

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

2

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

В двух книгах
Кн. 2

Под редакцией
лауреата Государственной премии СССР
проф. В. М. Кудрявцева

Издание 4-е,
переработанное и дополненное

Рекомендовано Комитетом по высшей
школе Министерства науки, высшей школы
и технической политики Российской Федерации
в качестве учебника для студентов
авиационных специальностей
высших учебных заведений



МОСКВА «ВЫСШАЯ ШКОЛА» 1993

ББК 39.62
0-75
УДК 621.455

Федеральная целевая программа
книгоиздания России

А. П. Васильев, В. М. Кудрявцев, В. А. Кузнецов, В. Д. Курпатенков,
А. М. Обельяцкий, В. М. Поляев, Б. Я. Полюя

Рецензент — проф. В. Н. Богомолов

**Основы теории и расчета жидкостных ракетных
О-75 двигателей.** В 2 кн. Кн. 2. Учебн. для авиац. спец.
вузов/А. П. Васильев, В. М. Кудрявцев, В. А. Кузнецов
и др.; Под ред. В. М. Кудрявцева. — 4-е изд., перераб.
и доп. — М.: Высш. шк., 1993 — 368 с.: ил.

ISBN 5-06-002563-2

Книга 2 является продолжением кн. 1. В ней даны основы теории для конвективного теплообмена лучистого теплопотока в камере ЖРД и рассмотрены современные и перспективные методы интенсификации теплообмена, камеры с абляционной защитой поверхности. Приведены расчеты турбонасосной системы подачи топлива и систем подачи топлива в условиях невесомости, оптимальных параметров ЖРД, оптимального давления на срезе сопла. Рассмотрены основные тенденции развития ЖРД.

По сравнению с третьим изданием (1983 г.) четвертое дополнено новыми материалами.

2705040000 (4309000000) — 075
001 (01) — 93 КБ-44-33-92

ББК 39.62
6.Т6

ISBN 5-06-002563-2
ISBN 5-06-002564-0 (общий)

© Коллектив авторов, 1993

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является продолжением учебника «Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей», издание четвертое, переработанное и дополненное, издаваемое в двух книгах. Данная книга является логическим продолжением первой.

Главы обеих книг учебника имеют общую нумерацию. Первая книга содержит десять глав, в которых излагаются общие сведения о ракетных двигателях; термодинамические и газодинамические основы рабочего процесса в камере ЖРД; тяга; характеристика ЖРД и топлива ЖРД; основы расчетов термохимических свойств топлив; дается расчет сгорания и истечения газов; описываются процессы в камере ЖРД; неустойчивость рабочего процесса, а также сопла ЖРД.

В книге излагаются основы теории теплообмена в ЖРД; теплозащита стенок камеры ЖРД, дается расчет охлаждения, описываются пневмогидравлические системы ЖРД; насосная подача топлива; приводятся расчет элементов ЖРД и особенности расчета ЖРД с дожиганием продуктов газогенерации; расчет и выбор оптимальных параметров ЖРД и в заключение — основные тенденции в развитии современных ЖРД.

Материал глав и их распределение примерно соответствуют логике и содержанию полного курса теории, расчета и проектирования жидкостных ракетных двигателей, который в большинстве вузов излагается в нескольких самостоятельных дисциплинах: общая теория ЖРД; теория и расчет ЖРД; теория и расчет лопаточных машин; проектирование и расчет основных параметров ЖРД.

Следует отметить, что, несмотря на большой объем материала, в учебнике невозможно дать все нужные справочные данные и расчетные методики, которые необходимы при выполнении практических проектных расчетов ЖРД. В этом отношении важным дополнением к учебнику является то, что при участии авторов Московского авиационного института и Московского Государственного технического университета им. Н. Э. Баумана за последние годы изданы учебные пособия, тесно связанные с настоящим учебником и охватывающие практически все разделы расчета и проектирования ЖРД. Эти учебные пособия содержат расчетные методики, примеры расчетов, практические рекомендации и все необходимые справочные данные. Поэтому при необходимости выполнения проектных расчетов ЖРД можно воспользоваться этой литературой.

Издание учебника по теории и расчету ЖРД в двух книгах — первый опыт. Предполагается, что такое издание будет более удобным для использования как в учебном процессе, так и в повседневной инженерной работе.

Авторы и издательство будут глубоко признательны всем, кто сочтет возможным прислать свои высказывания и пожелания по улучшению учебника по адресу: 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., 29/14.

Авторы

Май, 1991 г.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА В КАМЕРЕ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

§ 11.1. ОСОБЕННОСТИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В УСЛОВИЯХ КАМЕРЫ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Общие сведения о конвективном теплообмене. Конвективный теплообмен в ЖРД является наиболее мощным процессом передачи теплоты в стенку. Этот же процесс является практически единственным процессом передачи теплоты от стенки в охлаждающую жидкость.

Процесс конвективного теплообмена складывается из совокупности процессов теплопроводности и конвекции. Первый путь связан с явлениями теплопроводности, причем эта часть теплоты, так же как и в твердых телах, полностью определяется коэффициентом теплопроводности газа или жидкости и градиентом температуры. Второй путь связан с явлением конвекции или переноса отдельных частиц и конечных объемов жидкости или газа — молей. При этом если в процессе перемешивания отдельные частицы или небольшие объемы — моли газа или жидкости — попадут из области с высокой температурой в область с низкой температурой, то после их перемешивания с окружающей средой эти частицы или моли перенесут с собой теплоту, равную произведению их массы на разность теплосодержаний в начале и в конце пути.

Кроме тепловой энергии отдельные частицы или моли переносят также свою кинетическую энергию, которая при их торможении за счет трения преобразуется в соответствующее количество теплоты. Поскольку явление переноса молей или частиц тесно связано с характером и режимом движения жидкости или газа, а также с геометрическими формами и размерами обтекаемой поверхности, конвективный теплообмен представляет собой сложное явление, зависящее от многих факторов. Наиболее сложная картина движения наблюдается непосредственно возле стенки, она-то и определяет теплообмен между потоком и стенкой.

При обтекании жидкостью или газом какой-либо поверхности непосредственно возле стенки образуется пограничный слой, в котором скорость резко изменяется в поперечном направлении от максимального значения на границе пограничного слоя с ядром потока до нуля у стенки. Поскольку толщина пограничного слоя

невелика по сравнению с размером обтекаемого контура, то в пограничном слое имеет место очень большой градиент изменения скорости по нормали к контуру. Ввиду этого в пограничном слое создается большая завихренность потока, которая резко интенсифицирует поперечный перенос вещества, а значит, и теплоты. Особенно он интенсифицируется в случае турбулентного движения, когда весьма развит поперечный перенос вещества. При турбулентном движении передача теплоты конвекцией во много раз больше передачи теплоты теплопроводностью, тогда как при ламинарном движении передача теплоты в основном происходит за счет теплопроводности.

При движении газа вдоль стенок ЖРД, а также при движении жидкости в охлаждающем тракте ввиду больших скоростей образуется всегда турбулентный пограничный слой. Однако из теории пограничного слоя известно, что турбулентный характер движения распространяется не на весь пограничный слой: в области, непосредственно примыкающей к стенке, во всех случаях имеется небольшая по толщине (в сравнении со всем пограничным слоем) зона, где движение носит явно ламинарный характер. Эту зону называют *ламинарным подслоем* турбулентного пограничного слоя.

Особенность ламинарного течения в том, что оно носит упорядоченный слоистый характер, при котором соседние слои обмениваются друг с другом количеством движения, теплоты и веществом только за счет процессов молекулярного обмена.

Передаваемый через ламинарный подслей в единицу времени и через единицу площади и состоящий из теплового потока вследствие разности теплосодержаний и части кинетической энергии, преобразованной в теплоту вследствие трения, общий поток тепловой энергии

$$q_0 = - \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial J}{\partial y} + \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (11.1)$$

где J — теплосодержание; λ , C_p , μ — соответственно теплопроводность, теплоемкость, вязкость потока;

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} = \tau \quad (11.2)$$

— напряжение трения; u — продольная скорость.

Если число Прандтля $Pr = \mu C_p / \lambda = 1$, что для газовых потоков близко к действительности, выражение (11.1) преобразуется к виду

$$q_0 = - \mu \frac{\partial}{\partial y} \left(J + \frac{u^2}{2} \right) = - \mu \frac{\partial J_0}{\partial y} = - \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial J_0}{\partial y}, \quad (11.3)$$

где $J_0 = J + u^2/2$ — энтальпия или теплосодержание адиабатически «заторможенного» потока, или просто энтальпия или теплосодержание торможения.

Особенность турбулентного течения состоит в том, что течение носит хаотичный характер, при котором на основное движение накладывается пульсационное. В теории турбулентности местную скорость потока обычно выражают как сумму некоторой постоянной составляющей скорости и пульсационной: $u = \bar{u} + u'$; $v = \bar{v} + v'$, где u' и v' — пульсационные составляющие.

Соседние слои при турбулентном движении обмениваются друг с другом количеством движения, теплоты и веществом за счет переносов сравнительно крупных «комков» — молей вещества. Такой обмен называется *молярным*.

Общий энергетический поток, передаваемый через турбулентный слой, и напряжение трения будут выражаться через пульсационные составляющие движения следующим образом:

$$q_{\tau} = \rho(\overline{v'J_0}); \quad \tau_{\tau} = -\rho(\overline{v'u'}). \quad (11.4)$$

Черта сверху — осреднение величины по времени. Заметим, что осреднение самих пульсаций по времени дает, естественно, нуль. Однако осреднение произведения пульсаций может быть величиной конечной.

В теории турбулентности вводится некоторая длина l — путь перемешивания, или турбулентный аналог длины свободного пути пробега молекулы. Это расстояние, на котором перемещающиеся моли вещества сохраняют свои индивидуальные особенности — исходные параметры (величину скорости, температуру, состав). Величина l характерна тем, что через нее условно могут быть выражены все пульсационные составляющие:

$$u' \sim l \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}; \quad v' \sim l \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}; \quad J_0' \sim l \frac{\partial \bar{J}_0}{\partial y}.$$

Отсюда энергетический поток и напряжение трения (11.4) могут быть записаны в виде

$$q_{\tau} = -\rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right) \left(\frac{\partial \bar{J}_0}{\partial y} \right); \quad \tau_{\tau} = \rho l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2. \quad (11.5)$$

С другой стороны, эти величины в турбулентном слое могут быть формально выражены через известные нам соотношения ламинарного течения (с молекулярным обменом):

$$q_{\tau} = -\frac{\lambda_{\tau}}{C_p} \frac{\partial \bar{J}_0}{\partial y}; \quad \tau_{\tau} = \mu_{\tau} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \quad (11.6)$$

где λ_{τ} и μ_{τ} — аналоги теплопроводности и вязкости в турбулентном потоке.

Сравнивая (11.5) и (11.6), получаем для турбулентной теплопроводности и вязкости следующие выражения:

$$\lambda_{\tau} = \rho C_p l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right); \quad \mu_{\tau} = \rho l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right). \quad (11.7)$$

Если при ламинарном течении для определения энергетического потока и трения достаточно было знать только распределение теплосодержания и скорости, а коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и вязкости являлись физическими характеристиками потока, то при турбулентном движении кроме вычисления распределения теплосодержания и скорости необходимо еще определить коэффициенты λ_{τ} и μ_{τ} , являющиеся теперь характеристиками самого потока.

Таким образом, в общем случае течения газа поток тепловой энергии и трение должны выражаться следующим образом:

$$q_0 = -\frac{\lambda + \lambda_{\tau}}{C_p} \frac{\partial J_0}{\partial y}; \quad \tau = (\mu + \mu_{\tau}) \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (11.8)$$

где μ и μ_{τ} ; λ и λ_{τ} — коэффициенты вязкости и теплопроводности, обусловленные соответственно молекулярным и турбулентным переносом.

В зависимости от соотношения между интенсивностями молекулярного и турбулентного переноса в практических задачах учитывают либо μ и λ и пренебрегают μ_{τ} и λ_{τ} — ламинарное движение, либо учитывают μ_{τ} и λ_{τ} и пренебрегают μ и λ — турбулентное движение.

Разница в характере турбулентного и ламинарного течений приводит к резкому различию в характере распределения скорости поперек пограничного слоя: при ламинарном течении эпюра скорости очень пологая, тогда как при турбулентном благодаря более интенсивному поперечному обмену количества движения между соседними слоями эпюра скорости крутая, более «наполненная».

При движении сжимаемого внешнего потока с большими скоростями, а также при теплообмене между стенкой и потоком пограничный слой подразделяется на динамический и тепловой. *Под динамическим пограничным слоем* понимается область тормозящего воздействия стенки, где скорость изменяется от нуля на стенке до значения во внешнем потоке. *Тепловой пограничный слой* определяется областью охлаждающего или нагревающего воздействия стенки, где происходит изменение температуры от ее значения во внешнем потоке до температуры стенки, которую принимают равной температуре потока непосредственно у стенки.

В общем случае толщины динамического и теплового пограничных слоев не равны друг другу. Это неравенство связано с отличиями в механизме процессов торможения и выделения теплоты в потоке, с одной стороны, и процессов распространения

и передачи этой теплоты в потоке—с другой. В идеальном случае механизмы этих процессов одинаковы.

Они обязаны молекулярному переносу вещества при ламинарном течении и турбулентному (молярному) переносу вещества при турбулентном характере течения.

Соотношение между интенсивностями процессов торможения и распространения теплоты в потоке газа или жидкости определяется критерием Прандтля. Поскольку имеет место два разных характера течения: ламинарный и турбулентный с двумя разными видами обмена—молекулярным и молярным, то соответственно различают и два разных числа Прандтля—обычное, или молекулярное, и турбулентное:

$$\text{Pr} = \mu C_p / \lambda; \quad \text{Pr}_T = C_p \mu_T / \lambda_T. \quad (11.9)$$

Для идеального случая, когда процессы трения и распространения теплоты определяются полностью одним и тем же механизмом молекулярного или молярного обмена, эти числа равны единице. При течении реальных жидкостей и газов механизмы процессов выделения и распространения теплоты могут отличаться друг от друга и в некоторых случаях очень сильно. Например, для воздуха молекулярное число $\text{Pr} = 0,71$, а турбулентное $\text{Pr}_T = 0,86$. Это обстоятельство и обуславливает неравенство толщин динамического и теплового пограничных слоев, т. е. зон, где проявляются соответственно силы вязкости и явления теплопроводности (как молекулярного, так и турбулентного происхождения). Нетрудно видеть, что при $\text{Pr} < 1$ процессы торможения в этих зонах менее интенсивны, чем процессы передачи теплоты, и распространяются на меньшую область (т. е. толщина теплового слоя больше, чем динамического). При $\text{Pr} > 1$ толщина динамического больше, чем теплового. Естественно, при $\text{Pr} = 1$ толщины обоих слоев совпадают.

На рис. 11.1 приведены характерные эпюры распределения скорости и температуры в пограничном слое при $\text{Pr} = 1$ и охлаждении стенки.

Таким образом, конвективный тепловой поток передается от газа в стенку или от стенки в жидкость в турбулентной части пограничного слоя за счет конвекции отдельных молей вещества, переносящих вместе

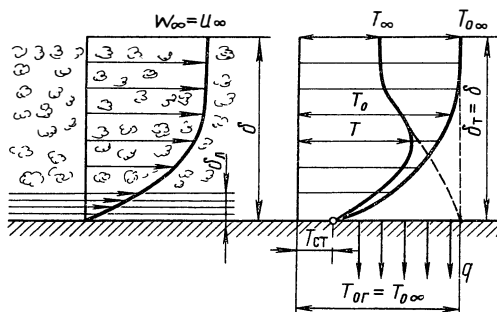


Рис. 11.1. Распределение скорости и температуры в турбулентном пограничном слое при $\text{Pr} = 1$ и теплоотдаче в стенку;

— — — — — распределение температуры при теплоизолированной стенке

шивания h , в которой происходит под действием турбулентности изменение коэффициента соотношения компонентов $k_{m\text{ст}}$ до $k_{m\text{я}}$.

Условно можно считать, что пограничный слой δ начинает образовываться с момента конца испарения жидкой пленки. Если пограничный слой в данном сечении камеры ЖРД или сопла не вышел за пределы основной части пристеночного слоя, то параметры ПС в нем будут определяться исходным соотношением компонентов в пристеночном слое $k_{m\text{ст}0}$; если же в данном сечении пограничный слой вошел в зону перемешивания, то параметры ПС в пограничном слое будут определяться другим соотношением компонентов $k_{m\text{ст}} > k_{m\text{ст}0}$ (при восстановительном пристеночном слое), которое теперь необходимо определить из условий турбулентного перемешивания.

Другая особенность конвективного теплообмена в условиях ЖРД состоит в том, что кроме рассмотренного ранее механизма передачи теплоты в пограничном слое (конвекцией отдельных молекул в турбулентной части и теплопроводностью в ламинарном подслое) необходимо учитывать еще один возможный путь переноса теплоты, который наблюдается в ПС высокой температуры. Температура газа в пристеночном слое камеры ЖРД может быть настолько высокой, что ПС окажутся частично диссоциированными и, следовательно, будут обладать определенной химической энергией, которая при рекомбинации выделяется в виде теплоты.

Условия, благоприятные для протекания процессов рекомбинации, существуют в пограничном слое, особенно в слоях, близких к стенке, где температура намного ниже температуры основной части пристеночного слоя. Следовательно, можно предполагать, что ПС, попадая из основной части пристеночного слоя, где они в известной степени диссоциированы, в пограничный слой, особенно в близлежащие к стенке слои, приносят дополнительную химическую энергию, выделяющуюся в виде теплоты при рекомбинации диссоциированных ПС.

Подобное обстоятельство должно интенсифицировать теплообмен в пограничном слое ЖРД, причем теплообмен интенсифицируется не только в турбулентной, но и в ламинарной части пограничного слоя. Только здесь вместо переноса конечных объемов вещества происходит перенос — диффузия отдельных молекул, которые, если они диссоциированы, переносят вместе с собой и химическую энергию.

С другой стороны, можно предположить, что целые объемы и отдельные молекулы, попадая из областей с низкой в область с высокой температурой и подвергаясь в этих зонах диссоциации, отнимают часть теплоты от окружающих молекул, соответственно понижая температуру в этих зонах. Правда, при быстром процессе перемешивания в отдельных слоях могут не успевать протекать химические реакции, обеспечивающие поддержание

равновесного состава. Тогда поток теплоты от газа в стенку должен несколько уменьшиться. Однако установить степень отклонения состава от равновесного в тех или других случаях очень трудно. Логично считать, что при турбулентном перемешивании в пограничном слое всюду состав соответствует равновесному.

Наконец, в пограничном слое могут протекать процессы испарения и разложения компонентов, специально подаваемых на стенку для создания низкотемпературной завесы охлаждения, которые поглощают теплоту и уменьшают интенсивность теплообмена между стенкой и газом. Некоторые компоненты, как, например, несимметричный диметилгидразин или гидразин, будут при разложении выделять теплоту.

В общем случае в пограничном слое ЖРД протекают процессы и при этом многие из них одновременно: диссоциации — рекомбинации, химические реакции, испарение и разложение. Одни из этих процессов идут с выделением теплоты, другие — с поглощением, одни интенсифицируют процесс теплообмена, другие, наоборот, снижают тепловые потоки. Все эти явления значительно усложняют рассмотрение конвективного теплообмена в ЖРД.

В любых сложных условиях тепловой поток, который передается от газа к стенке (ламинарный подслон находится непосредственно возле стенки), определяется на основе приведенного выше соотношения (11.3), которое на стенке обращается в тепловой поток $q_{\text{ст}}$, передаваемый от газа к стенке.

В самом деле, учитывая, что на стенке $u \rightarrow 0$, можно написать:

$$\begin{aligned} q_{\text{ст}} = (q_0)_{y=0} &= - \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial J_0}{\partial y} \right)_{y=0} = - \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial J}{\partial y} \right)_{y=0} = \\ &= - \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial J}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} \approx - \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}, \end{aligned} \quad (11.10)$$

т. е. получили известное соотношение Фурье для распространения теплоты теплопроводностью.

Таким образом, для определения теплового потока по этому уравнению необходимо знать закон распределения температур поперек пограничного слоя, который можно определить из опытных данных и некоторых полуэмпирических соображений для определенных частных условий, а с помощью теории пограничного слоя распространить их на интересующие нас случаи.

§ 11.2. УРАВНЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Основные закономерности конвективного теплообмена в условиях ЖРД изучают на примере рассмотрения пограничного слоя с однородным газом без химических реакций в нем, но с перемен-

ными физическими параметрами. Необходимые уточнения на особенности реального пограничного слоя вносят потом при расчете тепловых потоков.

Итак, рассмотрим уравнения турбулентного пограничного слоя при течении сжимаемого потока с однородным составом в осесимметричном канале камеры и сопла. Расчетная схема приведена на рис. 11.3. Основные параметры потока: p_0 — полное и постоянное давление вдоль всего канала; $J_{0\infty}$, $T_{\infty 0}$ — энтальпия и температура адиабатически «заторможенного» потока вне пограничного слоя (на «бесконечности»); $u_\infty \approx W_\infty$ — скорость потока вне пограничного слоя.

Если, как обычно, положить равенство чисел $Pr = Pr_\tau = 1$ и ввести некоторую осредненную теплоемкость газа C_p там, где невозможно ее избежать, то уравнения пограничного слоя: неразрывности

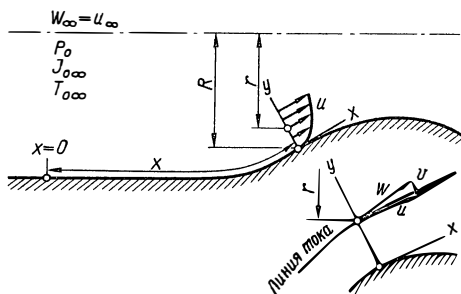


Рис. 11.3. Расчетная схема пограничного слоя в осесимметричном канале переменного сечения

$$\frac{\partial(\rho ur)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vr)}{\partial y} = 0; \quad (11.11)$$

сохранения количества движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\tau r)}{\partial y}; \quad (11.12)$$

сохранения энергии

$$\rho u \frac{\partial J_0}{\partial x} + \rho v \frac{\partial J_0}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left[\left(\frac{\lambda + \lambda_\tau}{C_p} \right) \frac{\partial J_0}{\partial y} \right] r \right\}; \quad (11.13)$$

напряжения трения

$$\tau = (\mu + \mu_\tau) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right); \quad (11.14)$$

общего потока тепловой энергии

$$q_0 = - \left(\frac{\lambda + \lambda_\tau}{C_p} \right) \left(\frac{\partial J_0}{\partial y} \right); \quad (11.15)$$

состояния

$$p = \rho RT; \quad (11.16)$$

энтальпии и температуры торможения

$$J_0 = J + u^2/2; \quad T_0 = T + u^2/(2C_p); \quad (11.17)$$

зависимости вязкости от температуры

$$\mu = C_\mu T^{0,7}; \quad (11.18)$$

зависимости теплопроводности от температуры

$$\lambda = C_\lambda T^{0,7}. \quad (11.19)$$

В этих уравнениях использованы обозначения: x, y — координаты, причем ось x направлена по касательной к контуру (стенки) и, следовательно, отсчитывается по образующей канала, ось y направлена по нормали к контуру, т. е. перпендикулярно оси x ; r — радиус — расстояние данной точки в пограничном слое от оси камеры и сопла; R — радиус рассматриваемого сечения камеры или сопла; u, v — компоненты осредненной скорости, соответствующие осям x, y ; $\mu, \mu_t, \lambda, \lambda_t$ — соответственно молекулярные и турбулентные вязкость и теплопроводность. Девять уравнений содержат девять неизвестных: $u, v, T, T_0, \rho, \mu, \lambda, \tau, q_0$ — система уравнений замкнутая. Запишем граничные условия для написанных уравнений пограничного слоя.

1. При $y=0$, т. е. непосредственно на стенке, имеют место следующие равенства:

$u=v=0$ — равенство нулю обеих компонент скорости;

$T=T_0=T_{\text{ст}}, J=J_0=J_{\text{ст}}$ — температура и энтальпия газа равны температуре и энтальпии торможения и равны температуре стенки и энтальпии на стенке;

$r=R$ — радиус сечения равен расстоянию от оси до стенки;

$\tau=\tau_{\text{ст}}=\mu(\partial u/\partial y)_{y=0}$ — напряжение трения равно трению на стенке;

$q_0=q_{\text{ст}}=-(\lambda/c_p)(\partial J_0/\partial y)_{y=0}$ — общий поток тепловой энергии равен тепловому потоку, уходящему в стенку.

2. При $y=\delta$, т. е. на границе динамического пограничного слоя с ядром потока, имеют место следующие равенства:

$u=u_\infty=W_\infty$ — продольная скорость равна скорости основного потока (вдали от стенки);

$\tau=0$ — тангенциальное трение отсутствует.

3. При $y=\delta_t$, т. е. на границе теплового пограничного слоя с основным потоком, можно написать следующие равенства:

$T_0=T_{0\infty}, J_0=J_{0\infty}$ — температура и энтальпия торможения равны температуре и энтальпии торможения в основном потоке (вдали от стенки);

$q_0=0$ — поперечный перенос энергии отсутствует.

Заметим, что так как мы приняли равенство чисел $Pr=Pr_t=1$, то толщина динамического и теплового пограничных слоев одинакова: $\delta=\delta_t$.

Кроме того, считаем температуру $T_{0\infty}$ и энтальпию торможения $J_{0\infty}$ постоянными для всего потока, а величины скорости потока W_∞ и давления p в сечении потока — заданными функциями продольной координаты x от некоторого исходного сечения ($x=0$) вдоль образующей КС и сопла.

Дифференциальные уравнения турбулентного пограничного слоя используются в теории пограничного слоя для составления интегральных уравнений импульсов и энергии, которые получают интегрированием дифференциальных уравнений движения и энергии в пределах толщины соответствующего пограничного слоя (динамического или теплового). Полученные интегральные уравнения импульсов и энергии затем решаются с использованием некоторых полуэмпирических зависимостей. Этот путь решения уравнений пограничного слоя позволяет перейти от очень трудных поисков решений дифференциальных уравнений в частных производных, удовлетворяющих каждой точке пограничного слоя, к более простому нахождению решения двух обыкновенных дифференциальных уравнений, удовлетворяющих теперь условиям только в среднем по толщине пограничного слоя.

Как показывает опыт, этот путь решения дифференциальных уравнений пограничного слоя является очень плодотворным, позволяющим во многих практических случаях доводить задачи расчета трения и теплообмена до инженерных методов расчета.

Опуская последовательность преобразований уравнений, запишем интегральные соотношения в самом общем виде:

$$\frac{d}{dx}(\rho_x W_\infty^2 \delta^{**} R) + \frac{dW_\infty}{dx}(\rho_\infty W_\infty \delta^* R) = \tau_{ct} R; \quad (11.20)$$

$$\frac{d}{dx}[\rho_x W_\infty (J_{0\infty} - J_{ct}) \delta_\tau^{**} R] = q_{ct} R, \quad (11.21)$$

где

$$\delta^* = \int_0^\delta \frac{r}{R} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_\infty u_\infty}\right) dy = \delta \int_0^1 \frac{r}{R} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_\infty u_\infty}\right) d\eta$$

— толщина вытеснения;

$$\delta^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho u r}{\rho_x u_\infty R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy = \delta \int_0^1 \frac{\rho u r}{\rho_x u_\infty R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) d\eta$$

— толщина потери импульса;

$$\delta_\tau^{**} = \int_0^{\delta_\tau} \frac{\rho u r}{\rho_x u_\infty R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{ct}}\right) dy = \delta_\tau \int_0^1 \frac{\rho u r}{\rho_x u_\infty R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{ct}}\right) d\eta$$

— толщина потери энергии ($\eta = y/\delta$ или y/δ_τ — относительная или безразмерная поперечная координата).

Примечание. Знак минус перед $q_{\text{ст}}$ в (11.21) опущен, так как в дальнейшем считаем, что направление теплового потока заранее известно.

Физический смысл толщины вытеснения δ^* в том, что она пропорциональна вытесненному расходу из пограничного слоя вследствие уменьшения скорости.

Если стенку канала отодвинуть на величину δ^* , то расход через канал останется таким же, как и в идеальном случае при отсутствии вязкости и пограничного слоя.

Физический смысл толщины потери импульса δ^{**} в том, что она пропорциональна «потерянному» количеству движения в пограничном слое из-за тормозящего воздействия стенки и, следовательно, определяет величину силы трения на стенке.

Физический смысл толщины потери энергии в том, что она пропорциональна «потерянной» энергии в пограничном слое из-за охлаждающего воздействия стенки и, следовательно, δ_t^{**} определяет величину теплового потока, уходящего в стенку.

Заметим, что ρ_x — совершенно произвольная плотность. Она введена в знаменатель только для придания безразмерного вида подинтегральной функции. Исходя из этих соображений совершенно произвольно можно выбрать и разность энтальпии в знаменателе подинтегральной функции δ_t^{**} . В данном случае знаменатель выбран в виде разности $(J_{0\infty} - J_{\text{ст}})$, что придает наиболее удобный диапазон изменения частному $\left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{\text{ст}}} \right)$ от

1, до 0 при изменении y соответственно от 0 до δ_t .

Действительно, как видно из (11.20) и (11.21), величины ρ_x и уже выбранная в данном случае разность $(J_{0\infty} - J_{\text{ст}})$ в уравнениях, если туда подставить соответственно δ^{**} и δ_t^{**} , сокращаются и, следовательно, от их выбора конечные результаты не зависят.

Таким образом, из замкнутой системы уравнений в частных производных интегрированием их в пределах толщины соответствующих пограничных слоев получили два обыкновенных дифференциальных уравнения, содержащих пять неизвестных: δ^* , δ^{**} , δ_t^{**} , $\tau_{\text{ст}}$ и $q_{\text{ст}}$.

Для решения уравнений импульсов и энергии необходимо, таким образом, получить еще три дополнительных соотношения, связывающих неизвестные величины между собой. Для этого на основе некоторых экспериментальных данных и теоретических соображений задают заранее безразмерные эпюры распределения скорости и температуры (энтальпии) поперек пограничного слоя в зависимости от безразмерной координаты. В других методах расчета пограничного слоя распределение скорости и температуры (энтальпии) находят из условий задания распределения τ и q (или q_0) поперек пограничного слоя.

В последнее время часто распределение скорости и температуры (энтальпии), а также τ и q (или q_0) находят с помощью сравнительно надежных опытных данных по трению и теплообмену в трубах или на пластине, полученных в ограниченных условиях, и распространения этих данных с известными оговорками на более широкую область.

В общем, преодолением трудностей, встречающихся при решении интегральных соотношений, а также схемами и методами выбора распределения скорости и температуры (энтальпии) в основном и отличаются многочисленные методы решения интегральных соотношений пограничного слоя.

Известное распространение получили исследования пограничного слоя для решения задач расчета конвективного теплообмена при течении сжимаемого потока с большими скоростями в работах *В. С. Авдеевского*, *В. М. Иевлева*, *С. С. Кутателадзе*, *А. И. Леонтьева*, *М. Ф. Широкова* и др.

§ 11.3. МЕТОД РЕШЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СООТНОШЕНИЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Рассмотрим в несколько упрощенном виде решение, полученное *В. М. Иевлевым* и наиболее распространенное для расчета конвективного теплового потока от газа в стенку в ракетных двигателях.

Этот метод расчета теплообмена и трения основан на пересчете с помощью соотношений пограничного слоя опытных данных, полученных в определенных ограниченных условиях, при течении несжимаемой жидкости вдоль пластины, на условия, соответствующие течению газов сложного химически активного состава и с большими сверхзвуковыми скоростями.

