5$ при $n=2,0$. Таким образом, регулирование двигателя и, в первую очередь, степени расширения его сверхзвукового сопла позволяет увеличить максимальное число M_H работы РПД на $\Delta M_H \approx 1,5\div 2$.

Несколько слов о регулировании сопла РПДг. На рис. 7.39 для числа $M_H=2$ и $\tau_k=2$ приводятся величины c_R и J_R РПДг при различных степенях поджатия критического сечения сопла. Импульс исходного ракетного двигателя принят $R_{уд.п}=2550 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$, $\bar{p}_{0с}=100$, $\sigma_d=0,87$, режим работы сопла — расчетный. Видно, что при уменьшении критического сечения сопла коэффициент тяги уменьшается, а удельный импульс РПДг остается практически постоянным.

В связи с этим при любой заданной тяге в рассмотренном диапазоне удельный импульс РПДг оказывается максимальным при полностью открытом критическом сечении сопла (рис. 7.40).

Отличие регулировочных характеристик РПДг и СПВРД объясняется следующим. При уменьшении критического сечения сопла РПДг в соответствии с зависимостью (7.4) падает коэффициент скорости в конце камеры смещения эжектора. Это приводит, с одной стороны, к увеличению коэффициента потерь давления при теплоподводе, а с другой стороны — к уменьшению степени сжатия эжектора. При коэффициентах эжекции $n < 5$ произведение $\epsilon_{д\sigma\tau}$ при уменьшении $f_{кр}$ падает, а при $n > 5$ несколько возрастает (рис. 7.41). Особенно значительным оказывается падение $\epsilon_{д\sigma\tau}$ при малых коэффициентах эжекции, что и приводит к резкому уменьшению c_R (см. рис. 7.39). В прямоточной камере СПВРД при уменьшении $f_{кр}$ давление в конце теплоподвода всегда растет.

Уменьшение критического сечения сопла РПДг может оказаться целесообразным только в тех случаях, когда при этом повышается восстановление давления в двигателе при нарушении условий совместной работы его элементов. На рис. 7.42 для иллюстрации сказанного приводится дроссельная характеристика РПДг на $M_H=6$ для двух вариантов регулирования (принято: $R_{уд.п}=2550 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$, $p_{0с}=100$). Сплошные линии

соответствуют регулированию сверхзвукового диффузора и сопла таким образом, что обеспечивается $\sigma_d=0,1$ и расчетное истечение из сопла. Пунктирные линии соответствуют нерегулируемому диффузору с $f_{вх}=1$ и соплу с $M_a=1$. Поскольку конструктивно изменение степени расшире-

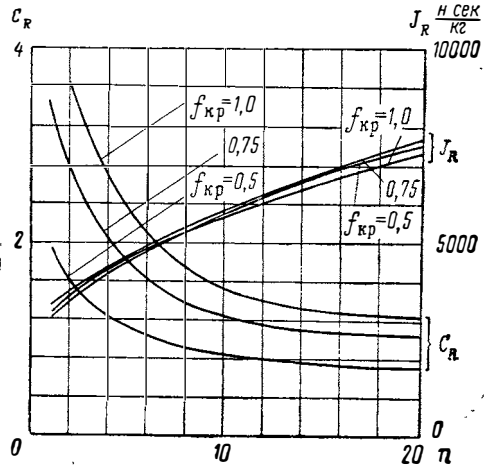


Рис. 7.39. Влияние уменьшения площади критического сечения сопла (при регулируемом диффузоре $\sigma_d=\sigma_{d\max}$) на тягу и экономичность РПДг ($M_H=2,0$;

$$\tau_k=2,0; R_{уд.п}=2550 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}})$$

ния сопла возможно при уменьшении критического сечения и сохранении постоянной площади его выходного сечения, то для обеспечения большого диапазона работы РПД по числам M_H необходимо выбирать регулируемое сопло с $f_{кр} \approx 1$ с компромиссной степенью расширения.

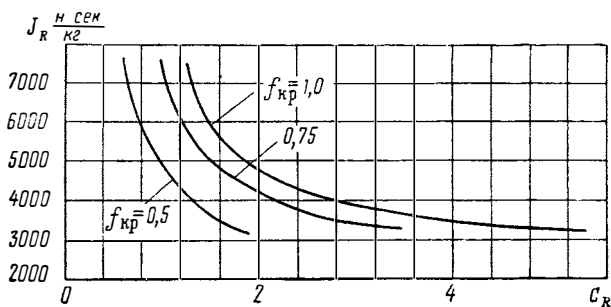


Рис. 7.40. Влияние уменьшения площади критического сечения сопла на дроссельную характеристику РПДг (по данным рис. 7.39)

Принципиально важным для понимания закономерностей протекания характеристик РПДг является следующее. Наличие эжектирующей струи на входе в прямоточную камеру РПД, как показывают расчеты, практически не отражается на его экономических характеристиках в сверхзвуковой области полета. Общий характер протекания экономических характеристик РПДг и СПВРД при одинаковых $T_{огг}$ и $n = \text{const}$ оказывается идентичным. Более того, наличие эжектирующей струи ракетного двигателя практически не сказывается на абсолютных величинах J_R . Для иллюстрации этого проведем расчет характеристик РПДг в двух случаях:

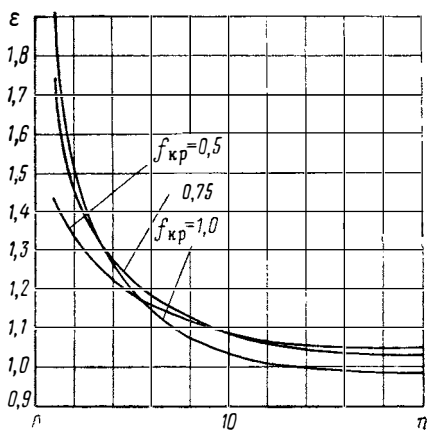


Рис. 7.41. Влияние степени сужения сопла РПДг на величину повышения полного давления в эжекторе (к объяснению результатов рис. 7.39 и 7.40)

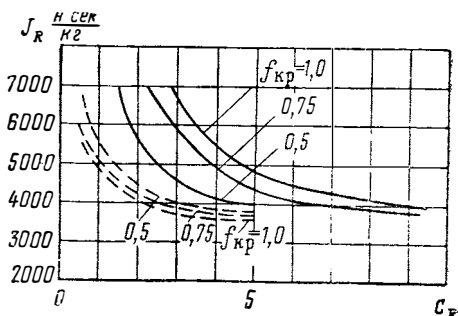


Рис. 7.42. Влияние регулирования критического сечения сопла на дроссельную характеристику РПДг:

— регулируемый диффузор и сопло с расчетным истечением ($\rho_a = \rho_H$);
 - - - - - нерегулируемый диффузор и критическое сопло с $M_a = 1,0$

1. Реактивная струя ракетного двигателя с $R_{уд.п} = 2550 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$ направляется по потоку воздуха и сообщает ему дополнительный импульс.
2. Масса газов с теми же параметрами, что и в первом случае, вводится перпендикулярно воздушному потоку и, таким образом, не сооб-

щает ему дополнительного импульса в направлении движения. Во втором случае РПДг можно рассматривать как форсированный СПВРД.

На рис. 7.43 показаны характеристики РПДг и СПВРД при температурах в конце прямоочной камеры $T_{осг}=2000$ и 3000°К . Величины J_R у РПДг и СПВРД при $n=\text{const}$, как видно из рис. 7.43, практически одинаковые. Заметим, что при $M_n \leq 1,5$, когда степень повышения давления за счет скоростного напора еще невелика, экономичность РПДг обычно несколько выше, чем у СПВРД. Это объясняется влиянием на J_R дополнительной степени сжатия вследствие работы эжектора РПДг.

Однако влияние эжектирующего импульса существенно отражается на миделевой тяге двигателя. Чем меньше величина n , тем больше степень сжатия эжектора и поэтому выше коэффициент тяги РПДг по сравнению с СПВРД. Именно в этом состоит основное преимущество РПДг по сравнению с форсажным СПВРД. При заданной потребной тяге, которая необходима для разгона летательного аппарата, РПДг будет иметь всегда большую экономичность, чем СПВРДф. Это видно из рис. 7.43: при одинаковых c_R удельные импульсы РПДг значительно больше, чем у СПВРДф, а высокий уровень c_R вообще невозможно достигнуть, форсируя СПВРД топливом (уменьшая в данном случае n). Более высокие миделевые тяги и высокие удельные импульсы при заданных тягах РПДг объясняются исключительно дополнительным сжатием воздуха в эжекторе.

В том случае, когда проходные сечения РПД не регулируются и поэтому не соблюдаются условия совместной работы его элементов, эжектирующий эффект струи ракетного двигателя будет теряться и характеристики РПДг и СПВРД как по тягам, так и по экономичности могут полностью сравняться. Это происходит в реальных полетных условиях, когда РПДг с проходными сечениями газо-воздушного тракта, выбранными при малых числах M_n , разгоняется до высоких сверхзвуковых скоростей полета. Число M_n , при котором эжектирующий эффект струи РкД при нерегулируемых проходных сечениях полностью исчезает, можно найти из соотношения (7.10), положив $\epsilon_{ц}=1$. Физически условие $\epsilon_{ц}=1$ означает, что повышение давления смеси газов за счет сжатия их в эжекторе целиком компенсируется возникающими потерями полного давления в дозвуковой части диффузора при нарушении условия его совместной работы с эжектором.

На рис. 7.44 показаны для иллюстрации тягово-экономические характеристики РПДг и СПВРДф для расчетного варианта z ($f_{n,\text{max}}=1,0$; $f_{кр}=f_a=1,0$). Видно, что если в области малых чисел M_n имеет место преимущество в характеристиках РПДг, то при высоких M_n тягово-экономические характеристики РПДг и СПВРДф сравниваются. Для рассмотренного примера это происходит при $M_n \approx 3,5$. При $M_n \approx 3,5$ наличие ракетного двигателя в прямоочном контуре не отражается ни на тяговых, ни на экономических характеристиках двигателя. Приложим полученные выше результаты к анализу характеристик ракетно-прямоточных двигателей на твердых и жидких топливах.

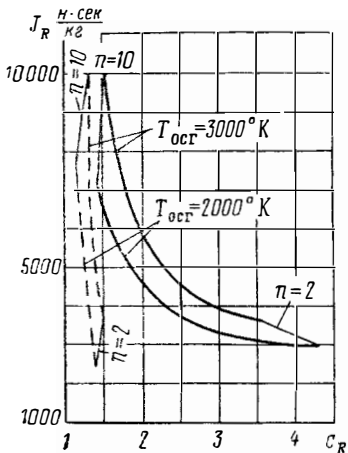


Рис. 7.43. К иллюстрации влияния эжектирующего эффекта струи РкД на характеристики РПД при $M_n=2,0$:

— РПДг ($R_{ул.п} = 2550 \frac{\text{н}\cdot\text{сек}}{\text{кг}}$);
 --- СПВРДф ($R_{ул.п} = 0$, ввод теплодержавшей массы без полезного импульса)

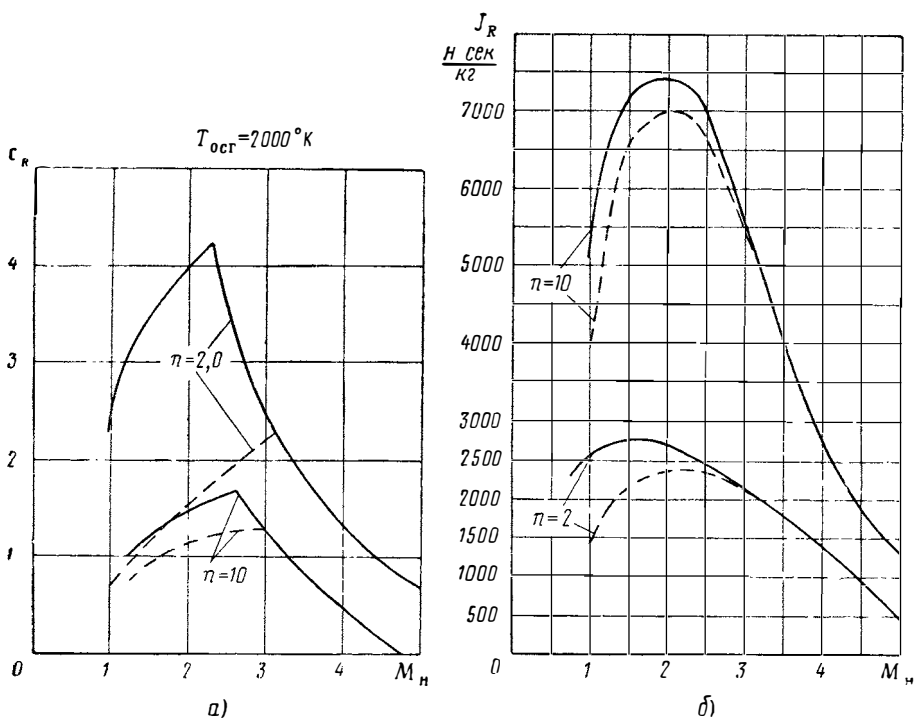


Рис. 7.44. Сравнение скоростных характеристик нерегулируемых РПД ($R_{уд. \pi} = 2550 \frac{\text{H} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$) и СПВРД (расчетный случай ε : $T_{0cr} = 2000^\circ\text{K}$):
 — РПД; - - - СПВРД

§ 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ РПД НА ТВЕРДЫХ ТОПЛИВАХ

Горючие элементы топлив, используемых в РПДт, частично сгорают в камере газогенератора в кислороде, входящем в состав самого топлива, а частично догорают в кислороде воздуха. Чем бoльшая доля горючего сгорает в камере газогенератора, тем, очевидно, выше его импульс, но зато меньше подогрев воздуха в прямоточном контуре. Подбирая соответствующее соотношение между горючим и окислителем — долю металлов — Al, Mg, V, входящих в состав твердого топлива, можно в широком диапазоне менять свойства топлива: оно может обеспечить или высокий импульс газогенератора или иметь большую тепловую способность при сжигании с воздухом.

Рассчитаем и сравним характеристики РПДт на ряде топлив, отличающихся H_u и $R_{уд}$ газогенератора. Будем предполагать, что все топлива сгорают в камере газогенератора при одном и том же давлении, равном $5,0 \text{ Мн/м}^2$. Кроме того, чтобы условия истечения из сопла генератора были идентичными, установим коэффициент скорости на его срезе, равный $\lambda_c = 2,0$. Это соответствует расширению газов в сопле генератора с учетом потерь до давления $p_c \approx 0,1 \text{ Мн/м}^2$. Примем теперь определенную зависимость H_u и $R_{уд}$ некоторой гаммы топлив от их стехиометрических коэффициентов L_0 (см. рис. 7.45). Естественно, что при использовании с $L_0 = 0$, когда все горючее сгорает в газогенераторе, его импульс будет максимальный, а в камере эжектора РПДт произойдет механическое перемешивание газов и воздуха без тепловыделения. Характеристики такого двигателя (РПДх) рассмотрены в § 2.

С ростом L_0 доля несгоревшего в газогенераторе горючего и тепловая способность его при догорании с воздухом увеличивается. Второй крайний случай соответствует некоторому L_0 , при котором в соста-

ве топлива будет отсутствовать окислитель, поэтому необходимость в газогенераторе отпадет и двигатель превратится в обычный ПВРДт. Приведенная на рис. 7.45 характерная зависимость H_u и $R_{удп}$ от L_0 не является единственно возможной. Она может быть иной за счет изменения соотношения между углеводородной основой топлив и металлическими добавками. Зависимость, показанная на рис. 7.45, соответствует умеренному содержанию Mg и Al в твердых топливах.

Применение РПДт на летательных аппаратах в принципе возможно непосредственно на старте. Однако при дозвуковых скоростях полета, как показано выше, ракетно-прямоточные двигатели, включая и РПДт, имеют характеристики, близкие по экономичности к ракетным двигателям. Поэтому преимущество РПДт по сравнению с РДТТ, использующим высокоэнергетические топлива, весьма невелико. Практически применение РПДт целесообразно только при $M_n > 1$. В связи с этим мы будем изучать его характеристики при сверхзвуковых скоростях полета.

Рассмотрим вначале дроссельную характеристику РПДт. В РПДт исследуемой схемы существует однозначная зависимость коэффициента эжекции и коэффициента избытка воздуха прямоточной камеры $n = \alpha L_0$. В связи с этим при работе РПДт на конкретном топливе при изменении коэффициента эжекции меняется также подогрев в камере дожигания. Характеристики РПДт, как показано выше, зависят и от n , и от τ_k , поэтому при анализе РПДт необходимо учитывать совместное влияние двух факторов: эжектирующего эффекта струи, зависящего от n , и подогрева газов в эжекторе при их догорании в воздухе. Параметром, который может однозначно характеризовать n и τ_k , является коэффициент избытка воздуха α .

Для получения связи между подогревом и коэффициентом избытка воздуха разобьем условно процесс в камере РПДт на две стадии: смешение реактивной струи с воздухом и теплоподвод к смеси газов при дожигании струй (см. рис. 5.15, а). Тогда из уравнения энергии (5.7), приняв $c_p = \text{const}$, нетрудно рассчитать величину $T_{осм}$ и $T_{осг}$:

$$T_{осм} = \frac{\alpha L_0 T_{0н} + T_{ос}}{1 + \alpha L_0}; \quad (7.44)$$

$$T_{осг} = \frac{\alpha L_0 T_{0н} + T_{ос} + \frac{H_u}{c_p}}{1 + \alpha L_0}. \quad (7.45)$$

Входящая в формулы (7.44) и (7.45) температура $T_{ос}$ может быть найдена из расчета горения топлива в камере газогенератора. Мы, однако, не будем проводить этот расчет, так как при принятых нами допущениях о постоянстве величин k и R можно легко определить $T_{ос}$ по известному значению импульса газогенератора. Приняв $k=1,4$, $R=288 \text{ дж/кг} \cdot \text{град}$, $\lambda_c=2,0$ и подставив эти величины в (7.17), получим $T_{ос} = \frac{R_{уд}^2}{1600}$. Таким образом, задавшись величинами L_0 и α , можно из

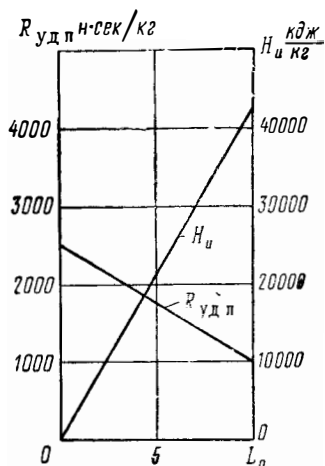


Рис. 7.45. Условная зависимость теплотворной способности твердого топлива (H_u) и удельного импульса газогенератора от стехиометрического коэффициента L_0 (при догорании в воздухе)

приведенных выше формул и графика рис. 7.45 определить параметры, определяющие работу эжектора РПДт, n ; $R_{уд}$; τ_k ; θ .

Будем рассчитывать характеристики РПДт при использовании топлив, имеющих $L_0 = 1; 2; 5; 10$ и соответствующие им H_u и $R_{уд}$ (см. рис. 7.45). Нетрудно найти, что при этих значениях L_0 при $\alpha \geq 1$ и $f_{кр} = 1,0$ эжектор РПДт будет работать на режиме теплового запирания. Поэтому используя уравнения (5.14)—(5.16) для определения степени сжатия эжектора, будем принимать $\lambda_{сг} = 1$. Рассчитав величину ε и подставив ее в выражение (7.16), найдем λ_a при расчетном режиме истечения из сопла РПД. Подставив λ_a , θ и τ_k в соотношения (7.42) и (7.43), рассчитаем величины J_R и c_R РПДт в зависимости от характеристик применяемых топлив и коэффициента избытка воздуха.

Установим влияние на тягу и экономичность РПДт величины α . Если в ракетно-прямоточном двигателе с нерегулируемыми проходными сечениями, работающими на определенном топливе, будет меняться α , то нарушится соответствие проходных сечений (см. § 1). Каждому двигателю с фиксированными проходными сечениями (при $M_H, H = \text{const}$) соответствует единственное α , при котором диффузор работает на режиме $\sigma_{д \max}$. При $\alpha > \alpha_{расч}$ в двигателе возрастут потери полного давления и эжектирующий эффект будет использоваться неполностью, а при $\alpha < \alpha_{расч}$ в сверхзвуковом диффузоре выбьет ударную волну и может возникнуть неустойчивое течение. Кроме того, при изменении α будут меняться величины $\bar{p}_{0с}$ и ε и, следовательно, нарушатся режимы работы эжектирующего и выходного сопла.

Таким образом, в реальном РПДт с фиксированными проходными сечениями влияние α на тягово-экономические характеристики сказывается не только благодаря изменению τ_k и n , но и вследствие изменения нерасчетности истечения из сопла газогенератора и двигателя и падения $\sigma_{д}$. Влияние последнего фактора, очевидно, зависит от выбранных проходных сечений газо-воздушного тракта РПДт.

Не рассматривая РПДт, предназначенный для конкретного летательного аппарата, и отвлекаясь от конкретных условий полета, изучим только энергетическую сторону вопроса. Для этой цели будем считать, что каждому α соответствуют оптимальные проходные сечения газо-воздушного тракта РПДт, при которых $\sigma_{д} = \sigma_{д \max}$, а сопла газогенератора и двигателя имеют расчетные параметры истечения. Потери полного давления в диффузоре примем в соответствии с кривой 2 (см. рис. 4.14) — двухскачковый регулируемый диффузор.

Расчетные при таких предположениях тягово-экономические характеристики РПДт приводятся на рис. 7.46 и 7.47. Отметим несколько интересных особенностей. При умеренных сверхзвуковых числах M_H полета, как видно из рис. 7.46 и 7.47, при увеличении α удельный импульс РПДт возрастает, а коэффициент тяги падает, несмотря на уменьшение подогрева τ_k . Связано это с тем, что в РПДт при увеличении α одновременно возрастает коэффициент эжекции n . Представив характеристики РПДт в координатах $c_R - J_R$ (рис. 7.48), замечаем, что для всех топлив оптимальные режимы работы РПДт соответствуют $\alpha = 1$. При высоких числах M_H полета, как видно из рис. 7.49, режим максимального удельного импульса при всех L_0 соответствует $\alpha = 1$, так как при больших M_H основное влияние на характеристики РПДт, так же как и на характеристики любого ВРД, оказывает подогрев. Таким образом, качественное влияние α на тягово-экономические параметры РПДт такое же, как в СПВРД: при увеличении α величина c_R падает, а J_R имеет оптимум по α , который приближается к 1,0 с ростом числа M_H полета.

Влияние энергетических характеристик применяемых твердых топлив на параметры РПДт показано на рис. 7.50, где для нескольких чисел M_H полета в координатах $c_R - J_R$ построены характеристики РПДт. Так

как при $\alpha=1$. Так как в реальных условиях камеры РПДт при высоких температурах происходит диссоциация продуктов сгорания, мы ограничили при проведении расчетов температуру $T_{ог}$ значением 3000°K .

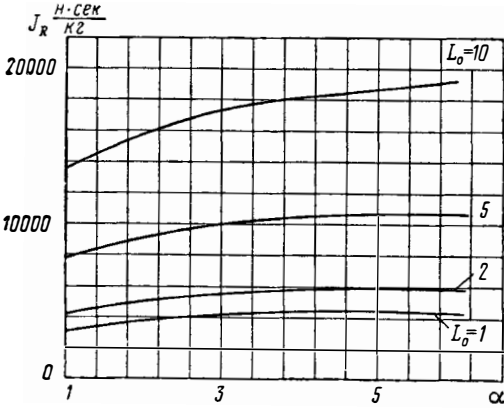


Рис. 7.46. Зависимость удельного импульса РПДт от коэффициента избытка воздуха α ($M_H=2,0$; $T_H=216,5^\circ\text{K}$)

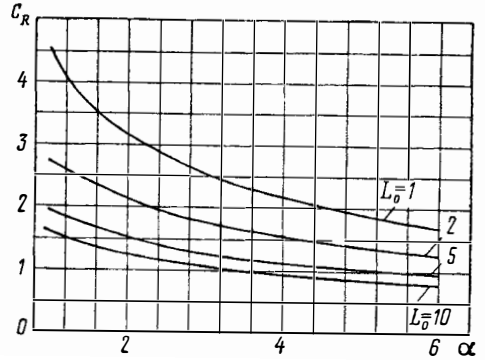


Рис. 7.47. Зависимость коэффициента тяги РПДт от коэффициента избытка воздуха α ($M_H=2,0$; $T_H=216,5^\circ\text{K}$)

Как и следовало ожидать, чем больше L_0 , тем выше оказывается удельный импульс и ниже коэффициент тяги РПДт. Однако влияние L_0 на зависимость J_R от c_R неодинаковое при различных L_0 . В области $L_0 > 5$ увеличение L_0 не приводит к существенному падению c_R , но позволяет значительно повысить экономичность двигателя. С другой стороны, при $L_0 < 5$ уменьшение L_0 сопровождается как уменьшением J_R , так и заметным ростом c_R . Такой характер влияния L_0 на тягово-экономические параметры РПДт объясняется зависимостью ϵ эжектора от L_0 . С ростом L_0

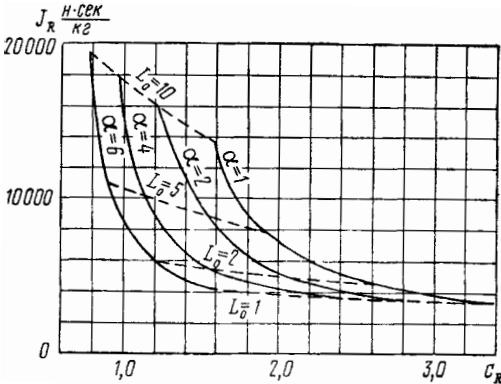


Рис. 7.48. Тягово-экономическая характеристика РПДт в координатах $c_R - J_R$ ($M_H=2,0$; $T_H=216,5^\circ\text{K}$)

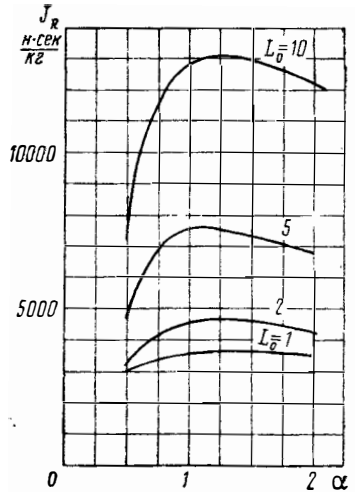


Рис. 7.49. Влияние α на экономичность РПДт при $M_H=6,0$ ($T_H=216,5^\circ\text{K}$) $T_{ог}$ неограничена [см. (7.45)]

уменьшаются импульс газогенератора и относительный расход высоконапорного газа, что приводит к снижению степени сжатия эжектора. При $L_0=5$ и больших τ_K величина ϵ эжектора становится близкой к 1,0 (см. рис. 5.16). Поэтому при дальнейшем увеличении L_0 на характеристики РПДт в основном влияет не столько эжектирующий эффект реак-

тивной струи газогенератора, сколько теплотворная способность применяемого топлива.