Возможность такого переноса опытных данных из узкой области изменения параметров на значительно широкую основана на анализе физической картины теплообмена в пограничном слое, которая была приведена в § 11.1.

Этот анализ позволил *В. М. Иевлеву* сделать вывод, что если рассматривать только вопросы теплообмена, трения и диффузии в пограничном слое при течении без скачков уплотнения, то между сверхзвуковыми течениями и даже между течениями газа и течениями жидкости никаких качественных различий не обнаруживается. Между этими случаями имеются лишь количественные различия, вызванные зависимостями теплофизических параметров ρ , μ , C_p , λ от температуры и давления.

Поэтому вполне можно предположить, что одни и те же закономерности по теплообмену и трению можно использовать как для течения жидкости, так и для течения газов, в том числе сложного химически активного состава, и со

сверхзвуковыми скоростями, если только правильно учесть зависимость теплофизических параметров от температуры.

Интегральные соотношения импульсов и энергии в форме В. М. Иевлева. Полученные интегральные соотношения в общем виде (11.20) и (11.21) преобразовывают путем дифференцирования и введения вместо δ^{**} и δ_T^{**} некоторых чисел Рейнольдса в виде

$$\text{Re} = \rho_x W_\infty \delta^{**} / \mu_x; \quad \text{Re}_T = \rho_x W_\infty \delta_T^{**} / \mu_x. \quad (11.22)$$

Числа Рейнольдса построены по толщинам потери импульса δ^{**} и энергии δ_T^{**} и определяют соответственно развитие динамического и теплового пограничных слоев вдоль обтекаемого контура.

Используя (11.22), уравнения (11.20) и (11.21) можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\text{Re}}{dx} + \text{Re} \frac{1}{R} \frac{dR}{dx} + \text{Re} \frac{1}{W_\infty} \frac{dW_\infty}{dx} \left[1 + \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \frac{\rho_\infty}{\rho_x} \right] = \frac{\tau_{\text{ст}}}{W_\infty \mu_x}; \quad (11.23)$$

$$\frac{d\text{Re}}{dx} + \text{Re}_T \frac{1}{R} \frac{dR}{dx} + \text{Re}_T \frac{1}{(J_{0\infty} - J_{\text{ст}})} \frac{d(J_{0\infty} - J_{\text{ст}})}{dx} = \frac{q_{\text{ст}}}{(J_{0\infty} - J_{\text{ст}}) \mu_x}. \quad (11.24)$$

В этих выражениях, а также в (11.22) введена величина μ_x — некоторое характерное значение вязкости, которое можно выбирать совершенно произвольно, так как на нее разделены все члены уравнения. Поскольку μ_x введена и под дифференциал, то величина μ_x должна быть постоянной вдоль обтекаемого контура.

Введем: α — безразмерный коэффициент трения, тогда

$$\tau_{\text{ст}} = \alpha \rho_x W_\infty^2; \quad (11.25)$$

α_T — безразмерный коэффициент теплоотдачи, тогда

$$q_{\text{ст}} = \alpha_T \rho_x W_\infty (J_{0\infty} - J_{\text{ст}}); \quad (11.26)$$

характерное число Рейнольдса

$$\text{Re}_0 = \rho_{0\infty} W_{\text{max}} d_{\text{кр}} / \mu_{0\infty}, \quad (11.27)$$

где $\rho_{0\infty}$, $\mu_{0\infty}$ — плотность и вязкость, соответствующие параметрам адиабатически «заторможенного» потока вне пограничного слоя; $W_{\text{max}} = \sqrt{2J_{0\infty}} = \sqrt{[2k/(k-1)] RT_{0\infty}}$ — максимальная скорость истечения (k — показатель адиабаты, R — газовая постоянная); $\beta = W_\infty / W_{\text{max}} = \lambda / \sqrt{(k+1)/(k-1)}$ — относительная скорость истечения ($\lambda = W_\infty / a_{\text{кр}}$ — коэффициент скорости, аналог числа Маха); кроме того, напомним, $u_\infty = W_\infty$, $\bar{x} = x / d_{\text{кр}}$ — относительная координата x ; $\bar{D} = 2R / d_{\text{кр}}$ — относительный текущий диаметр.

Используя эти соотношения, интегральные уравнения импульсов (11.23) и энергии (11.24) можно преобразовать к виду

$$\frac{d\text{Re}}{d\bar{x}} + \text{Re} \frac{1}{\bar{D}} \frac{d\bar{D}}{d\bar{x}} + \text{Re} \frac{C}{\beta} \frac{d\beta}{d\bar{x}} = \alpha \text{Re}_0 \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x} \beta; \quad (11.28)$$

$$\frac{d\mathbf{Re}_\tau}{d\bar{x}} + \mathbf{Re}_\tau \frac{1}{\bar{D}} \frac{d\bar{D}}{d\bar{x}} + \mathbf{Re}_\tau \frac{1}{(J_{0\infty} - J_{\text{cr}})} \frac{d(J_{0\infty} - J_{\text{cr}})}{d\bar{x}} = \alpha_\tau \mathbf{Re}_0 \frac{\rho_x \mu_{0\infty}}{\rho_{0\infty} \mu_x} \beta. \quad (11.29)$$

Здесь

$$C = 1 + \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \frac{\rho_\infty}{\rho_x} = 1 + H - H_p; \quad (11.30)$$

$$H = \frac{1}{\delta^{**}} \int_0^\delta \frac{\rho r}{\rho_x R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy = \frac{\int_0^\delta \rho \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy}{\int_0^\delta \rho \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy}; \quad (11.31)$$

$$H_p = \frac{1}{\delta^{**}} \int_0^\delta \frac{\rho r}{\rho_x R} \left(1 - \frac{\rho_\infty}{\rho}\right) dy = \frac{\int_0^\delta \rho \frac{r}{R} \left(1 - \frac{\rho_\infty}{\rho}\right) dy}{\int_0^\delta \rho \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy}. \quad (11.32)$$

Для упрощения решений интегральных уравнений вводятся вспомогательные функции:

$$z = \frac{\mathbf{Re}}{\alpha} = \frac{\rho_x u_\infty \delta^{**}}{\alpha \mu_x} = \frac{u_\infty}{\alpha \mu_x} \int_0^\delta \rho \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy; \quad (11.33)$$

$$z_\tau = \frac{\mathbf{Re}_\tau}{\alpha_\tau} = \frac{\rho_x u_\infty \delta_\tau^{**}}{\alpha_\tau \mu_x} = \frac{u_\infty}{\alpha_\tau \mu_x} \int_0^{\delta_\tau} \rho \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{\text{cr}}}\right) dy. \quad (11.34)$$

Используя эти функции, интегральные уравнения импульсов и энергии (11.28) и (11.29) преобразуем к виду

$$\frac{dz}{d\bar{x}} + \frac{z}{\alpha} \frac{d\alpha}{d\bar{x}} + \frac{z}{\bar{D}} \frac{d\bar{D}}{d\bar{x}} + \frac{z}{\beta} C \frac{d\beta}{d\bar{x}} = \mathbf{Re}_0 \beta \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x}; \quad (11.35)$$

$$\frac{dz_\tau}{d\bar{x}} + \frac{z_\tau}{\alpha_\tau} \frac{d\alpha_\tau}{d\bar{x}} + \frac{z_\tau}{\bar{D}} \frac{d\bar{D}}{d\bar{x}} + \frac{z_\tau}{(J_{0\infty} - J_{\text{cr}})} \frac{d(J_{0\infty} - J_{\text{cr}})}{d\bar{x}} = \mathbf{Re}_0 \beta \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x}. \quad (11.36)$$

Решение интегральных соотношений осуществляется, если заранее установить закон распределения скорости и температуры поперек пограничного слоя.

Применительно к данным интегральным уравнениям (11.35) и (11.36) это означает нахождение предварительных зависимостей между безразмерными параметрами α и α_τ и вспомогательными функциями z и z_τ :

$$\alpha = \alpha(z); \quad (11.37)$$

$$\alpha_T = \alpha_T(z, z_T). \quad (11.38)$$

Напомним, что α и z , как это следует из (11.33), связаны между собой через распределение скорости в пограничном слое. Величины α_T и z_T , как это следует из (11.34), связаны через распределение в пограничном слое как температуры, так и скорости.

Определение закона трения и теплообмена для несжимаемой жидкости. Сопоставляя теоретические и опытные данные по трению и теплообмену при течении несжимаемой жидкости вдоль пластины, *В. М. Иевлев* получил следующие полуэмпирические зависимости с учетом числа $Pr \neq 1$:

$$\alpha = 0,03327z^{-0,224} + 3,966 \cdot 10^{-4}; \quad (11.39)$$

$$\alpha_T = \frac{(z/z_T)^{0,089 Pr^{-0,56}}}{[307,8 + 54,8 \lg^2(Pr/19,5)] Pr^{0,45} z^{0,08} - 650}, \quad (11.40)$$

которые в рабочем диапазоне изменений z и z_T с достаточной точностью могут аппроксимироваться простыми степенными зависимостями:

$$\alpha = Az^{-n}; \quad (11.41)$$

$$\alpha_T = Az^{-n/2} z_T^{-n/2} Pr^{-m}, \quad (11.42)$$

где A , n , m — постоянные коэффициенты, слабо зависящие от числа Pr .

Определение закона трения и теплообмена для сжимаемого газа. Рассматривая течения сжимаемого газа, предполагается, что вполне возможно перенести закономерности по трению и теплообмену, полученные для несжимаемой жидкости течения газа, если только соответствующим образом учесть зависимости физических параметров газа от температуры.

Применительно к данному методу это будет означать, что можно выбрать такие величины ρ_x и μ_x , при которых для газа будут справедливы соотношения, полученные для несжимаемой жидкости, т. е. соотношения (11.39) и (11.40) и соответствующие их аппроксимации (11.41) и (11.42).

Таким образом, рассмотрение трения и теплообмена для течения сжимаемого газа сводится к определению способа выбора произвольных величин ρ_x и μ_x , входящих в большинство соотношений пограничного слоя.

Итак, будем рассматривать вместо течения сжимаемого газа с переменными параметрами течение условного несжимаемого газа с постоянными физическими параметрами ρ_m и μ_m , которые соответствуют некоторой температуре T_m — средняя температура в пограничном слое. Последняя соответствует средней энтальпии в пограничном слое J_m , которая, согласно *В. М. Иевлеву*, опре-

деляется в виде разности средней энтальпии торможения и среднего динамического добавка:

$$J_m = \frac{J_{0\infty} + J_{\text{ст}}}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{u_\infty}{2} \right)^2. \quad (11.43)$$

Соответствующая ей средняя температура в пограничном слое

$$T_m = \frac{J_m}{C_{pm}} = \frac{T_{0\infty} + T_{\text{ст}}}{2} - \frac{1}{2} C_{pm} \left(\frac{u_\infty}{2} \right)^2 = T_{0\infty} \left(\frac{1 + \bar{T}_{\text{ст}}}{2} - \frac{\beta^2}{4} \right). \quad (11.44)$$

Тогда общие соотношения (11.25) и (11.26) трения и теплообмена для рассматриваемого потока с числом $\text{Pr} \neq 1$ можно записать в виде:

$$\tau_{\text{ст}} = \alpha' \rho_m W_\infty^2; \quad (11.45)$$

$$q_{\text{ст}} = \alpha'_T \rho_m W_\infty (J_{0r} - J_{\text{ст}}), \quad (11.46)$$

где J_{0r} — энтальпия восстановления или энтальпия потока при температуре теплоизолированной стенки.

Разность $(J_{0r} - J_{\text{ст}})$ появилась потому, что при газовом потоке с числом $\text{Pr} \neq 1$ энтальпия торможения равна энтальпии восстановления J_{0r} . При $\text{Pr} = 1$, естественно, $J_{0r} = J_{0\infty}$ — энтальпия адиабатически «заторможенного» потока.

Из сопоставлений (11.25), (11.26) и (11.45), (11.46) следует:

$$\alpha' = \alpha \rho_x / \rho_m; \quad (11.47)$$

$$\alpha'_T = \alpha_T \frac{\rho_x}{\rho_m} \left(\frac{J_{0\infty} - J_{\text{ст}}}{J_{0r} - J_{\text{ст}}} \right). \quad (11.48)$$

Величины z' и z'_T , определяемые аналогично (11.33), (11.34), теперь можно выразить через определяющие постоянные параметры ρ_m и μ_m в виде:

$$z' = \frac{u_\infty \rho_m \int_0^\delta \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u_\infty}{u_\infty} \right) dy}{\alpha' \mu_m} = \frac{u_\infty \rho_x \int_0^\delta \frac{\rho}{\rho_x} \frac{ur}{u_\infty R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) dy}{\alpha \mu_x} \times$$

$$\times \frac{\rho_m \mu_x}{\rho_x \mu_m} \frac{\alpha}{\alpha_1} \frac{\int_0^\delta \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) dy}{\int_0^\delta \frac{\rho}{\rho_x} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) dy} = z \frac{\rho_m \mu_x}{\rho_x \mu_m} \frac{\rho_m \int_0^\delta \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) dy}{\int_0^\delta \frac{\rho}{\rho_x} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) dy}; \quad (11.49)$$

$$\begin{aligned}
Z'_T &= \frac{u_\infty \rho_m \int_0^{\delta_T} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) dy}{\alpha'_T \mu_m} = \\
&= \frac{u_\infty \rho_x \int_0^{\delta_T} \frac{\rho}{\rho_x} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) dy}{\alpha_T \mu_x} \frac{\rho_m}{\rho_x} \frac{\mu_x}{\mu_m} \times \\
&\times \frac{\alpha_T}{\alpha'_T} \frac{\int_0^{\delta_T} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) dy}{\int_0^{\delta_T} \frac{\rho}{\rho_x} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) dy} = Z'_T \frac{\rho_m}{\rho_x} \times \\
&\times \frac{\mu_x}{\mu_m} \left(\frac{J_{0r} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) \frac{\rho_m \int_0^{\delta_T} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) dy}{\int_0^{\delta_T} \frac{\rho}{\rho_x} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) dy}. \quad (11.50)
\end{aligned}$$

Принимаем

$$\begin{aligned}
\frac{\int_0^{\delta} \frac{\rho u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) dy}{\int_0^{\delta} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) dy} &\approx \frac{\int_0^{\delta_T} \rho \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) dy}{\int_0^{\delta_T} \frac{u}{u_\infty} \frac{r}{R} \left(\frac{J_{0\infty} - J_0}{J_{0\infty} - J_{CT}} \right) dy} = \rho'_m, \quad (11.51)
\end{aligned}$$

где ρ'_m — некоторая средняя плотность в турбулентной части пограничного слоя. Величина ρ'_m определяется как плотность, соответствующая некоторому среднему теплосодержанию J'_m и средней температуре T'_m в турбулентной части пограничного слоя, которые определяют из соотношений:

$$\begin{aligned}
J'_m &= \frac{J_{0\infty} + (J_{0\infty} + J_m)/2}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{u_\infty + u_\infty/2}{2} \right)^2 = \\
&= \frac{3J_{0\infty} + J_{CT}}{4} - \frac{1}{2} \left(\frac{3u_\infty}{4} \right)^2; \quad (11.52)
\end{aligned}$$

$$T'_m = T_{0\infty} [(3 + \bar{T}_{\text{сг}})/4 - 9\beta^2/16]. \quad (11.53)$$

Положим, что для α' и α'_T остается верной та же аппроксимация зависимости от Z' и Z'_T , что и для несжимаемой жидкости (11.41) и (11.42).

Отсюда, используя выражения (11.47)—(11.51), получим безразмерные коэффициенты трения и теплоотдачи газового потока:

$$\alpha = \alpha_{\text{н.ж}} \left(\frac{\mu_m}{\mu_x} \right)^n \left(\frac{\rho'_m}{\rho_m} \right)^n \left(\frac{\rho_m}{\rho_x} \right)^{1-n}; \quad (11.54)$$

$$\alpha_T = \alpha_{T.\text{н.ж}} \left(\frac{\mu_m}{\mu_x} \right)^n \left(\frac{\rho'_m}{\rho_m} \right)^n \left(\frac{\rho_m}{\rho_x} \right)^{1-n} \left(\frac{J_{0r} - J_{\text{сг}}}{J_{0\infty} - J_{\text{сг}}} \right)^{1-n/2}, \quad (11.55)$$

где $\alpha_{\text{н.ж}} = Az^{-n}$ и $\alpha_{T.\text{н.ж}} = Az^{-n/2} Z_T^{-n/2}$ — соответствующие безразмерные коэффициенты трения и теплоотдачи для несжимаемой жидкости; ρ_x , μ_x — характерные плотность и вязкость, которые согласно их определению могут быть выбраны произвольно.

Таким образом, выражения (11.54) и (11.55) дают возможность вычислить α и α_T для сжимаемого потока через соответствующие коэффициенты $\alpha_{\text{н.ж}}$ и $\alpha_{T.\text{н.ж}}$ для несжимаемой жидкости.

Величину ρ_x удобно выбрать таким образом, чтобы из равенств (11.54) и (11.55) исключить отношения плотностей полностью. Для этого нужно удовлетворить следующее условие:

$$\left(\frac{\rho'_m}{\rho_m} \right)^n \left(\frac{\rho_m}{\rho_x} \right)^{1-n} = 1, \quad (11.56)$$

откуда величина

$$\rho_x = (\rho_m)^{(1-2n)/(1-n)} (\rho'_m)^{n/(1-n)}. \quad (11.57)$$

Учитывая, что плотность $\rho \sim p/T$, и используя выражения (11.44) и (11.53) для температур T_m и T'_m , а также значение $n=0,15$, получим для определения ρ_x следующее выражение:

$$\frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} = \frac{p}{p_0} \frac{1}{\left[\frac{1 + \bar{T}_{\text{сг}}}{2} - \frac{\beta^2}{4} \right]^{0,82} \left[\frac{3 + \bar{T}_{\text{сг}}}{4} - \frac{9\beta^2}{16} \right]^{0,18}}, \quad (11.58)*$$

где $\rho_{0\infty} = p_0/(RT_{0\infty})$ — плотность адиабатически «заторможенного» потока.

* Более точно показатели в равенстве (11.58) $(1-2n)/(1-n)=0,823(0,82)$ и $n/(1-n)=0,177(0,18)$.

Что касается произвольной и постоянной по длине вязкости μ_x , то заменим отношение $(\mu_m/\mu_x)^n$, которое входит в выражения (11.54) и (11.55), отношением соответствующих температур в степени 0,7 согласно (11.18):

$$(\mu_m/\mu_x)^n = (T_m/T_{x\mu})^{0,7n}, \quad (11.59)$$

где $T_{x\mu}$ — любая температура на протяжении обтекаемого контура.

Наиболее удобно величину $T_{x\mu}$ выбрать близкой к некоторой средней температуре T_{mcp} по длине. В этом случае числитель и знаменатель отношения $T_m/T_{x\mu}$ будут выражаться одинаковым образом и, учитывая малость показателя n , величина выражения (11.59) будет близка к единице.

Учитывая сказанное, а также полагая $n=0,15$, запишем

$$(\mu_m/\mu_x) = \left[\left(\frac{1+\bar{T}_{cr}}{2} - \frac{\beta^2}{4} \right) / \left(\frac{1+\bar{T}_{cr}}{2} - \frac{\beta^2}{4} \right)_{cp} \right]^{0,11} \approx 1. \quad (11.60)$$

Наконец, отношение разностей энтальпий, которое входит в выражения (11.48) и (11.55), можно с достаточной точностью выразить по соотношению

$$\frac{J_{0r}-J_{cr}}{J_{0\infty}-J_{cr}} = 1 - 0,21 \frac{1-\text{Pr}}{\text{Pr}^{4/3}} \frac{\beta^2}{1-\bar{T}_{cr}}. \quad (11.61)$$

Из (11.61) следует, что если число $\text{Pr} \rightarrow 1$, то, как и должно быть, $J_{0r} \rightarrow J_{0\infty}$. Кроме того, при $\beta \rightarrow 0$, т. е. при движении с малыми скоростями, имеем $J_{0r} \rightarrow J_{0\infty} \rightarrow J$, поскольку динамическая составляющая энтальпии торможения пренебрежимо мала.

Подставляя соотношения (11.56), (11.60) и (11.61) в (11.54) и (11.55), а также используя для $\alpha_{н.ж}$ и $\alpha_{т.н.ж}$ соотношения (11.39) и (11.40), получим следующие расчетные выражения для определения безразмерных коэффициентов трения и теплообмена сжимаемого газа:

$$\alpha = (0,03327z^{-0,224} + 3,966 \cdot 10^{-4}); \quad (11.62)$$

$$\alpha_{\tau} = \frac{\left(\frac{z}{z_{\tau}} \right)^{0,089\text{Pr}^{-0,56}} \left(1 - 0,21 \frac{1-\text{Pr}}{\text{Pr}^{4/3}} \frac{\beta^2}{1-\bar{T}_{cr}} \right)^{0,9225}}{[307,8 + 54,8 \lg^2(\text{Pr}/19,5)] \text{Pr}^{0,45} z^{0,08} - 650}. \quad (11.63)$$

Анализ этих выражений показывает, что они с достаточной точностью могут быть аппроксимированы соотношениями

$$\alpha = Az^{-n}; \quad (11.64)$$

$$\alpha_{\tau} = Az^{-n/2} z_{\tau}^{-n/2} \text{Pr}^{-m}, \quad (11.65)$$

где $n=0,15$ и $m=0,58$ — показатели; $A=0,01352$ — постоянная.

§ 11.4. РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА И ТРЕНИЯ В КАМЕРЕ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Преобразование исходных теплообменных соотношений с учетом особенностей теплообмена в ЖРД. Установив законы трения и теплообмена для сжимаемого потока в виде (11.62) и (11.63) или (11.64) и (11.65), напряжения трения и тепловой поток определяют в общем случае через соотношения (11.25) и (11.26):

$$\tau = \alpha_p \rho_x W_\infty^2; \quad q = \alpha_t \rho_x W_\infty (J_{0\infty} - J_{ст}).$$

Переходя к вычислению конвективного теплового потока в условиях ЖРД, предварительно сделаем следующие замечания.

Как отмечалось ранее, конвективный теплообмен в условиях ЖРД определяется параметрами ПС в пристеночном слое. Кроме того, на конвективный теплообмен в условиях ЖРД влияют процессы диссоциации—рекомбинации, химические реакции горения, испарения и разложения жидких компонентов в пограничном слое. Учесть все эти факторы трудно. Поэтому при выборе общих расчетных соотношений конвективного теплообмена в условиях ЖРД учитывают только влияние диссоциации—рекомбинации. Остальные факторы должны, если это окажется необходимым, учитываться при непосредственном расчете.

Влияние диссоциации—рекомбинации на тепловые потоки согласно работе *В. М. Иевлева* учитывают рассмотрением вместо действительного диссоциированного газа в пристеночном слое недиссоциированного газа того же элементарного состава, который соответствует соотношению компонентов в пристеночном слое.

Этот недиссоциированный газ характеризуется так называемой *эффективной* температурой, определяемой из соотношения:

$$T_{ог} = T_{ог}^d R_{ог}^d / R_{ог}, \quad (11.66)$$

где $T_{ог}^d$, $R_{ог}^d$ —температура и газовая постоянная диссоциированных (действительных) ПС; $T_{ог}$, $R_{ог}$ —температура и газовая постоянная недиссоциированных ПС.

Из (11.66) следует, что поскольку у недиссоциированного газа газовая постоянная меньше, чем у диссоциированного, то будет иметь место неравенство $T_{ог} > T_{ог}^d$.

Таким образом, увеличение интенсивности теплообмена при процессах диссоциации—рекомбинации в пограничном слое производится путем расчета теплообмена на более высокую разность температур или энтальпии недиссоциированного газа по сравнению с диссоциированным, что может быть выражено неравенством

$$[C_p(T_{ог} - T_{ст}) = (J_{ог} - J_{ст})]_{\text{недисс}} > [C_p(T_{ог} - T_{ст}) = (J_{ог} - J_{ст})]_{\text{дисс}}. \quad (11.67)$$

Численные расчеты *В. М. Иевлева* показали, что замена действительной температуры $T_{ог}^A$ эффективной $T_{ог}$ позволяет представить зависимости диссоциированного газа типа

$$\rho = \rho(P, T_{ог}); \mu = \mu(P, T_{ог}); J = J(P, T_{ог}); Pr = Pr(P, T_{ог})$$

в виде, близком к зависимостям соответствующих величин от p и T для недиссоциированного газа (для плотности ρ зависимости полностью совпадают, поскольку $R_{ог} T_{ог} = R_{ог}^A T_{ог}^A$).

Если течение действительного диссоциированного газа с $T_{ог}^A$ в пристеночном слое заменить течением недиссоциированного газа с $T_{ог}$, $J_{ог}$ и $\kappa_{мст.рас}$, то практически все приведенные ранее соотношения могут быть целиком использованы. Наконец, течение газа в соплах происходит с большим градиентом изменения давления вдоль сопла. Однако полученные выше законы трения и теплообмена основаны на рассмотрении безградиентных потоков.

Градиент давления в сопле слабо влияет на законы трения и теплообмена и поэтому (11.62) и (11.63) полностью распространяются на потоки в соплах. Учитывая сказанное, в дальнейших соотношениях будут использованы следующие обозначения расчетных параметров в пристеночном слое: $\kappa_{мст.рас}$ — расчетное соотношение компонентов в пристеночном слое, которое определяет состав как диссоциированного газа, так и недиссоциированного; $T_{ог}$ — температура торможения недиссоциированных ПС в пристеночном слое на границе с пограничным слоем; $J_{ог}$ — энтальпия торможения недиссоциированных ПС в пристеночном слое; $R_{ог}$ — газовая постоянная недиссоциированных ПС; $\rho_{ог}$ — плотность заторможенного потока ($\rho_{ог} = \rho_{ог}^A$); $\mu_{ог}$ — вязкость заторможенного недиссоциированного потока;

$$C_p = (J_{ог} - J_{ст}) / (T_{ог} - T_{ст}), \quad (11.68)$$

C_p — средняя теплоемкость в пристеночном слое; $p_0 = p_{0с} = p_k \varepsilon_k$ — полное давление, равное полному давлению в конце камеры; p_k — давление в камере сгорания возле головки; ε_k — коэффициент падения полного давления в камере сгорания в основном из-за ее «теплового» сопротивления.

Используя теперь эти обозначения, исходные соотношения (11.25) и (11.26) можно преобразовать следующим образом. Величину ρ_x из соотношения (11.58), учитывая газодинамические соотношения:

$$\begin{aligned} p/p_0 &= p/p_{0с} = (1 - \beta^2)^{k/(k-1)} \quad [\text{функция } \pi(\lambda)]; \\ \frac{1}{D^2} &= \beta(1 - \beta^2)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \left/ \left(\frac{2}{k+1} \right) \right|^{1/(k-1)} \quad [\text{функция } q(\lambda)], \end{aligned}$$

можно после простых преобразований представить в виде

$$\frac{\rho_x}{\rho_{0r}} = \frac{2^{1,18} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)}}{\sqrt{\frac{k+1}{k-1}}} \frac{\varphi_1}{\beta \bar{D}^2 (1 + \bar{T}_{cr})^{0,82} (3 + \bar{T}_{cr})^{0,18}}, \quad (11.69)$$

где

$$\varphi_1 = (1 - \beta^2) / \left\{ \left[1 - \frac{\beta^2}{2(1 + \bar{T}_{cr})} \right]^{0,82} \left[1 - \frac{9\beta^2}{4(3 + \bar{T}_{cr})} \right]^{0,18} \right\}. \quad (11.70)$$

Наконец, используя известные равенства

$$\rho_{0r} = \rho_{0c} / (R_{0r} T_{0r}); \quad W_{\infty} = \beta W_{\max} = \beta \sqrt{2k R_{0r} T_{0r} / (k-1)}, \quad (11.71)$$

выражения (11.25) и (11.26) для q и τ с использованием (11.69), (11.70) и (11.71) легко преобразуются к виду:

$$q = a \frac{\alpha_r \varphi_1 p_k \varepsilon_k (J_{0r} - J_{cr})}{\bar{D}^2 (R_{0r} T_{0r})^{0,5} (1 + \bar{T}_{cr})^{0,82} (3 + \bar{T}_{cr})^{0,18}}; \quad (11.72)$$

$$\tau = b \frac{\alpha \varphi_1 \beta p_k \varepsilon_k}{\bar{D}^2 (1 + \bar{T}_{cr})^{0,82} (3 + \bar{T}_{cr})^{0,18}}; \quad (11.73)$$

$$a = 2^{1,18} [2 / (k+1)]^{1/(k-1)} \sqrt{2k / (k+1)} = 1,469 \quad (k=1,2); \quad (11.74)$$

$$b = a \sqrt{2k / (k-1)} = 2^{2,18} [2 / (k+1)]^{1/(k-1)} (k / \sqrt{k^2 - 1}). \quad (11.75)$$

Функция φ_1 представлена на рис. 11.4 ($k=1,20$) в зависимости от $\bar{D}$. Как видно из рисунка, функция φ_1 в диапазоне изменения $\beta=0 \div 0,3$ или $\bar{D}=3 \div 1$, соответствующих сечениям камеры сгорания, дозвуковой и критической областям сопла, изменяется в пределах $1,0-0,94$, т. е. мало отличается от единицы. Влияние T_{cr} незначительно. Таким образом, для определения q и τ надо найти безразмерные коэффициенты теплоотдачи и трения α_r и α ,

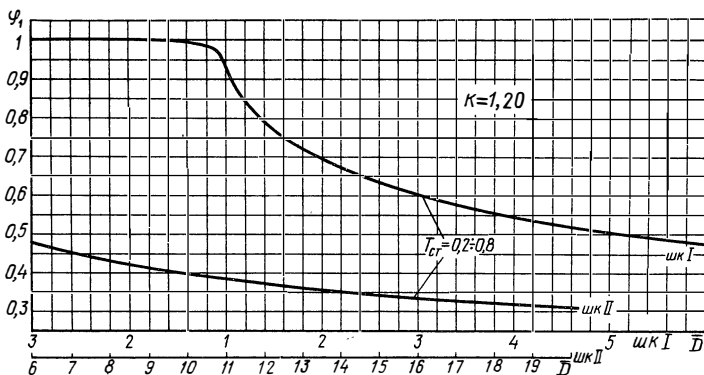


Рис. 11.4. Зависимости функции φ_1 от $\bar{D}$

которые могут быть определены через основные характеристики пограничного слоя z_τ и z .

Вычисление величин z и z_τ . Распределение величин z и z_τ вдоль обтекаемого контура может быть найдено из решения интегральных соотношений импульсов и энергии. Предварительно отметим, что изменение отношения величин z_τ/z вдоль обтекаемого контура невелико, оно ограничено с некоторыми оговорками пределами $1 < z_\tau/z < (z_\tau/z)_{\max}$. Приняв вдоль обтекаемого контура $z_\tau/z = (z_\tau/z)_{\max}$, получим*:

$$\frac{z_\tau}{z} \approx \left[1,769 \frac{1 - \beta^2 + \beta^2 \left(1 - 0,08696 \frac{1 - \beta^2}{1 - \bar{T}_{ct} + 0,1\beta^2} \right)}{1 - \bar{T}_{ct} + 0,1\beta^2} \right]^{0,54}. \quad (11.76)$$

Учитывая, что отношение z_τ/z слабо влияет на α_τ , т. е. находится в малой степени — см. (11.63), то практически можно z_τ/z не вычислять, а принять его для всей длины обтекаемого контура постоянным и равным значению в критическом сечении. Приняв отношение z_τ/z постоянным, нет необходимости решать совместно оба интегральных соотношения, достаточно решить одно, например, интегральное соотношение энергии (11.36).

Учитывая $z_\tau/z = \text{const}$ и используя аппроксимации закона теплообмена (11.65), можно записать

$$\alpha_\tau = C z_\tau^{-n}. \quad (11.77)$$

Откуда интегральное соотношение (11.36) можно преобразовать к виду

$$(1-n) dz_\tau + z_\tau \frac{d\bar{D}}{\bar{D}} + z_\tau \frac{d\Delta J}{\Delta J} = \text{Re}_0 \beta \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x} d\bar{x}.$$

Умножая левую и правую части равенства на $\bar{D}^{1/(1-n)} \Delta J^{1/(1-n)}$ и интегрируя, получим

$$z \bar{D}^{1/(1-n)} \Delta J^{1/(1-n)} = \frac{\text{Re}_0}{1-n} \int_0^{\bar{x}} \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x} \bar{D}^{1/(1-n)} \Delta J^{1/(1-n)} \beta d\bar{x} + C. \quad (11.78)$$

При $x=0$ постоянная интегрирования

$$C_2 = z_\tau(0) \bar{D}(0)^{1/(1-n)} (J_{0\infty} - J_{ct})_0^{1/(1-n)}, \quad (11.79)$$

откуда

$$z_\tau = z_\tau(0) \left[\frac{\bar{D}(0)}{\bar{D}(x)} \right]^{1/(1-n)} \left[\frac{(J_{0\infty} - J_{ct})_0}{(J_{0\infty} - J_{ct})_{\bar{x}}} \right]^{1/(1-n)} +$$

* Приведенное соотношение уточнено Ю. Д. Надеждиной. Его же определен и коэффициент $A=0,01352$ в (11.64) и (11.65).

$$\begin{aligned}
& + \frac{\text{Re}_0}{(1-n)[\bar{D}(\bar{x})]^{1/(1-n)}[(J_{0\infty} - J_{\text{ст}})_{\bar{x}}]^{1/(1-n)}} \int_0^{\bar{x}} \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \times \\
& \times \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x} [\bar{D}(\bar{x})]^{1/(1-n)} [(J_{0\infty} - J_0)_{\bar{x}}]^{1/(1-n)} \beta d\bar{x}. \quad (11.80)
\end{aligned}$$

Величина $z_{\tau}(0)$ характеризует состояние пограничного слоя в сечении $x=0$ и определяется развитием его на предшествующем участке. Поэтому, помещая начало координат ($x=0$) в сечение вблизи головки, где заканчивается выгорание пристеночного слоя (см. рис. 11.2), можно положить $z_{\tau}(0)=0$, считая, что здесь только начинает формироваться пограничный слой.

Как показывают расчеты, величина теплового потока слабо зависит от места начала развития пограничного слоя и неточность в привязке начала координат $x=0$ в камере не очень важна.

Расчет тепловых потоков удобно вести при постоянной температуре стенки на всей длине камеры сгорания и сопла. В дальнейшем при расчете местных условий теплообмена температура стенки на каждом участке камеры сгорания и сопла будет уточнена.

Если положить $T_{\text{ст}}=\text{const}$, то разность энтальпий можно вынести из-под интеграла. Кроме того, преобразуем отношение:

$$\frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x} = \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_m} \frac{\mu_m}{\mu_x} = \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \left(\frac{T_{0\infty}}{T_m} \right)^{0,7} \left(\frac{T_m}{T_{xm}} \right)^{0,7}. \quad (11.81)$$

Учитывая слабое влияние z_{τ} на величину теплового потока и используя $(T_m/T_x)^{0,7}=1$, (11.44) и (11.58), после простых преобразований получим:

$$\begin{aligned}
& \frac{\rho_x}{\rho_{0\infty}} \frac{\mu_{0\infty}}{\mu_x} = \frac{p}{p_0} \times \\
& \times \frac{2^{1,88}}{(1+\bar{T}_{\text{ст}})^{1,52} (3+\bar{T}_{\text{ст}})^{0,18}} \left[1 - \frac{\beta^2}{2(1+\bar{T}_{\text{ст}})} \right]^{1,52} \left[1 - \frac{9\beta^2}{4(3+\bar{T}_{\text{ст}})} \right]^{0,18}. \quad (11.82)
\end{aligned}$$

Рассчитывая величины z_{τ} по (11.80), целесообразно оставить координату x , отсчитываемую по образующей контура и легко находимую из чертежа простым измерением, без изменения.

Итак, полагая $T_{\text{ст}}=\text{const}$, $z_{\tau}(0)=0$, показатель $n=0,15$, используя (11.82), а также вводя принятые ранее обозначения параметров пристеночного слоя $p_0=p_{0\text{с}}$, $T_{0\infty}=T_{0\text{г}}$, $\mu_{0\infty}=\mu_{0\text{г}}$, соотношение (11.80) преобразуем в следующее уравнение:

$$z_T = \frac{1,2 \cdot 2^{1,88} \text{Re}_0}{\bar{D}^{1,2} (1 + \bar{T}_{\text{ст}})^{1,52} (3 + \bar{T}_{\text{ст}})^{0,18}} \int_0^{\bar{x}} \frac{p}{p_{0c}} \times \\ \times \frac{\bar{D}^{1,2} \beta d\bar{x}}{\left[1 - \frac{\beta^2}{2(1 + \bar{T}_{\text{ст}})}\right]^{1,52} \left[1 - \frac{9\beta^2}{4(3 + \bar{T}_{\text{ст}})}\right]^{0,18}}. \quad (11.83)$$

Подынтегральное выражение, используя известные газодинамические соотношения, можно легко преобразовать к виду

$$\frac{\bar{D}^{1,2} \beta (1 - \beta^2)^{k/(k-1)}}{\left[1 - \frac{\beta^2}{2(1 + \bar{T}_{\text{ст}})}\right]^{1,52} \left[1 - \frac{9\beta^2}{4(3 + \bar{T}_{\text{ст}})}\right]^{0,18}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi_3, \quad (11.84)$$

где

$$\varphi_3 = \frac{1 - \beta^2}{\left[1 - \frac{\beta^2}{2(1 + \bar{T}_{\text{ст}})}\right]^{1,52} \left[1 - \frac{9\beta^2}{4(3 + \bar{T}_{\text{ст}})}\right]^{0,18} \bar{D}^{0,8}} \quad (11.85)$$

—газодинамическая функция, слабо зависящая от k и $T_{\text{ст}}$. На рис. 11.5, *a* приведены значения φ_3 от $\bar{D}$ ($k=1,20$).

Подставляя (11.85) в (11.83), получим

$$z_T = \frac{4,42 \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \text{Re}_0}{\bar{D}^{1,2} (1 + \bar{T}_{\text{ст}})^{1,52} (3 + \bar{T}_{\text{ст}})^{0,18}} \int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x}. \quad (11.86)$$

Характерное число Рейнольдса Re_0 — безразмерную величину вычисляют из (11.27), которое, используя простые соотношения

$$\rho_{0\infty} = \rho_{0r} = p_k \varepsilon_k / (RT)_{0r}; \quad \mu_{0\infty} = \mu_{0r}; \quad w_{\text{max}} = \sqrt{2k(RT)_{0r}/(k-1)}, \quad (11.87)$$

можно преобразовать к виду

$$\text{Re}_0 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}} \frac{p_k d_{\text{кр}} \varepsilon_k}{(RT)_{0r}^{0,5} \mu_{0r}}. \quad (11.88)$$

Порядок расчета тепловых потоков и трения в камере сгорания. Примерный порядок расчета тепловых потоков, а также и напряжения трения по контуру камеры сгорания и сопла сводится к следующему:

1. Исходя из заданного полного давления в конце камеры $p_{0c} = \varepsilon_k p_k$, расчетного соотношения компонентов пристеночном слое $k_{\text{ст}, \text{рас}}$ и температуры стенки $T_{\text{ст}}$, определяют параметры потока J_{0r} , $J_{\text{ст}}$, R_{0r} , μ_{0r} и показатель политропы k , соответствующие, согласно сказанному ранее, недиссоциированному газу.

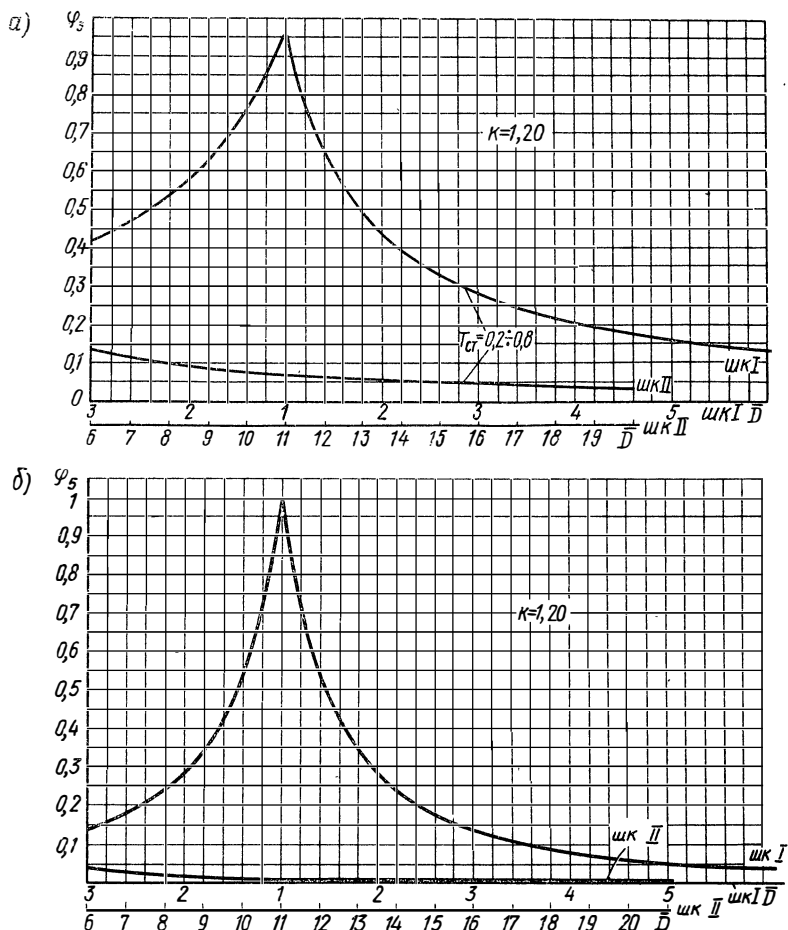


Рис. 11.5. Зависимость функций:
а — φ_3 от $\bar{D}$; б — φ_5 от $\bar{D}$

2. По известной геометрии камеры сгорания и сопла строят вдоль контура подынтегральную функцию $\varphi_3(x)$, которая приведена на рис. 11.5, а.

3. Определив число Re_0 по (11.86) методом графического интегрирования находят распределение величины z_T вдоль камеры сгорания и сопла.

4. Найдя отношение z_T/z из (11.76) для критического сечения сопла, можно, если это надо, найти распределение величины z по камере и соплу.

5. Используя зависимости α и α_T от z и z_T (11.62) и (11.63) или их аппроксимации (11.64) и (11.65), находят распределение

безразмерных коэффициентов трения и теплоотдачи α и α_t вдоль камеры сгорания и сопла.

6. Определяют распределение тепловых потоков и напряжения трения по камере сгорания и соплу из (11.72) и (11.73).

Анализ зависимости конвективных тепловых потоков. Приближенные расчетные формулы. Для выяснения влияния различных факторов на распределение конвективных тепловых потоков по камере и соплу и получения удобных расчетных формул преобразуем основное соотношение тепловых потоков (11.72).

В это выражение входит выраженный через z_t аппроксимирующей зависимостью (11.65) безразмерный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_t = A \text{Pr}^{-0,58} z_t^{-0,15} (z_t/z)^{0,075} = \bar{A} z_t^{-0,15} \text{Pr}^{-0,58}, \quad (11.89)$$

где $\bar{A} = A(z_t/z)^{0,075}$ — постоянная, зависящая от $T_{\text{ст}}$.

Подставим в (11.89) выражения z_t из (11.86), где предварительно раскроем число Рейнольдса Re_0 в соответствии с (11.87).

После простых преобразований, используя выражение z_t , безразмерный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_t = \frac{\bar{A} \bar{D}^{0,18} (\text{Re}_{0r} T_{0r})^{0,075} \mu_{0r}^{0,15} (1 + \bar{T}_{\text{ст}})^{0,228} (3 + \bar{T}_{\text{ст}})^{0,027}}{\left[4,42 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{2k}{k+1}} \right]^{0,15} \left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0,15} (p_k \epsilon_k)^{0,15} d_{\text{кр}}^{0,15} \text{Pr}^{0,58}}. \quad (11.90)$$

Подставим теперь (11.90) в (11.72). После нескольких преобразований получим

$$q = \bar{a} \bar{A} \frac{\varphi_1 (p_k \epsilon_k)^{0,85}}{\left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0,15} \bar{D}^{1,82} d_{\text{кр}}^{0,15}} \frac{(J_{0r} - J_{\text{ст}}) \mu_{0r}^{0,15}}{(R_{0r} T_{0r})^{0,425} (1 + \bar{T}_{\text{ст}})^{0,595}} \times \dots \rightarrow$$

$$\dots \rightarrow \times \frac{1}{(3 + \bar{T}_{\text{ст}})^{0,15} \text{Pr}^{0,58}}, \quad (11.91)$$

где

$$\bar{a} = \frac{a}{\left[4,42 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{2k}{k+1}} \right]^{0,15}} = \frac{2^{1,18}}{4,42^{0,15}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{0,85/(k-1)} \left(\frac{2k}{k+1} \right)^{0,425}.$$

Постоянная $\bar{a}$ слабо зависит от показателя адиабаты k :

k	1,10	1,13	1,14	1,16	1,18	1,20
$\bar{a}$	1,223	1,231	1,235	1,240	1,249	1,256

Введем теперь функцию S , в которую входит комплекс физических параметров газового потока и относительная температура стенки, по соотношению

$$S_0 = \frac{(J_{0r} - J_{cr}) \mu_{0r}^{0,15}}{(\mathbf{R}_{0r} T_{0r})^{0,425} (1 + \bar{T}_{cr})^{0,595} (3 + \bar{T}_{cr})^{0,15}}. \quad (11.92)$$

Если в (11.92) вязкость μ_{0r} выразить через «начальную» вязкость μ_n , отнесенную к температуре $T=1000$ К согласно соотношению (11.18), то

$$S_0 = \frac{(J_{0r} - J_{cr}) \mu_n^{0,15} T_{0r}^{0,105} (1000)^{-0,105}}{(\mathbf{R}_{0r} T_{0r})^{0,425} (1 + \bar{T}_{cr})^{0,595} (3 + \bar{T}_{cr})^{0,15}} = (1000)^{-0,105} S, \quad (11.93)$$

где

$$S = \frac{(J_{0r} - J_{cr}) \mu_n^{0,15}}{\mathbf{R}_{0r}^{0,425} T_{0r}^{0,320} (1 + \bar{T}_{cr})^{0,595} (3 + \bar{T}_{cr})^{0,15}}, \quad (11.94)$$

$$S = 2,06538 S_0.$$

Примечание. Показатели 0,595 и 0,15 членов $(1 + \bar{T}_{cr})$ и $(3 + \bar{T}_{cr})$ получены с учетом того, что в (11.72) приближенные показатели 0,82 и 0,18 имеют более точные значения — соответственно 0,823 и 0,177. См. примечание к выражению (11.58).

Имея функцию S , которая зависит только от физических параметров ПС и температуры стенки, выражение для тепловых потоков (11.91) можно представить в виде

$$q = B \frac{\Phi_1}{\left[\int_0^x \Phi_3 d\bar{x} \right]^{0,15}} \frac{(p_k \epsilon_k)^{0,85}}{\bar{D}^{1,82} d_{кр}^{0,15} \mathbf{Pr}^{0,58}} S \quad (11.95)$$

где $B = \bar{a} \bar{A} (1000)^{-0,105}$ — постоянная и зависит только от $\bar{T}_{cr}$ и k , представлена на рис. 11.6.

Получили соотношение для конвективного теплового потока, которое позволяет проанализировать влияние некоторых параметров на q .

Как следует из (11.95), величина конвективного теплового потока в основном определяется функцией S , которая сильно зависит от разности энтальпий $J_{0r} - J_{cr}$, давления в камере p_k — чем оно больше, тем выше тепловой поток, и в слабой степени от $d_{кр}$ (с увеличением $d_{кр}$ тепловые потоки несколько уменьшаются).

Распределение тепловых потоков по соплу зависит от величины $\Phi_5 = 1/\bar{D}^{1,82}$, т. е. определяется геометрическими параметрами — относительным диаметром сечения $\bar{D} = D/d_{кр}$, с изменением которого по соплу вели-

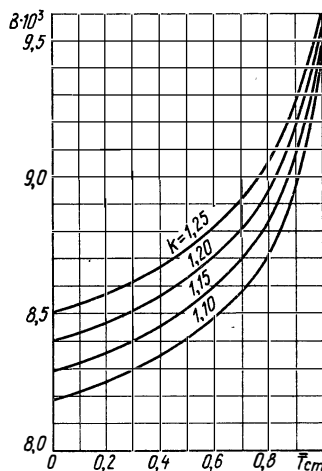


Рис. 11.6. Зависимость коэффициента B от T_{cr} и k

чина $\Phi_5 = 1/\bar{D}^{1,82}$ проходит через максимум в критическом сечении $(1/\bar{D}^{1,82})_{кр} = 1$ и имеет наименьшее значение на входе в сопло (конец камеры) и на срезе сопла (выходное сечение) (рис. 11.5, б).

Поскольку как в дозвуковой, так и сверхзвуковой частях сопла имеются сечения с одинаковыми значениями относительного диаметра $\bar{D}$, то, если не обращать внимания на функцию

$$\Phi_1 / \left[\int_0^{\infty} \Phi_3 d\bar{x} \right]^{0,15}, \quad (11.96)$$

кривая распределения конвективных тепловых потоков по соплу имела бы симметричный вид относительно критического сечения, где она проходит через максимум.

Влияние этой функции в дозвуковой и критической частях сопла небольшое, но функция заметно понижается по мере увеличения x , т. е. сверхзвуковой части сопла. Поэтому распределение q_k как бы смещается в дозвуковую область, действительный максимум достигается в докритической области, хотя он и расположен вблизи критического сечения, а значения q в сверхзвуковой части сопла становятся меньшими. На рис. 11.7 приведено типичное распределение q_k и характерных параметров пограничного слоя вдоль камеры сгорания и сопла.

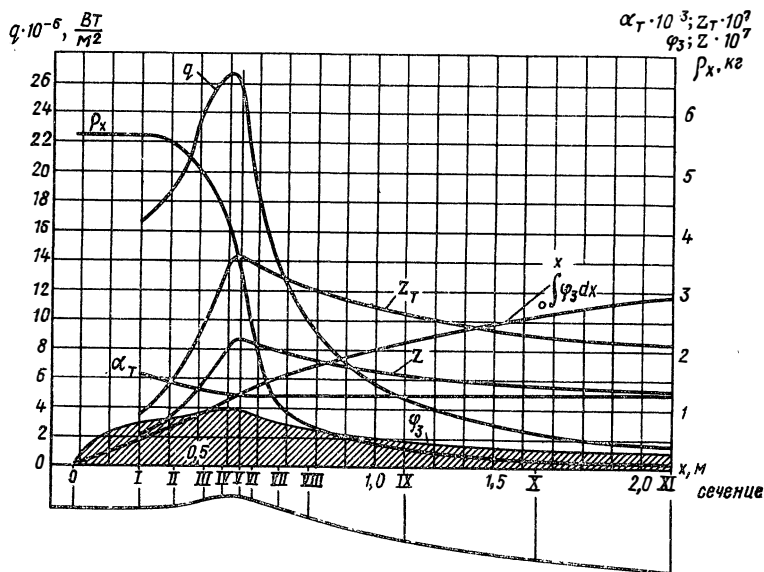


Рис. 11.7. Распределение конвективного теплового потока и характерных параметров пограничного слоя вдоль сопла:

(исходные данные расчета: АТ+АЭРОЗИН; $\alpha = 0,8$; $T_{cr} = 1000$ К; $T_{on} = 3360$ К; $p_k = 5$ МПа; $d_{кр} = 0,382$ м)

Соотношение (11.95) можно использовать в расчетной практике. Оно вносит некоторую погрешность против рассмотренного ранее порядка расчета в отношении погрешности, вносимой аппроксимирующей формулой (11.89) вычисления α_t по z_t , которая мала в практическом диапазоне изменения z_t .

При использовании приведенных выше соотношений величины подставляются в размерностях: p_k —Па, R —Дж/(кг·град), μ —Н·с/м² и J —Дж/кг. В этом случае размерность функции S —[Дж/(м²·с)] [мс^{1,70}/(кг^{0,85}·град^{-0,105})] и тепловой поток получится q —Дж/(м²·с) или Вт/м².

При отсутствии данных по числу Pr для ПС приближенно можно положить $Pr=0,75$ и $Pr^{0,58}=0,8465$. Соотношение (11.96) можно считать основным, по нему следует вести расчет конвективных тепловых потоков по соплу, когда имеется контур последнего.

Однако в тех случаях, когда контур сопла отсутствует, возникает трудность использования соотношения (11.96) из-за интеграла по контуру сопла: $\left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0,15}$. Анализ показывает, что (11.96) можно упростить без большой потери точности.

В выражении

$$\frac{\varphi_1}{\left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0,15}} = \frac{1-\beta^2}{\left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0,15} \left[1 - \frac{\beta^2}{2(1+\bar{T}_{ct})} \right]^{0,82} \left[1 - \frac{9\beta^2}{4(3+\bar{T}_{ct})} \right]^{0,18}} \quad (11.97)$$

знаменатель при всех T_{ct} изменяется вдоль сопла лишь в пределах 0,95—1,05—0,9, соответствующих входному, критическому и выходному $\bar{D}_a=15 \div 20$ сечениям сопла. Поэтому, положив эту величину равной примерно единице, получим

$$\varphi_1 / \left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0,15} \approx 1 - \beta^2.$$

Конвективный тепловой поток по соплу (Вт/м²)

$$q = B \frac{1-\beta^2}{\bar{D}^{1,82}} \frac{(p_k \epsilon_k)^{0,85}}{d_{kp}^{0,15}} \frac{S}{Pr^{0,58}}, \quad (11.98)$$

где $1-\beta^2 = 1 - (k-1)\lambda^2/(k+1) = \tau(\lambda)$ —известная газодинамическая функция.

Во многих практических случаях вычисление распределения конвективных тепловых потоков по КС и соплу с достаточной точностью можно производить, пользуясь формулой пересчета. С помощью этой формулы, используя известное распределение, можно найти распределение конвективного теплового потока для любого другого случая.

Пересчетная формула получается из (11.98) следующим образом. Если индекс «0» отнести к величинам, соответствующим

«известным» данным, то для геометрически подобных сечений ($\bar{D} = \text{const}$) с определенной приближенностью можно написать соотношение

$$\frac{q}{q_0} = \left(\frac{p_k \varepsilon_k}{p_{k0} \varepsilon_{k0}} \right)^{0,85} \left(\frac{d_{кр0}}{d_{кр}} \right)^{0,15} \frac{S}{S_0} \frac{B}{B_0}, \quad (11.99)$$

которое является пересчетной формулой, позволяющей найти тепловые потоки q в данном случае по их значениям q_0 для «известных» условий.

§ 11.5. МЕТОДЫ РАСЧЕТА КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ

Расчетные соотношения для определения конвективного теплового потока можно получить также и на основе методов теории подобия, которые, как правило, являются основными при расчетах теплообмена между стенкой и охлаждающей жидкостью.

В теплотехнике наряду с общим выражением теплового потока через закон Фурье для теплового потока можно использовать известное соотношение — формулу Ньютона. Применительно к теплоотдаче от стенки в охлаждаемую жидкость можно записать:

$$q_{ж} = \alpha_{ж} (T_{ст. ж} - T_{ж}), \quad (11.100)$$

где $q_{ж}$ — воспринимаемый конвективный тепловой поток; $\alpha_{ж}$ — коэффициент теплоотдачи.

В теплотехнике широко распространен метод моделирования явлений теплообмена с помощью критериев подобия. Благодаря этому расчет теплообмена в данных конкретных условиях значительно упрощается, так как получаем возможность использовать для расчета экспериментальные зависимости, найденные в других условиях. Для этого достаточно только соблюдать равенство соответствующих критериев подобия. Это будет указывать, что явления теплообмена в данных условиях и условиях опыта протекают подобным образом, и мы имеем законное право переносить результаты опыта на наш случай.

Коэффициент теплоотдачи обычно входит в критерий подобия, который называется числом Нуссельта:

$$Nu = \alpha_{ж} d / \lambda, \quad (11.101)$$

где λ — коэффициент теплопроводности жидкости; d — характерный линейный размер.

Число Нуссельта характеризует условия теплообмена на границе между стенкой и жидкостью. В теории подобия, анализируя дифференциальные уравнения движения и теплоотдачи в общем случае стационарного движения несжимаемой жидкости,

число Нуссельта является функцией двух других критериев: числа Рейнольдса

$$\text{Re} = \rho W d / \mu = m d / F \mu \quad (11.102a)$$

и Прандтля

$$\text{Pr} = \mu C_p / \lambda, \quad (11.102b)$$

где $d = d_r = 4F/P$ — характерный размер канала (гидравлический диаметр); P — полный смоченный периметр; F — площадь поперечного сечения канала; ρ , μ , C_p — плотность, вязкость, теплоемкость жидкости или газа; m — секундный массовый расход.

Следовательно,

$$\text{Nu} = F(\text{Re}, \text{Pr}).$$

Число Рейнольдса характеризует собой гидродинамическое подобие вынужденного движения жидкости, а число Прандтля, в которое входят только физические параметры жидкости, подобие физических свойств среды.

Функцию $F(\text{Re}, \text{Pr})$ находят из экспериментов и затем используют во всех подобных случаях. Обычно ее представляют в виде удобной зависимости типа

$$\text{Nu} = A \text{Re}^n \text{Pr}^m, \quad (11.103)$$

где A , n , m — постоянные числа.

Во многих случаях реальные условия значительно отличаются от условий опытов, на основе которых получают конкретную критериальную зависимость (10.103), и тогда возникают определенные трудности ее практического применения.

Первая трудность возникает при расчете тепловых потоков в условиях интенсивного теплообмена и больших скоростях движения жидкости из-за зависимости теплофизических параметров потока от температуры. Дело в том, что в этих условиях в пограничном слое устанавливаются значительные градиенты температур поперек потока, что вызывает соответствующие изменения его теплофизических параметров. Причем, наибольшее влияние оказывает изменение вязкости жидкости от температуры.

Влияние изменения физических параметров потока от температуры на теплообмен на практике учитывают двумя путями.

Во-первых, при выборе значений этих параметров их относят к некоторой температуре, которую называют определяющей. В качестве такой температуры может быть принята либо температура жидкости $T_{\text{ж}}$, либо температура поверхности стенки $T_{\text{ст}}$, либо средняя температура между жидкостью и стенкой T_m , т. е. средняя температура в пограничном слое, либо специальным образом подобранная температурой T_x .

Во-вторых, введением, например, в критериальные соотношения поправочного коэффициента ε_t — температурного фактора:

отношения в степени p температуры потока к температуре стенки $\varepsilon_t = (T_{\text{ж}}/T_{\text{ст}})^p$. По *М. А. Михееву*, температурный фактор рекомендуется учитывать введением в критериальные соотношения чисел Прандтля, взятых при температурах потока и стенки в степени $t=0,25$: $\varepsilon_t = (\text{Pr}_{\text{ж}}/\text{Pr}_{\text{ст}})^t$.

Наконец, экспериментальные исследования теплообмена с большими тепловыми потоками показали некоторую зависимость интенсивности теплообмена от направления теплового потока.

Согласно данным *Б. С. Петухова* и *В. В. Кириллова* при нагревании жидкости в канале показатель отношения чисел Прандтля надо брать равным $t=0,11$, а при охлаждении $t=0,25$, как и предлагает *М. А. Михеев*.

При течении жидкости по изогнутому каналу с радиусом R из-за влияния инерционных сил возникает в поперечном сечении канала так называемая вторичная циркуляция, интенсифицирующая теплообмен. Учет этого производится поправочным коэффициентом, например, $\varepsilon_R = 1 + 1,8 d/R$.

При течении потока в канале с шероховатыми стенками в некоторых случаях теплообмен интенсифицируется из-за турбулизирующего влияния бугорков шероховатости. Учет влияния шероховатости производится поправочным коэффициентом $\varepsilon_{\text{ш}} > 1$.

Таким образом, в общем случае критериальная зависимость (10.103) записывается в виде

$$\text{Nu} = A \text{Re}^n \text{Pr}^m \varepsilon_t \varepsilon_R \varepsilon_{\text{ш}}. \quad (11.103a)$$

Кроме указанных поправочных коэффициентов могут быть и другие, учитывающие специфические факторы, влияющие на интенсивность теплообмена в тех или иных конкретных условиях.

Основные соотношения, которые используют при расчетах теплообмена между горячей стенкой и охлаждающей жидкостью:

1) Нуссельта — Крауссольтда

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4}; \quad (11.104)$$

2) *М. А. Михеева* с уточненным показателем у числа Прандтля

$$\text{Nu} = 0,021 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43} (\text{Pr}_{\text{ж}}/\text{Pr}_{\text{ст}})^{0,11}; \quad (11.105)$$

3) при теплоотдаче в охлаждающий газ

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} (T_{\text{ж}}/T_{\text{ст}})^{0,55}; \quad (11.106)$$

справедливую для диапазона изменений $1 < (T_{\text{ст}}/T_{\text{ж}}) < 3,5$.

В этих формулах при вычислении чисел Re , Pr и Nu теплофизические параметры потока ρ , μ , λ и c_p надо брать при температуре потока $T_{\text{ж}}$. Расчеты по первой и второй формулам дают близкие результаты. Поэтому в расчетной практике обе формулы могут быть использованы с одинаковым успехом. На практике обычно на основе приведенных соотношений получают рабочие формулы, которые удобны для использования

в расчетах. Для этого критерии в приведенных выше соотношениях раскрывают и решают уравнения относительно коэффициентов теплоотдачи.

Если подставить (11.101), (11.102) в соотношение (11.104), то можно решить его относительно коэффициента теплоотдачи от стенки в жидкость:

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,023 (\rho W)^{0,8} K / d_r^{0,2}; \quad (11.107)$$

воспользовавшись (11.100), получаем равенство для вычисления воспринимаемого теплового потока охлаждающей жидкостью:

$$q_{\text{ж}} = 0,023 (\rho W)^{0,8} (K / d_r^{0,2}) (T_{\text{ст. ж}} - T_{\text{ж}}), \quad (11.108)$$

где комплекс физических параметров охладителя

$$K = c_p \mu^{0,2} / \text{Pr}^{0,6} = c_p^{0,4} \lambda^{0,6} / \mu^{0,4}. \quad (11.109)$$

Здесь ρ — кг/м³; c_p — Дж/(кг · град); λ — Дж/(м · с · град); μ — Н · с/м²; α — Дж/(м² · с · град) и q — Дж/(м² · с) или Вт/м².

Как видно из полученных соотношений, при течении охлаждающей жидкости в канале постоянного гидравлического диаметра воспринимаемый ею тепловой поток пропорционален массовой скорости

$$\rho W = \dot{m} / F \quad (11.110)$$

(в степени 0,8), комплексу физических параметров K и разности температур $(T_{\text{ст. ж}} - T_{\text{ж}})$.