Характеристики РПДт и СПВРДт при $L_0 > 5$ сближаются. На рис. 7.51 для иллюстрации влияния импульса газогенератора приво-

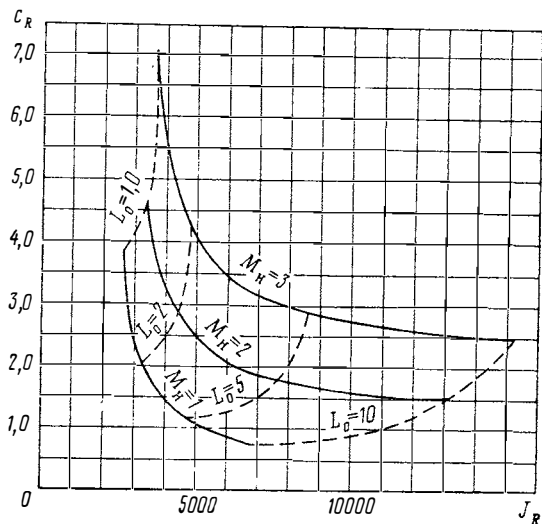


Рис. 7.50 Дроссельно-скоростная характеристика РПДт при $\alpha = 1,0$

дятся характеристики СПВРДт при использовании топлив с величинами H_u , приведенными на рис. 7.45. Температура в конце прямооточной камеры принята такая же, как в РПДт, но степень сжатия ϵ_{II} считалась равной 1,0. Из сравнения характеристик РПДт и СПВРДт видно, что

эжектирующий эффект в основном сказывается на величинах c_R при $L_0 < 5$, в то время как экономичности двигателей РПДт и СПВРДт практически одинаковы во всем диапазоне L_0 .

Из графика рис. 7.51 видно, что величина c_R РПДт при высоких степенях форсажа топливом (использование топлив с малым L_0) в несколько раз выше, чем у СПВРДт. С другой стороны, если сравнивать РПДт и СПВРДт при одинаковых величинах c_R , то удельный импульс РПДт оказывается значительно более высоким. Таким образом, в реальных полетных условиях, когда заданной является тяга двигательной установки, использование эжектирующего эффекта реактивной струи газогенератора позволяет или уменьшить мидель двигателя, или увеличить его экономичность по сравнению с СПВРДт, работающим на топливах, с теми же энергетическими характеристиками.

Рассмотрим теперь влияние скорости полета на тягово-эконо-

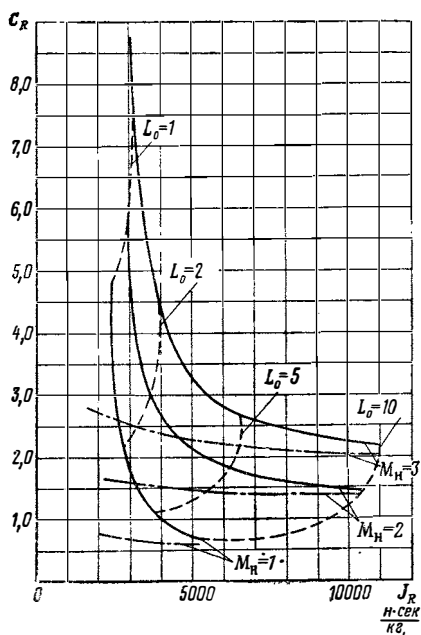


Рис. 7.51. Сравнение характеристик РПДт и СПВРДт на одинаковых топливах (— РПДт; ---- СПВРДт)

мические параметры РПДт и установим предельные числа M_H его работы при использовании топлив с энергетическими характеристиками, приведенными на рис. 7.45.

Скоростная характеристика РПДт, так же как и СПВРДт, зависит от условий регулирования его проходных сечений. Проведем расчет для двух случаев регулирования: вариантов б и г. При расчетах характеристик ограничим температуру в конце теплоподвода в прямооточной камере, работающей при $\alpha_{к.с}=1$, величиной 3000°K . Результаты расчета

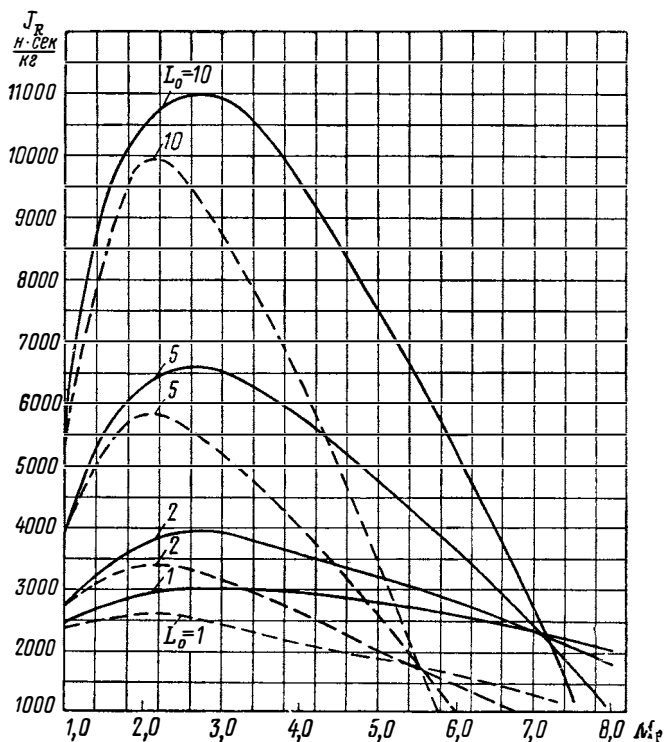


Рис. 7.52. Скоростная характеристика (экономическая) РПДт:

— расчетный случай б;
 - - - расчетный случай г

c_R и J_R в сверхзвуковой области полета приводятся на рис. 7.52 и 7.53. Сплошными линиями показаны характеристики РПДт с регулируемым двухскачковым диффузором и соплом (вариант б), а пунктирными — с частичным регулированием диффузора и нерегулируемым соплом, имеющим кризисное истечение (вариант г). Качественная закономерность изменения тягово-экономических параметров РПДт для всех рассмотренных топлив примерно одинакова и не зависит от перераспределения энергии между ракетным и прямооточным контурами. В сверхзвуковой области полета удельный импульс вначале растет, достигает максимума в области $M=2,3\div 3$ (меньшие $M_{H\text{opt}}$ соответствуют топливам с более высоким L_0), а затем падает. В области максимума удельные импульсы РПДт при применении топлив с $L_0=5$ и $L_0=10$ могут отличаться в $3\text{—}4$ раза. Чем выше L_0 топлива, тем более круто ведет себя скоростная характеристика: если при $L_0=10$ удельный импульс РПДт в диапазоне $M_H=1\div 7$ меняется более чем в 4 раза, то при $L_0=1$ J_R изменяется всего на 20% и примерно на столько же превышает импульс существующих РДТТ в области $J_{R\text{max}}$.

Как следует из рис. 7.52 и 7.53, начиная с $M_H \approx 2$ на характеристики РПДт оказывает влияние степень расширения выходного сопла РПДт. Так, например, РПДт с критическим соплом ($M_a = 1,0$) при полетных числах $M_H > 5$ имеет уже удельный импульс меньше $2000 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$,

т. е. его применение при дальнейшем увеличении скорости полета становится нецелесообразным. При применении на РПДт сопла с полным расширением можно увеличить диапазон работы РПДт до $M_H \approx 6$. В зависимости от степени расширения сопла РПДт предел целесообразного применения его по числам M_H полета лежит в диапазоне $\Delta M_H = 4 \div 6$.

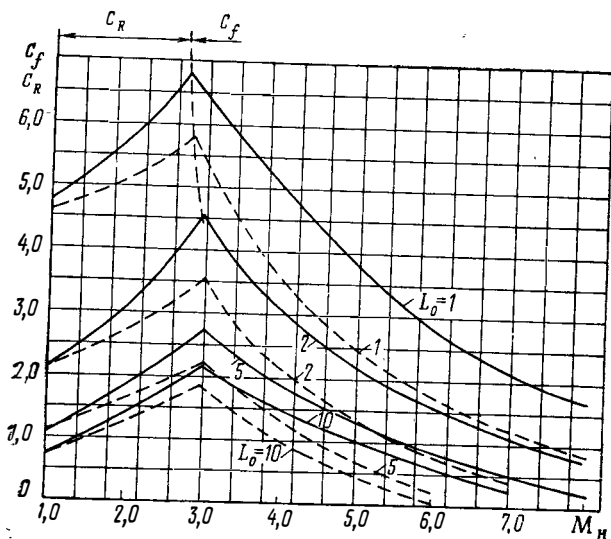


Рис. 7.53. Скоростная характеристика (тяговая) РПДт:

— расчетный случай б
 - - - расчетный случай г

Отметим еще одну интересную особенность в поведении скоростных характеристик РПДт. Как видно из рис. 7.52, линии постоянных L_0 пересекаются примерно в одной точке, после которой при дальнейшем росте M_H удельный импульс РПДт становится тем больше, чем ниже L_0 . Таким образом, в области предельных чисел M_H полета, когда экономичность РПДт уже близка к экономичности РДТТ, оказывается более выгодным работа на топливах с низкими L_0 . Это хорошо согласуется с выводами, полученными в гл. VI, где показано, что при числах M_H полета, при которых разность выходного и входного импульса приближается к нулю, форсаж прямоточного двигателя топливом положительно влияет не только на тягу, но и на экономичность двигателя.

Кривые изменения коэффициента тяги РПДт приводятся на рис. 7.53. При $M_H \approx 3$ кривые c_f имеют точку излома. При этом числе M_H полета площадь набегающей струи воздуха становится равной площади камеры сгорания (см., например, рис. 7.6), и при дальнейшем росте скорости полета мидель двигателя определяет уже входное сечение диффузора, к площади которого при $M_H > 3$ и отнесены величины тяги при расчете c_f . Коэффициенты тяги c_f , как видно из рис. 7.53, могут сохранять высокие значения до больших сверхзвуковых скоростей полета. Поэтому предел применимости РПДт по максимальным числам M_H целиком определяется его экономическими характеристиками.

Рассмотренные выше характеристики РПДт рассчитаны при использовании твердых топлив с определенными энергетическими параметрами. Как уже указывалось выше, численные величины H_u и $R_{уд}$ топлив РПДт могут несколько изменяться по сравнению с принятыми (см. рис. 7.45). Абсолютные величины c_R и J_R РПДт, естественно, будут отличаться от приведенных на рис. 7.46—7.50 и 7.52—7.53 в соответствии с изменением H_u и $R_{уд}$ применяемых топлив. Вместе с тем анализ показывает, что основные выводы как по влиянию параметров топлив и режима камеры на тягово-экономические характеристики РПДт, так и по предельным скоростям полета остаются неизменными, если использовать в РПДт иные топливные композиции.

§ 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ РПД НА ЖИДКИХ ТОПЛИВАХ

Основные результаты анализа характеристик РПДт применимы и к ракетно-прямоточным двигателям жидкого топлива, у которых в камеру прямоточного контура не вводится дополнительное горючее, а подогрев воздуха осуществляется за счет догорания струй, истекающих из сопла ЖРД.

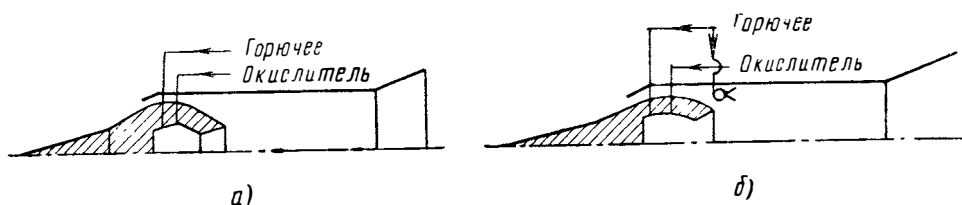


Рис. 7.54. Схемы РПДж:

a —РПДж регулируется соотношением компонентов к камере ЖРД ($\alpha_{ж} = \text{var}$); b —соотношение компонентов в камере ЖРД не меняется ($\alpha_{ж} = \text{const}$), регулируется подача горючего в прямоточный контур

Если в РПДж применяется однокомпонентное топливо с недостатком окислителя, то принцип его работы, по существу, аналогичен РПДт, а величины c_R и J_R могут отличаться только в связи с различием энергетических характеристик жидких и твердых однокомпонентных топлив.

Применение жидких двухкомпонентных топлив позволяет в определенных пределах менять коэффициент избытка окислителя в камере ЖРД, а значит и стехиометрический коэффициент, и теплотворную способность истекающих из его сопла газов. Это равносильно применению в РПДт различных твердых топлив в газогенераторе (рис. 7.54).

Однако в обоих случаях два основных параметра рабочего процесса: коэффициент эжекции и коэффициент избытка воздуха — остаются в РПДж, так же, как и в РПДт, однозначно связанными зависимостью $n = \alpha L_0$. Вместе с тем, использование жидких топлив позволяет легко осуществить независимую подачу горючего в камеры ракетного и прямоточного двигателей и, следовательно, изменять подогрев воздуха, сохраняя неизменными коэффициент эжекции и импульс ЖРД. Применение в РПД жидких топлив позволяет не только улучшить тягово-экономические характеристики двигателя ввиду более высоких энергетических параметров самих топлив, но также осуществить более гибкое регулирование его параметров.

В газодинамическом плане камера РПДж представляет собой эжектор, в котором осуществляется массо-теплоподвод. Поэтому при анализе ее работы можно использовать систему уравнений (5.4), (5.6), (5.12), (5.13).

Рассмотрим вначале режим работы РПДж, когда камера ракетного двигателя работает на стехиометрическом соотношении компонентов и,

следовательно, реактивная струя не вносит в поток воздуха горючих элементов, но сообщает ему дополнительный импульс. В этом случае температуру в конце камеры эжектора при полном сгорании горючего, подаваемого непосредственно в воздух, можно найти, используя уравнение теплового баланса, записанное в следующем виде:

$$c_p T_{0\text{сг}} = \frac{(n+1)c_p T_{0\text{см}} + \frac{nH_u}{\alpha L_0}}{n+1 + \frac{n}{\alpha L_0}}, \quad (7.46)$$

где $T_{0\text{см}}$ — температура торможения смеси воздуха и реактивных газов ЖРД;

H_u , L_0 — теплотворная способность и стехиометрический коэффициент горючего, подаваемого в прямоточный тракт;
 α — коэффициент избытка воздуха.

Будем считать, что горючее, подаваемое непосредственно в воздух, в свою очередь не вносит дополнительного импульса и на разгон его паров до средней скорости теряется часть импульса газового потока в соответствии с уравнением (5.24). При использовании конкретного горючего величина α , входящая в соотношения (7.46) и (5.24), характеризует как повышение температуры газов в эжекторе при горении топлива, так и долю инерционной массы, вносимой в поток. Степень изменения полного давления в прямоточной камере РПДж мы будем находить, решая систему уравнений эжекции при $k=1,4$. Основными режимами работы эжектора РПД при $f_{\text{кр}}=1,0$ и при теплоподводе в эжекторе являются режимы теплового кризиса в конце камеры смешения, поэтому при решении уравнений эжекции будем полагать, что $\lambda_{\text{сг}}=1$. При расчете тягово-экономических характеристик РПДж необходимо также учитывать дополнительный расход горючего, вводимого в воздух.

Коэффициент тяги РПДж при расчетном истечении из сопла РПДж будем рассчитывать по формуле

$$c_R = 2f_n \left[\left(1 + \frac{1}{n} + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \frac{\lambda_a}{\lambda_n} \sqrt{\frac{T_{0\text{сг}}}{T_{0\text{н}}} - 1} \right], \quad (7.47)$$

а удельный импульс — по формуле

$$J_R = \frac{n\alpha L_0 c_R W_n}{2f_n (n + \alpha L_0)}. \quad (7.48)$$

Формулы (7.47), (7.48) нетрудно получить из общих зависимостей для величин c_R и J_R , приведенных в гл. VI.

Исследуем влияние α на тягово-экономические характеристики РПДж, исходный ракетный двигатель которого имеет постоянный полный импульс. Будем считать, что при изменении α площадь входа в двигатель регулируется таким образом, что не нарушаются условия совместной работы диффузора и камеры сгорания и диффузор сохраняет максимальный коэффициент восстановления давления. Величину σ_d при расчете характеристик РПДж на разных числах M_n будем принимать в соответствии с кривой 2 (см. рис. 4.14). Так же, как и при изучении РПДт, мы будем исследовать характеристики ракетно-прямоточных двигателей на жидких топливах только в области сверхзвуковых скоростей полета (при $M_n < 1$ тягово-экономические параметры РПДж следуют закономерностям, установленным в § 2 и 3 настоящего раздела).

Рассмотрим, как влияет α на удельный импульс РПДж. При изменении α меняются два параметра, от которых зависит экономичность

РПД: относительный подогрев и доля расхода горючего, вводимого непосредственно в прямоточную камеру. Увеличение температуры $T_{ог}$, как установлено при изучении РПДг (см. § 3), способствует росту J_R , в то время как увеличение расхода горючего уменьшает удельный импульс. Поэтому в принципе характер зависимости J_R от α определяется, как и в СПВРД, соотношением между относительным подогревом и тем расходом горючего, которому он соответствует.

Однако в отличие от СПВРД, у которого в области чисел $M_H < 5,0$ имеется оптимальное $\alpha > 1,0$, соответствующее максимуму J_R , в РПДж вследствие малой доли дополнительного расхода горючего по сравнению с расходом топлива ЖРД зависимость J_R от α в области рабочих n име-

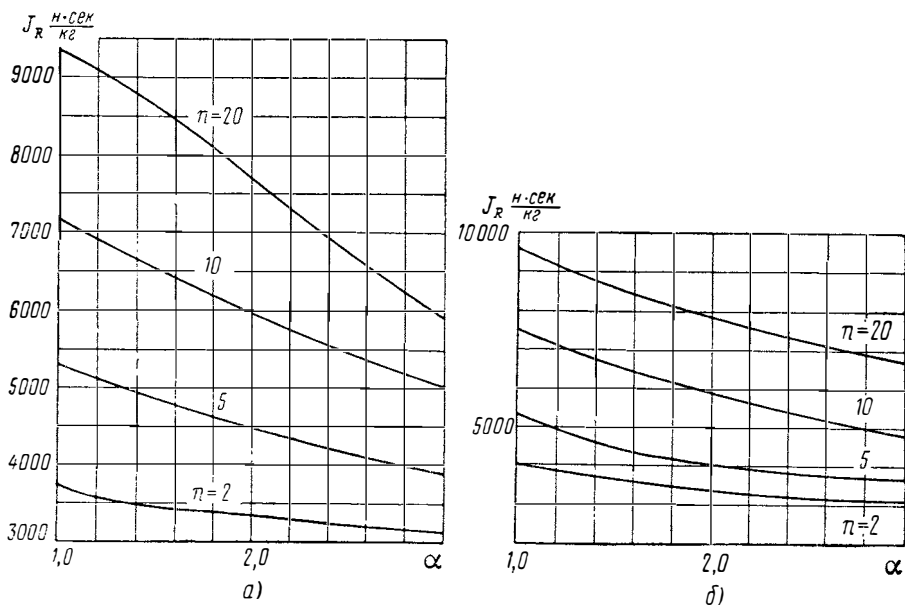


Рис. 7.55. Зависимость удельного импульса РПДж от коэффициента избытка воздуха в прямоточной камере (характеристики топлива: $H_u = 41\,900 \frac{кдж}{кг}$; $L_0 = 15$;

$R_{уд.п} = 2550 \text{ Н} \cdot \text{с/кг}$; сопло РПДж — с расчетным расширением ($p_a = p_n$):
 $\alpha - M_H = 2,0$; $T_H = 216,5^\circ\text{K}$; б — $M_H = 4,0$; $T_H = 216,5^\circ\text{K}$

ет монотонный характер. Покажем это на примере использования горючего с энергетическими характеристиками, близкими к характеристикам керосина, $H_u = 41\,900 \text{ кдж/кг}$, $L_0 = 15$. Характер изменения удельного импульса РПД от α для двух полетных чисел M_H приводится на рис. 7.55.

Видно, что при сверхзвуковых скоростях полета удельный импульс РПДж монотонно возрастает при уменьшении α . Влияние α на величину c_R РПДж иллюстрируется графиками рис. 7.56. Величина коэффициента тяги при изменении α меняется по-разному в зависимости от коэффициента эжекции. При малых n (до $n \approx 5$) с уменьшением α падает, а при больших n ($n > 5,0$) возрастает. Для того чтобы определить оптимальный режим работы РПДж по α при заданной тяге, представим характеристику РПДж в координатах $c_R - J_R$ (рис. 7.57). Из рис. 7.57 следует, что максимальный удельный импульс РПДж при применении горючего с высокими энергетическими характеристиками соответствуют полному использованию кислорода воздуха, поступающего в двигатель ($\alpha = 1,0$). Можно дать следующее физическое объяснение поведению дроссельных характеристик РПДж при изменении α . При уменьше-

нии α в прямооточной камере РПДж доля тяги прямооточного контура возрастает и, поскольку экономичность СПВРД при $M_H > 1,0$ при использовании высококалорийного горючего выше, чем у ЖРД, удельный импульс РПДж увеличивается, несмотря на дополнительный расход го-

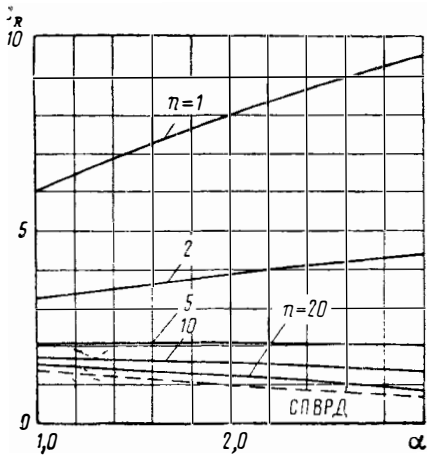


Рис. 7.56. Зависимость коэффициента тяги от коэффициента избытка воздуха α (характеристики топлива: $H_u = 41\,900 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$; $L_0 = 15$; $R_{уд.п} = 2550 \frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{кг}}$; $M_H = 2,0$)

рючего. Характер изменения коэффициента тяги при уменьшении α при малых n объясняется падением степени сжатия эжектора и связанным с этим уменьшением расхода воздуха через двигатель. При высоких n

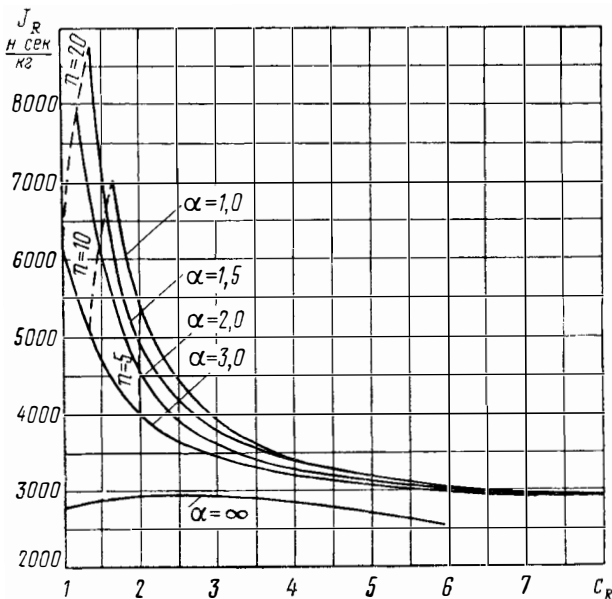


Рис. 7.57. Дроссельная характеристика РПДж на $M_H = 2,0$ (по данным рис. 7.55, а и 7.56)

решающее влияние на c_R оказывает подогрев, который увеличивается при уменьшении α .

Поведение тягово-экономических характеристик РПДт и РПДж при изменении α в прямооточной камере оказалось различным. В РПДт

вследствие однозначной зависимости α от n происходит одновременно изменение двух определяющих параметров α и n . В то же время при рассмотрении характеристик РПДж мы, изменяя α в прямоточной камере, сохраняли неизменной величину n . Таким образом, причина различия в поведении дроссельных характеристик РПДт и РПДж состоит не в свойствах применяемых топлив (жидкого или твердого), а в особенностях их регулирования.

Выше были рассмотрены дроссельные характеристики РПДж, в котором струя, истекающая из ракетного двигателя, не содержит горючих элементов, которые могли бы догорать в воздухе. Однако в РПДж имеется возможность менять также коэффициент избытка окислителя в камере ЖРД. Рассмотрим характеристики РПД при таком способе его регулирования.

Если изменяется $\alpha_{ж}$, то одновременно меняются два параметра: теплотворная способность газов реактивной струи ЖРД и ее импульс.

При уменьшении $\alpha_{ж}$ возрастает содержание горючих элементов в струе ЖРД, а расход горючего, непосредственно вводимого в прямоточную камеру для обеспечения потребного α , будет уменьшаться. С другой стороны, начиная с некоторого $\alpha_{ж}$ начнет падать импульс ЖРД. Так как эти факторы влияют на тягово-экономические характеристики двигателя в противоположные стороны, то заранее нельзя сказать, как будет отражаться такое перераспределение тепловой энергии между ракетным и прямоточным контурами РПДж на его параметрах.

Будем полагать, что в РПДж используется некоторое горючее, которое можно подавать как в камеру ракетного двигателя, так и в прямоточную камеру. Примем теплотворную способность этого горючего при сгорании с кислородом $H_u = 41\,900 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, стехиометрический коэффициент окислителя ЖРД $\nu_0 = 3,5$, а стехиометрический коэффициент горючего при сгорании с воздухом $L_0 = 15$. Это соответствует примерно энергетическим характеристикам горючего типа керосина и применению в качестве окислителя в ЖРД кислорода.

В первом приближении для выяснения принципиальной стороны вопроса не будем учитывать неполноту использования тепловой энергии топлива из-за процессов диссоциации при высоких температурах, а также физического и химического недожога горючего в камере. Так как параметры РПДж в значительной мере зависят от α , примем, что независимо от перераспределения тепла между ракетным и прямоточным контурами величина α сохраняет постоянное значение, равное 1,0. Проведем расчет для двух крайних случаев регулирования РПДж:

1. Все горючее подается в камеру ЖРД, коэффициент избытка окислителя в которой меняется таким образом, что в камере дожигания поддерживается $\alpha = 1$. Связь между $\alpha_{ж}$ и n определяется в этом случае зависимостью

$$\alpha_{ж} = \frac{L_0 - n}{L_0 + \nu_0 n}. \quad (7.49)$$

Как следует из формулы (7.49), при $n = L_0$ окислитель в камеру ЖРД не вводится ($\alpha_{ж} = 0$) и двигатель вырождается в ПВРД. Практически предельный режим работы РПДж при таком способе регулирования соответствует некоторому минимальному $\alpha_{ж}$, при котором трудно организовать процесс горения в камере ЖРД.

2. Горючее и окислитель подаются в камеру ЖРД в стехиометрическом соотношении, а поддержание режима $\alpha = 1$ достигается за счет горючего, подаваемого в прямоточную камеру. Соотношение между до-

лями горючего, подаваемого в прямоточную и ракетную камеры, во втором случае может быть рассчитано по формуле

$$\frac{m_{\Gamma}}{m_{\Gamma, \text{ЖРД}}} = \frac{n(1 + v_0)}{L_0}.$$

Используя уравнение сохранения энергии, температуру в камерах ЖРД и РПДж будем находить по следующим формулам:

1. В камере ЖРД

$$c_p T_{0\text{ж}} = \frac{c_p' T_0' \alpha_{\text{ж}} v_0 + H_u}{1 + \alpha_{\text{ж}} v_0}, \quad (7.50)$$

где $c_p' T_0'$ — энтальпия окислителя.

2. В камере РПДж в первом расчетном случае

$$c_p T_{0\text{с.г}} = \frac{nc_p T_{0\text{н}} + \frac{\alpha_{\text{ж}} v_0}{1 + \alpha_{\text{ж}} v_0} c_p' T_0' + \frac{H_u}{1 + \alpha_{\text{ж}} v_0}}{n + 1}. \quad (7.51)$$

3. В камере РПДж во втором расчетном случае

$$c_p T_{0\text{с.г}} = \frac{c_p T_{0\text{н}} n + c_p T_{0\text{ж}} + H_u \frac{n}{L_0}}{1 + n + \frac{n}{L_0}} \quad (7.52)$$

или, используя (7.50),

$$c_p T_{0\text{с.г}} = \frac{c_p T_{0\text{н}} n + \frac{\alpha_{\text{ж}} v_0}{\alpha_{\text{ж}} v_0 + 1} c_p' T_0' + \frac{H_u}{1 + \alpha_{\text{ж}} v_0} + \frac{H_u n}{L_0}}{1 + n + \frac{n}{L_0}}. \quad (7.53)$$

Принимая в обоих случаях одинаковое давление в камере ЖРД, равное 10 Мн/м^2 , а также расчетное истечение из его сопла до $p_c = 0,1 \text{ Мн/м}^2$, будем учитывать изменение импульса струи ЖРД только вследствие изменения температуры газов в его камере. При принятых исходных данных величина пустотного импульса ЖРД при $\alpha_{\text{ж}} = 1,0$ составляет $3900 \text{ н}\cdot\text{сек/кг}$. При уменьшении $\alpha_{\text{ж}}$ импульс ЖРД меняется. Из теории ЖРД [26] известно, что характер зависимости $R_{\text{уд}}$ от $\alpha_{\text{ж}}$ может быть различным при применении обычных углеводородных горючих и топлив на основе водорода. Проведем поэтому расчет параметров РПД для двух характерных зависимостей $R_{\text{уд}}$ от $\alpha_{\text{ж}}$ (рис. 7.58). Сплошная кривая соответствует применению в ЖРД углеводородных топлив ($\alpha_{\text{ж опт}} \approx 0,8$); пунктирная кривая — применению в ЖРД водорода ($\alpha_{\text{ж опт}} \approx 0,5$). Для сравнительного расчета характеристик РПД условно примем, что удельный

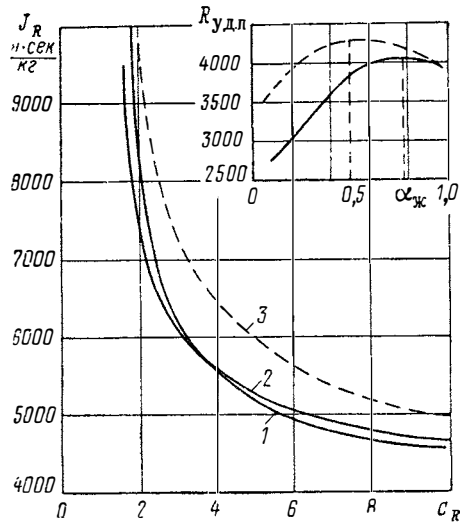


Рис. 7.58. Сравнение двух способов регулирования РПДж ($M_n=2,0$):

1— $\alpha=1,0$, поддерживается регулированием $\alpha_{\text{ж}}$; 2— $\alpha=1,0$, поддерживается подачей горючего в прямоточную камеру ($\alpha_{\text{ж}}=1,0$); 3— $\alpha=1,0$, поддерживается регулированием $\alpha_{\text{ж}}$

импульс ЖРД при $\alpha_{ж} = 1,0$ один и тот же. На рис. 7.58 приводятся в координатах $c_R - J_R$ характеристики РПДж при двух рассматриваемых методах его регулирования и двух характерных зависимостях $R_{уд}$ от $\alpha_{ж}$. Кривые 1 и 2 соответствуют зависимостям $R_{уд} = f(\alpha_{ж})$ для углеводородных топлив ($\alpha_{ж\text{opt}} \approx 0,8$). Кривая 3 соответствует использованию в ЖРД водорода ($\alpha_{ж\text{opt}} = 0,5$).

Из сравнения кривых (см. рис. 7.58) можно заключить, что регулирование $\alpha_{ж}$ в принципе позволяет иметь более высокие характеристики РПДж, чем при регулировании его подачи горючего в прямоточный контур. Однако при применении обычных углеводородных топлив ($\alpha_{ж\text{opt}} \approx 0,8$) разница в J_R ($c_R = \text{const}$) при обоих способах регулирования невелика и поэтому целесообразно, видимо, регулировать расход горючего, подаваемого непосредственно в прямоточную камеру, так как это легче практически осуществить, чем менять режим работы камеры ЖРД. Однако при использовании в ЖРД топлив на основе водорода (кривая 3) регулирование $\alpha_{ж}$ дает уже ощутимый выигрыш в экономичности, достигающий 20—30%.

Использование в РПД различных жидких топлив позволяет в широких пределах менять удельные параметры исходного ЖРД и энергетические характеристики воздушного контура. Поскольку в принципе камера ЖРД и прямоточная камера РПДж могут работать независимо, на различных топливах, то целесообразно установить, как будет изменяться тяга и экономичность двигателя, если использовать более калорийное топливо в ракетном или прямоточном контурах.

При увеличении калорийности топлива, используемого в ЖРД, возрастает его импульс и эжекционные свойства реактивной струи, а относительный подогрев τ_k в прямоточной камере падает, так как $T_{осм}$ растет быстрее, чем $T_{осг}$. Поэтому, несмотря на увеличение абсолютной величины J_R , относительное приращение удельного импульса РПД $\bar{J} = J_R / R_{уд}$ может при этом уменьшаться и чем ниже n , тем существенней будет это уменьшение (см. § 3).

При увеличении теплотворной способности топлива, используемого в прямоточной камере, картина будет иная: относительный подогрев в эжекторе РПДж возрастет. Поэтому и абсолютная величина удельного импульса двигателя, и относительное его приращение при этом возрастут. В то же время величина c_R в области малых чисел n должна уменьшаться, а в области больших n вырасти (см. также § 3). Приведенные на рис. 7.59 дроссельные характеристики РПДж иллюстрируют это. На графиках рис. 7.59 приводятся три кривые зависимости $c_R - J_R$ и линии постоянных коэффициентов эжекции. Пунктирная кривая соответствует величинам $R_{уд\ n} = 2550 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$, $L_0 = 15$, $H_u = 41\ 900 \text{ кдж/кг}$;

сплошная кривая — $R_{уд\ n} = 3900 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$, $H_u = 41\ 900 \text{ кдж/кг}$, $L_0 = 15$; штрих-

пунктирная — $R_{уд\ n} = 3900 \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}$, $H_u = 120\ 000 \text{ кдж/кг}$, $L_0 = 34,5$. Во всех

случаях потери в диффузоре приняты в соответствии с кривой 2 (см. рис. 4.14), а истечение газов из сопла РПДж — до давления, равного давлению окружающей атмосферы. Коэффициенты избытка воздуха в прямоточной камере и окислителя в камере ЖРД приняты равными 1,0. Нетрудно видеть, что при изменении только импульса исходного ракетного двигателя величина J_R возрастает в области малых коэффициентов эжекции сильнее, чем при больших n . С другой стороны, при увеличении только энергетических характеристик горючего прямоточного контура удельный импульс РПД более существенно меняется при высоких n . Физически это должно быть понятно: чем больше доля ракетного контура, которая характеризуется величиной коэффициента эжекции n , тем суще-

ственной должно влиять на тягово-экономические параметры РПДж изменение параметров исходного ЖРД. Так, например, из рис. 7.59 можно найти, что при $n=1$ удельный импульс РПДж вырос почти пропорционально увеличению импульса ЖРД, в то время как изменение энергетических характеристик горючего прямооточного контура почти не сказалось на величине J_R и привело к уменьшению коэффициента тяги c_R . С увеличением величины n , т. е. доли прямооточного контура, влияние типа горючего, используемого в нем, возрастает.

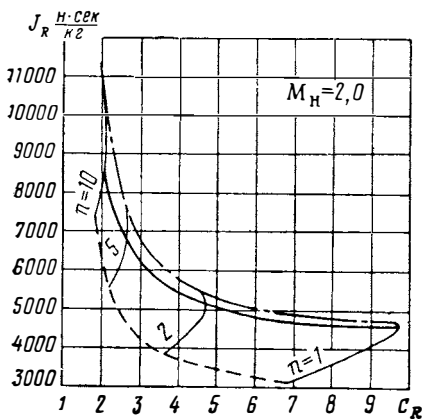


Рис. 7.59. Дроссельная характеристика РПДж при различных сочетаниях величин удельного импульса ЖРД и теплотворной способности горючего прямооточного контура ($M_H=2,0$)

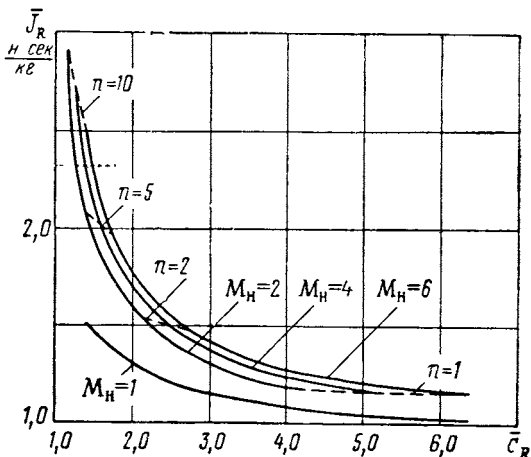


Рис. 7.60. Характер зависимости отношения удельных импульсов РПДж и ЖРД от отношения c_R РПД и СПВРД максимальной тяги (характеристики топлива: $H_u = 41\,900 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$; $L_0=15$; $v_0=3,5$)

Если отнести величину удельного импульса РПДж к удельной тяге эталонного ЖРД, а коэффициент тяги — к c_R СПВРД, использующего то же самое горючее, что и РПДж, то найденная таким образом зависимость величин \bar{J}_R от \bar{c}_R позволит установить целесообразную область применения РПД по режимам работы.

На рис. 7.60 приводятся результаты расчетов величин \bar{J}_R и \bar{c}_R . Отметим основной результат, который следует из анализа графиков рис. 7.60. Диапазон целесообразных режимов работы РПДж по коэффициентам эжекции при $M_H \approx 1 \div 6$ соответствует $n=1 \div 10$. При $n < 1$, несмотря на высокие миделевые тяги (или c_R), удельный импульс РПД всего на 10—15% выше, чем у ЖРД. С другой стороны, при $n > 10$, когда $\varepsilon \rightarrow 1,0$, оказываются весьма низкими величины c_R , хотя удельный импульс РПДж при этом в 2—3 раза выше, чем у ЖРД. Однако если учесть, что в области рассмотренных чисел M_H полета величины J_R СПВРД в 4—6 раз выше, чем у ЖРД, то работа РПД при $n > 10$ также нецелесообразна. Более выгодно будет совсем отключить ЖРД и осуществить переход РПДж на прямооточный режим работы.

Проведем сравнение тягово-экономических характеристик РПД и комбинированной силовой установки на базе прямооточного и ракетного двигателей (рис. 7.61). Рассчитаем средний удельный импульс двигательной системы, состоящей из ЖРД и ПВРД, и сравним его с величиной J_R РПДж при условии равенства тяг комбинированной установки и РПД. Тягу комбинированной двигательной системы (R_{Σ}) можно представить как сумму тяг составляющих ее двигателей $R = R_{\text{ПВРД}} + R_{\text{ЖРД}}$.

Выражая тягу через секундные расходы и удельные импульсы исходных двигателей, получим следующее соотношение:

$$J_{R\Sigma} = \frac{m_{ж} R_{уд. ЖРД} + J_{РПВРД} m_n}{m_{ЖРД} + m_{ПВРД}} \quad (7.54)$$

Обозначив отношение тяги комбинированной двигательной системы к тяге ПВРД через \bar{R} , а отношение удельных импульсов ПВРД и ЖРД через \bar{J}_R , нетрудно, используя (7.54), найти выражение для отношения суммарного удельного импульса к импульсу ЖРД:

$$\bar{J}_{R\Sigma} = \frac{\bar{J}_R \bar{R}}{1 + \bar{J}_R (\bar{R} - 1)} \quad (7.55)$$

Рассчитанную по формуле (7.55) величину $\bar{J}_{R\Sigma}$ будем сравнивать с относительным удельным импульсом РПДж. Для того чтобы сравнение в энергетическом отношении было правомерным, характеристики ЖРД, ПВРД и РПД необходимо рассчитывать при одинаковых исходных данных, определяющих параметры двигателей (применяемые топлива, диффузор, сопло, давление в камере ЖРД и т. д.). Проведем конкретный расчет тяги и экономичности двигателей при следующих исходных данных.

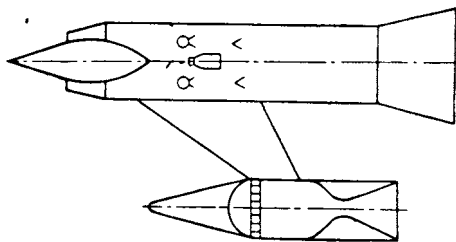


Рис. 7.61. Схема комбинированной двигательной установки на базе СПВРД и ЖРД

1. Энергетические характеристики применяемого горючего:

$$H_u = 41\,900 \text{ кДж/кг}; L_0 = 15; v_0 = 3,5.$$

2. Коэффициент полного давления двухскачкового регулируемого диффузора примем в соответствии с кривой 2 (см. рис. 4.14).

3. Расширение газов в выходных соплах РПДж и СПВРД будем считать расчетным ($p_a = p_n$).

4. Размеры критических сечений сопел РПДж и СПВРД примем равными поперечному размеру прямоточной камеры (кризисная камера $\bar{L}_{кр} = 1$).

5. Давление в камере исходного и эталонного ЖРД будем считать постоянным и равным 10 Мн/м^2 . Расширение газов в сопле ЖРД комбинированной установки будет соответствовать атмосферному давлению; расширение газов в сопле ЖРД, установленного внутри РПДж, будет происходить до статического давления воздуха в конце диффузора РПД.

6. При расчете c_R комбинированной установки будем учитывать только мидель СПВРД.

Полученная при этих исходных данных зависимость (\bar{J}_R РПД = $f(\bar{c}_R)$ РПД) приведена ранее на рис. 7.60. Расчет величины $\bar{J}_{R\Sigma}$ комбинированной установки на базе ЖРД и СПВРД проведем по формуле (7.55), используя характеристики СПВРД, приведенные на рис. 7.56. Величина отношения $J_{РПД} / \bar{J}_{R\Sigma}$ при постоянном значении \bar{c}_R даст ответ на вопрос: эффективнее РПД или комбинированная двигательная система.

На рис. 7.62 приводятся эти отношения в зависимости от \bar{R} . Как следует из рис. 7.62, РПДж в области умеренных тяг имеет несколько более высокие характеристики, чем комбинация из двигателей ПВРД и ЖРД. Связано это в основном с использованием в камере РПД тепловой энергии реактивных газов ЖРД для подогрева воздуха. По мере

увеличения \bar{R} преимущество РПДж уменьшается. В целом в энергетическом отношении РПДж и комбинированная установка, состоящая из ПВРД и ЖРД, с регулируемыми в обоих случаях проходными сечениями имеют практически одинаковые характеристики.

Однако следует заметить, что в реальных условиях при работе в широком диапазоне скоростей полета, когда сверхзвуковой диффузор и сопло двигателей не регулируются, РПДж должен обладать лучшими характеристиками, чем двигательная система ПВРД — ЖРД. Связано это с тем, что проходные сечения диффузора и сопла РПДж, выбранные при малых числах M_H полета и соответствующие, как правило, низким величинам n , позволяют двигателю работать на режимах, близких к оптимальному, до больших чисел M_H полета (см. § 1). Кроме того, поскольку диффузор РПДж имеет большие величины \bar{f}_H , чем диффузор СПВРД, коэффициент волнового сопротивления его будет меньше.

Более подробно останавливаться на сравнении РПД и комбинированной двигательной системы мы не будем, так как в каждом конкретном случае влияют условия применения их на летательных аппаратах.

Анализ характеристик РПД, проведенный в настоящей главе, основан на ряде упрощающих предположений о природе рабочего тела. Принимая в расчетах величины удельных импульсов ракетных двигателей, теплотворной способности и стехиометрических коэффициентов топлив, прямоточной камеры, охватываю-

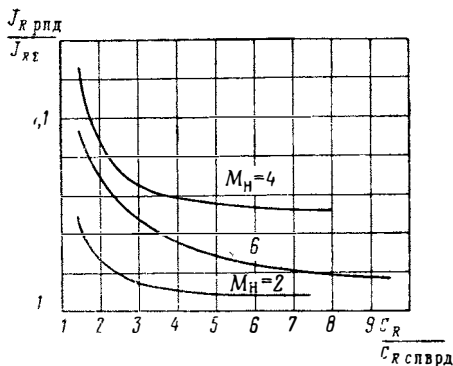


Рис. 7.62. Сравнение удельных импульсов РПДж и комбинированной системы на базе СПВРД и ЖРД

щие реальный диапазон $R_{уд}$, H_u и L_0 современных и перспективных РкД и горючих, мы, однако, весь анализ двигателя проводили, основываясь на закономерностях «классического» газового потока, т. е. не учитывали изменения теплоемкости, газовой постоянной и показателя адиабаты при процессах, происходящих в элементах двигателя. Небезынтересно проанализировать, как эти особенности реальных газов отражаются на характеристиках РПД и могут ли они изменить принципиальные выводы, полученные без их учета. Рассчитаем с этой целью характеристики РПД на ряде конкретных топлив. В качестве топлив ЖРД рассмотрим две комбинации: керосин — азотная кислота и жидкий водород — кислород. Горючим в прямоточной камере будет соответственно керосин и жидкий водород. Примем для определенности также следующие исходные данные, необходимые для расчета тягово-экономических характеристик РПД.

1. Потери p_0 во входном диффузоре примем равными потерям в двухскачковом диффузоре (см. рис. 4.14, кривая 3).

2. Коэффициент избытка воздуха в прямоточной камере примем $\alpha = 1,25$, коэффициент полноты сгорания $\varphi_{сг} = 0,95$. Потери на охлаждение стенок камеры учитывать не будем.

3. Относительный размер критического сечения сопла примем $\bar{f} = 1,0$; выходное сечение — соответственно расчетному истечению на каждом числе M_H (сплошные линии на графиках) и критическому истечению (пунктирные линии на графиках). Потери импульса в сопле при расчетном истечении примем $\eta_c = 0,98$.

4. Режим работы камеры ЖРД и его характеристики примем в соответствии со следующими данными: $\alpha_{ж} = 0,8$; $\varphi_{сг} = 0,95$; $\eta_c = 0,98$. Исте-

чение из сопла ЖРД прием расчетным до давления на входе в эжектор РПД при $\bar{p}_0=50$. Расчет газового тракта и характеристик РПД проведем по одномерным уравнениям газовой динамики. Все физико-химические превращения в газе учтем расчетом по $i-s$ — диаграммам соответствующих топливных композиций и по соответствующим формулам для расчета c_R и J_R (см. гл. VIII).

Расчитанные в этих предположениях характеристики регулируемого РПД приводятся на рис. 7.63 (топливо керосин — азотная кислота) и 7.64 (топливо жидкий водород — кислород). Для сравнения на

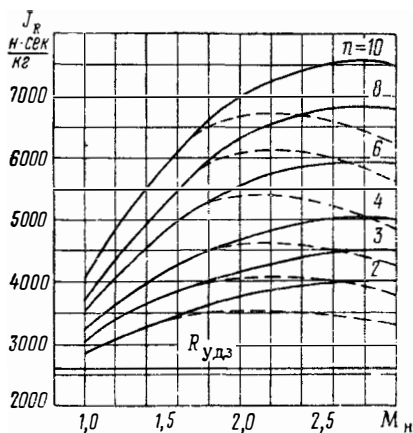


Рис. 7.63. Экономические характеристики РПДж на топливе керосин + азотная кислота при $H=11$ км ($\alpha_{ж}=0,8$; $\alpha=1,25$; $p_0=50$; $\varphi_{сг}=0,9$):

— расчетное истечение из сопла ($p_a=p_H$);
 - - - кризисное сопло ($M_a=1,0$)

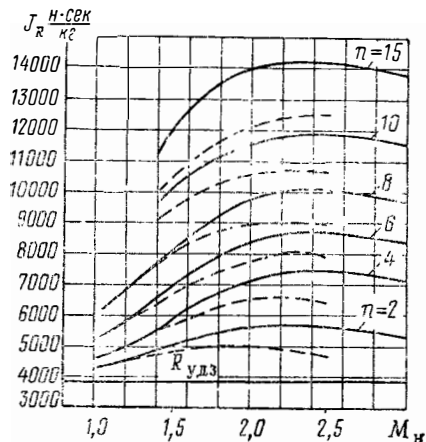


Рис. 7.64. Экономические характеристики РПДж на топливе водород — кислород при $H=11$ км ($\alpha_{ж}=0,8$; $\alpha=1,25$; $p_0=50$; $\varphi_{сг}=0,95$):

— расчетное истечение из сопла;
 - - - кризисное сопло ($M_a=1,0$)

рис. 7.65 и 7.66 приводятся характеристики РПД в упрощенных предположениях о природе рабочего тела, но с сохранением всех прочих исходных данных по потерям в элементах двигателей.