Причем в равных условиях

$$\rho W = \text{const}; \quad T_{\text{ст. ж}} - T_{\text{ж}} = \text{const} \quad (11.111)$$

та жидкость будет снимать больший тепловой поток, которая имеет большее значение комплекса K . Отсюда комплекс K в некотором смысле характеризует свойства жидкости как охладителя. Поскольку физические параметры c_p , λ и μ зависят от температуры, то и комплекс K также зависит от температуры.

Однако для того чтобы более полно выявить охлаждающие свойства различных компонентов, необходимо провести анализ с учетом перепада температур, который неодинаков для всех жидкостей, а также учесть массовую скорость ρW , которая определяет не только тепловой поток, но и влияет на гидравлическое сопротивление охлаждающего тракта, величина которого в большинстве случаев не безразлична. Если ввести скоростной напор

$$p = \rho W^2 / 2, \quad (11.112)$$

которому пропорционально гидравлическое сопротивление, то выражение (11.108) для теплового потока, воспринимаемого жидкостью, будет

$$q_{\text{ж}} = 0,023 (2p \rho)^{0,4} (K / d_r^{0,2}) (T_{\text{ст. ж}} - T_{\text{ж}}). \quad (11.113)$$

Из (11.113) видно, что величина воспринимаемого теплового потока пропорциональна комплексу

$$K' = \rho^{0,4} K = \lambda^{0,6} c_{\text{ж}}^{0,4} \rho^{0,4} / \mu^{0,4}. \quad (11.114)$$

Таким образом, если учитывать гидравлическое сопротивление, то комплекс K' лучше характеризует охлаждающие свойства компонентов, чем комплекс $K = \lambda^{0,6} c_{\text{ж}}^{0,4} / \mu^{0,4}$, который характеризует охлаждающие свойства при одинаковой массовой скорости $\rho W = \dot{m}/F$.

В табл. 11.1 в порядке изменения $q_{\text{ж}}$ приведены значения тепловых потоков, воспринимаемых различными компонентами при разности температур $\Delta T = 200^\circ$ и скоростном напоре $p = 0,02$; 0,2 и 2,0 МПа.

Таблица 11.1

№ п. п.	Компоненты	t°, C	$\rho, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	K	$p = 0,02 \text{ МПа}$		$p = 0,2 \text{ МПа}$		$p = 2,0 \text{ МПа}$	
					$q \cdot 10^{-6}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	$w, \text{м/с}$	$q \cdot 10^{-6}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	$w, \text{м/с}$	$q \cdot 10^{-6}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	$w, \text{м/с}$
1	Аммиак	25	610	841	10,53	8,10	26,46	24,70	66,48	80,98
2	Вода	50	990	440	6,69	6,36	16,80	20,10	42,21	63,56
3	Водород жидкий	-253	71,3	930	4,94	23,68	12,40	74,90	31,15	236,9
4	Перекись водорода	25	1431	251	4,42	5,29	11,10	16,72	27,90	52,87
5	20% HNO_3 + +80% N_2O_4	50	1520	224	4,04	5,13	10,15	16,22	25,51	51,30
6	Водород газообразный	27	8,0	1792	3,97	70,71	9,96	223,6	25,02	707,1
7	Гидразин	50	1035	250	3,87	6,22	9,72	19,66	24,41	62,17
8	Кислород жидкий	-183	1144	171	2,75	5,91	6,92	18,70	17,38	59,13
9	Четырехокись азота	50	1350	158,5	2,73	7,21	6,85	17,21	17,21	54,43
10	Аэрозин	25	890	184	2,68	6,70	6,73	21,20	16,90	67,04
11	НДМГ	50	760	195	2,67	7,26	6,70	22,94	16,83	72,55
12	Тонка	50	820	103	1,42	6,98	3,65	22,09	9,16	69,84
13	Углеводородное горючее	50	802	97	1,36	7,06	3,41	22,33	8,55	70,62
14	Керосин Т-1	50	795	83	1,16	7,09	2,90	22,43	7,29	70,93

Как видно из таблицы, наилучшими охлаждающими свойствами в принятых условиях обладают аммиак и вода при скоростном напоре $P = 2,0$ МПа, что соответствует скорости течения компонентов соответственно 81 и 63 м/с; аммиак и вода воспринимают тепловые потоки:

$$q_{\text{NH}_3} = 66,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2; \quad q_{\text{H}_2\text{O}} = 42,2 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2.$$

Существенно более низкими охлаждающими свойствами обладают распространенные горючие — несимметричный диметил-

гидразин и углеводородное; при тех же условиях со скоростями течения порядка 72—70 м/с они воспринимают тепловые потоки:

$$q_{\text{НДМГ}} = 16,8 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2; \quad q_{\text{углевод}} = 8,6 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2.$$

Водород, как это видно из табл. 11.1, в зависимости от его температуры воспринимает тепловые потоки в пределах от

$$q_{\text{H}_2} = 31 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2 \text{ до } q_{\text{H}_2} = 25 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2.$$

Однако в отличие от других жидкостей водород не боится перегрева стенки, поскольку при давлении в охлаждающем тракте $p > p_{\text{кр}} = 1,3 \text{ МПа}$ водород не имеет двухфазности с резким различием теплофизических характеристик и соответственно охлаждающих свойств фаз. Поэтому при водороде температуру стенки со стороны охладителя можно иметь значительно большую, чем при других жидкостях. Тогда воспринимаемые тепловые потоки могут быть увеличены по сравнению с приведенными в табл. 11.1 в два раза и больше.

Таким образом, увеличивая температуру стенки и соответственно разности температур $\Delta t = T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}}$, видим, что водород является наилучшим охладителем. При рассматриваемом скоростном напоре $p = 2,0 \text{ МПа}$ скорость течения водорода будет находиться в пределах 237 м/с при жидком состоянии и до 700 м/с при газообразном в зависимости от температуры. Учитывая, что скорость звука в водороде порядка 1200—1300 м/с, убеждаемся, что скорость течения 700 м/с является дозвуковой.

Однако какими бы ни были значения воспринимаемого теплового потока охладителем $q_{\text{ж}}$, охлаждающие возможности всех компонентов, включая и водород, ограничены опережающим ростом гидравлических потерь в тракте (воспринимаемый тепловой поток $\sim p^{0,4}$, гидравлические потери $\sim p$). Поэтому, как правило, возможностей охладителя при разумных гидрпотерях не хватает, чтобы обеспечить охлаждение стенки без внутреннего охлаждения.

Следует заметить, что приведенные выше теплотехнические зависимости не отражают полностью специфические условия теплообмена в ЖРД между стенкой и жидкостью. Поэтому в расчетной практике для определения $\alpha_{\text{ж}}$ и $q_{\text{ж}}$ иногда используют специальные соотношения, полученные опытным путем при теплоотдаче в тот или иной охладитель с учетом температурного режима стенки.

Наконец, рассматривая возможность приспособления теплообменных зависимостей типа (11.104) к расчету теплообмена между газом и стенкой в условиях ЖРД, надо отметить, что здесь встречаются большие трудности, которые так или иначе пытаются преодолеть. Основанием для этого служит, как сказано в начале главы, то, что если рассматривать

вопросы теплообмена в пограничном слое течения без скачков уплотнения, то между сверхзвуковыми и дозвуковыми течениями и между течениями газа и течениями жидкости никаких качественных различий не обнаруживается.

Между всеми этими случаями имеются лишь качественные различия, вызванные большей или меньшей зависимостью теплофизических параметров ρ , c_p , λ и μ от температуры и давления.

Поэтому вполне можно предположить, что одни и те же закономерности можно использовать для расчета теплообмена как для течения жидкости, так и для течения газов с большими сверхзвуковыми скоростями, если только правильно учесть зависимость теплофизических параметров от температуры и давления.

Методы расчета теплообмена в ЖРД на основе теплообменных соотношений, полученных методами теории подобия, были в свое время разработаны М. В. Мельниковым и А. М. Долгопятовым и успешно использовались в расчетной практике. Получили также известное распространение аналогичные соотношения Барца.

§ 11.6. ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН В КАМЕРЕ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Лучистый теплообмен связан с поглощением стенкой лучистой энергии и превращением ее в тепловую. Носителями лучистой энергии, как известно, являются электромагнитные колебания или поток частиц—фотонов. Для лучистого теплообмена имеют значение те лучи, которые возникают при нагреве тела и определяются его температурой и оптическими свойствами. Такими лучами являются главным образом лучи видимого и инфракрасного спектра, что соответствует длинам волн соответственно $(0,4—0,8) \cdot 10^{-3}$ и $(0,8—800) \cdot 10^{-3}$ мм. Эти лучи называются тепловыми, а процесс их распространения—тепловым излучением или радиацией.

Тепловое излучение свойственно всем телам, температура которых выше абсолютного нуля. При попадании излучения на любое тело лучистая энергия может частями или поглощаться, или отражаться, или проходить сквозь тело.

В науке о радиационном теплообмене вводят следующие «крайние» представления о свойствах тел воспринимать лучистую энергию:

абсолютно черное тело—вся падающая энергия полностью поглощается;

абсолютно белое тело—вся падающая энергия полностью отражается;

абсолютно прозрачное тело—вся падающая энергия полностью проходит сквозь тело.

Естественно, что эти представления чисто условные, в природе таких тел нет. Все реальные тела обладают этими свойствами

в неполной степени, хотя почти все твердые и жидкие тела можно считать для тепловых лучей практически непрозрачными — серыми; они частично поглощают, частично отражают.

Согласно закону Стефана—Больцмана, который строго применим только к излучению абсолютно черного тела, полное количество энергии, излучаемой в 1 с с 1 м^2 любым серым телом, выражается в следующей форме:

$$q = C(T/100)^4 = \varepsilon C_0 (T/100)^4, \quad (11.115)$$

где C — коэффициент лучеиспускания данного тела; C_0 — коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела, $C_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$; $\varepsilon = C/C_0$ — величина, характеризующая относительную излучательную способность данного тела по сравнению с излучательной способностью абсолютно черного тела.

Величину $\varepsilon = 0 \div 1$ называют *относительной излучательной способностью* или степенью черноты тела. Если на тело падает лучистая энергия величиной q , из которой тело поглощает энергию величиной q_A , то $A = q_A/q$ характеризует поглощательную способность тела. Величина A изменяется в пределах $0 \div 1$. Наибольшей поглощательной способностью обладает абсолютно черное тело, для которого $A = 1$. Для абсолютно белого тела $A = 0$, т. е. вся лучистая энергия полностью отражается и тело ничего не поглощает.

Важное значение в радиационном теплообмене имеет закон Кирхгофа, который устанавливает связь между излучательной и поглощательной способностями тела. Согласно этому закону отношение коэффициента излучения данного тела C к коэффициенту излучения абсолютно черного тела C_0 равно относительной поглощательной способности тела: $C/C_0 = A$. Из этого закона следует важное равенство: $\varepsilon = A$, т. е. относительная излучательная способность тела равна относительной поглощательной способности тела. Отсюда, если тело обладает способностью излучать, то оно обладает способностью и поглощать. Абсолютно белое тело не излучает и не поглощает.

При наличии в некотором пространстве двух (или нескольких) тел с различной температурой между телами происходит радиационный или лучистый теплообмен. Количество лучистой энергии, получаемой данным телом от более нагретых окружающих тел, или, что то же, лучистый (радиационный) тепловой поток, определяется разностью между излучаемой и поглощаемой телом лучистой энергией:

$$q_n = C_n [(T_2/100)^4 - (T_1/100)^4], \quad (11.116)$$

где C_n — приведенный коэффициент излучения системы тел, между которыми происходит процесс лучистого теплообмена; T_2 — температура окружающих, более нагретых тел; T_1 — температура тела, воспринимающего радиационный поток.

Поскольку $A = \varepsilon$, то всюду величина A может быть заменена численно равной ей величиной ε , и тепловой поток, получаемый менее нагретым телом,

$$q_d = \varepsilon_n C_0 [(T_2/100)^4 - (T_1/100)^4], \quad (11.117)$$

где ε_n — приведенная степень черноты системы. При лучистом теплообмене между параллельными пластинами $\varepsilon_n = 1/(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1)$.

Газы, так же как и твердые тела, обладают способностью излучать, поглощать и пропускать лучистую энергию. Опыт показывает, что различные газы обладают различными свойствами по отношению к лучистой энергии. Одно- и двухатомные газы практически прозрачны для тепловых лучей, т. е. их излучательная и поглощательная способность чрезвычайно мала. Значительной излучательной и поглощательной способностью обладают трехатомные газы. Для ЖРД в большинстве случаев такими газами являются продукты полного сгорания углеводородных горючих — пары воды и углекислый газ.

Отметим, что излучательная и поглощательная способности газов иные, чем у твердых тел: если твердые тела излучают и поглощают лучистую энергию в диапазоне всех длин волн, то газы способны излучать и поглощать лучистую энергию только в определенных интервалах длин волн. Короче говоря, газы обладают селективным (избирательным) спектром излучения и поглощения в отличие от сплошного спектра у твердых тел. По этой причине для газов $A \neq \varepsilon$. Это объясняется тем, что спектр излучения, строго говоря, не совпадает со спектром поглощения. Однако в технических расчетах для газов обычно принимают $A = \varepsilon$.

Точное изучение закона излучения газов показывает, что интенсивность излучения водяных паров пропорциональна T^3 , углекислого газа — $T^{3,5}$. Тем не менее в технических расчетах (для удобства) принимают для газов закон излучения твердого тела — закон четвертой степени T^4 . Однако в этом случае для компенсации слишком сильной зависимости излучения от температуры (T^4) приходится в отличие от твердых тел вводить зависимость коэффициента излучения газов от температуры, соответственно уменьшая его с ростом температуры.

Твердые тела для тепловых лучей практически непрозрачны, поэтому излучение и поглощение происходит в поверхностном слое. Газы же для лучей являются в той или иной степени прозрачными, поэтому излучение и поглощение у них происходят в некотором объеме и определяются количеством молекул, встречающихся на пути луча. Количество молекул на пути луча пропорционально геометрической длине луча l и плотности ρ газа.

Таким образом, излучательная способность газов, характеризующая коэффициентом излучения или черноты газа ε , является функцией произведения ρl и T и, конечно, зависит от природы газа, т. е. имеем зависимость

$$\varepsilon_{\text{CO}_2} = \varepsilon(\rho l, T). \quad (11.118)$$

Кроме того, излучательная и поглощательная способности газов несколько увеличиваются с ростом плотности газа вследствие расширения спектральных полос излучения. Последнее особенно заметно для излучения водяных паров, для которых

$$\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = \varepsilon(\rho l, T, \rho). \quad (11.119)$$

Таким образом, тепловой поток, который излучает газ в пространство, с достаточной для технических целей точностью может быть выражен формулой, аналогичной формуле для твердого тела:

$$q_{\text{л}} = \varepsilon C_0 (T/100)^4.$$

Если газ окружен замкнутой стенкой, то она имеет отражение и свое излучение, которые частично поглощаются газом. В этом случае тепловой поток, который получает стенка, определяется разностью между излучением газа $q_{\text{г}}$, которое многократно поглощается и отражается стенкой, и излучением стенки $q_{\text{ст}}$, которое также многократно отражается, поглощается и пропускается газом:

$$q_{\text{л}} = q_{\text{г}} - q_{\text{ст}} = \varepsilon_{\text{ст.эф}} C_0 [\varepsilon_{\text{г}} (T_{\text{г}}/100)^4 - A_{\text{г}} (T_{\text{ст}}/100)^4], \quad (11.120)$$

где $\varepsilon_{\text{ст.эф}} = \varepsilon_{\text{ст}} / [1 - (1 - \varepsilon_{\text{ст}})(1 - A_{\text{г}})]$ — эффективная степень черноты стенки; $\varepsilon_{\text{г}}$ — излучательная способность газа при температуре $T_{\text{г}}$; $A_{\text{г}}$ — поглощательная способность газа при температуре $T_{\text{ст}}$, принимают $A_{\text{г}}(T_{\text{ст}}) \approx \varepsilon_{\text{г}}(T_{\text{ст}})$.

Эффективная степень черноты стенки находится между степенью черноты материала стенки $\varepsilon_{\text{ст}}$, учитывающей поглощение излучения при однократном падении луча, и единицей, соответствующей полному поглощению излучения при многократных отражениях луча в условиях замкнутого объема, заполненного прозрачной средой.

Основные особенности лучистого теплообмена в условиях ЖРД. В жидкостных ракетных двигателях процесс горения и истечения протекает, как известно, при значительных температурах и давлениях. В этих условиях ПС являются мощным источником лучистой тепловой энергии, которая воспринимается сравнительно холодными (при наружном охлаждении) стенками КС и сопла в виде лучистого теплового потока.

Лучистый теплообмен в ЖРД имеет свои специфические особенности.

Первая особенность. Основным источником излучения в ЖРД, использующих углеводородные горючие, как и в любых других топках, является излучение продуктов полного сгорания — водяных паров и углекислого газа. Излучение остальных ПС,

являющихся одно- и двухатомными газами, практически ничтожно по сравнению с излучением водяных паров и углекислого газа.

Излучением твердых частиц углерода в камере сгорания ЖРД также можно полностью пренебречь, поскольку, как показывают данные термодинамического расчета горения топлив в ЖРД, присутствие твердого углерода в ПС практически не наблюдается.

Вторая особенность. Исходя из общих соображений можно утверждать, что наибольшие лучистые тепловые потоки будут наблюдаться в камере сгорания. Это следует из того, что в КС имеют место наибольшие значения давления и температуры газов, от величины которых в первую очередь зависит излучательная способность газов.

При движении ПС по соплу температура и давление газов уменьшаются, причем особенно быстро уменьшаются после критического сечения, достигая наиболее низких значений в выходном сечении сопла. Снижение термодинамических параметров газа приводит к резкому уменьшению излучения газа. Таким образом, лучистые тепловые потоки в сопле быстро снижаются по сравнению с КС и достигают минимальной величины в выходном сечении.

Как показывают расчеты, если в камере сгорания лучистый поток соизмерим по величине с конвективным тепловым потоком, то уже в критическом сечении он составляет примерно 8—12% от этого потока, а в закритической части сопла — меньшую долю. Эта особенность в распределении лучистых тепловых потоков по камере сгорания и соплу позволяет в большинстве случаев ограничиваться приближенными определениями в сопле, основное внимание обращают на вычисление лучистых тепловых потоков в самой КС.

Третья особенность. Вызывается определенной неоднородностью ПС по составу и температуре как в поперечном, так и в продольном направлениях.

Как известно из анализа рабочего процесса, поток ПС в КС носит струйный характер, т. е. состоит из ряда параллельных струй, которые отличаются составом и температурой в соответствии с местным значением коэффициента соотношения компонентов k_{mi} . С другой стороны, возле головки располагается начальный участок, в котором протекают процессы горения и температура газов нарастает со сравнительно низкой у головки КС до максимальной в конце участка.

Отсюда в общем случае излучение ПС на стенку камеры будет складываться из излучения всей струй. Причем излучение каждой струи по пути частично поглощается в более холодных струях, прежде чем оно достигнет стенки. На начальном участке КС излучение, кроме того, будет сильно поглощаться каплями и парами. Все это серьезно усложняет точный расчет лучистых тепловых потоков в камере и сопле ЖРД.

Расчет лучистого теплового потока в ЖРД. В соответствии с вышесказанным расчет лучистых тепловых потоков в ЖРД,

как правило, сводится к определению с достаточной точностью $q_{\text{л}}$ только на участке камеры сгорания с максимальной температурой ПС и соответственно максимальным лучистым потоком. Таким участком является вторая половина камеры сгорания и начало входной части сопла.

Лучистые потоки на начальном участке (возле головки) и в сопле, учитывая их малое значение в общем тепловом балансе, определяются обычно приближенно исходя из значения $q_{\text{л}}$ в конце КС, которое принимается за основу.

Если в первом приближении предположить, что весь объем камеры сгорания заполнен ПС с однородным составом и температурой $T_{\text{к}}$, то лучистый тепловой поток

$$q_{\text{л}} = \varepsilon_{\text{ст.эф}} \varepsilon_{\text{г}} C_0 (T_{\text{к}}/100)^4. \quad (11.121)$$

Эта формула получена из общего выражения (11.120). Дело в том, что ввиду сравнительно большой разницы между высокой температурой газов в камере сгорания $T_{\text{к}}$ и температурой «холодной» по сравнению с ней стенки $T_{\text{ст}}$ последний член в (11.120) получается много меньше первого и им без большой погрешности можно пренебречь.

Эффективная степень черноты стенки при $A_{\text{г}}(T_{\text{ст}}) = \varepsilon_{\text{г}}(T_{\text{ст}}) = \varepsilon'_{\text{г}}$,

$$\varepsilon_{\text{ст.эф}} = \varepsilon_{\text{ст}} / [1 - (1 - \varepsilon_{\text{ст}})(1 - \varepsilon'_{\text{г}})], \quad (11.122)$$

где $\varepsilon_{\text{ст}}$ — степень черноты стенки. Иногда приближенно принимают

$$\varepsilon_{\text{ст.эф}} = (\varepsilon_{\text{ст}} + 1)/2. \quad (11.123)$$

Для стенок камеры сгорания ЖРД, несколько загрязненных сажей, можно принимать $\varepsilon_{\text{ст}} \approx 0,8$. Более точно она зависит от материала стенки и состояния ее поверхности.

Степень черноты ПС

$$\varepsilon_{\text{г}} = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} \varepsilon_{\text{CO}_2}. \quad (11.124)$$

Произведение $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} \varepsilon_{\text{CO}_2} < 1$ учитывает уменьшение излучательной способности и смеси газов H_2O и CO_2 по сравнению с суммой излучений газов H_2O и CO_2 каждого в отдельности. Это вызывается тем, что из-за селективного характера спектра излучения и поглощения газов происходит частичное взаимное перекрытие некоторых участков спектра излучения и поглощения газов H_2O и CO_2 , т. е. каждый из этих газов не совсем прозрачен для излучения другого и излучение одного газа частично поглощается другим. В результате на стенку попадает меньший лучистый тепловой поток, чем сумма лучистых потоков от каждого газа в отдельности.

Отметим, что значительная часть излучения CO_2 поглощается водяным паром. Так как в ПС содержание водяного пара несколько больше содержания углекислоты, то, как показывают расчеты, значение излучения CO_2 в общем лучистом тепловом потоке невелико и составляет примерно 10%.

Излучательная и поглощательная способности газов определяются температурой, парциальным давлением и линейным размером излучаемого газового слоя, зависящего от геометрических размеров объема, в котором заключен излучающий газ.

В теплотехнике разнообразные геометрические формы излучаемых газовых объемов обычно приводят к некоторой эквивалентной газовой полусфере, в которой лучистой тепловой поток в центре плоского основания равен действительному лучистому тепловому потоку в данной точке рассматриваемого действительного объема. Радиус такой эквивалентной полусферы определяет некоторую среднюю длину l_3 пути луча или некоторую условную толщину газового слоя, являющуюся характерным линейным размером, определяющим излучательную и поглощательную способности рассматриваемого газового объема. В общем случае, $l_3 = 3,6V/S$, где S — боковая поверхность, воспринимающая излучения; V — объем газа. Для сферического объема с d , $l_3 = 0,6d$; для цилиндра с d и l_n значения приведены ниже:

L_n/d	1	1,5	2,5	4
l_3/d	0,6	0,75	0,85	0,9

Определение степени черноты ϵ_{CO_2} и $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ при условиях, соответствующих ЖРД, рекомендуется производить по данным Л. Ф. Фролова.

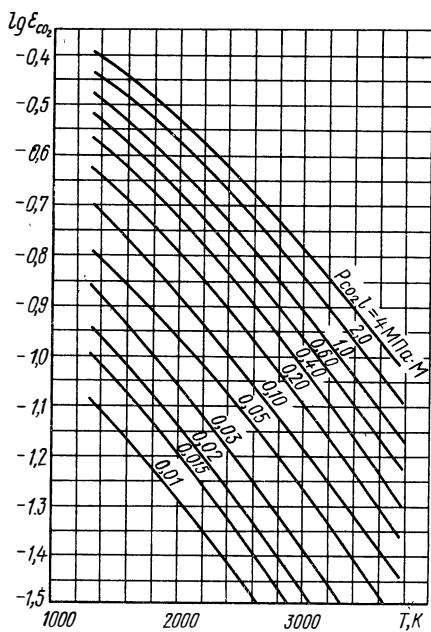


Рис. 11.8. Зависимость ϵ_{CO_2} от $\rho_{\text{CO}_2} l$ и T

На рис. 11.8 приведены данные для расчета коэффициента излучения ϵ_{CO_2} . Поскольку коэффициент излучения углекислого газа слабо зависит от плотности, то этих данных вполне достаточно для расчета.

Степень черноты водяного пара зависит от плотности и, по Л. Ф. Фролову, вычисляется по соотношению

$$\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} = \epsilon_{0\text{H}_2\text{O}} \beta_{\text{H}_2\text{O}}, \quad (11.125)$$

где $\epsilon_{0\text{H}_2\text{O}}$ — «нулевая» степень черноты водяных паров, соответствующая плотности или парциальному давлению водяного пара, стремящемуся к нулю; $\beta_{\text{H}_2\text{O}}$ — коэффициент, учитывающий увеличение излучательной способности водяного пара из-за расширения полос излучения при увеличении плотности или давления.

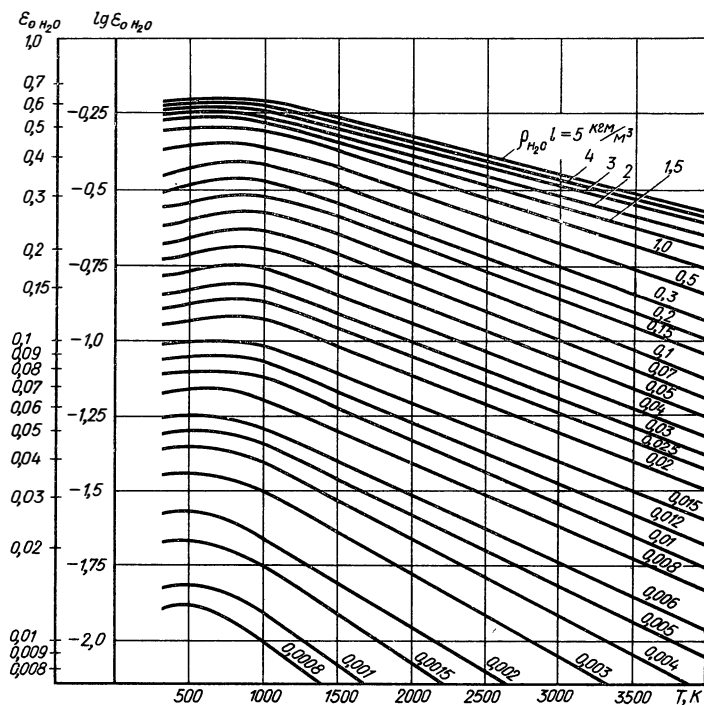


Рис. 11.9. Зависимость ϵ_{0H_2O} от l и T

На рис. 11.9 приведена зависимость ϵ_{0H_2O} от T и произведения $\rho_{H_2O}l$. Плотность водяного пара (кг/м^3)

$$\rho_{H_2O} = p_{H_2O} / (R_{H_2O} T_k).$$

На рис. 11.10 приведена зависимость β_{0H_2O} от ρ_{H_2O} и произведения $\rho_{H_2O}l$. Причем коэффициент β_{0H_2O} увеличивается с увеличением ρ_{H_2O} лишь до значения плотности $\rho_{H_2O} \approx 1 \text{ кг/м}^3$. Дальнейшее увеличение плотности практически не сказывается на увеличении излучательной способности водяного пара из-за расширения полос спектра излучения.

Рассмотренная схема вычисления лучистого теплового потока, получаемого стенкой от ПС, пригодна, таким образом, для газа с однородным составом и температурой и соответствует максимальному его значению. В действительности, как было сказано выше, в камере сгорания состав и температура газов неоднородны, особенно поперек камеры сгорания. Обычно сложную струйную картину течения ПС по КС заменяют следующей приближенной трехслойной схемой.

Непосредственно возле стенки находится пристеночный слой с малой температурой, а в ядре КС, которое охватывает

большую часть расхода газов, имеет место максимальная температура. Между пристеночным слоем и ядром потока в результате перемешивания образуется некоторый промежуточный слой с переменным составом и температурой.

Тогда лучистый тепловой поток будет складываться из суммы, во-первых, наиболее мощного излучения ядра, которой, проходя через промежуточный и пристеночный слой, частично ими поглощается; во-вторых, излучения промежуточного слоя, которое также, проходя сквозь пристеночный слой, частично им поглощается, и, наконец, в-третьих, из излучения пристеночного слоя.

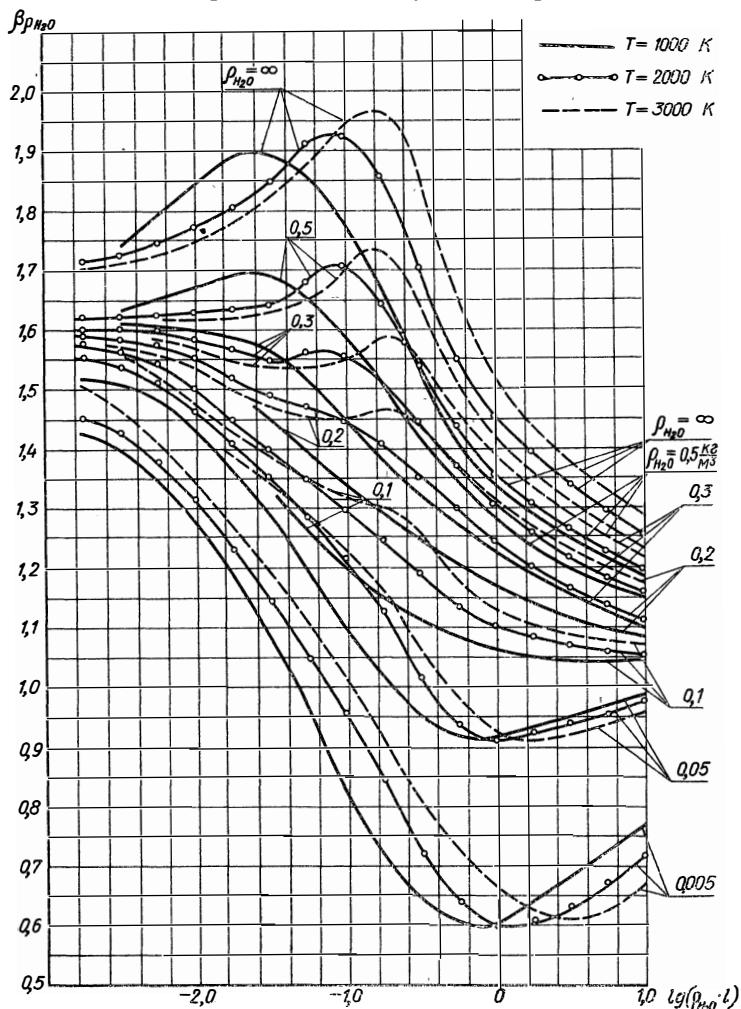


Рис. 11.10. Зависимость $\beta_{\text{H}_2\text{O}}$ от $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$, $\rho_{\text{H}_2\text{O}} l$ и T

Расчет излучения такого несколько усложненного по распределению температур состава газового объема, хотя и нетрудно выполнить, но в большинстве случаев производить не имеет смысла. Для практики вполне достаточная точность получается при расчете излучения ПС соответствующих среднему по камере составу и температуре КС.