Как видно, все принципиальные особенности протекания характеристик РПД в обоих случаях идентичны, количественные величины J_R в сходственных точках (M_n и n), как и следовало ожидать, несколько отличаются. Причем отличие возрастает с ростом коэффициента эжекции n . Связано это с тем, что при упрощенном расчете РПД мы принимали истинную величину удельного импульса исходного ЖРД $R_{уд}$. С ростом доли воздушного контура (увеличение n) возрастает влияние реальных процессов, происходящих в прямоочной камере, — диссоциация продуктов сгорания, что ухудшает характеристики реальных двигателей. В области предельных полетных чисел M_n работы двигателя это отличие оказывается особенно заметным. Обращаясь к характеристикам РПД на реальных топливах, замечаем, что в отличие от простого подмешивания воздуха к реактивной струе ЖРД использование кислорода воздуха для дожигания дополнительного горючего, вводимого в прямоочную камеру, позволяет увеличить удельный импульс по сравнению с исходным ЖРД в 2—4 раза (сравни рис. 7.63 и 7.26). Видно также, что относительные характеристики РПД улучшают при переходе на более калорийные топлива. В этом отношении большой интерес может представлять РПД, у которого в качестве исходного двигателя используется ЯРД на водороде.

В заключение этой главы остановимся вкратце на закономерностях поведения тягово-экономических характеристик РПД при нерегулируемых проходных сечениях газо-воздушного тракта. Поскольку РПД предназначаются обычно для разгона летательного аппарата, то его проходные сечения выбираются таким образом, чтобы обеспечить максимальные тяги двигателя. Как у любого двигателя прямоточной схемы, условие $c_{R \max}$ соответствует максимально раскрытому критическому сечению сопла ($f_{кр} = 1,0$). Это условие ($f_{кр} = 1,0$) как раз и соблюдается выше при рассмотрении тягово-экономических характеристик регулируемого РПД. Таким образом, отличие характеристик регулируемого и нерегулируемого РПД связано в основном с работой входного диффузо-

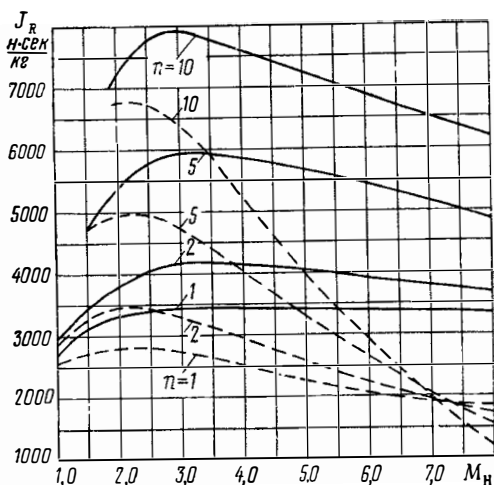


Рис. 7.65. Характеристики РПДж, рассчитанные в упрощенных предположениях о природе рабочего тела ($k=1,4$; $R=29,3 \text{ кг}\cdot\text{м}/\text{кг}\cdot^\circ\text{К}$; $R_{уд.п}=2550 \text{ Н с}/\text{кг}$). Топливо — $H_u=41\,900 \text{ кДж}/\text{кг}$, $L_0=15$:

— сопло с расчетным истечением ($p_a = p_n$);
 - - - критическое сопло ($M_a = 1,0$)

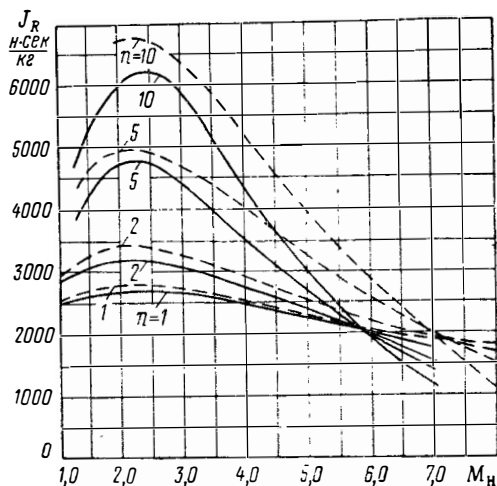


Рис. 7.66. Сравнение характеристик РПД с критическим соплом, рассчитанных в упрощенных предположениях о природе рабочего тела (пунктир) и на конкретном топливе — керосин + азотная кислота (сплошные линии)

ра. Если при рассмотрении характеристик регулируемого РПД мы предполагали, что потребный расход воздуха через двигатель, соответствующий соотношению (7.10), обеспечивается диффузором, то в случае нерегулируемого двигателя необходимо уже принимать в расчет расходную характеристику конкретного диффузора $\varphi_d = f(M_n)$. Так же как и у разгонных ПВРД, с ростом числа M_n полета располагаемая расходная характеристика диффузора «отстает» от потребной, т. е. $\varphi_d < (\varphi_d)_{\text{потр}}$. Проявляется это, как отмечалось выше (см. § 1), в меньшей степени, чем у разгонного ПВРД, так как наличие в газо-воздушном контуре РПД, ЖРД или твердотопливного газогенератора позволяет его «форсировать».

Однако несоответствие проходных сечений существует, что приводит к ухудшению характеристик нерегулируемого РПД. После того как выбран и установлен какой-либо конкретный диффузор, расчет характеристик двигателя может проводиться по обычным формулам для c_R и J_R , в которые подставляются реальные значения φ_d и σ_d ; $f_{вх}$ и f_a . При этом должно выполняться условие $\sigma_{д. \text{раб}} < \sigma_{д. \text{max}}$. Качественно вид тягово-экономических характеристик нерегулируемого РПД такой же, как у разгонных ПВРД. Количественно характеристики РПД отличаются от характеристик ПВРД по двум причинам.

Первая причина — РПД свойственны значительно бóльшие расходы дополнительной массы топлива (реактивные газы ЖРД или твердотопливного газогенератора плюс горячее прямооточного контура), т. е. осуществляется значительный форсаж топливом.

Вторая причина — поскольку форсаж топливом в РПД сопровождается дополнительной степенью сжатия, то расчетная величина f_H у него больше, чем при том же форсаже в ПВРД, т. е. выше расход воздуха и миделевая тяга. Соотношение характеристик разгонных РПД и ПВРД иллюстрируется рис. 7.67.

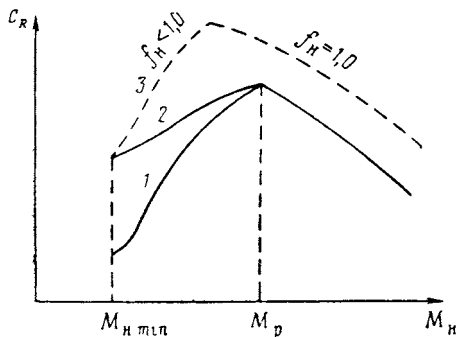


Рис. 7.67. Характер изменения коэффициента тяги c_R по M_H нерегулируемых СПВРД (1), РПД (2) и регулируемого РПД (3)

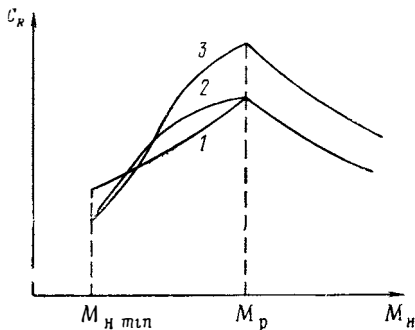


Рис. 7.68. Характер изменения величины c_R нерегулируемого РПД на твердом топливе в зависимости от выбора расчетного режима работы:

- 1 — $\alpha = 1,0$ при $M_H = M_{H \min}$; 2 — при $M_H = M_{H \min}$; $\varphi_{д1} < \varphi_{д2}$; $f_{вх1} = f_{вх2}$; $\alpha > 1$;
3 — при $M_H = M_{H \min}$; $\varphi_{д1} = \varphi_{д3}$; $f_{вх3} > f_{вх1}$; $\alpha > 1$

Если оба двигателя имеют одинаковые проходные сечения ($f_{кр}$, $f_{вх}$, f_a) и одинаковое расчетное значение M_p диффузора, то на участке $M_H < M_p$ характеристики нерегулируемого РПД лучше, чем у форсажного ПВРД, а при $M_H \geq M_p$ они одинаковые при равных расходах топлива.

Нерегулируемый РПДТ ($f_{кр} = \text{const}$; $f_a = \text{const}$), работающий на конкретном топливе, может иметь в зависимости от параметров диффузора различные характеристики, которые показаны на рис. 7.68.

Если в расчетной точке на $M_{H \min}$ режим работы двигателя будет соответствовать $\alpha > 1,0$, то это позволит установить на нем диффузор, пропускающий больший расход воздуха, чем при работе на этом $M_{H \min}$ при $\alpha = 1,0$. Возможно несколько вариантов таких двигателей. Сравним их скоростные характеристики с двигателем, имеющим в расчетной точке на $M_{H \min}$ коэффициент $\alpha = 1,0$ (двигатель № 1 на рис. 7.68). Если на двигателе № 2 установлен диффузор с тем же M_p , что и на двигателе № 1, то имеется возможность или уменьшить угол конуса диффузора $\delta_{кв}$, или увеличить относительную площадь входа в двигатель $f_{вх}$. В первом случае во всем диапазоне чисел M_H от $M_{H \min}$ до M_p диффузор будет иметь более высокое значение $\varphi_{д}$. Если диффузор двигателя № 1 практически при $M_H > M_{H \min}$ будет работать при $\sigma_{д} < \sigma_{д \max}$, то в двигателе № 2 диапазон работы диффузора по M_H при $\sigma_{д} = \sigma_{д \max}$ будет шире вследствие возможного уменьшения α в камере. Тяговая характеристика двигателя № 2, более низкая в расчетной точке (из-за более высокого значения α), с ростом M_H станет выше, чем у двигателя № 1. После достижения $M_p = M_p$ в случае, когда двигатели № 1 и 2 работают на одинаковом α , их тяговые характеристики будут равными.

Во втором случае (более высокое значение $f_{вх}$) имеется возможность улучшить характеристики РПД в области больших чисел M_H за счет некоторого их ухудшения в области малых M_H (двигатель № 3).

Влияние параметров диффузора на экономические характеристики нерегулируемых РПДТ проявляется в меньшей степени. Их отличие от экономических характеристик регулируемого РПД также незначительно. Очевидно, имеется возможность вариации также расчетного числа M_p диффузора. В зависимости от конкретного назначения РПДт более удовлетворительной может оказаться любая из показанных выше характеристик.

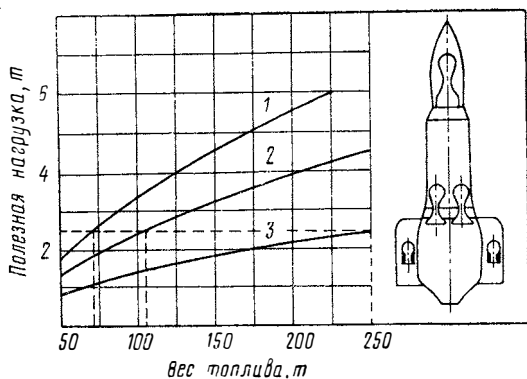


Рис. 7.69. Зависимость веса полезной нагрузки на орбите от веса топлива на старте (из работы [35]):

1 — 1 ступень РПД, остальные две — ЖРД на водороде; 2 — ЖРД на водороде (трехступенчатая ракета); 3 — ЖРД на керосине (трехступенчатая ракета)

диффузора). В целом еще раз подчеркнем, что возможность вариации расходов топлива через ракетный и прямоточный контуры с одновременным изменением восстановления давления в двигателе позволяет успешно выбрать проходные сечения РПД, соответствующие широкому диапазону разгона двигателя. Методика выбора нерегулируемого РПД применительно к летательным аппаратам конкретно целевого назначения здесь не обсуждается. Это выходит за рамки настоящей работы, которая предназначена лишь для ознакомления читателя с основами работы и расчета двигателей. В заключение приведем заимствованный из работы [35] пример использования РПД на космических ракетах. На рис. 7.69 показан вес полезной нагрузки, выводимой на орбиту трехступенчатой ракетой.

Видно, что применение РПД на первой ступени (РПД работает до $M=6,0$) позволяет в зависимости от стартового веса увеличить полезную нагрузку на 25—35%.

РПДж обладает еще одним свободным независимым параметром — коэффициентом эжекции. РПДж может работать при $\alpha=1,0$ во всем диапазоне полетных чисел M_n . При этом в зависимости от величины n в расчетной точке на $M_{n\min}$ характеристики его будут отличаться. Чем меньше величина n в расчетной точке, тем более высокое значение f_n должно обеспечиваться диффузором. Поэтому переход на более высокие числа n (более экономичные режимы РПД) будет возможен только при значительном увеличении скорости полета (иначе будет помпаж

Основы методики расчета двигателей с учетом реальных свойств газа и неравномерности газового потока

В предыдущих главах мы изучали работу воздушно-реактивных двигателей в предположении, что рабочее тело обладает неизменным химическим составом и постоянной теплоемкостью. Для получения принципиальных характеристик ВРД оказалось также возможным заменить топливо теплосодержащей массой. Однако при расчете двигателей, работающих на конкретных топливах, для получения правильных количественных результатов необходимо учитывать свойства газа, участвующего в процессе.

Продукты сгорания в прямооточной камере, а также в камерах ЖРД и РДТТ как составной части РПД представляют смесь химически различных газов. Большое количество тепла, которое выделяется в камерах сгорания, приводит к тому, что смесь газов находится при высоких температурах (2500—3000° К). Это вызывает значительную их диссоциацию, что равносильно неполному использованию тепловой энергии, заложенной в топливе. Вместе с тем, в процессе расширения газов в сопле при смешении их с холодным воздухом в эжекторе РПД температура газов будет падать, что может повлечь за собой обратный процесс — рекомбинацию продуктов сгорания с выделением тепла, затраченного ранее на диссоциацию газов. Это термохимические процессы не могут не отразиться на количественных закономерностях протекания тягово-экономических характеристик ВРД, а при больших числах M полета ($M_H > 5,0$) — и на некоторых качественных закономерностях. Кроме того, при больших скоростях набегающего потока, как уже неоднократно указывалось выше, термодинамические параметры воздуха, зависящие от температуры (c_p, k), при его торможении будут меняться. Это повлечет за собой изменение давления, скорости и других газодинамических характеристик потока на выходе из диффузора.

Торможение воздуха в диффузоре при больших скоростях полета и расширение газа в сверхзвуковых соплах при высоких скоростях истечения — это быстро протекающие процессы. Поэтому может оказаться необходимым учитывать кинетику процесса торможения и истечения газов.

В высокоскоростных и высокотемпературных потоках возможно несколько крайних случаев течения, которые будут нами рассмотрены. Методика расчета характеристик реального двигателя, работающего в условиях высоких температур продуктов сгорания и больших полетных чисел M , должна быть построена на анализе изменения полного запаса энергии рабочего тела, состоящей из физического и химического теплосодержания, и учитывать изменения физических характеристик рабочего тела, по крайней мере, в «контрольных» сечениях газо-воздушного тракта двигателя (см. схемы на рис. 1.6, 1.9).

Вопросам расчета характеристик газового потока и двигателя в целом посвящены первые четыре параграфа настоящей главы.

Газовый поток в основных элементах двигателя: диффузоре, камере сгорания эжекторе и сопле — не является строго одномерным. Ему свойственно неравномерное распределение основных параметров: скорости, температуры, давления в «конкретных» сечениях газового тракта. Поэтому целесообразно также изучить влияние неравномерности газодинамических параметров на расчет характеристик двигателя и его элементов.

§ 1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ СОХРАНЕНИЯ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГАЗА И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В РАСЧЕТАХ ДВИГАТЕЛЯ

В реальных условиях течения газа в двигателе возможно несколько принципиально различных случаев.

1-й СЛУЧАЙ. ПОЛНОСТЬЮ ЗАТОРМОЖЕННЫЙ ИЛИ «КЛАССИЧЕСКИЙ» ПОТОК

Предполагается, что удельные теплоемкости c_p и c_v и химический состав газа не меняются при его торможении, ускорении и подводе тепла. Постоянство c_p и c_v позволяет широко применять аппарат газодинамических функций и существенно упростить решение многих внутривычислительных задач. Теория ВРД, изложенная в предыдущих главах, была основана на этих допущениях классической гидродинамики и мы на ней здесь останавливаться не будем. 1-й случай свойствен низкотемпературным реальным потокам.

2-й СЛУЧАЙ. ПОЛНОСТЬЮ РАВНОВЕСНЫЙ ПОТОК

Для этого вида потока учитывается как переменность состава, так и удельных теплоемкостей. Энергия, присущая внутренним степеням свободы молекул, и химическое равновесие безынерционно следуют за изменяющимися условиями в потоке. Для описания такого потока требуются уравнения в наиболее общей форме. Этот случай соответствует течению диссоциированного газа в камерах сгорания, в соплах и диффузорах ПВРД и РПД при сверхзвуковых скоростях полета.

3-й СЛУЧАЙ. ПОТОК С «ЗАМОРОЖЕННЫМ» ХИМИЧЕСКИМ РАВНОВЕСИЕМ И МЕНЯЮЩЕЙСЯ С ТЕМПЕРАТУРОЙ ТЕПЛОЕМКОСТЬЮ

Этот случай предполагает, что химический состав газа не меняется, а переменная часть удельной теплоемкости (колебательная составляющая), зависящая от температуры, соответствует мгновенно устанавливаемому равновесию. Этот случай характерен для умеренных температур потока, предшествующих диссоциации газов ($T < 2000^\circ \text{K}$).

Возможны промежуточные случаи течения газа, когда или химические процессы в газах, или теплоемкость не будут успевать следовать равновесному состоянию при быстроизменяющихся параметрах потока (температуре и давлении). Эти случаи требуют совместного решения уравнений газовой динамики и химической кинетики. 1-й случай мы подробно рассмотрели ранее. Рассмотрим теперь определение параметров во 2 и 3-м случаях течения газа.

Будем по-прежнему оставаться в рамках одномерной теории газовых течений. Для решения задач, связанных с изменением газодинамических параметров по рабочему тракту ПВРД и РПД, в этом случае достаточно использовать 3 уравнения сохранения: энергии, массы и импульса.

Запишем эти уравнения для газа, в котором могут меняться между двумя контрольными сечениями химический состав и физические характеристики (теплоемкость и показатель адиабаты — 2-й случай).

УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Запас энергии, содержащийся в веществе, как известно, равняется его энтальпии (i) при заданном термодинамическом состоянии (T и p заданы).

Если вещество сохраняет свою внутреннюю структуру и агрегатное состояние, не вступает в химические реакции с окружающими веществами, то энтальпия представляет собой физическое теплосодержание вещества и равняется количеству тепла, которое затрачивается на нагрев его от абсолютного нуля до заданной температуры T ([7]).

В общем случае физическое теплосодержание выражается так:

$$i_{\text{физ}} = \int_0^T c_p dT.$$

Обычно необходимо знать не абсолютное значение энтальпии, а ее изменение. Поэтому температура начала отсчета физического теплосодержания T_0 может быть выбрана произвольно и условная величина

$$i_{\text{физ}} = \int_{T_0}^T c_p dT.$$

В том случае, когда рабочее тело в двигателе состоит из смеси различных газов, которые могут вступать друг с другом в химические реакции, в полной энтальпии вещества целесообразно учитывать его химическую энергию.

Известно, что при химических реакциях может выделяться или поглощаться тепло. Обозначим тепловой эффект реакции через H^T . Тепловой эффект реакции зависит от температуры, при которой протекает реакция, на это указывает индекс «т». Так, например, при образовании воды по реакции $\text{H}_2 + \frac{1}{2} \text{O}_2 = -\text{H}_2\text{O}$ при $T = 398^\circ \text{K}$ выделяется $H^{398} = 242 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \left(57,79 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}} \right)$.

Представим, что два элементарных вещества a и b вступают в химическую реакцию с получением сложного вещества ab . Обозначим физические энтальпии веществ через i_a , i_b и i_{ab} $\left(i_a = \int_0^T c_{pa} dT \text{ и т. д.} \right)$,

а тепловой эффект этой реакции — через H_{ab}^T . Величину H_{ab}^T можно получить, если охладить полученное вещество (ab) после химической реакции до первоначальной температуры, при которой находились вещества a и b . Сравним запасы энергии механической смеси веществ a и b и химического соединения ab .

Во-первых, вещество ab при температуре T имеет иной запас физического тепла, так как его теплоемкость отличается от теплоемкости исходных элементов a и b , т. е.

$$i_{ab} = \int_0^T c_{pab} dT \neq i_a + i_b = \int_0^T c_{pa} dT + \int_0^T c_{pb} dT.$$

Во-вторых, при образовании вещества ab выделилось (или поглотилось) определенное количество тепла, которое необходимо также учитывать при сравнении полных запасов энергии веществ. Это удобно

сделать, если считать, что любое вещество помимо физического тепло-содержания обладает также химической энергией. Ее можно ввести таким образом, чтобы общий баланс энергии системы веществ a , b и ab выражался следующим равенством (см. также рис. 8.1):

$$(i_{ab \text{ хим}} + i_{a \text{ физ}})^T - (i_{a \text{ хим}} + i_{a \text{ физ}})^T - (i_{b \text{ хим}} + i_{b \text{ физ}})^T = H_{ab}^T. \quad (8.1)$$

Так же, как и при расчете физического теплосодержания, для определения химической энергии веществ необходимо установить некоторый энергетический уровень, относительно которого ее отсчитывать. Обычно принимают за основу ряд стандартных химических веществ,

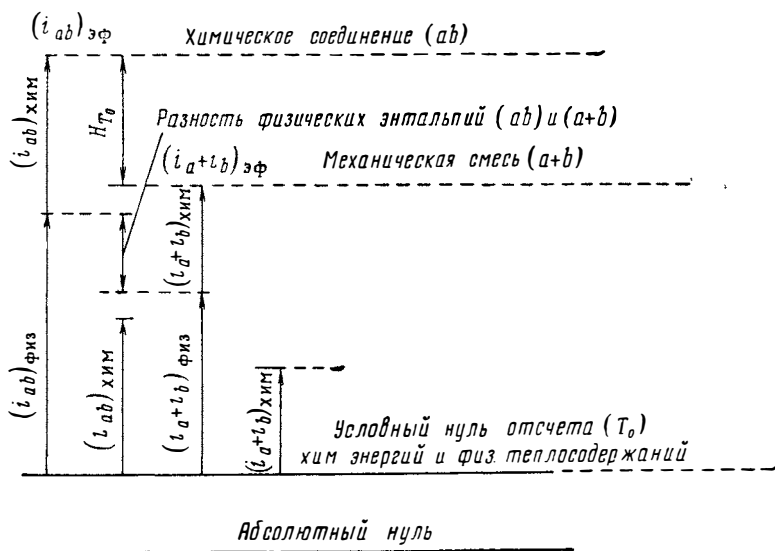


Рис. 8.1. Энергетические уровни химически активных веществ

химическую энергию которых считают равной нулю. Если принять в нашем примере за стандартные элементы a и b , то уравнение баланса энергий веществ a , b и ab упростится и будет иметь вид

$$(i_{ab \text{ хим}} + i_{a \text{ физ}}) - (i_{a \text{ физ}} + i_{b \text{ физ}}) = H_{ab}^T, \quad (8.1')$$

откуда химическую энергию вещества ab можно выразить так:

$$(i_{ab})_{\text{хим}} = H_{ab}^T - (i_{a \text{ физ}} - i_{a \text{ физ}} - i_{b \text{ физ}})$$

или в развернутом виде

$$(i_{ab})_{\text{хим}} = H_{ab}^T - \int_0^T (c_{p \text{ прод}} - c_{p \text{ исх}}) dT.$$

Последнее соотношение показывает, что химическая энергия вещества не равна строго теплоте его образования вследствие отличия теплоемкостей исходных веществ и конечного продукта реакции. Если сложное вещество образуется в результате соединения нескольких исходных веществ, то в общем случае будем иметь

$$i_{\text{хим}} = H_{T_0} - \int_0^T (c_{p \text{ прод}} - c_{p \text{ исх}}) dT,$$

где $c_{p \text{ прод}}$ — теплоемкость продуктов реакции (образовавшееся вещество);

$c_{p \text{ исх}}$ — теплоемкость исходных элементов;

T_0 — начальная температура реакции.

Сумму химической энергии и физического теплосодержания вещества называют полной или эффективной энтальпией. Ее можно получить, используя уравнение (8.1'):

$$(i_{\text{эф}})_{a\sigma} = (i_{\text{физ}} + i_{\text{хим}})_{a\sigma} = H_{a\sigma}^T + (i_a + i_{\sigma})_{\text{физ}}.$$

Если температуру T_0 принять за нуль отсчета физических энтальпий стандартных элементов, то можно рассчитать эффективную энтальпию вещества при температуре T , сложив теплоту его образования из стандартных элементов при температуре T_0 и приращения физического теплосодержания полученного вещества при изменении температуры от T_0 до T :

$$i_{\text{эф}} = H^{T_0} + \int_{T_0}^T c_p dT.$$

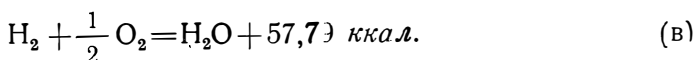
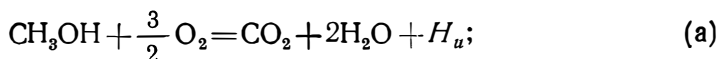
Имеется несколько систем отсчета энтальпии. Так, например, в системе А. П. Ваничева [26] за стандартные элементы приняты С, H_2 , O_2 , F_2 , N_2 , а за нуль отсчета физических теплосодержаний принимается 293°K . Химическая энергия в этой системе считается положительной, если она затрачивается на образование вещества и отрицательной, если она при этом выделяется. Поэтому в этой системе, например, тепловой эффект образования воды из исходных элементов равен:

$$H_{\text{H}_2\text{O}}^{293} = -242 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

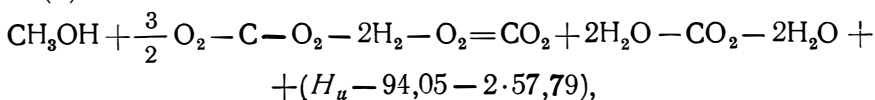
Другими распространенными системами отсчета энтальпии являются системы НАСА и ИГИ [31]. В системе НАСА за стандартные элементы приняты кристаллы: O_2 ; N_2 ; H_2O ; CO_2 и т. д., а температурный нуль отсчета энтальпий равняется 0°K . Величина полной энтальпии однозначно связана с теплотворной способностью топлива.