Учет снижения лучистого теплового потока из-за частичного поглощения в холодном пристеночном слое можно производить по формуле

$$q_{\text{л.кам}} = \varphi q_{\text{л.к.ср}}, \quad (11.126)$$

где $q_{\text{л.к.ср}}$ — лучистый тепловой поток от ПС, заполняющих камеру сгорания и соответствующих по составу и температуре среднему соотношению компонентов по камере $\kappa_{\text{ср}}$; φ — коэффициент, учитывающий уменьшение интенсивности излучения из-за поглощения в низкотемпературном пристеночном слое.

При расходе в пристеночном слое 20—15% m_{Σ} следует брать $\varphi = 0,6 \div 0,7$; при расходе 15—10% m_{Σ} коэффициент $\varphi = 0,7 \div 0,8$. При очень тонком пристеночном слое, например, созданном пленочной завесой, коэффициент можно поднять до значений 0,9—0,95.

Учитывая приближенность расчетов излучения для снижения трудоемкости последних, Л. Ф. Фролов рекомендует после вычисления максимального лучистого потока в конце камеры сгорания дальнейшее его распределение по длине камеры и сопла производить эмпирически и принимать: 1) начиная с расстояния 50—100 мм от головки камеры и до сечения в докритической части сопла с диаметром $1,2d_{\text{кр}}$ постоянным и равным $q_{\text{л.кам}}$, вычисленным по средним параметрам газа в КС; 2) непосредственно возле головки равным $0,25 q_{\text{л.кам}}$; 3) в докритической части сопла (с относительным диаметром $\bar{d}$), $q_{\text{л}} = q_{\text{л.к}} [1 - 12,5(1,2 - \bar{d})^2]$; 4) в критическом сечении сопла $q_{\text{л}} = 0,5 q_{\text{л.к}}$; 5) в закритической части сопла $q_{\text{л}} = q_{\text{л.к}} / 2\bar{d}^2$.

Если ПС не содержат водяного пара и углекислого газа, а содержат другие излучающие молекулы, например при неокислородсодержащих окислителях, то для приближенной оценки излучения Л. Ф. Фролов предлагает следующий простой прием (рис. 11.11, а).

Так как при температуре сгорания до 4000—4500 К из всех газов наибольшей излучательной

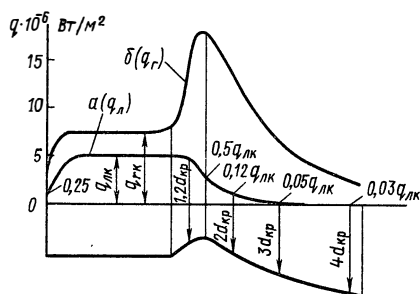


Рис. 11.11. Типичное распределение теплового потока вдоль камеры сгорания и сопла:

а — лучистого; б — суммарного теплового потока

способностью обладают водяные пары, то, если все излучающие молекулы в ПС заменить тем же числом молекул водяного пара, это приведет лишь к увеличению лучистого теплового потока.

Следовательно, излучательную способность таких ПС можно вычислять как излучение водяного пара $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$, если его плотность

$$\rho_{\text{H}_2\text{O}} = \Sigma p_i / (R_{\text{H}_2\text{O}} T_k),$$

где Σp_i — сумма парциальных давлений всех излучающих в инфракрасной области спектра газов, содержащихся в ПС.

Полученный таким образом лучистый тепловой поток $q_{\text{л}}$ будет несколько превышать действительный тепловой поток.

ТЕПЛОЗАЩИТА СТенок КАМЕРЫ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И РАСЧЕТ ОХЛАЖДЕНИЯ

§ 12.1. ОСОБЕННОСТИ И СХЕМЫ ТЕПЛОЗАЩИТЫ СТенок КАМЕРЫ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Защита стенок камеры ЖРД от опасного перегрева — одна из самых важных и сложных проблем ракетной техники, первые частичные решения которой позволили создать и первые ЖРД, имеющие практическое значение.

Организация надежной защиты стенок современных высоконапряженных камер сгорания при небольших потерях удельного импульса — одна из трудных задач, возникающих при создании новых конструкций. Нередко наблюдаются случаи, когда, прежде чем удастся создать двигатель с надежной защитой стенок, приходится проводить большую экспериментальную и конструкторско-исследовательскую работу.

Сложность проблемы защиты стенок современных камер ЖРД связана с тем, что ПС имеют высокие температуры — до 3500—4500 К, давление 15 МПа и выше и скорости движения $a_{кр} = 1000 \div 1300$ м/с.

Разность температур между поверхностями стенки, несмотря на малую ее толщину, может достигать огромных величин. Например, даже при умеренном тепловом потоке порядка $(12—16) \cdot 10^6$ Вт/м² получаем на толщину стенки 1 мм из нержавеющей стали разность температур $\Delta T_{ст} = 500 \div 600^\circ$. При таких высоких термодинамических параметрах между газом и стенкой возникает интенсивный теплообмен, способный при недостаточной защите быстро нагреть стенку КС до температуры, близкой к температуре газа.

Если учесть, что подавляющее большинство материалов стенки допускают весьма умеренные нагревы (максимум 1300—1500 К), то сложность проблемы защиты стенки камеры становится очевидной.

В соответствии с основными понятиями теории теплообмена тепловой поток q_r , передаваемый от газа в стенку, в общем случае складывается из конвективного q_k и лучистого q_l тепловых потоков:

$$q_r = q_k + q_l. \quad (12.1)$$

Рассматривая кривую распределения q_r (см. рис. 11.11, б), а также соотношение между конвективной и лучистой составляющими суммарного теплового потока, можно отметить, что: а) максимум теплового потока главным образом из-за влияния лучистой части достигается в дозвуковой области сопла, вблизи критического сечения; б) характер распределения и величина суммарного теплового потока в основном определяются конвективной составляющей, имеющей главное значение; в) наиболее напряженным местом является входная часть сопла и особенно область критического сечения, которая имеет максимальный тепловой поток и поэтому нуждается в наиболее сильной защите. Причем если в КС конвективная и лучистая составляющие примерно одинаковы, то в сопле лучистая составляющая быстро становится незначительной. Поэтому с достаточной точностью можно сказать, что максимальная численная величина теплового потока в критическом сечении в основном определяется конвективной составляющей.

В современных двигателях, работающих на высокоэффективных топливах и при высоком давлении в камере, тепловой поток в области критического сечения легко может достичь величины $(40—80) \cdot 10^6$ Вт/м² и больше.

Наименее напряженный участок — конец сопла. Здесь тепловые потоки могут составлять 0,1 и меньше от потоков в критическом сечении. Поэтому теплозащита конца сопла может быть облегченной. Тепловые потоки в КС могут составлять 0,3—0,5 и больше от потоков в критическом сечении, и она по теплозащите может занимать близкое положение к критическому сечению. Поэтому теплозащита здесь должна быть достаточно мощной.

Если допустимая температура силовой стенки (оболочки камеры и сопла) много ниже температуры омывающих газов, то она легко может получить столь большое количество теплоты, которая при недостаточно эффективной защите быстро нагреет ее до разрушения. Разрушение стенки камеры и сопла обычно происходит в виде размягчения материала или его оплавления, окисления материала или его выгорания, эрозии материала или его размывания потоком.

Основная задача системы защиты стенки камеры — обеспечение надежной работы стенки в течение заданного времени-ресурса при минимальных потерях удельного импульса и минимальном утяжелении конструкции.

Для предупреждения опасного перегрева силовой оболочки КС и защиты ее от разрушения в современных ЖРД применяют теплозащиту: наружное проточное; внутреннее; транспирационное (испарительное), охлаждения стенок, а также наружное радиационное охлаждение стенки; теплозащитные термостойкие покрытия; теплозащитные аблирующие покрытия; емкостное

охлаждение. Все перечисленные методы защиты стенки ЖРД применяются на практике, причем в большинстве случаев комплексно, совместно дополняя друг друга. Например, наружное охлаждение, как правило, сочетается с внутренним; здесь же может быть еще как дополнение и теплозащита стенки термостойким покрытием. Емкостное охлаждение может сочетаться как дополнение также с теплозащитой, покрытиями и внутренним охлаждением.

Несмотря на большое разнообразие схем защиты стенки КС в ЖРД, наиболее распространенным методом является проточное наружное охлаждение совместно с внутренним.

§ 12.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАЗЛИЧНЫХ СХЕМ ТЕПЛОЗАЩИТЫ

Проточное охлаждение. При проточном охлаждении стенки КС омываются охлаждающей жидкостью, которая протекает с большой скоростью в зазоре между внутренней и наружной оболочками, как показано на рис. 12.1.

Основа работы схемы — стационарный тепловой режим стенки: весь передаваемый со стороны газов тепловой поток проходит сквозь стенку и полностью воспринимается охлаждающей жидкостью, текущей в межрубашечном зазоре.

На рис. 12.2 приведено типичное распределение температур поперек стенки КС. Особенность этого распределения — непрерывное изменение температуры от самой высокой температуры торможения в пристеночном слое газа $T_{0г}$ до самой низкой температуры жидкости $T_{ж}$. Наиболее резкое изменение температуры наблюдается вблизи горячей поверхности, причем это изменение происходит в тепловом пограничном слое газа так же, как и изменение температуры вблизи холодной поверхности.

При этих условиях температуры стенки ($T_{ст.г}$, $T_{ст.ж}$) будут постоянными по времени, и если не будут превышать допустимых значений, то стенка КС и сопла сможет работать достаточно долгое время. Благодаря этому наружная система охлаждения —

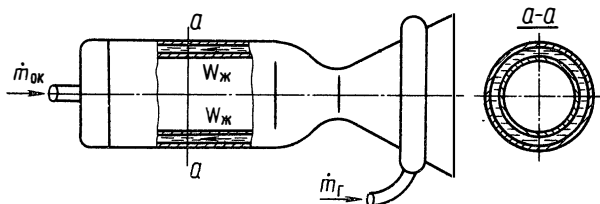


Рис. 12.1. Схема щелевого охлаждающего тракта:

$\dot{m}_г$ — расход горючего, используемого в качестве охладителя;
 $\dot{m}_о$ — расход окислителя; $W_{ж}$ — скорость течения охлаждающей жидкости

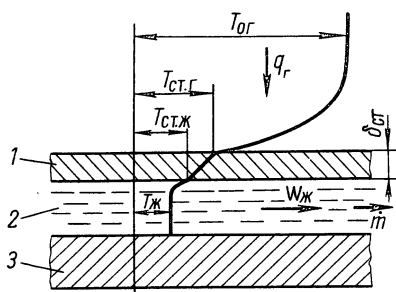


Рис. 12.2. Схема распределения температуры при наружном охлаждении:

1 — внутренняя оболочка; 2 — охлаждающая жидкость, протекающая в межрубашечном канале; 3 — наружная силовая оболочка или рубашка

самая распространенная. В качестве охлаждающей жидкости используют компоненты топлива, причем почти все они могут применяться для охлаждения стенок. Поэтому системы проточного охлаждения можно разделить на системы, использующие в качестве охлаждающей жидкости окислитель, и системы, использующие для охлаждения горючее. Могут быть также системы охлаждения, где используются оба компонента: окислитель охлаждает одну часть двигателя, например КС, а горючее — другую часть, например сопло.

Большим разнообразием отличается конструктивное выполнение охлаждающего тракта систем охлаждения. Широкое распространение получили следующие типы охлаждающих трактов:

а) щелевые тракты — образуются между внутренней и наружной оболочками и располагаются относительно друг друга с концентрическим зазором. Охлаждающая жидкость здесь движется вдоль поверхности КС и сопла;

б) многоканальные тракты — образуются при продольных или спиральных ребрах (последние применяются в случаях, если надо увеличить скорость течения жидкости при неизменной высоте ребер), между внутренней и наружной оболочками. Охлаждающая жидкость, двигаясь по каналам, омывает поверхность внутренней стенки и поверхность ребер, что улучшает охлаждение за счет эффекта оребрения;

в) смешанные тракты — образуются сочетанием щелевых и многоканальных трактов.

При всех геометрических видах охлаждающих трактов внутренняя и наружная оболочки КС и сопла могут быть как не связанными между собой, так и связанными.

Несвязанные оболочки имеют большой недостаток — низкую прочность при нагружении их давлением в межрубашечном пространстве. Поэтому оболочки приходится делать толстостенными ($\delta_{ст} = 4 \div 5$ мм) и ограничиваться низкими давлениями в КС ($p = 1,5 \div 2,0$ МПа).

Значительный прогресс в развитии конструкции ЖРД произошел после перехода к связанным оболочкам.

В конструкции, изображенной на рис. 12.3, а, оболочки, как видно, связаны между собой контактной электросваркой по специальным овальным выштамповкам, служащим одновременно и фиксаторами щелевого зазора. Здесь благодаря связям оболочки

работают совместно и при значительно меньших толщинах позволяют иметь большие давления в охлаждающем тракте.

На рис. 12,36 оболочки соединены роликовой электросваркой по винтовым выштампованным канавкам, образуя винтовой многоканальный тракт.

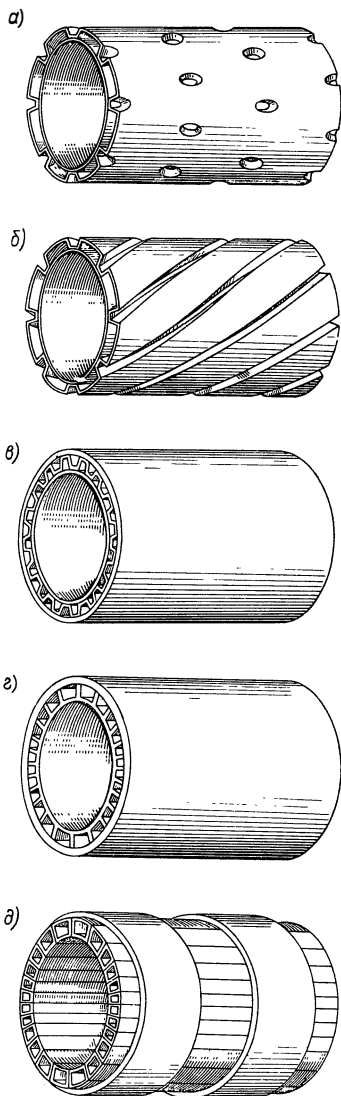


Рис. 12.3. Схемы различных охлаждающих трактов со связанными оболочками

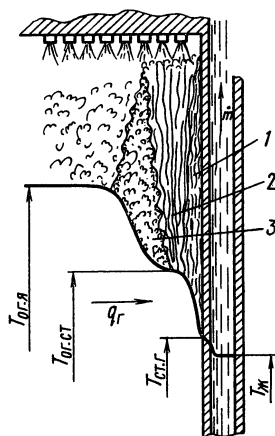


Рис. 12.4. Организация внутреннего охлаждения от головки КС:

1 — пограничный слой; 2 — пристеночный слой; 3 — зона перемешивания или промежуточный слой

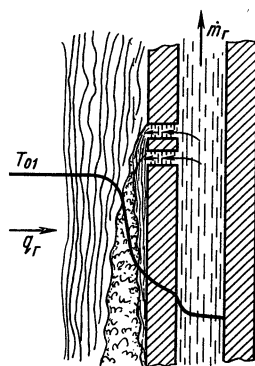


Рис. 12.5. Защита стенки с помощью завесы

Большое достижение ракетной техники — разработка паяных конструкций камер сгорания и сопл. В одних случаях оболочки спаиваются или через специальные гофрированные вставки (рис. 12.3, в), или через выфрезерованные на внутренней оболочке продольные ребра (рис. 12.3, з); в других случаях вся конструкция камеры и сопла собирается на пайке из набора специально профилированных трубчатых каналов (рис. 12.3, д). В обоих случаях образуется многоканальный тракт с хорошо развитой охлаждаемой поверхностью ребер.

Охлаждающая жидкость может вводиться в охлаждающий тракт как со стороны сопла, так и со стороны головки КС. Для уменьшения подводящих трубопроводов в некоторых трубчатых конструкциях часто охлаждающую жидкость вводят со стороны головки только в половину каналов, пройдя по ним до конца сопла, жидкость по второй половине каналов возвращается обратно к головке КС. В других случаях охлаждающий компонент может вводиться в каком-либо промежуточном сечении КС или сопла и разветвляться: часть направляется к срезу сопла, а другая — к головке.

Таким образом, при выборе места ввода охлаждающей жидкости в рубашку и схемы течения в каждом конкретном случае руководствуются конструктивными и эксплуатационными соображениями.

Внутреннее охлаждение. Осуществляется созданием вблизи стенки низкотемпературного пристеночного слоя газа или даже жидкой пленки на отдельных участках внутренней поверхности стенки КС или сопла.

Внутреннее охлаждение можно организовать соответствующим расположением и подбором расходных характеристик форсунок на периферии головки КС (при этом в пристеночном слое создается избыток какого-либо компонента, как правило, горючего). После выгорания топлива образуются ПС с более низкой температурой, чем в основном потоке (рис. 12.4). В КС двигателей, работающих по схеме с дожиганием генераторного газа, пристеночный слой может создаваться низкотемпературным генераторным газом, подаваемым через периферийный ряд форсунок.

Внутреннее охлаждение можно осуществить подачей жидкого компонента с небольшой скоростью (как правило, горючего) на внутреннюю поверхность стенки КС и сопла через отверстия (рис. 12.5) или щели в специальном поясе завесы охлаждения. В результате взаимодействия с основным потоком струи жидкости прижимаются к стенке, образуя на ней сплошную жидкую пленку. Жидкая пленка, двигаясь по стенке, прогревается, испаряется (или разлагается) и, перемешиваясь с ближайшими слоями газа, постепенно выгорает, образуя низкотемпературный слой газа.

Ввиду сравнительно слабого поперечного перемешивания ПС при их движении вдоль КС пристеночный слой, созданный головкой или поясом завесы охлаждения, достаточно устойчив и может сохраняться на значительном протяжении.

Организуя внутреннее охлаждение, необходимо помнить, что наличие низкотемпературного пристеночного слоя вызывает определенные потери удельного импульса, которые называют *потерями на охлаждение*. Эти потери будут тем больше, чем ниже температура в пристеночном слое и чем больший в нем расход.

Наиболее экономичным в этом отношении будет пристеночный слой, толщина которого не превышает пограничного слоя на всем протяжении КС. Организовать такой слой можно, если вдоль поверхности камеры поставить несколько малорасходных поясов завесы или перейти на пористую стенку.

Транспирационное охлаждение. Основано на использовании специальных пористых материалов и осуществляется путем подачи-продавливания охлаждающей жидкости 2 (рис. 12.6) на огневую поверхность сквозь пористую стенку 3 (1—наружная стенка). Тепловой поток, отдаваемый газом в стенку, с одной стороны, расходуется частично или полностью на подогрев и испарение жидкости, проходящей через пористый материал 4, а с другой—сам тепловой поток здесь мал, так как возле стенки образуется пограничный слой 5, насыщенный парами жидкости с низкой температурой. Преимущества этого вида охлаждения состоят в большой эффективности при высокой экономичности. Первые удачные опыты по транспирационному охлаждению сопла ЖРД были проведены в свое время *В. М. Кудрявцевым*. Им же была разработана и методика расчета такого охлаждения.

В настоящее время применение пористых материалов в конструкциях ЖРД пока что не вышло за пределы опытов. Основная трудность—получение прочных пористых материалов со стабильными гидравлическими характеристиками. Несомненно, что этот вид охлаждения в будущем получит распространение.

Теплозащита термостойкими покрытиями. На рис. 12.7 приведена схема распределения температуры поперек стенки ЖРД, которая кроме теплозащитного покрытия имеет еще и нормальное наружное охлаждение. Силаевая оболочка КС или сопла покрыта со стороны ПС слоем теплозащитных покрытий (ТЗП). Основное свойство ТЗП—высокая термостойкость, т. е.

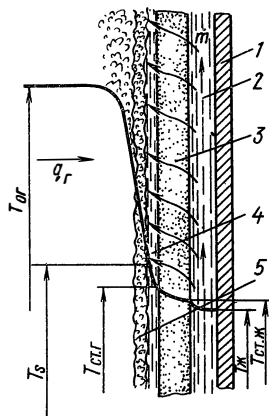


Рис. 12.6. Транспирационное охлаждение с помощью пористой стенки:

T_s — температура кипения или разложения охлаждающей жидкости

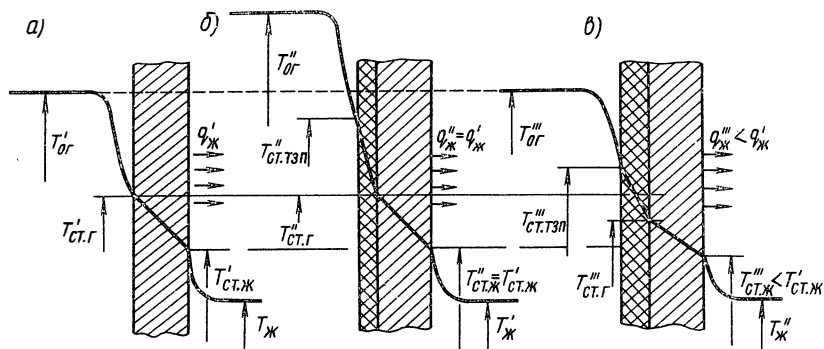


Рис. 12.7. Распределение температуры поперек стенки при использовании теплозащитного покрытия

высокий нагрев без разрушения, и при этом низкий коэффициент теплопроводности. Такое покрытие будет иметь высокое тепловое сопротивление, определяемое отношением $(\delta/\lambda)_{\text{ТЗП}}$, т. е. разность температур, приходящаяся на толщину покрытия, $\Delta T_{\text{ТЗП}} = (\delta/\lambda)_{\text{ТЗП}} q$ будет большой.

Отсюда при неизменной температуре газов ($T'_{0г} = T'''_{0г}$) температура силовой стенки ($T'_{\text{ст.г}} < T'''_{\text{ст.г}}$) будет меньше (рис. 12.7, а, в). Если температура силовой стенки неизменна ($T'_{\text{ст.г}} = T'''_{\text{ст.г}}$), то можно допустить более высокую температуру газов ($T'_{0г} > T'''_{0г}$, рис. 12.7, а, б).

Облицовка стенок камеры ЖРД термостойкими покрытиями широко использовалась в начале развития ракетной техники. Тогда применяли графитовые вставки и другие термостойкие материалы, известные в металлургической промышленности, пытаясь обеспечить длительную работу ЖРД без наружного и внутреннего охлаждения. Практика показала, что подобного рода огнеупорные покрытия и обмазки ненадежны, так как они быстро разрушаются в условиях ЖРД.

Кроме того, такие двигатели имели большую массу, поэтому в последующем защита стенок ЖРД путем их облицовки подобного вида материалами практически перестала применяться.

Однако с развитием керамических, пластмассовых и стекловолоконистых материалов появился ряд составов, пригодных для использования в качестве теплозащитных. Эти составы наносятся на стенку двигателя и после соответствующей обработки прочно с ней сцепляются, образуя термостойкое покрытие. Такие материалы широко используются для защиты стенок ракетных двигателей твердого топлива. Использование их в ЖРД труднее ввиду жестких условий работы и сложности конструкции, но в последние годы они все же находят широкое распространение.

Особенностью ТЗП стенок ЖРД является то, что оно используется как дополнение к наружному и внутреннему охлаждению.

Обычно ТЗП применяется в ЖРД с высоким давлением в КС и большим расширением сопла. В этих случаях увеличивается относительная боковая поверхность и ухудшаются условия теплового баланса — охлаждающий компонент сильнее перегревается в тракте. Применение ТЗП позволяет свести тепловой баланс до допустимого уровня. Вместе с тем ТЗП в двигателях с высоким p_k снижают требования к наружному охлаждению для поддержания теплового состояния стенки в допустимых пределах. Ввиду подобного значения ТЗП и ЖРД современные покрытия имеют малые толщины (0,3—0,6 мм), так как тонкие покрытия более надежно сцепляются со стенкой, что особенно важно в упругих и податливых тонкостенных конструкциях камеры и сопла ЖРД.

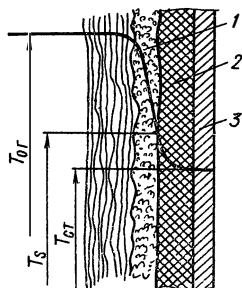
Широкое распространение в ЖРД получили ТЗП на основе окисей магния, циркония, алюминия и некоторых других.

Теплозащитные аблирующие покрытия. Схема защиты стенки, показанная на рис. 12.8, основана на использовании аблирующих материалов. Причем эти материалы могут использоваться как в качестве покрытий силовой стенки, так и в качестве самой силовой стенки.

Процесс абляции — сложный физико-химический комплекс процессов: под воздействием теплового потока вещество 2 разлагается, поглощая значительную долю падающей на стенку теплоты. Причем процесс разложения сосредоточен в узкой (десятичные доли миллиметра) зоне и по мере разложения вещества внешняя поверхность (фронт абляции), имеющая температуру T_s , непрерывно отступает вглубь с некоторой скоростью, обычно 0,01—0,3 мм/с. Продукты разложения — газовая и твердая фазы — непрерывно уносятся скоростным внешним потоком, т. е. аблирующее покрытие непрерывно разрушается, уменьшаясь по толщине. Так как разрушение или разложение вещества покрытия происходит с поглощением теплоты, определяемой теплотой абляции (теплота фазового перехода), то на поверхности аблирующего покрытия устанавливается некоторая характерная

Рис. 12.8. Защита стенки с помощью аблирующего покрытия:

T_{∞} — температура газа; T_s — температура разложения аблирующего покрытия; $T_{ст}$ — температура металлической поверхности



для данного вещества температура, обычно не превышающая нескольких сот градусов.

Ввиду низкой температуры (рис. 12.8) на поверхности и крутого падения кривой распределения температура силовой оболочки 3 или температура толщи аблирующего материала в процессе работы медленно изменяется от начального значения. Короче говоря, в данной схеме практически вся теплота, попадающая на поверхность, идет на разложение вещества, находящегося в узкой зоне возле поверхности. Кроме того, количество теплоты, т. е. тепловой поток, уходящий в стенку, здесь существенно ниже. Это происходит по следующим причинам.

Во-первых, продукты разложения, имеющие сравнительно низкую температуру по сравнению с температурой внешнего потока, втекая в пограничный слой 1, создают своеобразную газовую завесу, резко снижающую конвективный и несколько лучистый теплообмен.

Во-вторых, у некоторых распространенных аблирующих материалов, имеющих в своем составе синтетические органические вещества, одним из продуктов разложения является углерод, который, выделяясь, образует на поверхности слой пористого кокса. Этот слой, обладая низкой теплопроводностью и высокой жаростойкостью, представляет собой большое тепловое сопротивление и хорошо теплоизолирует «свежие» слои теплозащитного покрытия, резко уменьшая скорость его разложения.

Как правило, аблирующие ТЗП — сложные композиционные материалы, приготовляемые на основе жаростойких волокнистых веществ и синтетических смол. Получили известное распространение ТЗП, представляющие собой ткани из стекловолокна, графита, кварца, асбеста и других жаростойких волокнистых материалов, пропитываемых эпоксидной или фенольной смолой.

Если подобрать соответствующую толщину покрытия, то можно полностью ограничиться защитой силовой оболочки только с помощью ТЗП, без наружного охлаждения, даже при большой продолжительности работы двигателя.

Эта схема защиты стенки — наиболее подходящая для КС. Сопло труднее защищать аблирующими покрытиями, так как оно в процессе работы будет изменять форму и сечение. Однако для ЖРД с регулированием тяги разгар критического сечения сопла в определенных пределах может сравнительно легко компенсироваться системой регулирования.

Примером успешного использования аблирующих ТЗП в ЖРД является конструкция посадочного двигателя известного космического корабля «Аполлон». На рис. 12.9 приведена конструктивная схема этого двигателя, работающего на четырехокси азота и азрозине. Тяга двигателя глубоко регулируется в пределах между $P_{\max}=45,40$ кН и $R_{\min}=4,54$ кН. Этому соответствует изменение давления в камере в пределах $p_{\text{кmax}}=0,8$ МПа,

$p_{\text{к, min}} = 0,08$ МПа. Силовая оболочка выполнена из титанового сплава, допускающего нагрев до 420°C , защищена слоем аблирующего композиционного материала. Этот материал приготовлен на основе кварцевой ткани, пропитанной фенольной смолой, имеет плотность $\rho = 1,7$ г/см³ и обладает хорошей противозростной стойкостью.

Кроме того, при разложении на поверхности образуется прочный слой кокса.

Для дополнительной защиты титановой оболочки между оболочкой и аблирующим ТЗП нанесена прослойка из другого композиционного материала, имеющего низкие плотность ($\rho = 0,9$ г/см³) и теплопроводность.

Конфигурация покрытия вдоль КС и сопла специально подобрана в соответствии с тепловым потоком и скоростью абляции так, чтобы происходило равномерное разрушение покрытия на всех участках.

Как показали испытания и эксплуатация, это покрытие успешно выполняет задачу защиты силовой оболочки в течение довольно длительного времени — двигатель рассчитан на работу в течение почти 1000—1100 с.

Защита стенки на основе емкостного охлаждения. Происходит путем поглощения (аккумулирования) теплоты массой стенки. Схема защиты стенки имеет достаточно широкое распространение в ракетной технике, причем такие двигатели часто называют «неохлаждаемыми», так как массивная стенка не имеет какой-либо другой специальной защиты или охлаждения. Подобный двигатель может работать очень короткое время, в течение которого воспринимаемая стенкой теплота идет на ее подогрев. Такой режим работы стенки называют *нестационарным режимом охлаждения*. При этом распределение температур поперек стенки непрерывно изменяется (рис. 12.10, а). В момент начала работы двигателя температура стенки постоянна и равна температуре окружающей среды. По прошествии некоторого времени работы двигателя часть теплоты передается стенке и последняя нагревается. Так как процесс передачи теплоты в стенку происходит с конечной скоростью, определяемой теплопроводностью материала, то распределение температур теперь будет определяться

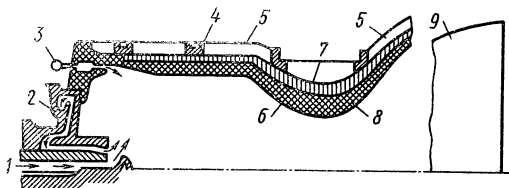


Рис. 12.9. Конструктивная схема камеры ЖРД торможения и мягкой посадки экспедиционного блока космического корабля «Аполлон»:

1 — впуск окислителя; 2 — впуск горючего; 3 — впуск горючего на пристенную завесу; 4 — силовые бандажки; 5 — тепловой экран из слоя стекловолокна, закрытого с обеих сторон фольгой из нержавеющей стали; 6 — аблирующее покрытие — кварцевая ткань, пропитанная фенольной смолой; 7 — силовая титановая оболочка; 8 — дополнительная теплоизоляционная прослойка из композиционного материала; 9 — неохлаждаемая часть сопла из ниобиевого сплава с антикоррозионным жаростойким алюминидным покрытием

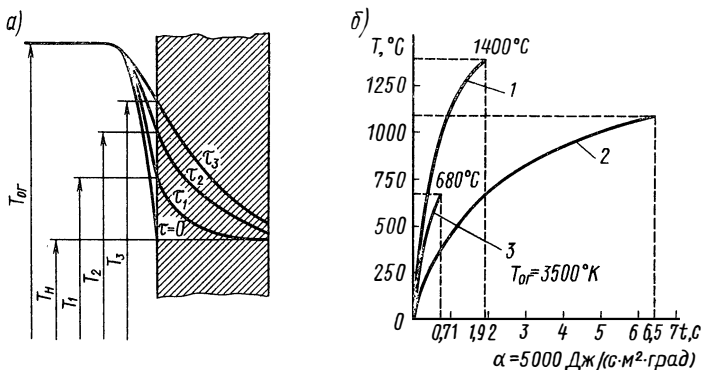


Рис. 12.10. Емкостное охлаждение

последовательными кривыми τ_1 , τ_2 , τ_3 . По мере нагревания стенки растет температура «горячей» и «холодной» поверхностей. Температуры будут увеличиваться до тех пор, пока не наступит стационарный режим, характеризуемый равенством теплопередачи от газа в стенку и от стенки в окружающую среду.

Так как в данном случае наружная поверхность стенки специального охлаждения не имеет, то ее теплоотдача в окружающую среду мала, а для того чтобы таким же малым стал тепловой поток от газа в стенку, температура горячей поверхности стенки должна установиться близкой к температуре газа.

При высокой температуре газа стационарный режим охлаждения такой стенки устанавливается при очень высоких температурах стенки, далеко превосходящих допустимые. Поэтому неохлаждаемые двигатели могут работать лишь короткое время (несколько секунд), пока не успеет установиться стационарный тепловой поток (рис. 12.10, б). В некоторых случаях такого малого времени работы вполне достаточно. Вследствие чрезвычайной простоты конструкции неохлаждаемого двигателя и дешевизны изготовления он получил распространение в экспериментальных исследованиях; иногда применяется и в эксплуатации.

При неохлаждаемых двигателях наиболее пригодными материалами для стенок КС и сопла будут материалы с высокой теплопроводностью. Тогда тепловое сопротивление стенок будет низким и распределение температуры поперек стенки получится более пологим. Иначе говоря, воспринимаемая стенкой теплота будет равномерно распределяться по толщине стенки, и двигатель может работать более длительное время, так как температура «горячей» поверхности растет по времени значительно медленнее, чем в случае нетеплопроводной стенки.

На рис. 2.10,б приведено изменение температуры поверхности стенки по времени для мягкой стали 1, меди 2 и алюминиевого

сплава 3. Вместе с этим увеличение теплоемкости и плотности материала стенки также способствует увеличению длительности надежной работы двигателя из-за возрастания тепловой «емкости» материала.

Наружное радиационное охлаждение. Осуществляется излучением теплоты стенкой в пространство. Причем, тепловое излучение стенки будет тем интенсивнее, чем выше ее допускаемая температура. На рис. 12.11 приведена примерная зависимость излучаемого стенкой теплового потока в пространство от ее температуры. Как видно из рисунка, при температуре стенки 1500—2000 К тепловой поток, «сбрасываемый» в пространство, лежит в пределах $(0,2—0,6) \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$.

Учитывая, что в КС и особенно в области критического сечения тепловые потоки во много раз выше, то, очевидно, здесь эта система охлаждения непригодна. Однако в соплах с большим расширением и низким давлением на срезе тепловые потоки в области среза становятся настолько низкими, что радиационное охлаждение оказывается вполне приемлемым. Например, упомянутый посадочный двигатель космического корабля «Аполлон», приведенный на рис. 12.9, имеет участок сопла, начиная с относительной площади $\bar{F}=16$ и до конца сопла ($\bar{F}_a=26$) с радиационным охлаждением. Этот участок выполнен из ниобиевого сплава и имеет еще жаростойкое покрытие, допускающее нагрев до 1480°C .

Радиационное охлаждение используется в настоящее время также и для охлаждения двигателей системы стабилизации и ориентации космических кораблей. Это двигатели обычно работают при низком давлении в камере либо на однокомпонентном топливе с низкой температурой разложения (N_2H_4 , H_2O_2), либо на двухкомпонентных топливах, но с низким соотношением компонентов.

Наконец, радиационное охлаждение может применяться и при высоком соотношении компонентов, но с достаточно мощным внутренним охлаждением. Конечно, в этом случае радиационное охлаждение будет отводить в пространство незначительный

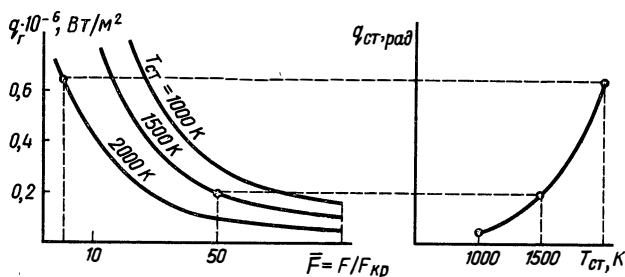


Рис. 12.11. Условия радиационного охлаждения стенки сопла

тепловой поток по сравнению с тем, который будет поглощаться внутренним охлаждением. Естественно, при такой системе защиты стенки мощное внутреннее охлаждение будет вносить заметные потери удельного импульса.

Несмотря на очевидные преимущества радиационного охлаждения, оно, однако, не всегда приемлемо, так как участок сопла, будучи нагретым до высокой температуры, будет чрезмерно перегревать близрасположенные агрегаты и элементы конструкции; по этой причине такие участки сопла должны располагаться снаружи двигательного отсека, что не всегда возможно.

§ 12.3. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К НАРУЖНОМУ ОХЛАЖДЕНИЮ

Характерная особенность наружного охлаждения — стационарный режим: вся полученная стенкой теплота полностью передается охлаждающей жидкости. В этих условиях надежное охлаждение должно отвечать двум основным требованиям: 1) удовлетворять тепловому балансу между подогревом охлаждающей жидкости и воспринимаемой ею теплотой; 2) обеспечивать тепловое состояние или температурный режим стенки на любом участке камеры в заданных пределах.

Первое требование заключается в том, что жидкость, пройдя через охлаждающий тракт камеры и восприняв теплоту от стенки на выходе из тракта, не должна быть перегретой выше некоторой допустимой температуры $T_{ж. доп.}$, определяемой температурой кипения или разложения при данном давлении. Это необходимо, во-первых, потому, что некоторые компоненты, как, например, перекись водорода, несимметричный диметилгидразин, гидразин и другие, при перегреве начинают разлагаться, причем разложение носит взрывной характер; во-вторых, чтобы в КС поступали компоненты однородного (однофазного) состава, без включения газовых объемов или смолсообразных и твердых продуктов разложения (иначе двигатель будет работать неустойчиво, форсунки засоряются отложениями); в-третьих, что охлаждение стенок двигателя компонентом, находящимся в двухфазном состоянии (частично в парообразном), значительно менее эффективно (коэффициент теплоотдачи от стенки в пар резко снижается). Наконец, в-четвертых, при чрезмерном перегреве охлаждающей жидкости снижается разность температур стенки и жидкости, что снижает интенсивность теплообмена. И далее, если жидкость способна к разложению, то она становится более чувствительной к местным перегревам стенки, а это снижает надежность охлаждения.

Таким образом, имеются серьезные причины, которые ставят достаточно жесткие требования к нагреву охлаждающей жидкости в охлаждающем тракте.

Второе требование заключается в том, что необходимо еще обеспечить условие местного теплосъема. Дело в том, что, во-первых, температура стенки со стороны газа $T_{\text{ст.г}}$ не должна превышать допустимую температуру стойкости материала стенки по отношению к воздействию высокотемпературного скоростного и часто химически активного потока. При $T_{\text{ст.г}} > T_{\text{ст. доп.м}}$ стенка начинает разрушаться — размягчаться, оплавляться, окисляться и подвергаться интенсивной эрозии. Во-вторых, температура стенки со стороны жидкости $T_{\text{ст.ж}}$ не должна намного превышать температуру кипения или разложения охлаждающей жидкости. Если температура стенки $T_{\text{ст.ж}}$ существенно больше температуры кипения жидкости $T_{\text{ж. доп.}}$, то непосредственно на стенке возможно вскипание частиц жидкости. При достаточно большой скорости течения жидкости и сравнительно небольшом превышении температуры стенки над температурой кипения образующиеся паровые пузырьки сносятся потоком и, попадая в толщу жидкости, снова конденсируются, поскольку средняя температура жидкости ниже температуры кипения. При такой картине, когда образующиеся пузырьки пара тут же исчезают и жидкость остается однофазной, охлаждение не нарушается. Больше того, такое местное вскипание интенсифицирует теплообмен.

Если температура стенки значительно превышает температуру кипения жидкости, то кипение на стенке протекает более интенсивно и образовавшиеся пузырьки пара на поверхности сливаются и образуют паровую пленку: поток становится двухфазным, режим охлаждения — пленочным. Вначале паровая пленка неустойчива, она постоянно сносится потоком в виде больших пузырей, а на ее месте возникает новая. Затем устойчивость пленки повышается. С момента появления на поверхности паровой пленки контакт жидкости со стенкой нарушается и поскольку теплоотдача в пар значительно меньше, чем в жидкость, то в местах пленочного охлаждения эффективность теплосъема резко уменьшается, возрастает температура стенки, которая может превысить допустимую.

То же самое происходит, когда охлаждающая жидкость из-за перегрева на стенке начинает разлагаться. Здесь могут выделяться газообразные, смолообразные и твердые продукты, что резко ухудшает охлаждение. Кроме того, компоненты типа перекиси водорода, диметилгидразина и других разлагаются с эффектом, равносильным взрыву. Естественно, что в этом случае всякий перегрев опасен. Таким образом, второе требование, которому должна удовлетворять надежно работающая система охлаждения, состоит в том, что повсеместно должен обеспечиваться теплосъем без возникновения устойчивого кипения или какого-либо разложения охлаждающей жидкости на стенке. Если в каком-либо месте на стенке эти условия теплосъема не выполняются, то обычно в этом месте снижают тепловой поток. Наиболее просто

и эффективно это достигается созданием возле стенки слоя газа с пониженной температурой. Поскольку в данном случае имеют место местные опасные зоны, то низкотемпературный слой удобно создавать завесой из специальных поясов непосредственно возле этих зон. Современные ЖРД, использующие, высокоэффективные топлива и имеющие высокие давления в КС, из-за неблагоприятного положения с местными теплотемпературами охладить без специального низкотемпературного пристеночного слоя очень трудно. Наконец, средняя температура стенки $T_{ст. ср} = (T_{ст. г} + T_{ст. ж})/2$ не должна превышать допустимую температуру стенки из условия прочности $T_{ст. доп. \sigma}$. Характеристики материалов при прочностных расчетах определяются по средней температуре стенки.

Таким образом, второе условие надежного охлаждения сводится к обеспечению на всех участках камеры соотношений:

$$T_{ст. г} \leq T_{ст. доп. м}; \quad T_{ст. ж} \leq T_{ст. доп. ж}; \quad T_{ст. ср} \leq T_{ст. доп. \sigma} \quad (12.2)$$

Ввиду важности наружного охлаждения, в том числе и совместно с внутренним, рассмотрим основные закономерности, которые приходится учитывать при разработке мероприятий по обеспечению приведенных выше двух условий надежного охлаждения.

Обеспечение теплового баланса. В большинстве случаев компоненты топлива имеют возможность воспринять теплоту, не нагреваясь до температуры кипения или разложения. Однако на практике бывают случаи, когда этот баланс не сходит, т. е. отдача теплоты в стенку со стороны газа превышает возможность его восприятия со стороны охлаждающей жидкости. Подогрев охлаждающей жидкости определяется из следующего балансового соотношения:

$$m_{ж} c_{ж} (T_{вых} - T_{вх}) = \int_{S_{\delta}} q dS_{\delta}, \quad (12.3)$$

где $m_{ж}$, $c_{ж}$ — расход и средняя теплоемкость охлаждающей жидкости; $T_{вых}$, $T_{вх}$ — температура жидкости на выходе и входе охлаждающего тракта.

В соответствии с (12.3) условие теплового баланса можно записать в виде

$$T_{вых} = T_{вх} + 1/(m_{ж} c_{ж}) \int_{S_{\delta}} q dS_{\delta} \leq T_{ж. доп}, \quad (12.4)$$

где $T_{ж. доп}$ — допустимая температура нагрева охладителя в охлаждающем тракте, определяемая физическими свойствами жидкости и зависящая от давления в охлаждающем тракте и способности жидкости нагреваться без разложения.

При давлении в охлаждающем тракте меньше критического давления $p_{кр}$ данной жидкости допустимая температура термичес-

ки неразлагающихся жидкостей ограничивается температурой кипения. Если же давление в тракте превышает $p_{кр}$, то температуры кипения, как таковой, нет и при любой температуре нагрева поток будет однофазный. Отсюда при перегреве жидкости выше критической температуры $T_{кр}$ данной жидкости последняя хотя и переходит в пар, но без кипения. Благодаря этому физические свойства жидкости (пара) изменяются постепенно и скачкообразного ухудшения теплоотдачи не будет. Однако так как теплоотдача в пар все же заметно хуже, то допускать перегрев жидкости в охлаждающем тракте до температуры выше $T_{кр}$ можно лишь при низких тепловых потоках, что характерно, например, для конца сопла с большой степенью расширения. Исключение составляет водород. Газообразный водород обладает хорошими охлаждающими свойствами. Поэтому, учитывая низкое значение $p_{кр} \approx 1,3$ МПа, которое в большинстве случаев меньше p_k , можно допускать нагрев водорода в охлаждающем тракте до температуры выше $T_{кр}$ и переход жидкости в газ даже на участках камеры и сопла со сравнительно высокими тепловыми потоками.

Проанализируем влияние некоторых факторов на величину подогрева ΔT охладителя в охлаждающем тракте, которую определим в соответствии с (12.4) в виде

$$\Delta T = T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}} = 1/(\dot{m}_{\text{ж}} c_{\text{ж}}) \int_{S_0} q dS_{\delta}.$$

Индекс «0» соответствует параметрам, относящимся к некоторым исходным (стандартным) условиям, тогда можно написать:

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \frac{\dot{m}_{\text{ж}0} c_{\text{ж}0}}{\dot{m}_{\text{ж}} c_{\text{ж}}} \frac{\int_{S_0} q dS_{\delta}}{\int_{S_0} q_0 dS_{\delta}}. \quad (12.5)$$

Рассмотрим конвективную составляющую q . Согласно (11.99)

$$q = q_0 (p_k/p_{k0})^{0,85} (d_{кр0}/d_{кр})^{0,15} (S/S_0). \quad (12.6)$$

Отношение боковых поверхностей двигателя

$$S_{\delta}/S_{\delta0} = F_{кр} b / (F_{кр0} b_0) = (b/b_0) d_{кр}^2 / d_{кр0}^2, \quad (12.7)$$

где b , b_0 — коэффициенты пропорциональности.

Наконец, учитывая, что расход охлаждающей жидкости (компонент) пропорционален суммарному расходу топлива, можно написать:

$$\frac{\dot{m}_{\text{ж}0}}{\dot{m}_{\text{ж}}} = \frac{\xi_0 \dot{m}_0}{\xi \dot{m}} = \frac{\xi_0}{\xi} \frac{p_{k0}}{p_k} \frac{C_*}{C_{*0}} \frac{d_{кр0}^2}{d_{кр}^2}, \quad (12.8)$$

где ξ , ξ_0 — коэффициенты пропорциональности; C_* , C_{*0} — характеристическая скорость.

Подставляя (12.6)—(12.8) в (12.5), а также используя (12.7), получим

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \frac{\xi_0}{\xi} \frac{b}{b_0} \frac{C_s}{C_{s0}} \frac{S}{S_0} \frac{c_{ж0}}{c_{ж}} \left(\frac{p_{к0}}{p_k} \right)^{0,15} \left(\frac{d_{кр0}}{d_{кр}} \right)^{0,15}. \quad (12.9)$$

Соотношение (12.9) позволяет проанализировать зависимость подогрева ΔT охлаждающей жидкости при изменении различных параметров.

Рассмотрим некоторые случаи.

1. Двигатель один и тот же, но изменяется режим его работы, т. е. p_k . Из (12.9) получаем изменение подогрева:

$$\Delta T / \Delta T_0 = (p_{к0} / p_k)^{0,15}. \quad (12.10)$$

Отсюда при дросселировании, т. е. снижении тяги ($p_k < p_{к0}$), подогрев охлаждающей жидкости будет несколько увеличиваться, например при уменьшении p_k в четыре раза подогрев увеличивается на 20—25%. Следовательно, в отдельных случаях глубокого дросселирования минимальный режим работы двигателя может представлять опасность из-за возможного перегрева охлаждающей жидкости.

2. Двигатели геометрически подобны и имеют одинаковые давления в камере сгорания: $p_k = p_{к0}$, но разные тяги, т. е. $d_{кр} \neq d_{кр0}$.

Тогда

$$\Delta T / \Delta T_0 = (d_{кр0} / d_{кр})^{0,15}. \quad (12.11)$$

Отсюда у двигателя с меньшей тягой подогрев жидкости будет большим. Так, уменьшение диаметра критического сечения в десять раз увеличивает подогрев на 40—50%. Это обстоятельство накладывает некоторые ограничения на минимальный диаметр критического сечения $d_{кр}$ (т. е. тягу двигателя), ниже которого подогрев охлаждающей жидкости может оказаться чрезмерным. Как правило, двигатели с малой тягой имеют и меньшее давление в КС. Тогда подогрев жидкости может быть еще большим.

Поэтому для охлаждения двигателей с тягой 0,5—1,0 кН часто приходится использовать оба компонента. Двигатели с еще меньшей тягой охлаждаются с трудом. Для них приходится использовать другие средства, например усиливать внутреннее охлаждение, снижать температуру газов и т. п.

3. Двигатели с одинаковой тягой при $p_a = \text{const}$, но различным давлением в камере p_k . Из соотношений тяги можно написать, что

$$P / P_0 = k_n p_k d_{кр}^2 / (k_{н0} p_{к0} d_{кр0}^2) = 1, \quad (12.12)$$

где k_n , $k_{н0}$ — коэффициенты тяги.

Используя (12.12), изменение подогрева из (12.9) будет выражаться так:

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \frac{b}{b_0} \left(\frac{p_{к0}}{p_k} \right)^{0,075} \left(\frac{k_n}{k_{н0}} \right)^{0,075} \quad (12.13)$$

(остальные параметры двигателей оставляем одинаковыми).

С повышением давления в камере сгорания, например с $p_{к0}=5$ МПа до $p_k=15$ МПа, увеличиваются коэффициенты пропорциональности b .

При давлении на срезе сопла $p_a=0,05$ МПа коэффициенты тяги на Земле $k_{н0}=1,525$, а $k_n=1,572$. Учитывая незначительные изменения коэффициентов ($k_n/k_{н0}=1,03$), практически их изменение на подогреве не скажется.

С ростом давления в КС значительно увеличивается степень расширения сопла. В данном случае относительная площадь среза изменяется с $\bar{F}_a=12$ до $\bar{F}_a=28$, а коэффициент пропорциональности $b/b_0=1,6 \div 1,8$. Отсюда изменение подогрева охлаждающей жидкости с ростом давления в КС:

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_0} \approx \left(\frac{b}{b_0} \right) \left(\frac{p_{к0}}{p_k} \right)^{0,075} \approx (1,6 \div 1,8) \cdot 0,92 = 1,5 \div 1,65. \quad (12.14)$$

Таким образом, с увеличением давления в КС подогрев охлаждающей жидкости при прочих равных условиях увеличивается. Причем увеличение происходит главным образом из-за возрастания относительной боковой поверхности, т. е. коэффициента пропорциональности b ввиду роста степени расширения сопла. Следовательно, переход к повышенным давлениям в КС усложняет условия работы наружного охлаждения.

Обеспечение температурного режима стенки. Рассмотрим какие параметры определяют температурный режим стенки.

В соответствии с теорией теплообмена тепловые потоки (q_r — получаемый стенкой, $q_{ст}$ — пропускаемый стенкой и $q_{ж}$ — получаемый от стенки охлаждающей жидкостью) соответственно будут:

$$\left. \begin{aligned} q_r &= \alpha_r (T_{0г} - T_{ст.г}) = \alpha_r \Delta T_r; \\ q_{ст} &= (\lambda/\delta) (T_{ст.г} - T_{ст.ж}) = \Delta T_{ст} (\lambda/\delta); \\ q_{ж} &= \alpha_{ж} (T_{ст.ж} - T_{ж}) = \alpha_{ж} \Delta T_{ж}, \end{aligned} \right\} \quad (12.15)$$

где $\alpha_r = (q_k + q_n)/(T_{0г} - T_{ст.г})$ — суммарный (с учетом лучистого потока) коэффициент теплоотдачи от газов в стенку; λ и δ — коэффициент теплопроводности и толщина стенки; $\alpha_{ж}$ — коэффициент теплоотдачи от стенки в жидкость; ΔT_r , $\Delta T_{ст}$, $\Delta T_{ж}$ — разности температур на стороне газа, в стенке, на стороне жидкости.

На стационарном режиме $q_r = q_{ст} = q_{ж} = q$. В этом случае три равенства (12.15) можно свести к одному:

$$q = k (T_{0г} - T_{ж}), \quad (12.16)$$

где коэффициент теплопередачи от газа в жидкость

$$k = 1 / (1/\alpha_r + \delta/\lambda + 1/\alpha_{\text{ж}}). \quad (12.17)$$

Как следует из (12.15), составляющие коэффициента теплопередачи определяют величины установившихся перепадов температур в пограничных слоях газа, жидкости и в самой стенке:

$$\Delta T_r = q/\alpha_r; \quad \Delta T_{\text{ж}} = q/\alpha_{\text{ж}}; \quad \Delta T_{\text{ст}} = q\delta/\lambda. \quad (12.18)$$

Эти составляющие называются соответственно термическим сопротивлением пограничного слоя газа, стенки и пограничного слоя жидкости, а $1/k$ — термическим сопротивлением системы передачи теплоты от газа в жидкость.

Если обозначить индексом «0» параметры, соответствующие некоторым «исходным» условиям, то, используя (12.16) и (12.17), можно изменения теплового потока и перепадов температур на отдельных участках (12.18) выразить следующим образом:

$$q = \xi_q q_0; \quad \Delta T_r = \xi_r \Delta T_{r0}; \quad \Delta T_{\text{ст}} = \xi_{\text{ст}} \Delta T_{0}; \quad \Delta T_{\text{ж}} = \xi_{\text{ж}} \Delta T_{\text{ж}0}, \quad (12.19)$$

где $\xi_q, \xi_r, \xi_{\text{ст}}, \xi_{\text{ж}}$ — коэффициенты пропорциональности, определяющие изменения теплового потока и соответствующих перепадов температур по сравнению с их значениями в «исходном» состоянии:

$$\left. \begin{aligned} \xi_q &= \left\{ \left[\frac{1}{\alpha_{r0}} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_0 + \frac{1}{\alpha_{\text{ж}0}} \right] / \left[\frac{1}{\alpha} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right) + \frac{1}{\alpha_{\text{ж}}} \right] \right\} \frac{T_{0r} - T_{\text{ж}}}{(T_{0r} - T_{\text{ж}})_0}; \\ \xi_r &= \xi_q \frac{\alpha_{r0}}{\alpha_r}; \quad \xi_{\text{ст}} = \xi_q \left[\left(\frac{\lambda}{\delta} \right)_0 / \left(\frac{\lambda}{\delta} \right) \right]; \quad \xi_{\text{ж}} = \xi_q \frac{\alpha_{\text{ж}0}}{\alpha_{\text{ж}}}. \end{aligned} \right\} \quad (12.20)$$

Изменение температурного режима стенки можно записать через изменение перепадов температур на отдельных участках:

$$\left. \begin{aligned} T_{\text{ст.г}} &= (T_{\text{ст.г}})_0 (T_{0r} - \Delta T_r) / (T_{0r} - \Delta T_r)_0; \\ T_{\text{ст.ж}} &= (T_{\text{ст.ж}})_0 (T_{\text{ж}} + \Delta T_{\text{ж}}) / (T_{\text{ж}} + \Delta T_{\text{ж}})_0; \\ T_{\text{ср}} &= (T_{\text{ср}})_0 \frac{(T_{0r} + T_{\text{ж}}) - (\Delta T_r - \Delta T_{\text{ж}})}{(T_{0r} + T_{\text{ж}})_0 - (\Delta T_r - \Delta T_{\text{ж}})_0}. \end{aligned} \right\} \quad (12.21)$$

Таким образом, имея (12.19) — (12.21), можно количественно проследить, как отражается изменение одного или нескольких параметров ($\alpha_{\text{ж}}, \alpha_r, \delta, \lambda, T_{0r}$ и $T_{\text{ж}}$) на температурном режиме стенки.

Влияние изменения коэффициента теплоотдачи $\alpha_{\text{ж}}$ со стороны жидкости. Согласно соотношению (11.107) коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{ж}}$ зависит от массовой скорости течения жидкости $\dot{m}/F = W\rho$ и комплекса физических параметров $K = c_p^{0,4} \lambda^{0,6} / \mu^{0,4}$. Например, случай $\alpha_{\text{ж}} > \alpha_{\text{ж}0}$ соответствует либо увеличению массовой скорости течения жидкости $\rho W > (\rho W)_0$, либо увеличению комплекса $K > K_0$.

камеры увеличивается или уменьшается в соответствии с увеличением или уменьшением давления p_k в камере.

Для случая $\alpha_r > \alpha_{r0}$ коэффициенты ξ_q , ξ_r , $\xi_{ст}$, $\xi_ж$ по (12.20) будут изменяться:

$$\xi_q = \xi_{ст} = \xi_ж > 1 \text{ при } \xi_r < 1.$$

В соответствии с этим тепловой поток и температурные перепады будут изменяться: $q_r > q_{r0}$, $\Delta T_{ст} > \Delta T_{ст0}$, $\Delta T_r < \Delta T_{r0}$, $\Delta T_ж < \Delta T_{ж0}$; температуры стенки; $T_{ст.r} > (T_{ст.r})_0$, $T_{ст.ж} > T_{ст.ж0}$, $T_{ср} > (T_{ср})_0$.

Для случая $\alpha < \alpha_{r0}$ все изменения происходят в противоположном направлении. На рис. 12.13 приведено распределение температуры поперек стенки при изменении α_r . С увеличением α_r , например при движении вдоль сопла к области критического сечения, тепловое состояние стенки становится более напряженным и может выйти за допустимые пределы, если не принимать соответствующих мер. Поэтому при приближении к критическому сечению повышается скорость течения охлаждающей жидкости, которая становится максимальной в критическом сечении. Наряду с этим при переходе к повышенным давлениям p_k в камере (постоянная тенденция развития ЖРД) соответственно приходится увеличивать и скорость течения жидкости, чтобы оставить тепловое состояние стенки в допустимых пределах.

Влияние толщины δ и теплопроводности λ материала стенки. Эти параметры влияют на тепловой поток и температурные перепады в виде комплекса δ/λ . Тогда уменьшение толщины стенки и увеличение теплопроводности эквивалентно влияют на тепловое состояние стенки.

Рассмотрим случай, когда $\delta/\lambda < \delta/\lambda_0$, т. е. когда произошло либо уменьшение толщины стенки, либо увеличение ее теплопроводности.

Согласно соотношениям (12.20) коэффициенты ξ_q , ξ_r , $\xi_{ст}$ и $\xi_ж$ изменяются при этом $\xi_q = \xi_r = \xi_ж > 1$ при $\xi_{ст} < 1$. Отсюда тепловой поток и температурные перепады будут изменяться: $q > q_0$, $\Delta T_{ст} < \Delta T_{ст0}$, $\Delta T_r > \Delta T_{r0}$, $\Delta T_ж > \Delta T_{ж0}$, а температуры стенки: $T_{ст} < T_{ст0}$, $T_{ср} < T_{ср0}$, $T_{ст.ж} > T_{ст.ж0}$.

На рис. 12.14 приведено распределение температуры поперек стенки при изменении δ/λ . Из рисунка видно, что уменьшение толщины или увеличение теплопроводности стенки снижает температуру стенки со стороны газа и также среднюю температуру, но повышает температуру стенки со стороны жидкости. Последнее, учитывая $T_{ж.доп}$, ухудшает тепловое состояние стенки со стороны жидкости. Таким образом, замена стенки на более тонкую или более теплопроводную при прочих равных параметрах может привести к нарушению теплообмена со стороны жидкости из-за перегрева стенки. Поэтому такая замена стенки должна сопровождаться одновременно и усилением охлаждения со стороны жидкости за счет повышения $\alpha_ж$.

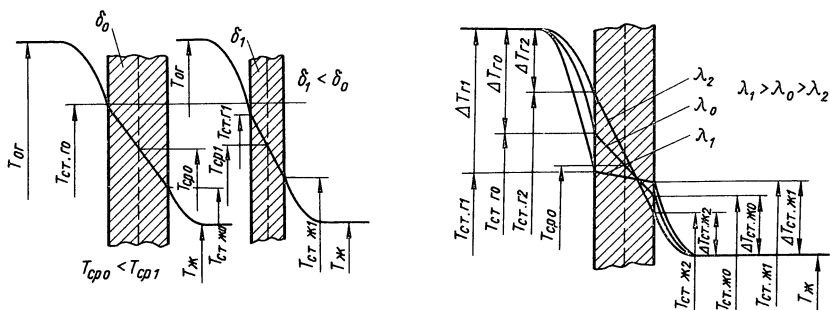


Рис. 12.14. Влияние изменения отношения δ/λ на распределение температуры поперек стенки

Влияние изменения одновременно α_g и $\alpha_{ж}$ в равной степени. Этот случай соответствует изменению режима работы двигателя при охлаждении одним из компонентов. Действительно, при изменении давления p_k в камере изменяются одновременно практически в равной степени α_g и $\alpha_{ж}$.

Рассмотрим случай дросселирования тяги, т. е. переход на минимальный режим, тогда

$$\alpha_g/\alpha_{г0} = \alpha_{ж}/\alpha_{ж0} \approx (p_k/p_{k0})^{0,8-0,85} < 1.$$

Согласно (12.20) коэффициенты ξ_q , ξ_g , $\xi_{ст}$ и $\xi_{ж}$ будут изменяться: $\xi_q = \xi_{ст} < 1$, $\xi_g = \xi_{ж} > 1$. Этому соответствуют изменения теплового потока и температурных перепадов: $q < q_0$, $\Delta T_g > \Delta T_{г0}$, $\Delta T_{ст} < \Delta T_{ст0}$, $\Delta T_{ж} > \Delta T_{ж0}$. Температуры стенки будут изменяться: $T_{ст.г} < T_{ст.г0}$, $T_{ст.ж} > T_{ст.ж0}$.

На рис. 12.15 приведено распределение температуры поперек стенки при изменении α_g и $\alpha_{ж}$. Как видно из рисунка, снижение режима работы (уменьшение давления в камере p_k), с одной стороны, улучшает тепловое состояние стенки (уменьшаются температуры поверхности со стороны газа и средняя), с другой — увеличивает температуру стенки со стороны жидкости, т. е. усиливают перегрев стенки по отношению к $T_{ж.доп}$.

Отсюда минимальный режим работы двигателя может оказаться в некоторых случаях «тяжелым», особенно если учесть, что на минимальном режиме, как обычно было установлено раньше, увеличивается подогрев жидкости в охлаждающем тракте из усло-

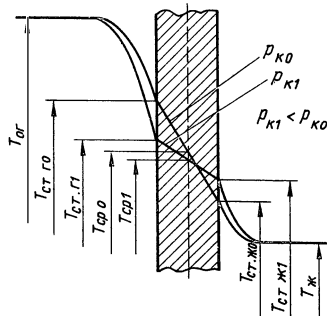


Рис. 12.15. Влияние изменения режима работы — p_k двигателя на распределение температуры поперек стенки

вия теплового баланса. Поэтому на практике обязательно надо проверять охлаждение на минимальном режиме, приняв максимальную температуру жидкости на входе в тракт.