Теплотворная способность топлива — это количество тепла, которое выделяется при сгорании топлива. Ее можно определить, охлаждая продукты реакции до начальной температуры T_0 . Различают высшую и низшую теплотворную способности. Если не учитывать тепло, выделяемое при конденсации водяных паров, то теплота сгорания называется низшей теплотворной способностью (H_u), если учитывать, то — высшей. Обычно при расчете двигателей принимают во внимание низшую теплотворную способность, так как продукты сгорания топлива в камере имеют высокую температуру и истекают из сопла в виде водяных паров. Теплота сгорания связана с теплотой образования вещества. На основании закона Гесса о независимости теплового эффекта химического превращения от пути реакции тепловой эффект образования химического соединения можно найти как разность теплоты сгорания простых веществ, входящих в его состав, и теплоты сгорания самого соединения с учетом их весовых долей.

Это простое правило позволяет определять теплотворную способность органического соединения, если известны теплота его образования и теплота сгорания элементарных веществ, входящих в его состав. Например, пусть требуется определить теплотворную способность метилового спирта CH_3OH , зная, что теплота его образования равна $57,05 \text{ ккал/моль}$. Составим уравнения реакции сгорания CH_3OH и его элементарных составляющих С и Н:



Вычтем из уравнения (а) уравнение (б) и умноженное на 2 уравнение (в):



откуда

$$\text{C} + \frac{1}{2}\text{O}_2 + 2\text{H}_2 = \text{CH}_3\text{OH} + (-H_u + 94,05 + 115,58).$$

С другой стороны,

$$\text{C} + \frac{1}{2}\text{O}_2 + 2\text{H}_2 = \text{CH}_3\text{OH} + 57,05 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}.$$

Следовательно,

$$H_u = 94,05 + 115,6 - 57,05 = 152,6 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}.$$

Если известны полные энтальпии исходных веществ и конечных продуктов реакции, то теплотворную способность можно определить следующим образом. На основании закона сохранения энергии выделившееся при сгорании тепло должно быть строго равно изменению полных теплосодержаний топлива, окислителя и конечных продуктов реакции, определяемых при начальной температуре T_0 :

$$H_u = \{(i_{\text{эф}})_r + (i_{\text{эф}})_{\text{ок}} - (i_{\text{эф}})_{\text{прод}}\}_{T_0}. \quad (8.2)$$

Рассчитаем теплотворную способность метилового спирта при $T = 293^\circ \text{K}$, используя соотношение (8.2) и систему отсчета энтальпий А. П. Ваничева. Уравнение сгорания CH_3OH написано выше. Энтальпии интересующих нас веществ при $T = 293^\circ \text{K}$ соответственно равны [26]:

$$i_{\text{CH}_3\text{OH}} = -57,05 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}; \quad i_{\text{O}_2} = 0; \quad i_{\text{H}_2\text{O}} = -57,79 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}; \quad i_{\text{CO}_2} = -94,05 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}.$$

С учетом стехиометрических коэффициентов реакции сгорания CH_3OH в кислороде имеем

$$H_u = -57,05 + (2 \cdot 57,79 + 94,05) = 152,6 \text{ ккал/моль},$$

что совпадает с полученным ранее значением H_u .

В системе А. П. Ваничева энтальпии топлив и их теплотворные способности могут существенно отличаться, так как продукты реакции горения топлив (CO_2 ; H_2O и т. д.) в этой системе при стандартной температуре не равны нулю. Так, например, энтальпия керосина равна 430 ккал/кг при $H_u = 10\,300$ ккал/кг. Энтальпия газообразного водорода равна нулю при $H_u = 28\,800$ ккал/кг. В системе НАСА энтальпии топлив близки к величинам теплотворных способностей при сгорании в воздухе. Так, например, энтальпия керосина равна 10 800 ккал/кг, энтальпия водорода — 33 700 ккал/кг. Это необходимо иметь в виду при проведении приближенных тепловых расчетов.

Таким образом, введя в тепловые расчеты полные энтальпии веществ, мы можем учитывать все превращения, происходящие в химически активной системе. Это особенно важно в тех случаях, когда газовая смесь находится при высокой температуре и в ней возможны процессы диссоциации.

Безусловно, проведение тепловых расчетов с использованием понятия полной энтальпии не исключает необходимость решения системы уравнений химического равновесия всех веществ, участвующих в процессе. Однако, рассчитав заранее диаграмму энтальпия-энтропия, в каждой точке которой смесь находится в химическом равновесии, можно

весьма просто определить изменение состояния химически активной смеси при адиабатических процессах и при подводе тепла. Следует заметить, что теплоемкости c_{pi} и c_{vi} , рассчитанные по изменению полной энтальпии (с учетом химической энергии), отличаются от обычных теплоемкостей c_p и c_v , которые отражают изменение только тепловой составляющей внутренней энергии тела. Связь между c_{pi} и c_p устанавливается очевидным соотношением

$$c_{pi} = \frac{di}{dT} = \frac{d(i_{\text{физ}} + i_{\text{хим}})}{dT} = c_p + \frac{di_{\text{хим}}}{dT}. \quad (8.3)$$

Показатель изэнтропического процесса расширения химически реагирующей смеси также отличается от показателя адиабаты смеси газов при их неизменном составе:

$$n = \frac{c_{pi}}{c_{pi} - R} < k = \frac{c_p}{c_p - R}.$$

Если рассчитывается полная энтальпия потока вещества, то необходимо учитывать также его кинетическую энергию. Таким образом, полная энтальпия потока газа равняется:

$$i_0 = i_{\text{эф}} + \frac{W^2}{2}, \quad (8.4)$$

где i_0 — полная энтальпия газа, соответствующая его заторможенному состоянию.

Уравнение энергии будет представлять собой уравнение сохранения полного теплосодержания и записывается так:

$$i_0 = \frac{m_1 i_{01} + m_2 i_{02} + \dots + m_k i_{0k} + \dots + m_n i_{0n}}{\sum_n m_k}, \quad (8.5)$$

где i_{0k} — полная энтальпия вещества с массой m_k ;
 i_0 — полная энтальпия смеси газов.

Значит полная энтальпия смеси равна сумме полных энтальпий смешиваемых веществ. Если при этом будут происходить химические реакции, то они, естественно, будут учитываться уравнением (8.5). В какой мере при этом будет меняться физическое теплосодержание и, следовательно, температура газа, можно будет определить, зная, как меняются химический состав газа и его химическая энергия.

В том случае, если газы смешиваются чисто механически и химических реакций не происходит (3-й случай), уравнение энергии отражает сохранение в процессе смешения физического теплосодержания газов и может быть записано в виде

$$\int_{T_0}^{T_{\text{осм}}} c_p dT = \frac{\sum_{k=n} m_k \int_{T_0}^{T_{0k}} c_{pk} dT_0}{\sum_{k=n} m_k}. \quad (8.6)$$

При $c_p = \text{const}$ (1-й случай) уравнение (8.6) имеет форму, используемую нами ранее,

$$T_{\text{осм}} = \frac{\sum_{k=n} m_k T_{0k}}{\sum_{k=n} m_k}$$

УРАВНЕНИЕ АДИАБАТЫ

Течение газа в диффузоре и сопле двигателя происходит без теплообмена с окружающей средой. Запишем уравнение адиабаты для газа с переменной теплоемкостью n

$$p/\varrho^n = \text{const.} \quad (8.7)$$

Определим значение n в адиабатическом процессе с переменным химическим составом газа и зависимостью теплоемкости от температуры в соответствии с формулой (8.7), где n — средний показатель адиабатического расширения газа в процессе:

$$\frac{p}{\varrho^n} = \frac{p}{p^n} (RT)^n = \frac{(RT)^n}{p^{n-1}} = \text{const.}$$

Рассматривая изменение состояния газа в адиабатическом процессе 1—2, можно записать

$$\frac{(R_1 T_1)^n}{p_1^{n-1}} = \frac{(R_2 T_2)^n}{p_2^{n-1}},$$

откуда
$$\frac{R_2 T_2}{R_1 T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (8.8)$$

Логарифмируя (8.8) и разрешая его относительно n , получим

$$n = \frac{\ln p_2 / p_1}{\ln (R_1 / R_2 T_1 / T_2 p_2 / p_1)}. \quad (8.9)$$

Практическое использование соотношения (8.9) возможно, если известно, как в процессе 1—2 изменились величины R , T и p , что в общем случае требует проведения полного теплового расчета химически равновесного состояния системы в состояниях 1 и 2 (см. гл. III, § 3) или использования i - s — диаграммы. Существуют приближенные методы определения величины n для смеси химически реагирующих газов. В том случае, когда химический состав смеси газов не меняется, можно использовать уравнение адиабаты в иной форме.

Запишем дифференциальное уравнение адиабаты

$$\frac{c_p}{R} \frac{dT}{T} = \frac{dp}{p}. \quad (8.10)$$

Интегрируя уравнение (8.10), получим

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (8.11)$$

где
$$r = \frac{\int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T}}{c_{p1} \ln \frac{T_2}{T_1}}. \quad (8.12)$$

Поскольку точная функциональная зависимость теплоемкости от температуры в общем случае не известна, то можно принять некоторую приближенную зависимость $c_p(T)$ и определить интеграл $\int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T}$.

Простое выражение для r получается, если построить приближенное решение $\int_{\ln T_1}^{\ln T_2} c_p d \ln T$ по Симпсону. При разбиении интервала температур $T_2 - T_1$ на две части получим

$$r = \frac{1}{6} \left(1 + \frac{4c_p'}{c_{p1}} + \frac{c_{p2}}{c_{p1}} \right), \quad (8.12')$$

где c_{p1} , c_{p2} , c_p' — истинные теплоемкости $\left(c_p = \frac{di_{\text{физ}}}{dT} \right)$ при температурах T_1 , T_2 и $T' = \sqrt{T_1 T_2}$.

Величины c_p можно найти в справочниках по теплофизическим свойствам газов [5]. В табл. справочника приводятся значения истинных физических теплоемкостей воздуха и ряда газов, входящих в состав продуктов сгорания углеводородных топлив с избытком воздуха и при отсутствии диссоциации.

В заключение установим связь термодинамической температуры в потоке и температуры торможения, когда в интервале $T_{01} - T_1$ нельзя пренебрегать изменением теплоемкости. Запишем уравнение (8.4), которое связывает энтальпию заторможенного состояния с энтальпией в потоке газа,

$$i_{01} = i_1 + \frac{W_1^2}{2}. \quad (8.4)$$

Пусть средняя теплоемкость в интервале температур $T_{01} - T_1$ равна $(c_{pm})_{0-1}$, т. е.

$$(c_{pm})_{0-1} = \frac{i_{01} - i_1}{T_{01} - T_1} = \frac{(c_{pm})_0 T_{01} - (c_{pm})_1 T_1}{T_{01} - T_1}.$$

Тогда

$$\frac{T_{01}}{T_1} = 1 + \frac{W_1^2}{(c_{pm})_{0-1} T_1} \frac{c_{p1}}{c_{p1}} = \frac{W_1^2 (k_1 - 1)}{2k_1 R_1 T_1} \frac{c_{p1}}{(c_{pm})_{0-1}} = 1 + \frac{k_1 - 1}{2} t M_1^2 \quad (8.13)$$

или

$$\frac{T_{01}}{T_1} = 1 + \frac{\tilde{k}_1 - 1}{2} M_1^2, \quad (8.13')$$

где

$$\tilde{k}_1 = 1 + (k_1 - 1)t; \quad t = \frac{c_p}{c_{pm}}.$$

Надо заметить, что поскольку для реальных газов в уравнение энергии (8.13) входит одно эффективное значение k , а в уравнение адиабаты (8.11) — другое, то обычные преобразования для получения выражений для расхода или потока импульса газа через газодинамические функции типа формул (3.13) и (3.21) при едином значении k_{cp} , строго говоря, невозможны. Однако иногда приближенно принимают для обоих уравнений некоторое общее эффективное значение k_{cp} , соответствующее или уравнению энергии (8.13) ($k_{cp} = \tilde{k}$), или уравнению (8.11) $\left(k_{cp} = \bar{k} = \frac{rk}{rk - k + 1} \right)$ или равное среднему показателю политропы расширения n . Тогда можно использовать обычные соотношения для «классического» потока при постоянном показателе адиабаты k_{cp} , что мы неоднократно делали выше.

УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ СЕКУНДНОЙ МАССЫ

Если между сечениями потока 1 и 2 не происходит подвода массы, то уравнение неразрывности течения с учетом изменения на участке 1—2 показателя адиабаты k и газовой постоянной R имеет вид

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{k_1}{R_1 T_{01}}} \frac{M_1 p_{01} F_1}{\left(1 + \frac{k_{cp1} - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{k_{cp1} + 1}{2(k_{cp1} - 1)}}} = \\ & = \sqrt{\frac{k_2}{R_2 T_{02}}} \frac{M_2 p_{02} F_2}{\left(1 + \frac{k_{cp2} - 1}{2} M_2^2\right)^{\frac{k_{cp2} + 1}{2(k_{cp2} - 1)}}}. \end{aligned} \quad (8.14)$$

Уравнение (8.14) учитывает как непостоянство k и R , так и возможное изменение температуры торможения, если на участке 1—2 происходят химические реакции. Если между сечениями 1—2 подводится масса, например топливо, то это можно учесть обычным коэффициентом увеличения массы β . В уравнении (8.14) используется некоторый средний показатель адиабаты k_{cp} , единый для уравнений энергии и адиабаты в интервале температур $T_0 - T$. Если привлечь уравнение энергии в форме (8.13), а адиабаты — в форме (8.11), то можно записать

$$\begin{aligned} m = \rho W F &= \frac{p}{RT} W F = \frac{V \bar{k}}{\sqrt{RT}} p M F = \sqrt{\frac{k}{RT_0}} \left(1 + \frac{\tilde{k} - 1}{2} M^2\right) M F p = \\ &= \sqrt{\frac{k}{RT_0}} \frac{p_0 F}{\left(1 + \frac{\tilde{k} - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\tilde{k} + 1}{2(\tilde{k} - 1)}}}, \end{aligned} \quad (8.15)$$

где
$$\tilde{k} = 1 + (k - 1) \frac{c_p}{c_{pm}}; \quad \bar{k} = \frac{r \frac{k}{k - 1}}{r \frac{k}{k - 1} - 1}.$$

Тогда уравнение неразрывности будет иметь вид

$$\sqrt{\frac{k_1}{RT_{01}}} \frac{M_2 p_{01} F_1}{\left(1 + \frac{\tilde{k}_1 - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\tilde{k}_1 + 1}{2(\tilde{k}_1 - 1)}}} = \sqrt{\frac{k_2}{RT_{02}}} \frac{M_2 p_{02} F_2}{\left(1 + \frac{\tilde{k}_2 - 1}{2} M_2^2\right)^{\frac{\tilde{k}_2 + 1}{2(\tilde{k}_2 - 1)}}}. \quad (8.14')$$

Иногда удобно выразить в одном из сечений, например в 1, уравнение расхода через термодинамические параметры потока, тогда нетрудно получить следующее соотношение:

$$Q_1 W_1 F_1 = \frac{k_1 p_1 M_1 F_1}{a_1} = \sqrt{\frac{k_2}{RT_{02}}} \frac{M_2 p_{02} F_2}{\left(1 + \frac{\tilde{k}_2 - 1}{2} M_2^2\right)^{\frac{\tilde{k}_2 + 1}{2(\tilde{k}_2 - 1)}}}. \quad (8.16)$$

УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

При определении изменения параметров газа, текущего в цилиндрическом канале, удобно использовать условие постоянства потока полного импульса в его различных сечениях (трение о стенки канала не учитываем):

$$m_1 W_1 + p_1 F_1 = m_2 W_2 + p_2 F_2. \quad (8.17)$$

Полный импульс единицы расхода газа можно выразить различным образом через параметры потока [см. соотношения (3.20), (3.21)], например:

$$J_n = \frac{1}{m} (mW + pF) = W + \frac{pF}{m} = W + \frac{RT}{W}; \quad (8.18)$$

$$J_n = a \left(M + \frac{1}{kM} \right) = \sqrt{RT} \left(\sqrt{k}M + \frac{1}{\sqrt{k}M} \right) = \sqrt{RT} z(\sqrt{k}M); \quad (8.19)$$

$$J_n = \frac{k+1}{2k} a_{кр} \left(\lambda + \frac{1}{\lambda} \right) = \sqrt{\frac{k+1}{2k}} \sqrt{RT_0} z(\lambda); \quad (8.20)$$

$$J_n = p(1 + kM^2). \quad (8.21)$$

В зависимости от скорости и температуры газа целесообразно использовать то или иное из записанных выше выражений для потока полного импульса. При дозвуковых скоростях течения, когда термодинамическая температура и температура торможения близки ($T \approx T_0$), можно использовать формулу (8.20) и преобразовать соотношение (8.17) к следующему виду:

$$m_1 \sqrt{\frac{k_1+1}{2k_1}} \sqrt{R_1 T_{01}} z(\lambda_1) = m_2 \sqrt{\frac{k_2+1}{2k_2}} \sqrt{R_2 T_{02}} z(\lambda_2)$$

или
$$z(\lambda_1) = \kappa \beta \sqrt{\tau} z(\lambda_2), \quad (8.22)$$

где
$$\kappa = \sqrt{\frac{k_2+1}{k_2} \frac{k_1}{k_1+1} \frac{R_2}{R_1}}, \quad \beta = \frac{m_2}{m_1}; \quad \tau = \frac{T_{02}}{T_{01}}.$$

Входящие в (8.22) величины k могут быть приняты по температурам T_{01} и T_{02} . Так как величина κ зависит от k несильно, то при использовании соотношения (8.22) достигается удовлетворительная точность расчетов. В том случае, когда скорость потока велика ($M_1 \gg 1,0$), выражение для импульса J_n в форме (8.20) использовать нельзя, так как величина показателя адиабаты k не может приниматься ни по температуре T , ни по T_0 .

Для расчета сверхзвуковых потоков целесообразно использовать форму записи для потока полного импульса (8.19). Однако, как правило, в потоке бывает известна температура торможения T_0 , а не термодинамическая температура T . Учитывая связь T_0 и T для газа с изменяющейся теплоемкостью в интервале температур $T_0 - T$ [см. соотношение (8.13')], можно записать

$$J_n = \sqrt{RT} z(\sqrt{k}M) = \sqrt{RT_0} \frac{z(\sqrt{k}M)}{\sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M^2}}. \quad (8.23)$$

Используя соотношение (8.23), равенство (8.17) легко преобразовать к виду

$$\frac{z(\sqrt{\tilde{k}_1}M_1)}{\sqrt{1 + \frac{\tilde{k}_1 - 1}{2}M_1^2}} = \beta \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \sqrt{\tau} \frac{z(\sqrt{\tilde{k}_2}M_2)}{\sqrt{1 + \frac{\tilde{k}_2 - 1}{2}M_2^2}}, \quad (8.24)$$

где k_1 и k_2 — показатели адиабаты газа при термодинамических температурах T_1 и T_2 ; \tilde{k}_1 , \tilde{k}_2 — эффективные величины k в интервале температур $T_1 - T_{01}$ и $T_2 - T_{02}$ [см. формулу (8.13')]. Несмотря на видимую простоту, использование соотношения (8.24) при неизвестной температуре потока T более сложно, чем (8.22), так как величины k и \tilde{k} являются ее функцией. Решение проводится с помощью итерационного процесса.

Если расчет параметров потока проводится по $i-s$ — диаграммам, то можно использовать наиболее общую форму записи для потока полного импульса (8.18).

Следует заметить, что при расчете параметров газа по $i-s$ — диаграммам обычно неизвестно статическое давление в потоке. Так как давление p в значительно меньшей степени влияет на теплоемкость и химические процессы в газах, чем температура, то можно в первом приближении принять давление p , найденное по более простым зависимостям при $k = \text{const}$.

Истинное давление в потоке [см. соотношение (8.21)] и его влияние на результаты определения основных параметров потока (T , W , p) можно в дальнейшем уточнить.

При больших числах M_H полета ($M_H > 3,0$) для определения параметров заторможенного состояния нельзя пользоваться при $k = 1,4$ уравнениями

$$T_{0H} = \frac{T_H}{\tau(\lambda_H)} \quad \text{и} \quad p_{0H} = \frac{p_H}{\pi(\lambda_H)},$$

необходимо применять соотношения, учитывающие зависимость термодинамических констант от температуры. При числах $M_H < 6,0$, когда температура торможения меньше 2000°K , процессы диссоциации еще не существенны, можно пользоваться уравнением адиабаты, в котором учитывается зависимость теплоемкости от температуры.

При очень больших числах M_H полета ($M_H > 6,0$) процесс равновесного торможения воздуха на входе в двигатель необходимо проводить по $i-s$ — диаграмме.

Не составляет труда, используя высказанные выше замечания и расчетные соотношения, определить параметры потока в элементах проточного тракта двигателя и получить его тяговые и экономические характеристики с учетом реальных свойств газов (воздуха и продуктов сгорания).

§ 2. ВЛИЯНИЕ НЕОДНОМЕРНОСТИ ТЕЧЕНИЯ НА ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОГО ПОТОКА

Изложенная в предыдущем разделе методика расчета характеристик двигателей прямоточных схем базируется на одномерных уравнениях газовой динамики. Действительные процессы в диффузоре, камере сгорания, сопле двигателей таковы, что поток, как правило, имеет неравномерное распределение газодинамических параметров в контрольных сечениях проточного тракта. Поэтому расчет основных интегральных характеристик потока, таких как расход, импульс, теплосодержание, по одномерным уравнениям газовой динамики может быть неточен.

Неоднородность течения приводит к изменению условия запираания потока, а следовательно, к иным величинам площади критического сечения сопла и предельного теплоподвода к газовому потоку по сравнению с одномерным случаем. Кроме того, работоспособность и кинетическая энергия реактивной струи газа, имеющей неравномерное распределение скоростей и температур перед истечением, будут отличаться от равномерного случая.

Точный расчет неоднородных потоков в элементах двигателей пока невозможен. Однако возможно оценить качественное влияние неравномерности на основные характеристики потока. В том случае, когда известно распределение по «контрольному» сечению потока газодинамических параметров, имеется возможность учесть существующую неоднородность или свести ее к поправочным коэффициентам при использовании одномерной методики расчета. Рассмотрим два важных вопроса методики расчета параметров двигателей при наличии неоднородности течения:

1. Как влияет неоднородность (или неравномерность) скоростных и температурных полей на критические параметры газового потока.

2. Как определить эффективные параметры неравномерного потока с целью расчета работоспособности газа и импульса газовой струи.

КРИЗИС ТЕЧЕНИЯ НЕРАВНОМЕРНОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА В КАНАЛЕ

Явление запираания равномерного потока нами было рассмотрено в гл. III. Там было показано, что кризис течения одномерного потока соответствует условию $M = \lambda = 1,0$. Если в канале течет поток с неравно-

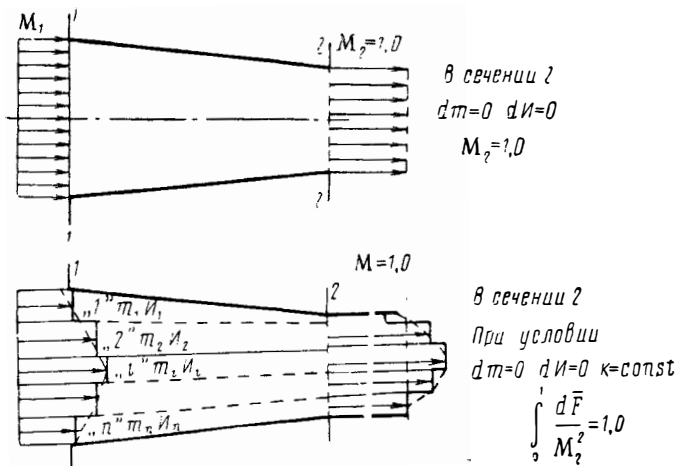


Рис. 8.2. Схема течения в сужающемся насадке равномерного и неравномерного потоков при наличии кризиса на выходе

мерным распределением по сечению чисел M , происходит запираание потока, однако уже при другом критическом условии. Чтобы обнаружить критерий запираания неравномерного потока, примем в качестве гипотезы наличие у него некоторых экстремальных свойств, аналогичных критическому одномерному потоку.

Рассмотрим сужающе-расширяющий канал с равномерным и неравномерным распределением скоростных полей на входе (рис. 8.2). При течении равномерного потока максимальная скорость в горле канала равна местной скорости звука ($M_2 = 1,0$). При этом полный импульс

потока имеет минимум, а секундный расход газа становится максимальным при заданном полном давлении и температуре до критического сечения (см. гл. II). Естественно предположить, что при запирации неравномерность потока в горле канала будет обладать аналогичными экстремальными свойствами, которые можно записать так: $dm=0$ и $dH=0$ (при $dp \neq 0$).