Влияние изменения температуры $T_{г0}$ пристеночного слоя. Нетрудно установить, что, например, при увеличении $T_{г0}$ коэффициенты ξ_q , ξ_r , $\xi_{ст}$ и $\xi_ж$ увеличиваются в одинаковой степени, т. е. $\xi_q = \xi_r = \xi_{ст} = \xi_ж > 1$, и соответственно увеличиваются в одинаковой степени и выражения $q/q_0 = \Delta T_r / \Delta T_{г0} = \Delta T_{ст} / \Delta T_{ст0} = \Delta T_ж / \Delta T_{ж0} > 1$, что увеличивает все температуры стенки, т. е. $T_{ст,r} > T_{ст,r0}$, $T_{ср} > T_{ср0}$, $T_{ст,ж} > T_{ст,ж0}$.

На рис. 12.16 приведено распределение температуры поперек стенки для этого случая.

Таким образом, изменение температуры пристеночного слоя влечет за собой однозначное изменение теплового состояния стенки, т. е. увеличение $T_{г0}$ приводит к увеличению всех температур стенки. Поэтому на практике наряду с подбором $\alpha_ж$ подбирают и $T_{г0}$, для того чтобы обеспечить температурный режим стенки на всех участках КС и сопла.

Влияние изменения температуры жидкости $T_ж$. Температура охлаждающей жидкости в охлаждающем тракте изменяется по мере подогрева жидкости и из-за начальных условий $T_{ж,вх}$.

Рассмотрим случай увеличения температуры жидкости ($T_ж > T_{ж0}$), когда ξ_q , ξ_r , $\xi_{ст}$ и $\xi_ж$ уменьшаются в одинаковой степени. Отсюда имеем: $q/q_0 = \Delta T_r / \Delta T_{г0} = \Delta T_{ст} / \Delta T_{ст0} = \Delta T_ж / \Delta T_{ж0} < 1$, что согласно (12.21) увеличивает все температуры стенки: $T_{ст,r} > T_{ст,r0}$, $T_{ср} > T_{ср0}$, $T_{ст,ж} > T_{ст,ж0}$. На рис. 12.17 приведено распределение температуры поперек стенки для этого случая.

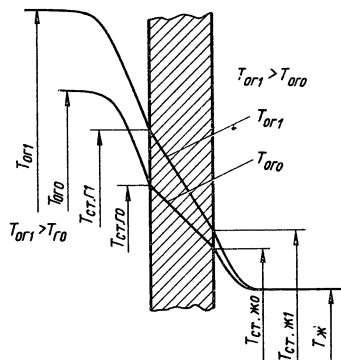


Рис. 12.16. Влияние изменения температуры газа $T_{ог}$ пристеночного слоя на распределение температуры поперек стенки

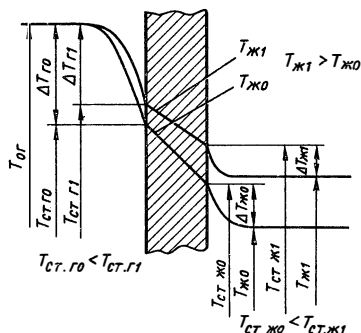


Рис. 12.17. Влияние температуры охлаждающей жидкости $T_ж$ на распределение температуры поперек стенки

Как видно из рисунка, увеличение $T_{\text{ж}}$ ухудшает температурный режим стенки. На практике расчет охлаждения необходимо вести для максимальной входной температуры жидкости $T_{\text{ж.вх max}}$.

§ 12.4. ТЕПЛООТДАЧА ОРЕБРЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ СТЕНКИ В ОХЛАЖДАЮЩУЮ ЖИДКОСТЬ

Большинство современных охлаждающих трактов ЖРД характеризуются наличием густой сети продольных связей — ребер, соединяющих внутреннюю и наружную оболочки. Эти ребра, прочно соединенные с оболочками и введенные для повышения прочности конструкции, вместе с тем существенно повышают эффективность охлаждения стенки за счет увеличения поверхности, омываемой охлаждающей жидкостью.

Усиление теплоотдачи в охлаждающую жидкость оребренной поверхности стенки КС и сопла можно учесть, введя коэффициент эффективности оребрения η_p , определяемый из соотношения

$$q_{\text{ж.р}} = q_{\text{ж}} \eta_p, \quad (12.22)$$

где $q_{\text{ж.р}}$, $q_{\text{ж}}$ — тепловой поток, воспринимаемый жидкостью при наличии ребер и при их отсутствии.

Выражение для расчета коэффициента эффективности оребрения найдем следующим путем.

В соответствии с уравнением теплового баланса на участке длиной Δx (рис. 12.18) можно написать:

$$q_{\text{ж.р}} \Delta S_{\text{ж}} = q_{\text{ж}} \Delta S'_{\text{ж}} + n_p Q_p, \quad (12.23)$$

где $\Delta S_{\text{ж}} = \pi \bar{D} \Delta x$ — боковая поверхность со стороны жидкости при отсутствии ребер; $\bar{D} = (D_i + D_{i+1})/2$ — средний диаметр участка со стороны жидкости с крайними сечениями D_i и D_{i+1} ; $\Delta S'_{\text{ж}} = \pi \bar{D} \Delta x - n_p \delta_p l_p$ — боковая поверхность участка со стороны жидкости за вычетом площади, занимаемой основаниями ребер; Q_p — количество теплоты, отдаваемое в жидкость ребром; n_p — число ребер по периметру среднего сечения (при винтовых ребрах — число заходов); δ_p — толщина ребра; l_p — длина ребра на участке Δx .

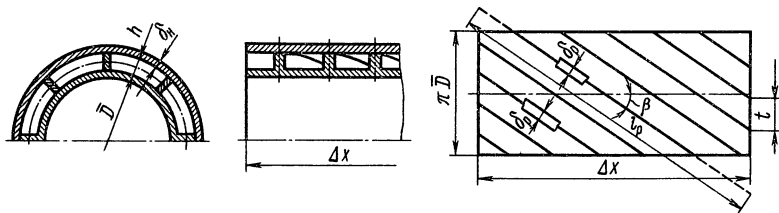


Рис. 12.18. Геометрическая схема к расчету эффективности оребрения стенки

Длину ребра l_p определяют как длину винтовой линии:

$$l_p = \Delta x / \cos \beta, \quad (12.24)$$

где β — угол между направлением ребра и образующей участка.

При продольных ребрах угол $\beta \rightarrow 0$ и длина ребра $l_p \rightarrow \Delta x$, т. е. равна длине образующей участка. Если $t = \pi D / n_p$ — расстояние (шаг) между соседними ребрами по окружности, то, используя все приведенные выше геометрические соотношения, коэффициент эффективности оребрения

$$\eta_p = \frac{q_{ж,р}}{q_{ж}} = 1 - \frac{\delta_p}{t} \frac{1}{\cos \beta} + \frac{Q_p}{q_{ж} t \Delta x}. \quad (12.25)$$

Для определения количества теплоты, отдаваемой в жидкость ребром Q_p , воспользуемся известными в теплотехнике решениями. Так, например, для прямоугольного ребра со свободным торцом длиной l_p количество теплоты, передаваемое в охлаждающую жидкость,

$$Q_p = 2\alpha_{ж} (T_{ст.ж} - T_{ж}) l_p h \left\{ \left[\frac{\alpha_t}{\mu \lambda_p} + \text{th}(\mu h) \right] / \mu h \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{\alpha_t}{\mu \lambda_p} \text{th}(\mu h) \right] \right\}, \quad (12.26)$$

где $\alpha_{ж}$ — коэффициент теплоотдачи в жидкость; λ_p — теплопроводность материала; δ_p , h — толщина и высота ребер; α_t — коэффициент, характеризующий теплоотдачу торца ребра.

Если учесть температуру торца T_t , то

$$Q_t = \alpha_t (T_t - T_{ж}) \delta_p l_p. \quad (12.27)$$

Если пренебречь теплоотдачей торца ребра, т. е. положить $\alpha_t \rightarrow 0$, то (12.26) преобразуется к виду

$$Q_p = 2\alpha_{ж} (T_{ст.ж} - T_{ж}) l_p h [\text{th}(\mu h) / (\mu h)]. \quad (12.28)$$

Рассмотрим теплоотдачу ребра в условиях охлаждающего тракта ЖРД; особенность состоит в том, что наружная оболочка камеры δ_n и сопла прочно соединена — спаяна с ребрами или, как в случае трубчатой конструкции, составляет с ними одно целое. Кроме того, наружная оболочка, как правило, имеет большую толщину по сравнению с ребрами и соединена с ними припоем с более теплопроводными свойствами, чем сама оболочка. Поэтому определенная часть теплоты может передаваться по ребрам к наружной оболочке и через нее в охлаждающую жидкость. Эта часть теплоты будет тем заметнее, чем теплопроводнее ребро. Последнее особенно характерно для конструкции стенки КС и сопла из меди или ее сплавов, имеющих густую сеть ребер, изготовленных, как правило, за одно целое со стенкой.

Рассмотрим теплоотдачу ребра в охлаждающем тракте с прямыми ребрами, схема которого представлена на рис. 12.19, а.

Для нахождения коэффициента α_t представим присоединенную поверхность наружной стенки в виде эквивалентного ребра, которое служит продолжением основного ребра, как показано на рис. 12.19, б.

Высота эквивалентного ребра h_3 равна половине ширины канала по нормали к стенкам, а толщина его δ_3 , если пренебречь теплоотдачей в окружающую среду, равна удвоенной толщине наружной стенки, т. е.

$$h_3 = 0,5a, \quad \delta_3 = 2\delta_n.$$

Количество теплоты, отдаваемое в охлаждающую жидкость эквивалентным ребром $Q_{p.э}$, будет определяться соотношением (12.28), так как теплоотдача с торца эквивалентного ребра отсутствует ввиду симметрии канала:

$$Q_{p.э} = 2\alpha_{ж}(T_t - T_{ж})l_{p.э}h_3 [\text{th}(\mu h)_3 / (\mu h)_3], \quad (12.29)$$

где $\mu_3^2 = 2\alpha_{ж} / (\lambda_3 \delta_3)$.

На основании теплового баланса количество теплоты, отдаваемое эквивалентным ребром, должно в точности равняться теплоте, отдаваемой торцом основного ребра (12.27). Из сопоставления (12.27) и (12.29) получаем выражение для коэффициента

$$\alpha_t = 2\alpha_{ж} [\text{th}(\mu h)_3 / (\delta_p \mu_3)]. \quad (12.30)$$

Подставляя (12.30) в (12.26) и учитывая, что

$$2\alpha_{ж} = \mu_p^2 (\lambda_p \delta_p) = \mu_3^2 \lambda_3 \delta_3, \quad (12.31)$$

получим следующее выражение для количества теплоты, отдаваемой ребром с учетом присоединенной поверхности наружной стенки:

$$Q_p = 2\alpha_{ж}(T_{ст.ж} - T_{ж})l_p h_p [\text{th}(\mu h)_p / (\mu h)_p] \xi_p, \quad (12.32)$$

где

$$\xi_p = \left[1 + \frac{\mu_p}{\mu_3} \frac{\text{th}(\mu h)_3}{\text{th}(\mu h)_p} \right] / \left[1 + \frac{\mu_p}{\mu_3} \text{th}(\mu h)_3 \text{th}(\mu h)_p \right] \quad (12.33)$$

— коэффициент, учитывающий повышение эффективности ребра за счет теплоотдачи присоединенной поверхности наружной стенки.

Если теплоотдачей наружной стенки пренебречь, то, полагая $h_3 \rightarrow 0$, получим $\xi_p \rightarrow 1$.

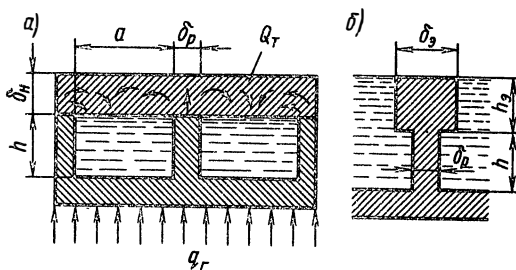


Рис. 12.19. Расчетная схема теплоотдачи прямого ребра

Наконец, при трубчатых конструкциях присоединенная наружная поверхность эквивалента простому удлинению ребра на величину $h_3 = a/2$; учитывая равенство $\mu_p = \mu_3$ и сумму углов гиперболического тангенса, (12.32) преобразуем к виду

$$Q_p = 2\alpha_{\text{ж}}(T_{\text{ст. ж}} - T_{\text{ж}})l_p \left(h_p + \frac{a}{2} \right) \frac{\text{th}[\mu(h_p + a/2)]}{\mu(h_p + a/2)}. \quad (12.34)$$

Заметим, что здесь толщина ребра — удвоенная толщина стенки трубки.

Рассмотрим теперь охлаждающий тракт с гофрами, представленный на рис 12.20, а. Присоединенный к ребру-стенке гофра кусок поверхности можно представить в виде эквивалентного ребра с односторонней теплоотдачей (рис. 12.20, б).

Высота эквивалентного ребра равна половине шага между гофрами: $h_3 = 0,5t$.

Теплоотдача присоединенной поверхности — эквивалентного ребра — будет выражаться формулой (12.29), но без коэффициента 2, учитывающего двустороннюю теплоотдачу. Учитывая это, получим

$$\alpha_t = \alpha_{\text{ж}} [\text{th}(\mu h)_3 / (\delta_p \mu_3)]. \quad (12.35)$$

Подставляем (12.31) и (12.35) в (12.26), получим (12.32), но с коэффициентом

$$\xi_p = \left[1 + \frac{\mu_p}{2\mu_3} \frac{\text{th}(\mu h)_3}{\text{th}(\mu h)_p} \right] / \left[1 + \frac{\mu_p}{2\mu_3} \text{th}(\mu h)_3 \text{th}(\mu h)_p \right]. \quad (12.36)$$

Это есть выражение для теплоты, отдаваемой ребром-стенкой гофра в жидкость.

Подставим (12.32) в (12.25) и, учитывая (12.24) и $q_{\text{ж}} = \alpha_{\text{ж}}(T_{\text{ст. ж}} - T_{\text{ж}})$, после простых преобразований получим коэффициент эффективности оребрения в общем случае:

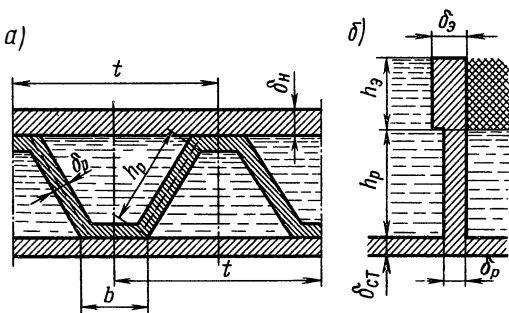


Рис. 12.20. Расчетная схема теплоотдачи ребра гофра

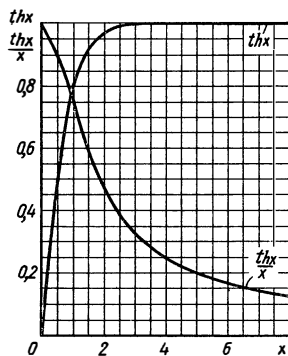


Рис. 12.21. Зависимость функций $\text{th } x$, $\text{th } x/x$ от x

$$\eta_p = 1 + \frac{1}{\cos \beta} \left[2 \frac{h_p}{t} \frac{\text{th}(\mu h)_p}{(\mu h)_p} \xi_p - \frac{\delta_p}{t} \right]. \quad (12.37)$$

Коэффициент, учитывающий теплоотдачу присоединенной к ребрам наружной стенки $\xi_p > 1$, усиливает теплоотдачу ребра. Однако необходимо заметить, что начиная с величины $(\mu h)_p > 3$ значение гиперболического тангенса близко к единице ($\text{th}3 = 0,995$) и, как следует из (12.33) и (12.36), величина $\xi_p \rightarrow 1$.

Следовательно, при $(\mu h)_p > 3$ влияние наружной оболочки на усиление эффекта оребрения практически исчезает. Это соответствует, с одной стороны, высоким, тонким и нетеплопроводным ребрам, а с другой — высоким значениям коэффициента $\alpha_{\text{ж}}$. Отсюда эффективность оребрения за счет теплоотдачи в охлаждающую жидкость наружной стенкой повышается в основном при коротких, толстых и теплопроводных ребрах.

Наконец, при неизменном проходном сечении тракта путем варьирования размерами h , δ_p и t можно в известных пределах изменять значение коэффициента оребрения η_p . Можно найти оптимальное соотношение между h , δ_p и t , при которых получается максимальное значение $\eta_{p\text{max}}$.

Для облегчения расчетов η_p на рис. 12.21 приведены значения функций $\text{th}x$ и $\text{th}x/x$ в зависимости от x .

§ 12.5. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ НАРУЖНОГО ПРОТОЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Постоянное повышение энергетических характеристик двигателя сопровождается соответствующим ростом интенсивности теплообмена между ПС и стенкой, что находит свое выражение в постоянном росте тепловых потоков, передаваемых стенкам камеры двигателя.

Обеспечение надежной теплозащиты стенки камеры при проточном наружном охлаждении в этих условиях требует соответствующей интенсификации теплообмена между стенкой и охлаждающим компонентом. Обычные методы интенсификации теплообмена в охлаждающем тракте — увеличение скорости течения охладителя и усиление оребрения охлаждающей стенки оказываются в ряде случаев уже недостаточными.

Дело в том, что хотя интенсификация теплообмена путем увеличения скорости широко распространена, однако этот способ ограничен в своих возможностях чрезмерным ростом гидравлического сопротивления охлаждающего тракта. То же можно сказать и об интенсификации теплообмена путем оребрения охлаждающей стенки. Даже при оптимальных соотношениях конструктивных параметров оребрения получить коэффициент эффективности ребра $\eta_p > 2 \div 2,5$ трудно. Кроме того, сильное оребрение также ведет к росту гидравлического сопротивления.

Поэтому в последние годы в теплообменной технике усиленно изучаются другие методы интенсификации теплообмена между стенкой и охладителем.

Один из наиболее изученных ныне способов интенсификации теплообмена в охлаждающем тракте — применение искусственной шероховатости поверхности тракта. Физические основы этого метода следующие. Известно, что в конвективном теплообмене между стенкой и охлаждающим компонентом (так же как и между ПС и стенкой) участвует лишь тонкий слой потока — пограничный слой. Причем, интенсивность теплообмена в значительной степени зависит от характера движения в пограничном слое. При ламинарном пограничном слое перенос теплоты осуществляется главным образом теплопроводностью и теплообмен существенно менее интенсивен, чем при турбулентном пограничном слое, в котором теплота переносится более мощным механизмом — турбулентным обменом. Однако хотя в турбулентном пограничном слое теплоперенос и усиливается, он все же сильно ограничивается образованием непосредственно на стенке ламинарного подслоя, в котором теплота передается более слабым механизмом — теплопроводностью.

Можно сказать, что «термическое сопротивление» турбулентного пограничного слоя, выраженное величиной $1/\alpha$, определяется термическим сопротивлением ламинарного подслоя: в нем происходит падение температуры $\Delta T = 1/(\alpha \delta)$. С усилением турбулентности, например при увеличении скорости потока, ламинарный подслей становится тоньше, его термическое сопротивление уменьшается и теплообмен усиливается. Однако, как было сказано, чрезмерное увеличение скорости потока ограничено.

Поэтому, один из способов интенсификации теплообмена — организация искусственной турбулизации потока в охлаждающем тракте устройством в нем специальных турбулизаторов. Причем, поскольку в теплообмене участвует только пограничный слой, то турбулизация всего потока нерациональна, так как она наряду с усилением теплообмена в той же мере увеличит и гидравлическое сопротивление. Более рациональный способ интенсификации теплообмена — устройство искусственной шероховатости поверхности стенок канала, при которой турбулизуется только пограничный слой. Искусственная шероховатость осуществляется образованием на поверхности стенки канала чередующихся невысоких выступов — бугорков, которые могут иметь различную форму (рис. 12.22).

При обтекании потоком таких бугорков возникают местные отрывные течения с образованием местных вихревых зон. Эти местные особенности течения обычно не затрагивают весь поток, а воздействуют в основном только на пограничный слой. Последний сильно турбулизуется, а главное, в нем периодически происходит разрушение ламинарного подслоя. Благодаря этому,

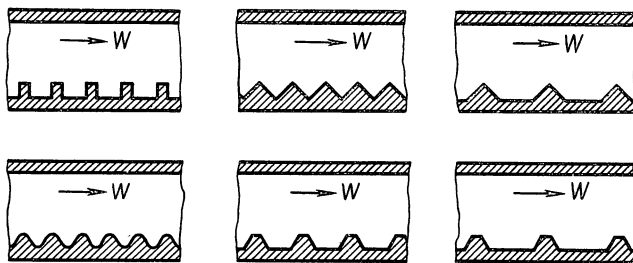


Рис. 12.22. Различные формы искусственной шероховатости охлаждаемой поверхности канала

термическое сопротивление пограничного слоя на участке снижается и соответственно интенсифицируется теплообмен между стенкой и охладителем. Подбирая опытным путем рациональные параметры шероховатости, можно в значительной мере интенсифицировать теплообмен при относительно умеренном повышении гидравлического сопротивления.

Рассмотрим схематически картину течения потока вдоль шероховатой поверхности стенки. Как показывает опыт, при турбулентном пограничном слое, что характерно для потока в охлаждающем тракте камеры ЖРД, интенсификация теплообмена в большой степени определяется особенностями течения вблизи шероховатой поверхности. Эти особенности, оказывается, сильно зависят не столько от формы бугорков, сколько от относительного шага между ними — S/h .

При малом относительном шаге шероховатости $S/h < 2$, в промежутке между бугорками (во впадине) образуется одновихревое движение (рис. 12.23, б). Как видно, набегающий на грань бугорка поток, критической линией тока $кр$ делится на две части: нижняя часть потока растекается в обратном направлении, образуя вихревое движение во впадине, а верхняя часть потока «обтекает» бугорок в направлении течения.

С увеличением относительного шага шероховатости течение постоянно изменяется — деформируется. При достаточно большем значении величины S/h в области между соседними бугорками образуется сложное течение с двумя вихревыми зонами (рис. 12.23, а).

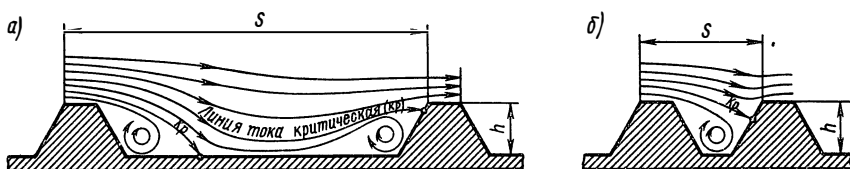


Рис. 12.23. Качественная картина обтекания потоком шероховатой поверхности

Причем, вихри располагаются вблизи граней бугорков и затрагивают только часть течения. В другой части, лежащей в средней области между бугорками, находится область турбулизированного потока, в которой вновь начинает формироваться разрушенный перед этим ламинарный подслои.

С изменением картины течения изменяется и интенсификация теплообмена. Как показывает опыт, с ростом величины S/h среднее значение коэффициента теплоотдачи на участке сначала растет и достигает максимального значения при $(S/h)_{\max} = 12 \div 14$. При дальнейшем увеличении S/h интенсивность теплообмена падает, стремясь к значению при гладкой поверхности стенок канала.

Такое поведение коэффициента теплоотдачи объясняется тем, что вначале воздействие бугорков на характер течения в области между ними усиливается и достигает максимума при относительном шаге $S/h = 12 \div 14$. Однако при дальнейшем увеличении значения S/h влияние бугорков все больше локализуется в относительно небольшой области течения, не оказывая существенного воздействия на остальную большую часть потока. Наконец, постепенно наступает момент, когда вся поверхность обтекается практически невозмущенным потоком.

Влияние искусственной шероховатости на усиление теплообмена в канале можно учитывать коэффициентом эффективности шероховатости

$$\varepsilon_{\text{ш}} = q_{\text{ш}} / q_{\text{гл}},$$

где $q_{\text{ш}}$, $q_{\text{гл}}$ — тепловой поток при шероховатости поверхности и при гладкой стенке.

Опыт многих исследований показывает, что на интенсивность теплообмена форма бугорков шероховатости большего влияния не оказывает, хотя на гидравлическое сопротивление влияет существенно.

Исходя из этого влияние искусственной шероховатости различной формы может быть осреднено и аппроксимировано:

$$\varepsilon_{\text{ш}} = \epsilon^m,$$

$$\text{где } m = 0,85 \cdot 13 / (S/h) \text{ при } S/h \geq 13;$$

$$m = 0,85(S/h) / 13 \text{ при } S/h \leq 13.$$

При оптимальном относительном шаге бугорков ($S/h = 13$) имеет место максимальное значение коэффициента эффективности шероховатости

$$\varepsilon_{\text{ш max}} = 2,34.$$

Проектируя охлаждающий тракт с искусственной шероховатостью, возникает вопрос, какую назначать высоту бугорков h в каждом конкретном случае. Из предыдущего известно, что

наиболее рациональное влияние шероховатости должно распространяться главным образом на пограничный слой. Отсюда, высота бугорков не должна выходить за его пределы. Кроме того, известно, что гидравлическое сопротивление при высоте бугорков шероховатости меньше толщины ламинарного подслоя ($h/\delta_n \leq 1$) практически соответствует гидравлическому сопротивлению гладкой поверхности. Однако такая «мелкая» шероховатость недостаточно интенсифицирует теплообмен.

При увеличении высоты бугорков шероховатости больше толщины ламинарного подслоя ($h/\delta_n > 1$) гидравлическое сопротивление повышается по сравнению с гладкой поверхностью, но усиливается одновременно и теплообмен.

Величина коэффициента гидравлического сопротивления при шероховатых поверхностях может определяться по известным гидравлическим зависимостям, например формуле Альтшуля:

$$\lambda = 0,1 (1,46 \bar{\Delta} + 100 \text{Re}_{d_r})^{0,25},$$

где $\bar{\Delta} = h/d_r$ — относительная шероховатость; $d_r = 4f/\Pi$ — гидравлический диаметр; $\text{Re}_{d_r} = \rho W d_r / \mu$ — число Рейнольдса.

Таким образом, при выборе высоты бугорков искусственной шероховатости, очевидно, рациональной высотой будет такая, при которой интенсивность теплообмена увеличивается существенно больше, чем возрастает гидравлическое сопротивление. Опыт и теория рекомендуют для оптимального решения назначать высоту бугорков примерно равной десятикратной толщине ламинарного подслоя: $h \approx 10\delta_n$.

Для оценки толщины ламинарного подслоя на участке можно, используя известное соотношение Кармана, получить следующую эмпирическую формулу:

$$\delta_n = 32,5 d_r / (\sqrt{\lambda} \text{Re}_{d_r}),$$

где λ — коэффициент гидравлического сопротивления гладкого канала.

Опыт показывает, что при рационально выбранной шероховатости интенсивность теплообмена можно увеличить в 2—2,5 раза, а гидравлическое сопротивление при этом возрастет в 1,3—1,5 раза. Естественно, что в каждом конкретном случае расчетные рекомендации должны быть проверены экспериментально, тем более, что при неудачной шероховатости интенсивность теплообмена может стать даже хуже, чем при гладкой поверхности.

Наконец, отметим, что используя оптимальное оребрение охлаждающего тракта и оптимальную искусственную шероховатость стенок канала, можно интенсифицировать теплообмен в 4—5 раз:

$$q = q_{г\lambda} \eta_p \varepsilon_{ш},$$

где $\eta_p = 2 \div 2,5$; $\varepsilon_{ш} = 2 \div 2,5$.

Одним из эффективных способов интенсификации теплообменных процессов является использование в теплообменных трактах вставок из пористых металлов. Физическую основу этого способа составляет чрезвычайно высокая интенсивность теплообмена между проницаемой матрицей и протекающим сквозь нее охладителем вследствие очень развитой поверхности их соприкосновения.

В этом случае для кольцевого канала, заполненного пористым металлом,

$$Nu_{\pi} = Nu_{г\lambda} \lambda_{\pi} / \lambda_{охл}.$$

Для критерия Нуссельта с пористым наполнителем

$$Nu_{\pi} = \alpha_{\pi} d_{\Sigma} / \lambda_{охл}.$$

Для критерия Нуссельта к гладкой поверхности теплообмена;

$$Nu_{г\lambda} = \alpha_{г\lambda} d_{\Sigma} / \lambda_{охл},$$

где α_{π} — коэффициент теплоотдачи с пористым наполнителем (условно приведен к гладкой теплоподводящей поверхности); $\alpha_{г\lambda}$ — коэффициент теплоотдачи к гладкой поверхности; d_{Σ} — эквивалентный диаметр для кольцевого канала, равный величине высоты кольцевого зазора; λ_{π} — теплопроводность материала каркаса, в первом приближении $\lambda_{\pi} = \lambda_{м} (1 - \pi)$ ($\pi = V_{\pi} / V$ — пористость материала); V_{π} — объем, занятый порами, а V — общий объем, занятый материалом; $\lambda_{охл}$ — коэффициент теплопроводности охладителя.

Таким образом, применение каналов с пористым наполнителем позволяет на несколько порядков интенсифицировать теплообмен. Так, при использовании жидкого охладителя в системе с пористым наполнителем интенсивность теплообмена возрастает в десятки раз, а с газообразным — в сотни раз.

Из формул видно, что чем хуже теплофизические свойства охладителя, тем интенсивнее теплообмен в системе, так как передача теплоты в охладитель от теплоотдающей поверхности идет по пористому каркасу.

Приведенные способы интенсификации теплоотдачи связаны с ростом коэффициента теплоотдачи и коэффициента гидравлического сопротивления. Целесообразность метода интенсификации теплообмена будет определяться между отношениями $Nu/Nu_{г\lambda}$ и коэффициентами сопротивления $\xi/\xi_{г\lambda}$ для каналов с интенсификацией (Nu, ξ) и для гладких каналов ($Nu_{г\lambda}, \xi_{г\lambda}$). Для различных интенсифицирующих устройств эти соотношения будут различны. Окончательный выбор метода должен проводиться на основе полного сравнительного расчета теплообменных устройств, их конструктивной проработки, требований эксплуатации и надежности.

Оценку тепловой эффективности можно проводить по соотношению, предложенному Э. К. Калинин. Он отмечает, что интенсификация теплообмена эффективна, если

$$(Nu/Nu_{г.л})^{3,5} > (\xi/\xi_{г.л}).$$

Значения коэффициентов гидравлического сопротивления в пористых средах можно найти в литературе.

§ 12.6 ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В СТЕНКУ ПРИ ЗАВЕСНОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Физическая картина. При впрыске жидкости из пояса завесы на поверхность стенки образуется движущаяся по ней пленка жидкости. В начале участка на расстоянии $l_{ж}$ со стенкой соприкасается жидкость, которая, двигаясь по стенке в результате теплообменных процессов, постепенно прогревается и испаряется.

Ускорению процесса испарения—газификации пленки—способствует также ее частичное разбрызгивание на капли, которое возникает из-за определенной гидродинамической неустойчивости течения пленки по стенке, а также в результате взаимодействия пленки с обтекающим ее газовым потоком. После участка испарения со стенкой соприкасаются газообразные продукты, причем сначала это в основном продукты газификации завесы, т. е. ее пары, затем, по мере удаления от участка испарения, состав газообразных продуктов возле стенки будет постепенно все больше и больше изменяться под воздействием процессов перемешивания с ближайшими слоями ПС и горения.

Из двух составляющих теплового потока приближенно можно считать, что завеса на лучистый поток не оказывает существенного влияния. На участке испарения ввиду малой толщины жидкой пленки можно считать, что завеса практически прозрачна, и лучистый поток, падающий на стенку, не ослабевает.