Представим истинное распределение параметров в начальном сечении сужающе-расширяющегося канала в виде ступенчатой неравномерности (см. рис. 8.2). Тогда полный импульс неравномерного потока в целом будет равен сумме полных импульсов элементарных ступенек потока:

$$H = H_1 + H_2 + H_3 + \dots + H_i. \quad (8.25)$$

Используя преобразование (3.21), перепишем соотношение (8.25) в следующем виде:

$$H = \frac{k_1 + 1}{2k_1} a_{\text{кр}1} z(\lambda_1) m_1 + \frac{k_2 + 1}{2k_2} a_{\text{кр}2} z(\lambda_2) m_2 + \dots + \frac{k_i + 1}{2k_i} a_{\text{кр}i} z(\lambda_i) m_i + \dots + \frac{k_n + 1}{2k_n} a_{\text{кр}n} z(\lambda_n) m_n. \quad (8.26)$$

Предположим, что между струйками неравномерного потока отсутствует обмен и в каждой струйке сохраняются постоянными p_0 и T_0 . Дифференцируем соотношение (8.26)

$$dH = \frac{k_1 + 1}{2k_1} m_1 a_{\text{кр}1} \left(1 - \frac{1}{\lambda_1^2}\right) d\lambda_1 + \frac{k_2 + 1}{2k_2} m_2 a_{\text{кр}2} \left(1 - \frac{1}{\lambda_2^2}\right) d\lambda_2 + \dots + \frac{k_i + 1}{2k_i} m_i a_{\text{кр}i} \left(1 - \frac{1}{\lambda_i^2}\right) d\lambda_i + \dots + \frac{k_n + 1}{2k_n} m_n a_{\text{кр}n} \left(1 - \frac{1}{\lambda_n^2}\right) d\lambda_n. \quad (8.27)$$

Так как $ma_{\text{кр}}d\lambda = mdH = -Fdp$, то при условии, что статическое давление постоянно по сечению, соотношение (8.27) можно записать в следующем виде:

$$dH = \left[\frac{k_1 + 1}{2k_1} \left(1 - \frac{1}{\lambda_1^2}\right) F_1 + \frac{k_2 + 1}{2k_2} \left(1 - \frac{1}{\lambda_2^2}\right) F_2 + \dots + \frac{k_n + 1}{2k_n} \left(1 - \frac{1}{\lambda_n^2}\right) F_n \right] dp. \quad (8.28)$$

Учитывая, что dp — произвольная величина ($dp < 0$), а при кризисе течения $dH=0$, получим следующее условие для существования кризиса течения неравномерного потока:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \frac{k_i + 1}{2k_i} \left(1 - \frac{1}{\lambda_i^2}\right) F_i = 0. \quad (8.29)$$

Разбивая поток на бесконечное количество ступенек, в пределе получим

$$\int_F \frac{k + 1}{2k} \left(1 - \frac{1}{\lambda^2}\right) dF = 0, \quad (8.30)$$

где F — площадь горла канала.

При $k = \text{const} \int_F \frac{dF}{\lambda^2} = F$, откуда

$$\int_0^1 \frac{d\bar{F}}{\lambda^2} = 1,0. \quad (8.31)$$

Воспользовавшись очевидной подстановкой $\frac{1}{\lambda^2} = \frac{2}{k+1} \frac{1}{M^2} + \frac{k-1}{k+1}$, из выражения (8.31) получим

$$\int_{\bar{F}} \frac{d\bar{F}}{M^2} = 1,0. \quad (8.32)$$

Для двух спутных потоков, каждый из которых равномерен в момент наступления кризиса, будем иметь

$$\frac{F_1}{M_1^2} + \frac{F_2}{M_2^2} = F \quad \text{или} \quad \left(1 - \frac{1}{M_1^2}\right) F_1 = \left(\frac{1}{M_2^2} - 1\right) F_2. \quad (8.33)$$

Условие (8.33) часто используется для расчета распределения чисел M в сечении запираания эжектора, работающего на критическом режиме [35]. Следует в связи с этим сделать одно замечание. Если принять, что в сечении запираания сверхзвукового эжектора статические давления в обоих потоках равны друг другу, а также реализуется условие (8.33), то потери полного давления в сверхзвуковой струе на начальном эжекторе могут быть найдены из решения системы уравнений (5.20), (5.21), (5.23) и (8.33).

Однако известно, что потери полного давления в сверхзвуковой недорасширенной струе на участке до максимального диаметра 1-й бочки определяются интенсивностью скачков уплотнения, которые могут возникать вследствие искривлений линий тока при расширении струи.

Поэтому применение критерия (8.33) при условии $p_1 = p_2$ для расчета критического режима эжектора менее обосновано, чем условие $M_2 = 1,0$ ($p_1 \neq p_2$), использованное нами в гл. V.

Критерий запираания в форме (8.32) выведен для строго плоского течения без учета искривлений линий тока и связанной с этим разницей статических давлений в отдельных струйках. Кроме того, при течении неравномерного потока происходит обмен между струйками по ходу течения, что не учитывалось нами при выводе соотношения (8.32). Однако оценки [35] показывают, что условие (8.32) отражает главные особенности критического течения неравномерных потоков и может быть использовано для их расчетов.

Из соотношения (8.32) следует, что в случае запираания неравномерного потока в критическом сечении имеются как сверхзвуковые, так и дозвуковые скорости. Например, подставив в соотношение (8.31) распределение скоростей в круглой трубе в соответствии с законом

$$\frac{u}{u_0} = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \left(1 - \frac{y}{r}\right)^{1/7},$$

получим, что при запираании коэффициент скорости на оси λ_0 равен 1,18. При больших неравномерностях в критическом сечении канала возможны области с более высокими сверхзвуковыми скоростями.

Нетрудно показать (на чем мы останавливаться не будем), что неравномерный поток в сечении запираания имеет среднее по площади сверхзвуковое значение скорости.

**СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАВНОМЕРНЫХ И НЕРАВНОМЕРНЫХ
КРИТИЧЕСКИХ ПОТОКОВ**

Неравномерный плоский газовый поток можно характеризовать функциями распределения по сечению полного и статического давлений, температуры торможения, физико-химических свойств, зависящих от состава и температуры газа. Зная эти функции распределения, нетрудно, очевидно, рассчитать в сечении поля чисел M , скоростей, скоростных напоров, плотностей тока и т. д.

Расход потока газа, его энтальпия и импульс в каждом поперечном сечении могут быть рассчитаны интегрированием соответствующих уравнений. Запишем эти уравнения в удобной для последующего анализа форме. Начнем с уравнения расхода.

Применительно к стружке тока с массой dm и площадью dF уравнение расхода может быть записано так:

$$\sqrt{RT_c} dm = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{k+1}}} p_0 q(\lambda) dF. \quad (8.34)$$

Интегрируя обе части (8.34), получим

$$\int_m \sqrt{kT_0} dm = \int_F \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{k+1}}} p_0 q(\lambda) dF. \quad (8.35)$$

Введем обозначение $\theta = \frac{1}{m} \cdot \frac{\int \sqrt{T_0} dm}{\sqrt{T_{0m}}}$, где T_{0m} — средняя по массе температура торможения потока, характеризующая его теплосодержание $\left(c_{pm} T_{0m} = \frac{1}{m} \int c_p T_0 dm \right)$ или при $c_p = \text{const}$ $T_{0m} = \frac{1}{m} \int T_0 dm$. Приняв для упрощения дальнейших выкладок $c_p = \text{const}$; $R = \text{const}$, перепишем соотношение (8.35) в виде:

$$m = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{k+1}}} \frac{\int_F p_0 q(\lambda) dF}{\theta \sqrt{T_{0m}}} \sqrt{\frac{1}{R}}. \quad (8.36)$$

Аналогично для потока полного импульса можно записать следующее выражение:

$$\begin{aligned} I &= \int_m \frac{k+1}{2k} a_{кр} z(\lambda) dm = \frac{k+1}{2k} a_{кр} m \int_m \sqrt{\frac{T_0}{T_{0m}}} z(\lambda) dm = \\ &= \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \int_F p_0 q(\lambda) z(\lambda) dF. \end{aligned} \quad (8.37)$$

где $a_{кр m} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_{0m}}$ — критическая скорость звука, вычисленная по среднemasсовой температуре T_{0m} . Соотношения (8.36) и (8.37) позволяют сравнить равномерный и неравномерный критические потоки с одинаковыми начальными условиями.

Рассмотрим, как влияет неравномерность полного давления и температуры торможения на размер критического сечения при заданных значениях расхода и энтальпии газового потока.

Поскольку величины неравномерности полных давлений и температур торможения независимы между собой, можно анализировать влияние каждого из этих параметров в отдельности.

Пусть поток имеет в сечении запираания постоянное полное и статическое давления и неравномерное распределение температуры торможения:

$$p_0 = \text{const}; \quad p = \text{const}; \quad T_0 \neq \text{const}.$$

Если в потоке постоянно полное и статическое давления, то постоянно также число M . Тогда из соотношения (8.32) следует, что запираание такого потока происходит при $M=1,0$ независимо от распределения температур торможения.

В соответствии с выражением (8.36) для этого случая получим

$$m \sim \frac{\int_F p_0 q(\lambda) dF}{\theta \sqrt{T_{0m}}} = \frac{p_0 q(\lambda = 1,0) F_{\text{кр}}}{\sqrt{T_{0m}}} \frac{1}{\theta}. \quad (8.38)$$

Из уравнения (8.38) непосредственно видно, что на размер критического сечения при постоянных p_0 ; T_{0m} и m влияет значение коэффициента θ . Запишем выражение для θ

$$\theta = \frac{1}{m} \frac{\int \sqrt{T_0} dm}{\sqrt{T_{0m}}} = \frac{1}{m} \frac{\int T_0 dm}{\sqrt{\frac{1}{m} \int T_0 dm}}. \quad (8.39)$$

Воспользуемся для определения его значения известным из курса математики интегральным неравенством Бунаковского — Шварца [29]:

$$\left(\int_a^b f(x) g(x) dx \right)^2 < \int_a^b f^2(x) dx \int_a^b g^2(x) dx. \quad (8.40)$$

Неравенство (8.40) справедливо, когда функции f и g линейно независимы. В частном случае, когда $a=0$; $g(x) \equiv 1,0$, имеем

$$\left(\int_0^b f(x) dx \right)^2 < b \int_0^b f^2(x) dx. \quad (8.41)$$

Приняв $f(x) = \sqrt{T_0}$ и $b = m$, на основании (8.41) получим

$$\left(\int_0^m \sqrt{T_0} dm \right)^2 < m \int_0^m T_0 dm$$

$$\text{или} \quad \frac{\left(\int_0^m \sqrt{T_0} dm \right)^2}{m \int_0^m \sqrt{T_0} dm} = \theta^2 < 1,0. \quad (8.42)$$

Следовательно, коэффициент неравномерности температур торможения в потоке θ всегда меньше 1,0. Таким образом, если в потоке равномерны p_0 и p , но неравномерна температура торможения T_0 , то при заданных значениях секундного расхода m , суммарного теплосодержания и полного давления размер критического сечения неравномерного потока меньше, чем у равномерного. Это равнозначно тому, что через заданную площадь критического сечения канала (например, сопла) поток с неравномерным распределением температур торможения пройдет при меньшем значении полного давления, чем равномерный.

Рассмотрим теперь другой крайний случай: поток имеет равномерное распределение температуры торможения ($T_0 = T_{0m} = \text{const}$), но не-

равномерное распределение полных давлений ($p_0 \neq \text{const}$). Статическое давление в поперечном сечении потока примем постоянным. Покажем, что в этом случае для прохождения заданного расхода газа требуется больший размер критического сечения, чем для равномерного сечения потока с тем же расходом и теплосодержанием. Поскольку по условию равномерный и неравномерный потоки имеют равные расходы и теплосодержания, то можно записать, что

$$(p_0)_p (F_{кр})_p = \int_{(F_{кр})_н} p_0 q(\lambda) dF,$$

где индекс «р» присвоен равномерному, а индекс «н» — неравномерному потокам. Отсюда

$$\frac{(F_{кр})_p}{(F_{кр})_н} = \frac{\frac{1}{(F_{кр})_н} \int_{(F_{кр})_н} p_0 q(\lambda) dF}{(p_0)_p}.$$

Если поток имеет неравномерное распределение полных давлений, то при наступлении кризиса течения распределение коэффициента скорости λ подчиняется условию (8.31). Так как при этом в поперечном сечении потока будут участки с $\lambda > 1,0$ и $\lambda < 1,0$, при которых функция $q(\lambda)$ принимает значения меньшие 1,0, то

$$\frac{1}{(F_{кр})_н} \int_{(F_{кр})_н} p_0 q(\lambda) dF < \frac{1}{(F_{кр})_н} \int_{(F_{кр})_н} p_0 dF.$$

Допустим теперь, что

$$\frac{1}{F} \int p_0 dF = (p_0)_p,$$

тогда

$$\frac{(F_{кр})_p}{(F_{кр})_н} = \frac{\frac{1}{(F_{кр})_н} \int_{(F_{кр})_н} p_0 q(\lambda) dF}{(p_0)_p} < \frac{\frac{1}{F_{кр}} \int_{F_{кр}} p_0 dF}{(p_0)_p} = 1,0.$$

Следовательно, если среднее по площади полное давление в неравномерном потоке равно полному давлению сравниваемого равномерного потока, то $(F_{кр})_н > (F_{кр})_p$. Если же $(F_{кр})_н = (F_{кр})_p$, то при равных расходах и теплосодержаниях среднее по площади полное давление неравномерного потока должно быть выше, чем у равномерного. Заметим, что при сравнении мы взяли за основу среднее по площади полное давление неравномерного потока, поскольку его легко определить, например, в эксперименте независимо от распределения температур торможения.

Вообще же среднее полное давление неравномерного потока не является однозначной величиной, так как связано с правилами осреднения, на которых мы остановимся несколько ниже.

Таким образом, влияние на размер критического сечения неравномерности температур торможения и полных давлений оказалось прямо противоположным.

Остановимся теперь на влиянии неравномерности газодинамических параметров при кризисе течения на предельные величины теплоподвода к потоку в цилиндрической камере. Этот вопрос имеет важное значение для прямоточных двигателей максимальной тяги и особенно для гиперзвуковых ПВРД, где максимальный теплоподвод в цилиндрической камере вообще невелик.

Выразим поток полного импульса в соответствии с соотношением (8.37) и воспользуемся уравнением сохранения его на входе и выходе из камеры сгорания (трением потока о стенки пренебрегаем)

$$\frac{k_x + 1}{2k_x} (a_{кр.х})_m \int_{m_x} \frac{a_{кр.х}}{(a_{кр.х})_m} z(\lambda_x) dm = \frac{k_r + 1}{2k_r} (a_{кр.г})_m \int_{m_r} \frac{a_{кр.г}}{(a_{кр.г})_m} z(\lambda_r) dm,$$

откуда

$$x \sqrt{\tau} = \sqrt{\frac{k_x}{k_x + 1} \frac{k_r + 1}{k_r}} \sqrt{\frac{R_r}{R_x}} \sqrt{\frac{T_{0r}}{T_{0x}}} = \frac{\int_{m_x} z(\lambda_x) \sqrt{\frac{(T_{0x})}{(T_{0m})_x}} dm}{\int_{m_r} z(\lambda_r) \sqrt{\frac{T_{0r}}{(T_{0m})_r}} dm}. \quad (8.43)$$

Рассмотрим два крайних случая.

1-й случай. На входе в камеру поток равномерен. На выходе из камеры поток имеет неравномерное распределение полных давлений, но равномерное распределение температур торможения ($T_0 = T_{0m}$). Статическое давление примем постоянным по сечению.

В соответствии с (8.43) имеем

$$x\beta \sqrt{\tau} = \frac{\int_{m_r} z(\lambda_x) dm}{\int_{m_r} z(\lambda_r) dm} \frac{m_r}{m_x}.$$

Предельный теплоподвод связан с наступлением кризиса течения, который при неравномерном распределении по сечению чисел M определяется условием (8.32). Так как $p_0 = \text{const}$ и числа M в конце теплоподвода не равны тождественно 1,0, то $\frac{1}{m_r} \int_{m_r} z(\lambda_r) dm > 2,0$. Сле-

довательно, неравномерность полных давлений в конце камеры приводит к уменьшению предельного теплоподвода.

2-й случай. На входе в камеру поток равномерный. На выходе поток имеет неравномерное распределение T_0 при $p_0 = \text{const}$ и $p = \text{const}$. Так как в этом случае при кризисе λ_r всюду по сечению равно 1,0, то можно записать, что

$$x\beta \sqrt{\tau} = \frac{z(\lambda_x)}{2} \frac{1}{\frac{1}{m_r} \int_{m_r} \sqrt{\frac{T_{0r}}{(T_{0m})_r}} dm} = \frac{z(\lambda_x)}{2} \frac{1}{\theta}. \quad (8.31')$$

Выше было показано, что коэффициент θ всегда меньше 1,0. Таким образом, неравномерность температур торможения в конце камеры приводит к возрастанию значения предельного теплоподвода по сравнению с равномерным случаем.

Однако реализовать в тяге этот дополнительный теплоподвод по сравнению с равномерным случаем нельзя. Физически это связано с тем, что неравномерность температур торможения как бы «обесценивает» подведенное тепло или, другими словами, уменьшает полезную полную его использования. Так проявляется неравномерность параметров потока после теплоподвода. Если же поток имеет неравномерное распределение параметров на входе в камеру сгорания, то влияние неравномерности на предельный теплоподвод может быть учтено при использовании соотношения (8.43). Легко обнаружить, что неравномерность

температур торможения на входе в камеру (например, в ПВРД на твердом топливе) приводит к уменьшению предельного теплоподвода. Влияние неравномерности полных давлений проявляется более сложно.

В заключение остановимся на влиянии неравномерности на величину критического импульса, сравнив его с критическим импульсом равномерного потока. Полный импульс критического неравномерного потока выражается соотношением

$$I_{кр} = \int_m \frac{k+1}{2k} a_{кр} z(\lambda) dm.$$

Разделим $I_{кр}$ неравномерного потока на величину критического импульса равномерного потока $\frac{k+1}{2k} a_{кр} m z(1)$ и примем для упрощения, что потоки имеют одинаковые k и R , не зависящие от распределения прочих параметров. Тогда отношение импульсов неравномерного ($I_{кр})_н$ и равномерного ($I_{кр})_р$ потоков выражается так:

$$\bar{I}_{кр} = \frac{(I_{кр})_н}{(I_{кр})_р} = \frac{1}{m} \int_m \sqrt{\frac{T_0}{T_{0m}}} \frac{z(\lambda)}{2} dm.$$

Рассмотрим снова два крайних случая:

1-й случай. $T_0 = \text{const}$, $p = \text{const}$, $p_0 \neq \text{const}$.

Так как по условию оба потока имеют равные теплосодержания и секундные расходы, то T_0 и $T_{0р}$ равны среднемассовой температуре $T_{0м}$. Следовательно,

$$\bar{I}_{кр} = \frac{1}{m} \int_m \frac{z(\lambda)}{2} dm.$$

Так как при кризисе неравномерного потока имеются области, где $\lambda \geq 1,0$, а значит $z(\lambda) > 2,0$, то, следовательно, $\frac{1}{m} \int_m \frac{z(\lambda)}{2} dm > 2,0$. Ре-

зультат получился неожиданным: неравномерность p_0 дала полезный эффект — привела к росту импульса потока. Однако это достигнуто ценой роста «среднего» полного давления в потоке (см. выше).

2-й случай. $p_0 = \text{const}$; $p = \text{const}$; $T_0 \neq \text{const}$. В этом случае можно записать, что $\bar{I}_{кр} = \frac{1}{m} \int_m \sqrt{\frac{T_0}{T_{0m}}} dm$.

Так как в обоих потоках одинаковы m и $T_{0м}$, а величина $\theta < 1,0$, то, следовательно, неравномерность температур торможения уменьшает критический импульс.

В двигателях больших скоростей критическое истечение из сопел нетипично. Оно может быть, например, при отработке двигателя на стенде с укороченным, сужающимся соплом. Более важно знать, как влияет неравномерность газодинамических характеристик потока на импульс реактивной струи при сверхкритических параметрах истечения.

Однако прежде чем исследовать этот вопрос, остановимся на некоторых принципах замены неравномерных потоков эквивалентным равномерным.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ НЕРАВНОМЕРНЫХ ПОТОКОВ

Расчет интегральных характеристик неравномерного газового потока (расхода, потока импульса и энергии) в каналах внутреннего трак-

та двигателей можно проводить с использованием соотношений типа (8.35), (8.36) и (8.37), если известно распределение p_0 , p , T_0 по сечению. Однако решение многих внутривдвигательных задач, а также задач, связанных с расчетом импульса реактивной струи, тяги двигателя и т. д., существенно упростится, если удастся заменить действительный неравномерный поток некоторым эквивалентным одномерным с определенными параметрами заторможенного состояния. Необходимо при этом всегда иметь в виду, что при осреднении параметров потока какие-нибудь его характерные свойства обязательно утратятся. Поэтому понятие о характеристиках заторможенного состояния неравномерного потока в значительной степени условно, так как существенную роль в определении их играет дальнейшее использование газового потока в конкретном техническом устройстве. В отличие от равномерного потока каждому неоднородному потоку соответствует множество заторможенных состояний. На эту особенность осреднения неравномерных газовых потоков обратили внимание Л. И. Седов и Г. Г. Черный [25].

Установим правила осреднения неравномерных потоков для двух важных, применительно к воздушно-реактивным двигателям, случаев:

1. Неравномерный поток используется при совершении полезной работы, например, на турбине или, наоборот, над ним производится работа сжатия (в компрессоре).

2. Неравномерный поток используется в сопле для создания реактивного импульса.

Не нарушая принципиальных особенностей осреднения неравномерных газовых потоков в каждом из рассматриваемых в дальнейшем случаев, примем постоянными по сечению величины теплоемкостей, газовых постоянных (и, следовательно, показателей адиабаты k). Угол скоса вектора скорости потока по отношению к оси канала примем равным нулю.

Особенность работы указанных выше устройств требует в первую очередь при осреднении сохранить неизменными массовый расход и теплосодержание газа, т. е. необходимо при осреднении газодинамических параметров удовлетворить в первую очередь следующим уравнениям:

$$m \sim \int_{\bar{F}} \frac{p_0}{\sqrt{T_0}} q(\lambda) dF = \frac{p_{0cp}}{\sqrt{T_{0cp}}} q(\lambda_{cp}) F; \quad (8.44)$$

$$i_0 \sim \int_{\bar{F}} p_0 \sqrt{T_0} q(\lambda) dF = p_{0cp} \sqrt{T_{0cp}} q(\lambda_{cp}) F, \quad (8.45)$$

где индексом «ср» обозначены параметры осредненного или эквивалентного одномерного потока. В двух уравнениях (8.44) и (8.45) три неизвестные величины: p_{0cp} ; T_{0cp} ; λ_{cp} .

Третье уравнение должно установить соответствие требуемой характеристики неравномерного и эквивалентного равномерного потоков.

В работе [25] подробно рассматривается способ осреднения неравномерных потоков, при котором отсутствуют дополнительные потери полезной энергии, связанные с самим правилом осреднения. Он осуществляется, когда наряду с сохранением интегральных величин массового расхода m , теплосодержания i_0 остается неизменной энтропия потоков. Так как энтропия «заторможенной» струйки тока можно выразить формулой

$$s_0 = R \ln \frac{T_0^{\frac{k}{k-1}}}{p_0},$$

то условие равенства интегрального значения энтропии неравномерно-го потока и эквивалентного равномерного потока можно записать следующим образом:

$$\ln \frac{(T_{0\text{cp}})^{k/k-1}}{p_{0\text{cp}}} = \frac{1}{m} \int \ln \frac{T_0^{k/k-1}}{p_0} dm. \quad (8.46)$$

Уравнение (8.46) не добавляет новых неизвестных и поэтому позволяет в принципе совместно с уравнениями (8.44) и (8.45) определить неизвестные величины $p_{0\text{cp}}$, $T_{0\text{cp}}$ и λ_{cp} . Однако при сохранении в исходном и осредненном потоках суммарной энтропии происходит частичное преобразование тепловой энергии в потенциальную энергию давления. Поэтому использование условия (8.46) для определения эффективных параметров таких двигательных устройств, как компрессор, турбина, диффузор, сопло и т. д., требует более детального рассмотрения. Остановимся на этом подробнее. Разрешим уравнение (8.46) относительно величины $p_{0\text{cp}}$

$$\ln p_{0\text{cp}} = \frac{k}{k-1} \left[\ln \frac{1}{m} \int T_0 dm - \frac{1}{m} \int \ln T_0 dm \right] + \frac{1}{m} \int \ln p_0 dm. \quad (8.47)$$

Здесь использовано определение среднemasовой температуры торможения $T_{0\text{cp}} = \int T_0 dm$. Уравнение (8.47) показывает «вклад» в среднее полное давление осреднения температуры торможения и неравномерно-го полного давления при сохранении неизменной интегральной величины энтропии.

Остановимся вначале на случае равномерного распределения температуры торможения в потоке. При $T_0 = \text{const}$ выражение в квадратной скобке будет равно нулю и «среднее» полное давление определяется формулой

$$\ln p_{0\text{cp}} = \frac{1}{m} \int \ln p_0 dm. \quad (8.48)$$

В формуле (8.48) величины p_0 могут быть отнесены к одному и тому же характерному давлению, например к давлению среды, куда происходит расширение газа p_{H} . Умножим обе части уравнения (8.48) на произведение газовой постоянной и температуры торможения потока газа RT_0 (по условию постоянную величину):

$$RT_0 \ln \frac{p_{0\text{cp}}}{p_{\text{H}}} = \frac{1}{m} RT_0 \int \frac{p_0}{p_{\text{H}}} dm. \quad (8.49)$$

Соотношение (8.49) показывает, что при $(RT_0) = \text{const}$ осредненный с сохранением $s = \text{const}$ поток имеет одинаковую с исходным изотермическую (а не адиабатическую, как в реальных машинах) работу расширения.

Рассмотрим теперь осреднение при $s = \text{const}$ при наличии температурной неравномерности. Вернемся к соотношению (8.47). Из него следует, что осредненное с сохранением суммарной энтропии полное давление неравномерного потока зависит от распределения температуры торможения в потоке. Вклад температурной неравномерности в осредненное полное давление отражает квадратная скобка выражения (8.47). Нетрудно обнаружить, что этот вклад всегда положителен, т. е. $p_{0\text{cp}}$ увеличивается. Действительно, 1-й член выражения в квадратной скоб-

ке представляет собой среднее арифметическое значение температуры торможения T_0 :

$$\ln \frac{1}{m} \int T_0 dm = \ln \bar{M}(T_0);$$

2-й член (вычитаемое) можно преобразовать следующим образом:

$$\frac{1}{m} \int \ln T_0 dm = \bar{M} \ln T_0 = \ln \bar{G}(T_0),$$

где через \bar{M} и \bar{G} обозначены соответственно среднее арифметическое и среднее геометрическое значения T_0 и $\ln T_0$. По теореме о среднем арифметическом и среднем геометрическом [29] при $T_0 \neq \text{const}$ имеем

$$\bar{M}(T_0) > \bar{G}(T_0),$$

следовательно,

$$\ln \frac{1}{m} \int T_0 dm = \ln \bar{M}(T_0) > \ln \bar{G}(T_0) = \frac{1}{m} \int \ln T_0 dm,$$

например, для одноступенчатой неравномерности, если $m_1 = m_2$, а $T_{01} \neq T_{02}$, имеем

$$\ln p_{\text{оср}} = \frac{k}{k-1} \left[\ln \frac{T_{01} + T_{02}}{2} - \ln \sqrt{T_{01} T_{02}} \right] - \frac{\ln p_{01} + \ln p_{02}}{2}.$$

Так как $\frac{T_{01} + T_{02}}{2} > \sqrt{T_{01} T_{02}}$,

то $\ln \frac{T_{01} + T_{02}}{2} > \ln \sqrt{T_{01} T_{02}}$.

Таким образом, температурная неравномерность всегда дает положительный вклад в величину $p_{\text{оср}}$, рассчитанную в предположении постоянства энтропии в процессе осреднения. Величина $p_{\text{оср}}$, рассчитанная по соотношению (8.47), может оказаться как угодно большой.

Процесс течения газа в таких технических устройствах, как сопло, турбина, компрессор, диффузор, происходит адиабатически и изоэнтропически (с точностью до механических и тепловых потерь) только в каждой отдельной струйке тока неравномерного потока.

Для того чтобы эквивалентный равномерный и исходный неравномерный потоки имели одинаковую адиабатическую работу при расширении до заданного давления p_H , необходимо помимо уравнений (8.44) и (8.45) удовлетворить следующему очевидному соотношению:

$$L_{\text{ал.ср}} = \int_m l_{\text{ал}} dm = \int_m \frac{k}{k-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_H}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] dm$$

или

$$\int_m \frac{2k}{k+1} RT_0 \frac{\lambda^2}{2} dm = \int_m \frac{W^2}{2} dm = m \frac{W_{\text{ср}}^2}{2} = \frac{2k}{k+1} RT_{\text{оср}} \frac{\lambda_{\text{ср}}^2}{2} m. \quad (8.50)$$

При $T_0 = \text{const}$ это равносильно осреднению по массе квадратов коэффициентов скорости

$$\lambda_{\text{ср}}^2 = \frac{1}{m} \int_m \lambda^2 dm. \quad (8.51)$$

Величина $p_{0\text{ср}}$ (для случая $T_0 = \text{const}$) может быть найдена из следующего уравнения, которое является следствием (8.51), при $p = \text{const}$:

$$\frac{1}{p_{0\text{ср}}^{(k-1)/k}} = \frac{1}{m} \int_m^{\circ} \frac{dm}{p_0^{(k-1)/k}}. \quad (8.52)$$

Из соотношения (8.52) видно, что полное давление эквивалентного равномерного потока, имеющего такую же адиабатическую работу расширения, как исходный неравномерный, не зависит от уровня статического давления, до которого происходит расширение газа. Если, например, в рассматриваемом сечении неравномерного потока статическое давление постоянно, то величину $p_{0\text{ср}}$ можно рассчитывать по уравнению Бернулли, предварительно найдя по формуле (8.51) величину $\lambda_{\text{ср}}$. В том случае, когда расширение неравномерного потока происходит таким образом, что конечное статическое давление в каждой струйке тока будет различным, можно по формулам (8.50) или (8.51) найти $\lambda_{\text{ср}}$. При этом величины $p_{0\text{ср}}$ и $p_{\text{н}}$ будут связаны уравнением Бернулли, и для нахождения $p_{0\text{ср}}$ надо знать величину статического давления, до которого расширяется эквивалентный равномерный поток. Очевидно, что если требуется определить только работу расширения неравномерного потока, то оно находится непосредственно из соотношения для $L_{\text{ад.ср}}$.

Рассматриваемое правило осреднения неравномерных потоков, имеющих одинаковую работу расширения, хорошо иллюстрирует высказанное выше положение о том, что при осреднении теряются какие-либо характеристики потока. Действительно, если воспользоваться уравнением расхода (8.44) и подставить в него найденную величину $p_{0\text{ср}}$, то можно найти коэффициент скорости $\lambda_{\text{ср}}$ эквивалентного равномерного потока, имеющего одинаковую с неравномерным потоком площадь поперечного сечения.

Найденный коэффициент скорости $\lambda_{\text{ср}}$, однако, не будет равняться величине $\lambda_{\text{ср}}$, полученной из соотношения (8.51), при условии, что оба потока (равномерный и неравномерный) имеют одинаковое статическое давление. В этом состоит известная условность процесса осреднения.

Рассмотрим теперь вторую из поставленных выше задач: найти заторможенные параметры эквивалентного равномерного потока, имеющего такой же реактивный импульс, как и исходный неравномерный поток при истечении из сопла. Представим сопло, на входе в которое поток имеет неравномерное распределение параметров. Отвлекаясь от вопросов, связанных с нахождением площади критического сечения сопла (см. выше) и профилирования его контура, которые зависят от самого характера неравномерности, будем искать эквивалентный равномерный поток, имеющий одинаковые с неравномерным количество движения при расширении до заданного давления окружающей среды (расчетный случай истечения). При этом, конечно, будем предполагать, что можно осуществить конструкцию сопла, обеспечивающую полное расширение каждой струйки неравномерного потока до заданного давления. Следуя общему правилу осреднения, в данном случае переход от параметров неравномерного потока к параметрам эквивалентного равномерного потока будет управляться соотношениями (8.44), (8.45) и уравнением

$$W_{\text{ср}} = \frac{1}{m} \int_m W dm \quad (8.53)$$

или при $(k, R) = \text{const}$

$$\lambda_{\text{ср}} = \frac{1}{m} \int_m \lambda \sqrt{\frac{T_0}{T_{0\text{ср}}}} dm. \quad (8.54)$$

Выразив коэффициент скорости λ через отношение полного и статического давлений, получим связь среднего полного давления с функцией распределения полного давления неравномерного потока:

$$\sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_{0cp}}\right)^{\frac{k-1}{k}}} = \frac{1}{m} \int \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}} \sqrt{\frac{T_0}{T_{0cp}}} dm,$$

откуда

$$\left(\frac{p}{p_{0cp}}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 1 - \left\{ \frac{1}{m} \int \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}} \sqrt{\frac{T_0}{T_{0cp}}} dm \right\}^2. \quad (8.55)$$

Соотношение (8.55) показывает, что в отличие от осреднения с сохранением $L_{ад} = \text{const}$ в данном случае эффективное или среднее полное давление потока зависит от статического давления, до которого происходит расширение газа. Это необходимо учитывать при расчете полного давления эквивалентного равномерного потока, имеющего тот же реактивный импульс, что и исходный неравномерный. В частности, если в соотношении (8.55) подставить вместо p истинное статическое давление неравномерного потока (p мы предполагаем постоянным по сечению), то полученное среднее полное давление нельзя использовать для расчета реактивного импульса струи, расширяющейся до давления окружающей среды, не равного p . Если же использовать соотношение (8.54), то необходимо при расчете скорости истечения принимать не истинное распределение λ в потоке, а рассчитанные по уравнению Бернулли величины λ при расширении струй тока до заданного давления окружающей среды.

Выше мы отмечали, что при неравномерности температур торможения имеется возможность подвести больше тепла к потоку в цилиндрической трубе при кризисе на выходе. Однако получить тягу больше, чем при равномерном потоке, не удастся. Используя соотношения (8.43') и (8.54), это нетрудно проверить. Действительно, из соотношения (8.43') следует, что увеличение относительного подогрева обратно пропорционально коэффициенту неравномерности θ :

$$\theta = \frac{1}{m} \int \sqrt{\frac{T_0}{T_{0m}}} dm.$$

С другой стороны, эффективное значение коэффициента скорости истечения, как следует из соотношения (8.54), прямо пропорционально θ .

Таким образом, эффективная скорость истечения реактивной струи из сопла, расположенного непосредственно за камерой сгорания, пропорциональная произведению $\lambda_{\text{вер}} \sqrt{T_{0m}}$, останется неизменной.

Представляет интерес сравнить площади выходного сечения сопел равномерного и неравномерного потоков, имеющих одинаковое количество движения истекающей струи. Из соотношения (8.54) следует, что

так как $\frac{1}{m} \int \frac{T_0}{T_{0cp}} dm$ всегда меньше 1,0, то при наличии только тем-

пературной неравномерности коэффициент скорости эквивалентного равномерного потока $\lambda_{\text{ср}}$ меньше, чем $\lambda_{\text{вер}}$ неравномерного потока (физически это объясняется тем, что при температурной неравномерности

$\rho_{0cp} < \rho_{0нep}$). Воспользовавшись равенством расходов и теплосодержаний газов в обоих потоках, можно записать

$$\theta y(\lambda_{cp}) F_{cp} = y(\lambda_{нep}) F_{нep},$$

где

$$y(\lambda) = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{\lambda}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2},$$

откуда при $\lambda_{cp} < \lambda_{нep}$ следует, что $F_{cp} > F_{нep}$, т. е. при расширении до одинакового давления эквивалентный равномерный поток будет иметь большую площадь выходного сечения сопла, чем исходный поток с неравномерным распределением температуры торможения. При наличии только неравномерности полных давлений, наоборот, площадь выходного сечения сопла эквивалентного равномерного потока будет меньше (на доказательстве мы останавливаться не будем). В том случае, когда задана не величина статического давления на срезе сопла, а его площадь, то нахождение параметров эквивалентного равномерного потока производится путем совместного решения уравнений (8.44) и (8.45) и уравнения (8.56), отражающего условие равенства полных импульсов истекающих струй:

$$z(\lambda_{cp}) = \frac{1}{m} \int_m z(\lambda) \sqrt{\frac{T_0}{T_{0cp}}} dm. \quad (8.56)$$

Порядок решения этой задачи следующий:

1. Задается ряд значений p на срезе сопла и, используя уравнение

Бернулли $\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$, уравнение расхода (8.44), теплосодержания (8.45), находится распределение λ в неравномерном потоке на срезе сопла, удовлетворяющее этим трем уравнениям.

2. Из соотношения (8.56) находится λ_{cp} эквивалентного равномерного потока.

3. Из уравнения (8.44) определяется ρ_{0cp} .

Приведенные выше формулы для расчета эффективных параметров неравномерных потоков основаны на пересчете средних параметров неравномерного потока, совершающего адиабатическую работу расширения или создающего реактивный импульс при истечении из сопла. На первый взгляд может показаться, что раз уже найдены интересующие нас характеристики потока (адиабатическая работа или импульс), то нахождение параметров эквивалентного равномерного потока не имеет практического смысла. Однако это не так. Формулы (8.50) — (8.56) позволяют определить эквивалентный равномерный поток, соответствующий множеству неравномерных потоков, имеющих одинаковые интегральные характеристики неравномерности, выражаемыми коэффициентами неравномерности температур (θ) и коэффициентами, учитывающими неравномерности полных давлений. В практических расчетах удобнее рассчитать вначале коэффициент температурной и скоростной неравномерности потока на входе в техническое устройство (колесо турбины, сопло и т. д.), а затем уже рассчитать процесс расширения полученного эквивалентного равномерного потока, чем рассчитывать расширение исходного неравномерного потока с самого начала.

Приведем теперь несколько примеров, иллюстрирующих влияние неравномерности потока на его эффективные параметры.

Рассмотрим простейший случай равномассовой одноступенчатой неравномерности. Обозначим через \bar{p}_{01} отношение полных давлений в по-

токах ($\bar{p}_{01} = p_{01}/p_{02}$), а через \bar{T}_{01} — отношение температур торможения $\bar{T}_{01} = \frac{T_{01}}{T_{02}}$. Рассчитаем и сравним, используя соотношения (8.47), (8.50),

(8.55), величины эффективных средних полных давлений неравномерного потока. Приведем также величины $p_{0\text{ср}}$, полученные при сохранении потока полного импульса. Этот весьма распространенный метод осреднения эквивалентен выравниванию неравномерного потока в цилиндрическом канале без трения и теплообмена на стенке (см. уравнения эжекции гл. V). Будем обозначать соответственно величины средних

$$\bar{p}_{0\text{ср}} \left(\bar{p}_{0\text{ср}} = \frac{p_{0\text{ср}}}{p_{02}} \right):$$

\bar{p}_{0s} — при осреднении с постоянной энтропией,

\bar{p}_{0L} — при осреднении с сохранением адиабатической работы расширения;

\bar{p}_{0W} — при сохранении эффективной (соотношение 8.53) скорости истечения (или реактивного импульса при расчетном истечении);

$\bar{p}_{0И}$ — при сохранении потока полного импульса осредненного равномерного и неравномерного потоков.

$\bar{p}_{0\text{ср}}$

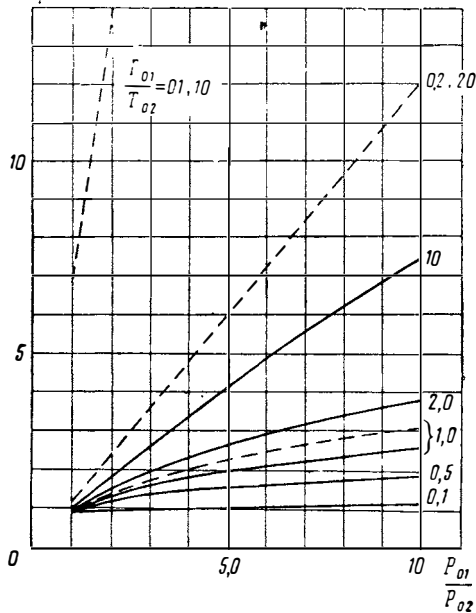


Рис. 8.3. Средние величины полного давления неравномерных потоков при условиях осреднения:

— $L_{ax} = \text{const}$,
 - - - $s = \text{const}$

нах температурной неравномерности и неравномерности полных давлений. Видно, что осреднение с сохранением постоянной энтропии приводит к более высокому $\bar{p}_{0\text{ср}}$, чем при осреднении с сохранением в потоках адиабатической работы расширения. Заметим, что при увеличении температурной неравномерности среднее полное давление \bar{p}_{0s} начинает превышать максимальное полное давление в исходном потоке \bar{p}_{01} . Поэтому расчет, например, величины работы на валу турбины или компрессора с использованием \bar{p}_{0s} может дать большую погрешность.

Все величины средних \bar{p}_0 отнесем к минимальному полному давлению в неравномерном потоке. На рис. 8.3 дано сравнение \bar{p}_{0s} и \bar{p}_{0L} при различных величинах

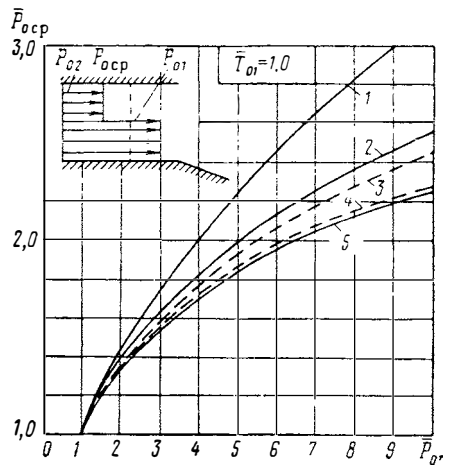


Рис. 8.4. Сравнение эффективных значений полного давления неравномерных потоков (скоростная неравномерность):

$$1 - \bar{p}_{0s}; 2 - \bar{p}_{0W}; \lambda_1/p_{02} = 0,01; 3 - \bar{p}_{0И};$$

$$\lambda_2 = 2,09 \left(\frac{p_H}{p_{02}} = 0,01 \right); 4 - \bar{p}_{0И}; \lambda =$$

$$= 1,0 \left(\frac{p_H}{p_{02}} \approx 0,528 \right); 5 - \bar{p}_{0W}; \frac{p_H}{p_0} =$$

$$= 0,528$$

На рис. 8.4 приведены величины эффективных значений $\bar{p}_{оср}$ для изотермического неравномерного потока ($\bar{T}_0=1,0$), осредненного по двум законам $W=const$ и $H=const$. Сравнение этих законов осреднения весьма важно, поскольку одномерная методика расчета процессов в двигателе использует условие $H=const$. Вместе с тем в реальных случаях перед истечением газа из сопла на выходе из камеры сгорания может существовать значительная неравномерность параметров (например, перед соплом в ГПВРД). Расчет \bar{p}_{0W} проведен для различных степеней расширения потока. Через \bar{p}_H обозначено отношение статического давления среды, куда происходит истечение к минимальному полному давлению в неравномерном потоке. Расчет величин \bar{p}_{0H} проведен также для двух уровней статического давления неравномерного потока, так как осреднение с сохранением неизменного полного импульса зависит от исходного импульса (см. гл. V). Уровень полных импульсов мы будем характеризовать величинами коэффициента скорости λ_2 части потока с меньшим полным давлением. При заданном p_0 связь λ_2 и λ_1 устанавливается простым соотношением $\pi(\lambda_1) = \frac{\pi(\lambda_2)}{p_0}$. Отметим два основных момента, следующих из анализа рис. 8.4. Во-первых, с увеличением степени расширения потока в сопле величина \bar{p}_{0W} возрастает, во-вторых, соотношение величин \bar{p}_{0W} и \bar{p}_{0H} зависит от уровней исходного и конечного статического давления в потоке.

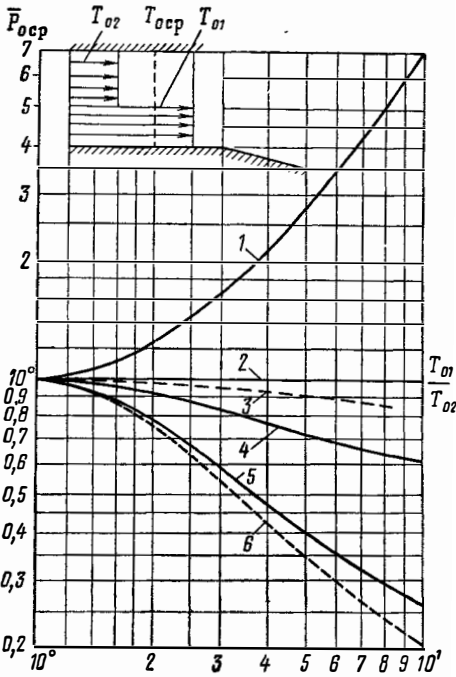


Рис. 8.5. Сравнение эффективных значений полного давления неравномерных потоков (температурная неравномерность):

- 1 — \bar{p}_{0S} ; 2 — $p_{0L_{ад}}$; 3 — \bar{p}_{0W} ; $p_H/p_{0c} = 0,528$;
 4 — \bar{p}_{0H} ; $p_H/p_{0c} = 0,1$; ($\lambda_2 = 1,7$); 5 — \bar{p}_{0H} ;
 $p_H/p_{0c} = 0,01$; ($\lambda_2 = 2,09$); 6 — \bar{p}_{0W} ; $p_H/p_{0c} = 0,01$

При больших степенях расширения газового потока $\bar{p}_{0W} > \bar{p}_{0H}$ и, следовательно, действительный неравномерный поток будет иметь больший реактивный импульс, чем осредненный с сохранением потока полного импульса. Таким образом, одномерная методика расчета, использующая условие $H=const$, может дать заниженные величины реактивного импульса и, следовательно, тяги двигателя при истечении из сопла изотермического неравномерного потока.

На рис. 8.5 приводится сравнение величин $\bar{p}_{оср}$ при существовании только температурной неравномерности ($\bar{p}_0=1,0$). Обратим внимание на следующие основные моменты. С ростом температурной неравномерности $\bar{p}_{оср}$ резко возрастает, \bar{p}_{0L} не зависит от T_0 , \bar{p}_{0W} и \bar{p}_{0H} уменьшаются. Сравним величины \bar{p}_{0W} и \bar{p}_{0H} . Как видно для реальных случаев течения газа в двигателях (умеренные величины λ_2 и большие степени расширения в сопле, например в ГПВРД) $\bar{p}_{0W} < \bar{p}_{0H}$. Таким образом, существование температурной неравномерности в потоке приводит при использовании одномерной методики расчета к завышению эффективного полного давления, реактивного импульса сопла и, следовательно, тяги двигателя.

Так, например, если поток перед истечением из сопла имеет коэффициент скорости $\lambda=1,7$, а температурная неравномерность соответствует $T_{01}/T_{02}=5,0$, то среднее полное давление $\bar{p}_{0И}=0,72$ (кривая 4, см. рис. 8.5, $\frac{P_n}{P_0}=0,1$). В то же время при условии расширения этого потока в сопле до $\bar{p}_n=0,01$ имеем $\bar{p}_{0W}=0,35$ (кривая 6, см. рис. 8.5). Таким образом, в данном примере завышение эффективного значения p_0 при использовании одномерной методики для определения тяги сопла составляет 50%. Скорость истечения из сопла при этом будет завышена примерно на 4,5%. Так как тяга ВРД составляет только часть выходного импульса, то она может быть завышена более чем на 10%.

Из сравнения графиков рис. 8.4 и 8.5 видно, что неравномерность температур торможения влияет значительно больше на соотношение эффективных полных давлений p_{0W} и $p_{0И}$, чем неравномерность полных давлений. Если известно, как отражается существующая в элементах двигателя неравномерность на эффективном p_0 , то она может быть учтена с помощью введения дополнительного коэффициента $\sigma_{нер}$. В одномерной методике расчета характеристик двигателей $p_{0 ср} = p_{0 равн} \sigma_{нер}$.

В заключение следует отметить, что при существующих в СПВРД величинах неравномерности потоков перед истечением из сопла влияние неравномерности на реактивный импульс и тягу двигателей незначительно. В ГПВРД и РПД, где неравномерность газодинамических параметров в конце камеры сгорания может быть большой, влияние ее выше. Однако оценки показывают, что при удачно организованных процессах сгорания и смещения погрешности в определении тяги с помощью одномерной методики расчета характеристик ГПВРД не превышают 7—10%, а РПД — 5—7%.

Приложения

Приложение I

ТАБЛИЦА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ($k=1,4$)

λ	τ	π	ε	q	y	f	r	M
0	1,000	1,0000	1,0000	0,000	0,000	1,000	1,000	0,000
0,05	0,9996	0,9986	0,9990	0,0788	0,0789	1,0015	0,9971	0,0457
0,10	0,9983	0,9942	0,9959	0,1571	0,1580	1,0058	0,9885	0,0914
0,15	0,9963	0,9870	0,9907	0,2344	0,2375	1,0129	0,9744	0,1372
0,20	0,9933	0,9768	0,9834	0,3102	0,3176	1,0227	0,9551	0,1830
0,24	0,9904	0,9668	0,9762	0,3696	0,3823	1,0315	0,9373	0,2202
0,25	0,9896	0,9640	0,9742	0,3842	0,3985	1,0350	0,9314	0,2290
0,30	0,9850	0,9485	0,9630	0,4557	0,4804	1,0496	0,9037	0,2760
0,35	0,9796	0,9303	0,9497	0,5243	0,5636	1,0661	0,8727	0,3228
0,40	0,9733	0,9097	0,9346	0,5897	0,6482	1,0842	0,8391	0,3701
0,45	0,9663	0,8868	0,9178	0,6515	0,7346	1,1036	0,8035	0,4179
0,50	0,9583	0,8616	0,8991	0,7091	0,8230	1,1239	0,7666	0,4663
0,55	0,9496	0,8344	0,8787	0,7623	0,9133	1,1445	0,7290	0,5152
0,60	0,9400	0,8053	0,8567	0,8169	1,0069	1,1551	0,6912	0,5549
0,65	0,9296	0,7745	0,8332	0,8543	1,1030	1,1852	0,6535	0,6154
0,70	0,9183	0,7422	0,8082	0,8924	1,2024	1,2042	0,6163	0,6668
0,75	0,9063	0,7086	0,7819	0,9250	1,3054	1,2216	0,5800	0,7192
0,80	0,8933	0,6738	0,7543	0,9518	1,4126	1,2370	0,5447	0,7727
0,85	0,8796	0,6382	0,7256	0,9729	1,5243	1,2498	0,5107	0,8274
0,90	0,8650	0,6019	0,6959	0,9879	1,6412	1,2595	0,4779	0,8833
0,95	0,8496	0,5653	0,6653	0,9970	1,7638	1,2658	0,4466	0,9409
1,00	0,8333	0,5283	0,6340	1,0000	1,8929	1,2679	0,4167	1,0000
1,05	0,8163	0,4913	0,6019	0,9969	2,0291	1,2655	0,3882	1,0609
1,10	0,7983	0,4546	0,5694	0,9880	2,1734	1,2584	0,3613	1,1239
1,15	0,7796	0,4184	0,5366	0,9735	2,3269	1,2463	0,3357	1,1890
1,20	0,7600	0,3827	0,5035	0,9531	2,4906	1,2286	0,3115	1,2566
1,25	0,7396	0,3479	0,4704	0,9275	2,6660	1,2054	0,2886	1,3268
1,30	0,7183	0,3142	0,4374	0,8969	2,8547	1,1765	0,2670	1,4002
1,35	0,6962	0,2816	0,4045	0,8614	3,0586	1,1417	0,2467	1,4769
1,40	0,6733	0,2505	0,3720	0,8216	3,2798	1,1012	0,2275	1,5575
1,45	0,6496	0,2209	0,3401	0,7778	3,5211	1,0551	0,2094	1,6423

λ	σ	π	ε	q	y	f	r	M
1,50	0,6250	0,1930	0,3088	0,7307	3,7858	1,0037	0,1923	1,7321
1,55	0,5996	0,1669	0,2784	0,6807	4,0778	0,9472	0,1762	1,8273
1,60	0,5733	0,1427	0,2489	0,6282	4,4020	0,8861	0,1611	1,9290
1,65	0,5463	0,1205	0,2205	0,5740	4,7647	0,8210	0,1467	2,0380
1,70	0,5183	0,1003	0,1934	0,5187	5,1735	0,7524	0,1333	2,1555
1,75	0,4896	0,0821	0,1677	0,4630	5,6383	0,6813	0,1205	2,2831
1,80	0,4600	0,0660	0,1435	0,4075	6,1723	0,6085	0,1085	2,4227
1,85	0,4296	0,0520	0,1210	0,3530	6,7934	0,5349	0,0971	2,5766
1,90	0,3983	0,0399	0,1002	0,3002	7,5243	0,4617	0,0864	2,7481
1,95	0,3662	0,0297	0,0812	0,2497	8,3985	0,3899	0,0763	2,9414
2,00	0,3333	0,0214	0,0642	0,2024	9,4641	0,3203	0,0668	3,1622
2,05	0,2996	0,0147	0,0491	0,1588	10,794	0,2556	0,0576	3,4190
2,10	0,2650	0,0096	0,0361	0,1198	12,500	0,1956	0,0490	3,7240
2,15	0,2296	0,0058	0,0253	0,0857	14,772	0,1420	0,0408	4,0961
2,20	0,1933	0,0032	0,0164	0,0570	17,949	0,0960	0,0331	4,5674
2,25	0,1563	0,0015	0,0097	0,0343	22,712	0,0585	0,0258	5,1958
2,30	0,1183	0,0006	0,0048	0,0175	30,658	0,0302	0,0189	6,1033
2,35	0,0796	0,0001	0,0017	0,0063	46,593	0,0111	0,0122	7,6053
2,40	0,0400	0,13·10 ⁻⁴	0,0003	0,0012	94,703	0,0022	0,0059	10,957
2,49	0	0	0	0		0	0	

Приложение II

СРЕДНИЕ (c_{pm}) И ИСТИННЫЕ (c_p) ТЕПЛОЕМКОСТИ $\left[\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right]$.

$p=1 \text{ атм}$

$T^\circ \text{ K}$	Воздух		H_2O (пар)		CO_2		O_2	
	c_{pm}	c_p	c_{pm}	c_p	c_{pm}	c_p	c_{pm}	c_p
200	0,2387	0,2404	—	0,4423	—	0,1757	—	0,2175
273	0,2389	0,2403	0,4389	0,4444	0,1677	0,1945	0,2173	0,2185
300	0,2390	0,2405	0,4394	0,4455	0,1705	0,2020	0,2174	0,2195
350	0,2392	0,2412	0,4405	0,4493	0,1757	0,2139	0,2179	0,2218
400	0,2394	0,2424	0,4419	0,4544	0,1810	0,2244	0,2185	0,2248
450	0,2398	0,2445	0,4436	0,4604	0,1863	0,2339	0,2194	0,2284
500	0,2403	0,2469	0,4456	0,4671	0,1914	0,2423	0,2205	0,2322
550	0,2409	0,2492	0,4479	0,4742	0,1962	0,2500	0,2217	0,2360
600	0,2416	0,2517	0,4504	0,4816	0,2009	0,2570	0,2230	0,2397
650	0,2425	0,2540	0,4532	0,4892	0,2054	0,2633	0,2244	0,2431
700	0,2434	0,2569	0,4561	0,4970	0,2098	0,2692	0,2259	0,2463
750	0,2444	0,2598	0,4591	0,5050	0,2139	0,2742	0,2273	0,2493

T° К	Воздух		H ₂ O (пар)		CO ₂		O ₂	
	$c_{рт}$	c_p	$c_{рт}$	c_p	$c_{рт}$	c_p	$c_{рт}$	c_p
800	0,2454	0,2626	0,4622	0,5132	0,2177	0,2793	0,2287	0,2520
850	0,2465	0,2654	0,4655	0,5215	0,2214	0,2837	0,2302	0,2544
900	0,2476	0,2680	0,4689	0,5298	0,2249	0,2878	0,2316	0,2566
950	0,2486	0,2706	0,4724	0,5383	0,2283	0,2915	0,2330	0,2589
1000	0,2498	0,2730	0,4759	0,5468	0,2316	0,2949	0,2343	0,2605
1050	0,2509	0,2753	0,4795	—	0,2346	0,2980	0,2356	0,2622
1100	0,2521	0,2776	0,4833	0,5634	0,2374	0,3009	0,2368	0,2637
1150	0,2532	0,2798	0,4870	—	0,2401	0,3036	0,2380	0,2651
1200	0,2543	0,2819	0,4908	0,5797	0,2428	0,3060	0,2391	0,2664
1250	0,2554	0,2840	0,4945	—	0,2454	0,3080	0,2402	0,2677
1300	0,2564	0,2861	0,4983	0,5952	0,2478	0,3103	0,2413	0,2689
1350	0,2575	0,2882	0,5021	—	0,2501	0,3121	0,2423	0,2700
1400	0,2585	0,2902	0,5059	0,6098	0,2523	0,3139	0,2433	0,2711
1450	0,2594	0,2922	0,5097	—	0,2544	0,3155	0,2443	0,2721
1500	0,2603	0,2942	0,5134	0,6235	0,2565	0,3170	0,2452	0,2731
1550	0,2614	0,2964	0,5171	—	0,2584	—	0,2461	0,2740
1600	0,2623	0,2986	0,5208	0,6362	0,2602	0,3198	0,2470	0,2750
1650	0,2632	0,3008	0,5245	—	0,2620	—	0,2478	0,2759
1700	0,2641	0,3031	0,5281	0,6479	0,2637	0,3221	0,2487	0,2768
1750	0,2650	0,3054	0,5317	—	0,2654	—	0,2495	0,2777
1800	0,2658	0,3078	0,5351	0,6588	0,2670	0,3242	0,2503	0,2780
1850	0,2666	0,3104	0,5386	—	0,2684	—	0,2511	0,2795
1900	0,2674	0,3132	0,5420	0,6687	0,2699	0,3261	0,2518	0,2804
1950	0,2682	0,3163	0,5454	—	0,2714	—	0,2526	0,2813
2000	0,2689	0,3198	0,5488	0,6779	0,2727	0,3277	0,2533	0,2821
2050	0,2696	0,3237	0,5520	—	0,2740	—	0,2540	0,2830
2100	0,2703	0,3280	0,5552	0,6863	0,2753	0,3292	0,2947	0,2839
2150	0,2710	0,3330	0,5584	—	0,2765	—	0,2554	0,2847
2200	0,2717	0,3394	0,5614	0,6941	0,2776	0,3305	0,2561	0,2856
2250	0,2723	0,3468	0,5644	—	0,2788	—	0,2566	0,2864
2300	0,2730	0,3553	0,5674	0,7012	0,2799	0,3317	0,2574	0,2873
2350	0,2737	0,3650	0,5704	—	0,2809	—	0,2580	0,2882
2400	0,2743	0,3762	0,5733	0,7078	0,2820	0,3328	0,2587	0,2890
2450	0,2749	0,3890	0,5761	—	0,2829	—	0,2593	0,2898
2500	0,2755	0,4035	0,5789	0,7139	0,2839	0,3338	0,2599	0,2907

Приложение III

ТАБЛИЦА СТАНДАРТНОЙ АТМОСФЕРЫ (ГОСТ 4401—64)

H км	T °К	p кг/м ²	ρ кг/м ³	a м/сек	v м ² /сек	z м/сек ²
0	288,1	10330	1,225	340,3	1,46·10 ⁻⁵	9,80
1	281,6	9164	1,111	336,4	1,58·10 ⁻⁵	9,80
2	275,1	8106	1,006	332,5	1,71·10 ⁻⁵	9,80
3	268,4	7150	9,094·10 ⁻¹	328,5	1,86·10 ⁻⁵	9,79

H км	T °K	ρ кг/м ³	Q кг/м ³	a м/сек	v м ² /сек	σ м'сек ²
4	262,1	6287	$8,19 \cdot 10^{-1}$	324,5	$2,02 \cdot 10^{-5}$	9,79
5	255,6	5511	$7,36 \cdot 10^{-1}$	320,5	$2,21 \cdot 10^{-5}$	9,79
6	249,1	4814	$6,60 \cdot 10^{-1}$	316,4	$2,41 \cdot 10^{-5}$	9,78
7	242,6	4190	$5,90 \cdot 10^{-1}$	312,2	$2,64 \cdot 10^{-5}$	9,78
8	236,1	3635	$5,26 \cdot 10^{-1}$	308,0	$2,90 \cdot 10^{-5}$	9,78
9	229,6	3139	$4,67 \cdot 10^{-1}$	303,8	$3,19 \cdot 10^{-5}$	9,77
10	223,1	2701	$4,13 \cdot 10^{-1}$	299,4	$3,52 \cdot 10^{-5}$	9,77
11	216,6	2313	$3,65 \cdot 10^{-1}$	295,0	$3,89 \cdot 10^{-5}$	9,77
12	216,6	1977	$3,12 \cdot 10^{-1}$	295,0	$4,55 \cdot 10^{-5}$	9,76
13	216,6	1689	$2,66 \cdot 10^{-1}$	295,0	$5,33 \cdot 10^{-5}$	9,76
14	216,6	1444	$2,27 \cdot 10^{-1}$	295,0	$6,24 \cdot 10^{-5}$	9,76
15	216,6	1234	$1,94 \cdot 10^{-1}$	295,0	$7,30 \cdot 10^{-5}$	9,76
16	216,6	1055	$1,66 \cdot 10^{-1}$	295,0	$8,54 \cdot 10^{-5}$	9,75
17	216,6	902,0	$1,42 \cdot 10^{-1}$	295,0	$9,99 \cdot 10^{-5}$	9,75
18	216,6	771,1	$1,21 \cdot 10^{-1}$	295,0	$1,16 \cdot 10^{-4}$	9,75
19	216,6	659,2	$1,04 \cdot 10^{-1}$	295,0	$1,36 \cdot 10^{-4}$	9,74
20	216,6	563,5	$8,88 \cdot 10^{-2}$	295,0	$1,59 \cdot 10^{-4}$	9,74
21	216,6	481,8	$7,59 \cdot 10^{-2}$	295,0	$1,87 \cdot 10^{-4}$	9,74
22	216,6	412,0	$6,49 \cdot 10^{-2}$	295,0	$2,18 \cdot 10^{-4}$	9,73
23	216,6	352,2	$5,55 \cdot 10^{-2}$	295,0	$2,56 \cdot 10^{-4}$	9,73
24	216,6	301,2	$4,75 \cdot 10^{-2}$	295,0	$2,99 \cdot 10^{-4}$	9,73
25	216,6	257,6	$4,06 \cdot 10^{-2}$	295,0	$3,49 \cdot 10^{-4}$	9,73
26	219,4	220,5	$3,43 \cdot 10^{-2}$	296,9	$4,18 \cdot 10^{-4}$	9,72
27	222,1	189,1	$2,90 \cdot 10^{-2}$	298,8	$4,99 \cdot 10^{-4}$	9,72
28	224,8	162,5	$2,47 \cdot 10^{-2}$	300,6	$5,93 \cdot 10^{-4}$	9,72
29	227,6	139,6	$2,10 \cdot 10^{-2}$	302,4	$7,05 \cdot 10^{-4}$	9,71
30	230,3	120,6	$1,79 \cdot 10^{-2}$	304,2	$8,35 \cdot 10^{-4}$	9,71
31	233,0	104,3	$1,52 \cdot 10^{-2}$	306,0	$9,87 \cdot 10^{-4}$	9,71
32	235,8	90,2	$1,30 \cdot 10^{-2}$	307,8	$1,16 \cdot 10^{-3}$	9,70
33	238,5	78,2	$1,12 \cdot 10^{-2}$	309,6	$1,37 \cdot 10^{-3}$	9,70
34	241,2	68,0	$9,62 \cdot 10^{-3}$	311,3	$1,61 \cdot 10^{-3}$	9,70
35	244,0	59,1	$8,28 \cdot 10^{-3}$	313,1	$1,89 \cdot 10^{-3}$	9,69
36	246,7	51,5	$7,13 \cdot 10^{-3}$	314,8	$2,21 \cdot 10^{-3}$	9,69
37	249,4	44,9	$6,16 \cdot 10^{-3}$	316,6	$2,59 \cdot 10^{-3}$	9,69
38	252,2	39,3	$5,32 \cdot 10^{-3}$	318,3	$3,02 \cdot 10^{-3}$	9,69
39	254,9	34,4	$4,61 \cdot 10^{-3}$	320,0	$3,52 \cdot 10^{-3}$	9,68
40	257,6	30,1	$4,00 \cdot 10^{-3}$	321,7	$4,09 \cdot 10^{-3}$	9,68
41	260,3	26,4	$3,47 \cdot 10^{-3}$	323,4	$4,75 \cdot 10^{-3}$	9,68
42	263,1	23,2	$3,02 \cdot 10^{-3}$	325,1	$5,50 \cdot 10^{-3}$	9,67
43	265,8	20,5	$2,63 \cdot 10^{-3}$	326,8	$6,37 \cdot 10^{-3}$	9,67
44	268,5	18,0	$2,29 \cdot 10^{-3}$	328,5	$7,36 \cdot 10^{-3}$	9,67
45	271,2	15,9	$2,00 \cdot 10^{-3}$	330,1	$8,49 \cdot 10^{-3}$	9,66
50	274,0	8,62	$1,07 \cdot 10^{-4}$	331,8	$1,59 \cdot 10^{-2}$	9,65
55	270,5	4,66	$5,89 \cdot 10^{-4}$	329,7	$2,89 \cdot 10^{-2}$	9,63
60	253,4	2,45	$3,31 \cdot 10^{-4}$	319,1	$4,87 \cdot 10^{-2}$	9,62

Литература

1. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
2. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
3. Бондарюк М. М. и Ильяшенко С. М. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М., Оборонгиз, 1958.
4. Борисенко А. И. Газовая динамика двигателей. М., Оборонгиз, 1962.
5. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.
6. Васильев Ю. Н. Теория сверхзвукового эжектора с цилиндрической камерой смещения. — Сб. «Лопаточные машины и струйные аппараты», вып. 2. М., «Машиностроение», 1967.
7. Вукалович М. П., Новиков Н. И. Техническая термодинамика. М., Госэнергоиздат, 1962.
8. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков. М., Госэнергоиздат, 1950.
9. Герман Р. Сверхзвуковые входные диффузоры. М., Физматгиз, 1960.
10. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М., Госэнергоиздат, 1961.
11. Зенгер-Бредт И. Некоторые свойства водорода и водяного пара возможных рабочих тел ракет. М., ИИЛ, 1962.
12. Зуев В. С. и Скубачевский Л. С. Камеры сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., Оборонгиз, 1958.
13. Ильяшенко С. М., Талантов А. В. Теория и расчет прямоточных камер сгорания. М., «Машиностроение», 1964.
14. Иноземцев Н. В. Авиационные газотурбинные двигатели. М., Оборонгиз, 1955.
15. Кочин Е. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. М., Гостехиздат, 1955, 1966.
16. Копал З. Таблицы конических течений. Отчет NASA, № 1135, 1953.
17. Космодемьянский А. А. Курс теоретической механики. М., Учпедгиз, 1965.
18. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М., ГИИЛ, 1948.
19. Льюис, Пих Р. Н., Тейлор Х. С. Процессы горения. М., Физматгиз, 1961.
20. Нечаев Ю. Н. Входные устройства сверхзвуковых самолетов. М., Воениздат, 1963.
21. Основы газовой динамики. Пер. с английского под ред. Эммонса. М., ИИЛ, 1963.
22. Орлов Б. В., Мазинг Г. Ю., Рейдель А. Л., Степанов М. Н., Гопчев Ю. И. Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей. «Машиностроение», 1967.
23. Раушенбах В. В., Беспалов С. А., Вольтский М. С. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964.
24. Реактивные двигатели. Пер. с английского под ред. О. Е. Ланкастера. М., Воениздат, 1962.
25. Седов Л. И., Черный Г. Г. Об осреднении неравномерных потоков газа в каналах. — Сб. «Теоретическая гидромеханика». М., Оборонгиз, 1954.
26. Синярев Г. Б., Добровольский М. В. Жидкостные ракетные двигатели. М., Оборонгиз, 1957.
27. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М., Госэнергоиздат, 1960.
28. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений, ИИЛ, 1952.

29. Харди Г. Г., Литтльвуд Д. Е., Полиа Г. Неравенства. М., ГИИЛ, 1948.
30. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
31. Huff V. N., Gordon S., Morrell V. E., Report NACA, 1951, No. 1037.
32. Hoffman J. D. A general method for determining optimum thrust nozzle contours for chemically reacting gas flows. *AIAA Journal*, 1967, vol. 5, No. 4.
33. Hoge H. J., Segars R. A., Choked Flow: A Generalization of the concept and some Experimental Data. *AIAA Journal*, 1965, December, vol. 3, No. 12.
34. Molder S. Intakes for hypersonic ramjets. «*Canad. Aeronaut. Space J.*», 1963, September, vol. 9, No. 7.
35. Nudling W. Zur Anwendung der Luftzumischung zum Abgasstrahl von Raketentriebwerken, *Raumfahrtforschung* Heft 2, 1966.
36. Franciscus, Off—design Performance of Hupersonic Supersonic Combustion Ramjets «*AIAA paper*», 1967, No. 24—248.
-

Оглавление

	Стр.
Предисловие	3
Условные обозначения	5
Глава I. Основы теории воздушно-реактивных двигателей	8
§ 1. Классификация двигателей летательных аппаратов	8
§ 2. Принципы работы некоторых типов двигателей летательных аппаратов	11
§ 3. Основные величины, определяющие качества ВРД как авиационных двигателей	25
§ 4. Термодинамика двигателей летательных аппаратов	46
§ 5. Общая характеристика эффективности ДУ летательных аппаратов. Одноконтурные и двухконтурные ДУ	73
Глава II. Камера сгорания	91
§ 1. Основные требования, предъявляемые к камерам сгорания	91
§ 2. Гидродинамика процесса подвода тепла	93
Глава III. Реактивное сопло	112
§ 1. Основные соотношения для расчета течения газа в сопле	112
§ 2. Расчетное и нерасчетное истечение	117
§ 3. Тяговые характеристики сопел	121
§ 4. Различные схемы сопел и их принципиальные особенности	129
Глава IV. Диффузор	132
§ 1. Назначение диффузора, основные параметры, характеризующие его работу	132
§ 2. Дозвуковые диффузоры	132
Работа диффузора при $M_n \leq 1,0$	135
Работа диффузора при $M_n > 1,0$	137
§ 3. Сверхзвуковой диффузор типа обратного сопла	138
§ 4. Многокаскаговые сверхзвуковые диффузоры с центральным телом	141
1. Основные соотношения для косога скачка уплотнения	142
2. Максимальное восстановление полного давления	147
3. Расходные характеристики	148
4. Работа диффузора с нерасчетным горлом	152
5. Тяга и сопротивление диффузора	155
§ 5. Особенности работы диффузора ГПВРД	156
Глава V. Струйный компрессор (эжектор) РПД	159
§ 1. Основные расчетные соотношения газового эжектора с цилиндрической камерой смещения	159
§ 2. Расходные характеристики эжектора РПД	164
§ 3. Зависимость степени сжатия струйного компрессора от основных параметров и режимов работы	171
§ 4. Об эффективности цилиндрического эжектора	178
Глава VI. Теория и характеристики СПВРД и ГПВРД	182
§ 1. Некоторые соотношения между расходом, подогревом и проходными сечениями в ПВРД	183
1. Двигатель с идеальным сверхзвуковым диффузором	184
2. Двигатель с простым диффузором	192
§ 2. Удельные характеристики идеального ПВРД	195
Цикл $p_0 = p_{0н}$	195
1. Удельная тяга по воздуху $R_{уд}$	195
2. Удельный расход топлива $c_{уд}$ и удельный импульс J_R	202
§ 3. Тяга и коэффициент тяги идеально регулируемого ПВРД ($p_0 = p_{0н}$; $F_n = \text{const}$)	207

	<i>Стр.</i>
§ 4. Тяговые и экономические характеристики двигателя с нерегулируемыми F_m и $F_{кр}$	210
1. Характеристики маршевого двигателя	212
2. Характеристики разгонных СПВРД	223
3. Принципы форсирования СПВРД по тяге	230
4. Высотные характеристики СПВРД	235
§ 5. Исходные данные и физические основания метода расчета СПВРД	242
§ 6. Особенности газовой динамики и характеристики ГПВРД	253
Глава VII. Теория и характеристики РПД	270
§ 1. Совместная работа сверхзвукового диффузора, эжектора и камеры сгорания РПД. Характер изменения проходных сечений газо-воздушного тракта	271
1. Совместная работа сверхзвукового диффузора и эжектора	272
2. Совместная работа эжектора и камеры сгорания	273
3. Характер изменения проходных сечений газо-воздушного тракта РПД	276
§ 2. Некоторые закономерности изменения реактивного импульса сверхзвуковой струи при подмешивании к ней воздуха	279
§ 3. Характеристики РПД при догорании струи ракетного двигателя в прямом точном контуре	298
§ 4. Характеристики РПД на твердых топливах	310
§ 5. Характеристики РПД на жидких топливах	317
Глава VIII. Основы методики расчета двигателей с учетом реальных свойств газа и неравномерности газового потока	331
§ 1. Основные уравнения сохранения с учетом изменения физико-химических свойств газа и их использование в расчетах двигателя	332
§ 2. Влияние неоднородности течения на интегральные характеристики газового потока	342
Приложения	
I. Таблица газодинамических функций ($k=1,4$)	360
II. Средние (c_{pm}) и истинные (c_p) теплоемкости $\left[\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right] \cdot p=1 \text{ атм}$	361
III. Таблица стандартной атмосферы (ГОСТ 4401—64)	362
Литература	364

*Владимир Степанович Зуев,
Владимир Семенович Макарон*

ТЕОРИЯ ПРЯМОТОЧНЫХ
И РАКЕТНО-ПРЯМОТОЧНЫХ
ДВИГАТЕЛЕЙ

Редактор издательства *Н. П. Колосова*
Техн. редактор *Н. Н. Скотникова*
Художник *В. Б. Торгашов*
Корректор *Л. Е. Хохлова*

Т-13678 Сдано в набор 26/V 1971 г.
Подписано в печать 21/X 1971 г. Формат 70×108^{1/16}
Печ. л. 23,0 (Усл. п. л. 30,28) Уч.-изд. л. 32,20
Бум. л. 11,50 Бумага № 1 Тираж 3300 экз.
Зак. № 1570 Цена 3 р. 24 к. Тем. план 1970 г. № 427

Издательство «Машиностроение»,
Москва, Б-66, 1-й Басманный пер., 3.
Московская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР,
Хохловский пер., 7. Тип. зак. 3222.

АВТОРСКИЕ ИСПРАВЛЕНИЯ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
15	6 сверху и 14 снизу	$T_{0к}$	$T_{0к} \pi_{0к}^{(k-1)k}$
66	Формула (1.56)	$\frac{(\tau-1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right)}{e^{\tau-1}}$	$\frac{(\tau-1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_x^2\right)}{e^{\tau-1}}$
198	Таблица	$(R_{y,l})_Г$ $(R_{y,l})_в$	$(R_{y,l})_Г$ $(R_{y,l})_в$
258	13 снизу	(пунктирные линии на рис. 6.48)	(линии 3 и 4 на рис. 6.47)
261	Формула (6.87)	$\frac{k_x M_x^2}{2} + \frac{(\beta_{ц} - 1) H_{II}}{R_x T_x}$ $+ \frac{k_{Г} M_{Г}^2}{2}$	$+ \frac{k_x M_x^2}{2} + \frac{(\beta_{ц} - 1) H_{II}}{R_x T_x}$ $+ \frac{k_{Г} M_{Г}^2}{2}$
[аналогичные исправления в формулах (6.87') и (6.88)]			
263	Формулы (6.94) и (6.95)	$\frac{\beta_{ц}}{\beta_k}$	$\frac{\beta_{ц}}{\beta}$
264	Формула (6.69)	$- \frac{f_a (\bar{p}_a - 1)}{k_H M_H^2 \varphi_{ГЛ} f_{вх}}$	$+ \frac{f_a (\bar{p}_a - 1)}{k_H M_H^2 \varphi_{ГЛ} f_{вх}}$
347	Формула (8.42)	$m \int_0^m \sqrt{T_0} dm$	$m \int_0^m T_0 dm$