На следующем участке лучистый поток несколько слабеет, так как продуктами газификации завесы являются многоатомные газы, недостаточно прозрачные для тепловых лучей. Однако учитывая, что толщина слоя этих продуктов невелика по сравнению с диаметром КС, для простоты также можно считать, что лучистый поток она не уменьшает. Разница пойдет в запас надежности расчета.

Наибольшее воздействие завеса охлаждения оказывает на конвективный тепловой поток в стенку, который на участке испарения жидкой пленки можно считать практически отсутствующим, так как со стенкой соприкасается жидкость с температурой не выше температуры ее кипения или разложения.

На последующем участке конвективный тепловой поток будет определяться в основном температурой и составом газообразных продуктов возле стенки.

Если не учитывать особенности, характер и полноту выгорания продуктов завесы, то можно считать, что состав и температура газа возле стенки определяются только соответствующими соот-

ношениями компонентов. Отсюда для определения конвективного потока на участке, расположенном ниже участка испарения, надо найти расчетное соотношение компонентов $K_{тр\text{расч}}$ вдоль стенки.

Расчет длины участка испарения пленки. Длину участка испарения завесы можно определить исходя из простого баланса теплоты: теплота, передаваемая конвективной теплопередачей, полностью идет на прогрев жидкой пленки от температуры T_n до температуры испарения или разложения T_s и далее на теплоту испарения или разложения.

После элементарных преобразований можно записать, что

$$l_{\text{ж}} = \eta \frac{\dot{m}_3}{\pi D} \left[\frac{c_{\text{ж}}(T_s - T_n)}{\alpha_{\text{к}}(T_{\text{г}0} - T_{\text{ср}})} + \frac{Q_s}{\alpha_{\text{к}}(T_{\text{г}0} - T_s)} \right], \quad (12.38)$$

где η — коэффициент, учитывающий частичное разбрызгивание пленки на капли; $\dot{m}_3$ — секундный расход жидкости на завесу; $c_{\text{ж}}$ — теплоемкость жидкости при средней температуре $T_{\text{ср}} = 0,5(T_n + T_s)$; T_n , T_s — начальная температура жидкости и температура ее кипения или разложения при данном давлении в камере; $\alpha_{\text{к}}$ — конвективный коэффициент теплообмена.

Исходя из конвективного потока, вычисленного без учета завесы $q_{\text{к}0}$, коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{\text{к}} = q_{\text{к}0} / (T_{\text{г}0} - T_{\text{ст.г}}),$$

где $T_{\text{г}0}$, $T_{\text{ст.г}}$ — температура газа в пристеночном слое и температура стенки при отсутствии завесы.

Коэффициент $\eta < 1$ зависит от гидродинамики течения пленки и ее взаимодействия с обтекаемым потоком. Приближенно коэффициент η зависит от числа Рейнольдса жидкой пленки:

$$\text{Re}_3 = \rho_{\text{ж}} w_{\text{ж}} \delta_{\text{ж}} / \mu_{\text{ж}},$$

где $\rho_{\text{ж}}$, $\mu_{\text{ж}}$ — плотность и вязкость жидкости в пленке; $w_{\text{ж}}$, $\delta_{\text{ж}}$ — средняя скорость движения жидкости в пленке и ее толщина.

Учитывая соотношение $\dot{m}_3 = \pi D \delta_{\text{ж}} w_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}}$, имеем

$$\text{Re}_3 = \dot{m}_3 / (\pi D \mu_{\text{ж}}).$$

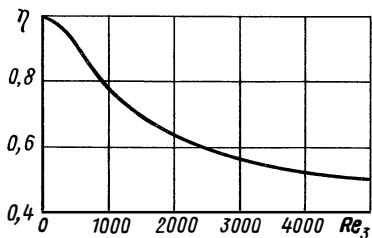


Рис. 12.24. Зависимость коэффициента устойчивости жидкой пленки от числа Рейнольдса

Зависимость $\eta = \eta(\text{Re}_3)$ приведена на рис. 12.24.

Расчет турбулентного перемешивания завесы. Расчет процесса перемешивания паров завесы с ПС вдоль стенки довольно сложен, так как этот процесс определяется многими недостаточно известными фактами.

Учитывая, что индивидуальные особенности пристеночного слоя

ввиду относительно слабого перемешивания сохраняются на значительном расстоянии, будем считать, что пары завесы перемешиваются только с пристеночным слоем.

Пристеночный слой до завесы (начальный пристеночный слой) характеризуется параметрами: $H_{ст}$ — начальной толщиной пристеночного слоя (условно будем считать ее как среднее по периметру головки расстояние от последнего ряда окислительных форсунок до стенки камеры сгорания); $\bar{m}_{ст} = \dot{m}_{ст}/\dot{m}_к$ — относительным расходом топлива в пристеночном слое ($\bar{m}_3 = \dot{m}_3/\dot{m}_к$ — относительный расход топлива на завесу); $k_{m0} = \dot{m}_{сток}/\dot{m}_{ст.г}$ — начальным соотношением компонентов в пристеночном слое, до завесы; $\dot{m}_{ст}$, $\dot{m}_{сток}$, $\dot{m}_{ст.г}$ — соответственно секундными расходами в пристеночном слое; $\dot{m}_к$ — секундным расходом через КС.

При движении паров завесы вдоль стенки в результате их турбулентного перемешивания с ПС пристеночного слоя среднее соотношение компонентов в пристеночном слое k_m будет постепенно изменяться от исходного или начального k_{m0} до предельного k'_m (значение соотношения компонентов при полном перемешивании паров завесы с пристеночным слоем).

Если учесть, что завеса перемешивается только с пристеночным слоем, то

$$k'_m = \dot{m}_{с.ок}/(\dot{m}_{ст.г} + \dot{m}_3) = k_{m0}/[1 + (k_{m0} + 1)\bar{m}_3/\bar{m}_{ст}]. \quad (12.39)$$

В то же время соотношение компонентов $k_{mрасч}$ непосредственно возле стенки, т. е. в зоне пограничного слоя, определяющего конвективный теплообмен, будет соответственно изменяться от $k_{mрасч} = 0$ (в конце участка испарения, где со стенкой соприкасаются еще только пары завесы горючего) до предельного значения $k_{mрасч} = k_m$ (далеко от сечения конца испарения завесы).

Рассмотренный процесс перемешивания завесы с пристеночным слоем и ход изменения соотношений компонентов в среднем по пристеночному слою k_m и непосредственно возле стенки $k_{mрасч}$ могут быть изображены, как показано на рис. 12.25.

Законы, по которым изменяются соотношения компонентов, в среднем по пристеночному слою

$$k_m = k_{m0} - (k_{m0} - k'_m)\xi \quad (12.40)$$

и непосредственно возле стенки

$$k_{mрасч} = k_{m3} + (k'_m - k_{m3})\xi, \quad (12.41)$$

где k_{m3} — соотношение компонентов в завесе.

При обычной однокомпонентной завесе из горючего $k_{m3} = 0$, тогда (12.41) будет:

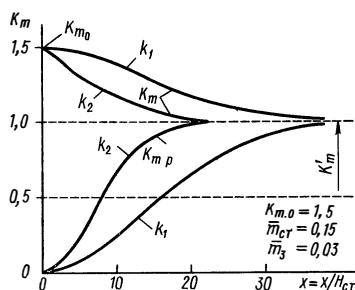


Рис. 12.25. Изменение K_m и $K_{mр}$ по длине стенки вследствие перемешивания завесы с пристеночным слоем

$$K_{m \text{ расч}} = K'_m \xi. \quad (12.42)$$

В приведенные соотношения входит коэффициент полноты турбулентного перемешивания ξ , который имеет крайние значения: а) при $x=0$, в самом начале перемешивания, конец испарения завесы, $\xi=0$ — перемешивание отсутствует; б) при $x=\infty$, далеко от начала перемешивания, $\xi=1$ — произошло полное перемешивание.

Подставляя в (12.40) — (12.42) значение K'_m из (12.39), получим среднее соотношение компонентов в пристеночном слое

$$K_m = K_{m0}(1 - \xi) + K_{m0}\xi / [1 + (1 + K_{m0})\bar{m}_3/\bar{m}_{\text{ст}}] \quad (12.43)$$

и расчетное соотношение возле стенки

$$K_{m \text{ расч}} = K_{m0}\xi / [1 + (1 + K_{m0})\bar{m}_3/\bar{m}_{\text{ст}}]. \quad (12.44)$$

На основе некоторых исследований турбулентного перемешивания в КС запишем коэффициент полноты турбулентного перемешивания

$$\xi = 1 - e^{-M\bar{x}^2}, \quad (12.45)$$

который удовлетворяет приведенным выше крайним значениям ξ . Здесь M — коэффициент, определяемый факторами, от которых зависит интенсивность турбулентного перемешивания с пристеночным слоем; $\bar{x}$ — относительная координата, расстояние данного сечения от начала процесса перемешивания.

За масштаб турбулентного перемешивания для простоты примем начальную толщину $H_{\text{ст}}$ пристеночного слоя. Тогда

$$\bar{x} = x/H_{\text{ст}}. \quad (12.46)$$

Будем считать, что M зависит от соотношения между расходами пристеночного слоя и завесы и характером турбулентного обмена, тогда

$$M = K\bar{m}_{\text{ст}}/\bar{m}_3. \quad (12.47)$$

Постоянная K , отражающая факторы, влияющие на интенсивность турбулентности в пристеночном слое:

$$K \approx (0,05 \div 0,20) \cdot 10^{-2}. \quad (12.48)$$

На рис. 12.25 приведены кривые изменения K_m и K_{m0} от x , рассчитанные при исходных данных: $\bar{m}_{\text{ст}}=0,15$; $m_3=0,03$; $K_{m0}=1,5$; $K_1=0,05 \cdot 10^{-2}$; $K_2=0,20 \cdot 10^{-2}$.

Как видно, в зависимости от K полнота турбулентного перемешивания меняется: при $K_1=0,05 \cdot 10^{-2}$ полное перемешивание завесы с пристеночным слоем завершается на расстоянии $\bar{x}=40$, а при $K_2=0,20 \cdot 10^{-2}$ это расстояние сокращается вдвое: $\bar{x}=20$.

Расчет конвективного теплового потока с учетом завесы охлаждения. Этот расчет можно вести в следующем порядке:

1. Определяется конвективный тепловой поток без учета завесы охлаждения $q_{к0}$. При этом считают, что состав и параметры пристеночного слоя определяются исходным соотношением компонентов в нем $к_{т0}$, а температуру стенки принимают $T_{ст,г0} = 1000$ К.

2. Рассчитывают завесу охлаждения, т. е. определяют длину участка испарения $l_{ж}$ и изменение соотношения компонентов вдоль стенки $к_{трассч}$.

3. Находят новые значения конвективных тепловых потоков в зоне участка турбулентного перемешивания завесы. Для этого используют формулу пересчета в виде

$$q_k = q_{к0} S/S_0, \quad (12.49)$$

где S — функция S , найденная при $к_{трассч}$; S_0 — функция S , найденная при $к_{т0}$.

Заметим, что значения функции S при низких значениях $к_{трассч}$ в справочниках может не оказаться, так как расчет состава и температуры горения при низких соотношениях компонентов сопряжен с большими трудностями из-за наличия твердой фазы и значительной степени неравновесности.

§ 12.7. ПРИМЕРНЫЙ ПОРЯДОК РАСЧЕТА ОХЛАЖДЕНИЯ

Под расчетом охлаждения двигателя будем понимать расчет, в результате которого получаем распределение температур стенки и охлаждающей жидкости вдоль КС и сопла. В результате анализа этих данных можно дать заключение о надежности охлаждения данного двигателя.

На практике расчет охлаждения носит, как правило, поверочный характер, т. е. рассчитывается охлаждение двигателя, конструктивные параметры которого уже известны. Затем по результатам расчета вносят соответствующие изменения в конструкцию — изменяют зазор охлаждающего тракта, подбирают новые толшины стенки, изменяют интенсивность пристеночного слоя и соотношение компонентов в нем и т. д. Иногда в результате поверочного расчета охлаждения приходится даже в корне менять конструкцию, например вместо щелевой конструкции охлаждающего тракта в опасных зонах делают спиральный тракт и т. д.

В некоторых случаях, когда требуется хотя бы приближенно подобрать необходимые параметры двигателя, проводится и проекторочный расчет охлаждения.

Рассмотрим порядок расчета охлаждения ЖРД, который пригоден как при поверочном, так и при проекторочном расчете; некоторые особенности этих расчетов будут в соответствующих местах отмечены.

Определение геометрических параметров и составление основной расчетной таблицы. Вычерчивают в масштабе или в натуральную

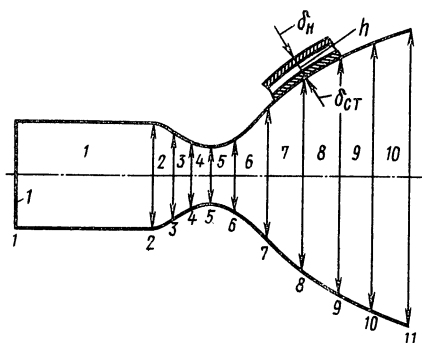


Рис. 12.26. Схема разбиения КС и сопла на сечения и участки при расчете тепловых потоков и охлаждения стенок

величину геометрические внутренние обводы КС и сопла, как показано на рис. 12.26. Камеру и сопло разбиваем сечениями на ряд участков.

Первое сечение помещают в плоскость головки, другие — равномерно по длине и в характерных сечениях, как, например, в плоскостях поясов завесы, в местах изменения конструкции охлаждающего тракта, расхода охладителя и т. п. Сопло, особенно в области критического сечения, делят на более мелкие участки. Сечения, которые делят КС и сопло на участки, нумеруются по порядку, начиная с первого, например расположенного в плоскости головки.

Обозначаются номерами и участки, расположенные между двумя последовательными сечениями. Удобно номер участка обозначать номером предыдущего сечения, например при счете слева от головки (рис. 12.26) номером левого сечения.

Составляется таблица, в которую заносят все основные исходные и расчетные данные по мере их вычисления. Прежде всего в таблицу заносят геометрические данные сечений и участков, которые необходимы для расчетов: D_i — диаметр i -го сечения; $\bar{D}_i = D_i/d_{кр}$ — относительный диаметр i -го сечения; Δx_i , Δx_{1i} — длина участка соответственно по образующей и оси камеры (эти величины находят прямыми измерениями по чертежу), $x_i = \sum_1^i \Delta x_i$; $x_{1i} = \sum_1^i \Delta x_{1i}$ — координаты i -го сечения соответственно по образующей и оси; $\Delta S_i = \pi 0,5(D_i + D_{i+1})\Delta x_i$ — величина боковой поверхности i -го участка со стороны газа; $\delta_{ст i}$ — толщина стенки КС или сопла на i -м участке. В отдельной графе указывается материал стенки.

На чертеже или отдельных эскизах изображают форму и размеры сечения охлаждающего тракта на участках. Используя эти данные, вычисляют и заносят в таблицу; h_i — высота охлаждающего тракта (высота зазора между наружной и внутренней стенками); $D_{0,5h} = D_i [1 + (2\delta_{ст} + h)/D]_i$ — средняя окружность охлаждающего тракта в i -м сечении; n_{pi} — число ребер (или отдельных каналов) в сечении; δ_{pi} — толщина ребра; $\cos \beta_i$ — косинус угла между направлением ребра и образующей; t_i , t_{Ni} — шаг между ребрами по средней окружности $t = \pi D_{0,5h}/n_p$ и по нормали к оси канала или ребра $t_N = t \cos \beta$; δ_{hi} — толщина

стенки КС или сопла на i -м участке. В отдельной графе указывается материал стенки.

На чертеже или отдельных эскизах изображают форму и размеры сечения охлаждающего тракта на участках. Используя эти данные, вычисляют и заносят в таблицу; h_i — высота охлаждающего тракта (высота зазора между наружной и внутренней стенками); $D_{0,5h} = D_i [1 + (2\delta_{ст} + h)/D]_i$ — средняя окружность охлаждающего тракта в i -м сечении; n_{pi} — число ребер (или отдельных каналов) в сечении; δ_{pi} — толщина ребра; $\cos \beta_i$ — косинус угла между направлением ребра и образующей; t_i , t_{Ni} — шаг между ребрами по средней окружности $t = \pi D_{0,5h}/n_p$ и по нормали к оси канала или ребра $t_N = t \cos \beta$; δ_{hi} — толщина

наружной стенки; $\delta_{p\partial i}$, $h_{\partial i}$ — толщина и высота эквивалентного ребра; f_i — площадь проходного сечения охлаждающего тракта; $d_{гi}$ — гидравлический диаметр охлаждающего тракта.

Для некоторых форм охлаждающих трактов можно пользоваться следующими формулами:

1) щелевой тракт без ребер

$$f = \pi D_{0,5h} h = \pi D h [1 + (2\delta_{ст} + h)/D]; \quad d_r = 2h; \quad (12.50)$$

2) тракт с продольными или винтовыми ребрами (см. рис. 12.19)

$$f = t_N h (1 - \delta_p / t_N) n_p; \quad d_r = 2h(t_N - \delta_p) / (t_N - \delta_p + h); \quad (12.51)$$

3) тракт с продольными или винтовыми гофрами (см. рис. 12.20)

$$f = n_p \{ t_N h - \delta_p [\sqrt{(h - \delta_p)^2 + (t_N - b)^2} + b] \};$$

$$d_r = 2h \frac{t_N - (\delta_p/h) [\sqrt{(h - \delta_p)^2 + (t_N - b)^2} + b]}{t_N + \sqrt{(h - \delta_p)^2 + (t_N - b)^2}}, \quad (12.52)$$

где b — средняя ширина основания гофра, которым он припаивается к стенке;

4) трубчатый тракт

$$f = a h n_p; \quad d_r = 2h / (1 + h/a), \quad (12.53)$$

где a — ширина канала.

Определение исходных параметров для расчета охлаждения.

Над таблицей расчета охлаждения помещается схема организации наружного охлаждения с указанием наименования охлаждающего компонента, места его ввода в охлаждающий тракт, хода течения по тракту, секундного расхода охладителя $\dot{m}_{охл}$ и его изменения (если это происходит) по длине КС и сопла.

Величина секундного расхода охладителя, если она изменяется по тракту, заносится в соответствующую графу таблицы для каждого участка. Здесь же указывается: $T_{вх}$ — температура охлаждающего компонента на входе в охлаждающий тракт; $T_{доп}$ — максимально допустимая температура нагрева охлаждающего компонента в тракте.

Для расчета необходимо иметь кривые зависимости физических параметров охладителя от температуры в виде: $\mu = \mu(T)$ — вязкость; $\lambda = \lambda(T)$ — теплопроводность; $c_{ж} = c_{ж}(T)$ — теплоемкость; $\rho = \rho(T)$ — плотность.

Для облегчения расчета целесообразно иметь зависимость комплекса $K = c_p^{0,4} \lambda^{0,6} / \mu^{0,4}$ от температуры для данного компонента, принятого в качестве охладителя.

Над таблицей помещают также данные: а) наименование двигателя и компонента; б) p_k — давление в КС с указанием

режима (предельно максимальный, номинальный, предельно минимальный и т. д.); в) α , k_m — коэффициент избытка окислителя и соотношения компонентов по КС в целом с указанием их особенностей (номинальное значение, предельно максимальное, предельно минимальное и т. д.); г) $\alpha_{ст}$, $k_{мст}$ — расчетные значения коэффициентов избытка окислителя и соотношения компонентов в пристеночном слое; д) $T_{0г}$ — эффективная температура газов (недиссоциированных) в пристеночном слое; е) S — функция физико-термодинамических параметров ПС в пристеночном слое, которая определяется родом топлива, соотношением компонентов $k_{мст}$ и температурой стенки. Обычно в первом приближении рекомендуется принимать температуру стенки со стороны газов равной некоторому постоянному вдоль КС и сопла значению, например $T_{ст.г} = 1000$ К.

В действительности эта температура может быть больше (как правило) и меньше. Поэтому в расчете первого приближения получим значения тепловых потоков соответственно больше или меньше, чем они будут в действительности.

При дальнейшем расчете охлаждения вносят соответствующие уточнения и в конце концов получают действительные значения тепловых потоков и температуры стенки на каждом участке.

Если функции S и температуры $T_{0г}$ нет, то необходимо их найти. Для этого проводят термодинамический расчет состава недиссоциированного газа, температуры и других параметров топлива и соотношения компонентов (см. прилож. табл. П.1—П.3).

Вычисление распределения конвективных тепловых потоков. Расчетные формулы для конвективного теплового потока приведены в гл. 11, например:

а) основная, или «точная», формула

$$q_k = \alpha_t \rho_x W_\infty (J_{0г} - J_{ст});$$

б) первая приближенная формула

$$q_k = B \frac{\varphi_1}{\left[\int_0^{\bar{x}} \varphi_3 d\bar{x} \right]^{0,15}} \frac{p_k^{0,85}}{\bar{D}^{1,82} a_{кр}^{0,15}} \frac{S}{p_r^{0,58}};$$

в) вторая приближенная формула

$$q_k = B \frac{(1 - \beta^2) p_k^{0,85}}{\bar{D}^{1,82} a_{кр}^{0,15}} \frac{S}{p_r^{0,58}}.$$

При вычислении тепловых потоков по этим формулам в соответствии с изменением по длине относительного диаметра сечения $\bar{D}$ сопла в зависимости от используемой формулы находим значения соответствующих функций φ_1 , φ_3 , φ_5 или $\tau(\lambda) = 1 - \beta^2$, которые вписывают в соответствующие графы расчетной таблицы.

Функции φ_1 , φ_3 , φ_5 даны на рис. 11.5 и 11.7. Интеграл $\int \varphi_3 dx$ удобно вычислять графически. Для этого надо построить кривую зависимости функции φ_3 по координате x вдоль образующей и найти изменение площади под ней вдоль КС и сопла. Значения интеграла $\int \varphi_3 dx$ для каждого сечения заносят в таблицу.

Выполнив необходимые арифметические действия в соответствии с применяемой формулой для q_k , находим тепловые потоки в соответствующих сечениях сопла и заносим в расчетную таблицу.

Конвективный тепловой поток вдоль КС, как правило, оставляют постоянным и равным значению в сечении входа в сопло.

Определение лучистого и полного тепловых потоков. В КС лучистый тепловой поток

$$q_l = \Phi q_{л.к.мр},$$

где $q_{л.к.мр} = \varepsilon_{ст.эф} \varepsilon_{г} c_0 (T_k/100)^4$.

Все объяснения и рекомендации подробно были изложены в гл. 11. Для вычисления лучистого теплового потока $q_{л.к.мр}$ в КС надо знать среднее соотношение компонентов в ней $k_{мр}$, содержание водяных паров p_{H_2O} и углекислого газа p_{CO_2} и температуру газа в камере T_k . Значения p_{H_2O} , p_{CO_2} и T_k находят по справочникам (см. прилож. табл. П.4—П.6).

После нахождения максимального лучистого потока q_l в КС определяют его значения в сечениях сопла в соответствии с рекомендациями гл. 11 и заносят значения q_l в расчетную таблицу. Наконец, в таблицу заносят распределение суммарного теплового потока от газов в стенку по сечениям КС и сопла:

$$q_r = q_k + q_l.$$

Полученное распределение теплового потока является первым приближением, так как оно соответствует принятой ранее постоянной температуре вдоль стенки: $T_{ст.г} = 1000$ К.

Кроме того, это распределение получено в предположении некоторого расчетного значения соотношения компонентов в пристеночном слое $k_{ст.0}$, также постоянного вдоль всей стенки.

Если на КС и сопле специальных поясов завесы охлаждения нет, то полученные значения q используют в дальнейшем расчете. Если же на КС или сопле стоят специальные пояса завесы охлаждения, то полученные значения тепловых потоков необходимо уточнить, т. е. учесть влияние завесы охлаждения, снизив в определенной степени тепловые потоки на соответствующих участках, и получить распределение q второго приближения.

Определение температуры нагрева жидкости. При проектировочном и проверочном расчетах следующим этапом является предварительное определение температуры нагрева жидкости в охлаждающем тракте.

Температура жидкости на входе в охлаждающий тракт $T_{\text{вх}}$ известна. Температура подогрева жидкости на i -м участке

$$\Delta T_i = 0,5(q_{\Gamma_i} + q_{\Gamma_{i+1}}) \Delta S_i / (\dot{m}_i C_{\text{ж}i}),$$

где $\dot{m}_i$ — массовый секундный расход охладителя на i -м участке; $C_{\text{ж}i}$ — теплоемкость охлаждающей жидкости на i -м участке.

Если охлаждающая жидкость течет со стороны сопла к головке, то при нумерации сечений и участков от головки на выходе с i -го участка температура

$$T_{\text{ж}i} = T_{\text{ж}i+1} + \Delta T_i,$$

где $T_{\text{ж}i+1}$ — температура жидкости на входе в i -й участок, обычно равная температуре на выходе из предыдущего $(i+1)$ -го участка.

Теплоемкость жидкости $C_{\text{ж}i}$ надо брать соответствующей средней температуре жидкости на участке:

$$T_{\text{ж}i} = 0,5(T_{\text{ж}i} + T_{\text{ж}i+1}) = T_{\text{ж}i+1} + 0,5\Delta T_i.$$

Этот расчет на каждом участке проводится методом последовательных приближений. В первом приближении, задавшись подогревом жидкости на участке $\Delta T'_i$, находят температуру $T'_{\text{ж}i}$ и $T'_{\text{ж}i, \text{сп}}$, а далее теплоемкость $C'_{\text{ж}i}$. Затем вычисляют значения подогрева и температур охладителя второго приближения: $\Delta T''_i$, $T''_{\text{ж}i}$, $T''_{\text{ж}i, \text{сп}}$ и $C''_{\text{ж}i}$. Если это значение теплоемкости заметно отличается от ее значения в первом приближении $C'_{\text{ж}i}$, то следует, взяв за основу $C''_{\text{ж}i}$, найти соответствующие температуры третьего приближения.

Таким путем, переходя от участка к участку, будет найдено распределение предполагаемой температуры охлаждающей жидкости вдоль камеры и будет определена ее температура на выходе из охлаждающего тракта $T_{\text{ж}i, \text{вых}}$. Эта температура не должна быть выше допустимой для данной жидкости, определяемой, как известно, температурой кипения или разложения при давлении порядка $p_{\text{ж}}$. Поскольку тепловой поток определен при сравнительно низкой температуре стенки ($T_{\text{ст.г}} = 1000 \text{ K}$), то полученная выше температура подогрева охлаждающей жидкости несколько завышена. В подавляющем большинстве случаев она несколько меньше.

Если температура охлаждающего компонента на выходе из охлаждающего тракта не превышает температуры кипения или разложения, то это означает, что компонент способен воспринимать всю проходящую через стенку теплоту и обеспечить удовлетворение теплового баланса системы охлаждения. Если эта температура компонента на выходе из тракта выше допустимой, то охладитель не в состоянии воспринять всю теплоту, отдаваемую в стенку. Условие теплового баланса не удовлетворяется и КС не может быть охлаждена данным расходом охлаждающей жидкости. Поэтому приходится принимать следующие меры по снижению тепловых потоков: уменьшают пристеночное соотношение компонентов соответствующей перекомпоновкой форсунок на головке

или установкой специальных поясов завесы; применяют для стенки материалы, допускающие более высокие температуры нагрева, или стенку с теплозащитным покрытием (ТЗП)—в этом случае тепловой поток будет ниже; заменяют один охлаждающий компонент другим, который либо по своим охлаждающим свойствам, либо по расходу более пригоден (например, замена горючего на окислитель или наоборот), используют для охлаждения оба компонента (примеры таких двигателей имеются).

После того как добились удовлетворительного теплового баланса, переходим к следующему этапу расчета.

Определение необходимых проходных сечений охлаждающего тракта*. Из условий теплового баланса на элементарном участке с диаметром D_i сечения и длиной образующей dx с учетом эффекта оребрения стенки можно записать:

$$q_{\Gamma} dS_{\Gamma} = q_{\text{ж}} \eta_{\text{р}} dS_{\text{ж}},$$

где $dS_{\Gamma} = \pi D_i dx$ —элемент боковой поверхности со стороны газа; $dS_{\text{ж}} = \pi (D_i + 2\delta_{\text{ст}}) dx$ —элемент боковой поверхности со стороны жидкости; $\eta_{\text{р}}$ —коэффициент эффективности оребрения [см. (12.37)].

Выражая тепловой поток, воспринимаемый жидкостью $q_{\text{ж}}$ без учета оребрения стенки, соотношениями (11.108), т. е.

$$q_{\text{ж}} = 0,023 (\rho W)^{0,8} (K/d_{\Gamma}^{0,2}) (T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}}),$$

и используя равенство $\rho W = \dot{m}/f$, можно получить следующее соотношение для определения необходимого проходного сечения охлаждающего тракта в i -м сечении КС или сопла:

$$f_i = \dot{m} \{ [0,023 K (T_{\text{ст.ж}} - T_{\text{ж}}) \eta_{\text{р}} (1 + 2\delta_{\text{ст}}/D_i)] / (q_{\Gamma} d_{\Gamma}^{0,2}) \}^{1,25}.$$

Здесь комплекс $K = (C_{\text{р}}^{0,4} \lambda^{0,6}) / \mu^{0,4}$, являющийся функцией температуры жидкости, определяется в соответствии с ее значением $T_{\text{ж}i}$.

После определения проходных сечений охлаждающего тракта с учетом технологических и конструктивных требований производят проектирование тракта—устанавливают зазоры, форму и конструкцию ребер связей, толщины стенок и другое в каждом сечении камеры сгорания и сопла. После окончательной разработки конструкции охлаждающего тракта переходят к следующему этапу.

Определение коэффициента теплоотдачи $\alpha_{\text{ж}}$, коэффициента эффективности оребрения $\eta_{\text{р}}$ и скорости течения жидкости $w_{\text{ж}}$. Проведем вычисления для каждого i -го сечения в следующем порядке:

- определяем плотность тока $(\rho W) = \dot{m}/f$;
- комплекс теплофизических параметров $K = (C_{\text{р}}^{0,4} \lambda^{0,6}) / \mu^{0,4}$;
- коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{\text{ж}} = 0,023 (\rho W)^{0,8} K / d_{\Gamma}^{0,2};$$

* Этот расчет выполняется только при проектировании, когда надо получить данные по сечениям охлаждающего тракта, по которым затем окончательно разрабатывается конструкция камеры.

г) используя соотношение для ребра и эквивалентного ребра, произведение

$$(\mu h)_{p.э} = (h \sqrt{2\alpha_{ж}/(\lambda\delta)})_{p.э};$$

д) коэффициент эффективности оребрения по (12.37)

$$\eta_p = 1 + \frac{1}{\cos \beta} \left[2 \frac{h_p}{t} \frac{\text{th}(\mu h)_p}{(\mu h)_p} \xi_p - \frac{\delta_p}{t} \right];$$

е) скорость течения охлаждающей жидкости в сечении тракта

$$W = (\rho W)/\rho,$$

плотность жидкости $\rho_{ж}$ находят в соответствии с ее температурой $T_{ж}$ (см. прилож. табл. П.7—П.9).

Определение действительных значений тепловых потоков и температуры стенки. Расчет сводится к тому, чтобы найти условие, при котором тепловой поток, попадающий на стенку со стороны газов, будет равен тепловому потоку, воспринимаемому жидкостью при заданных гидродинамических условиях течения жидкости.

При неизменном режиме работы двигателя конвективный тепловой поток, попадающий на стенку со стороны газов, зависит от температуры стенки, поэтому можно написать следующее соотношение:

$$q_k/q_{k1000} = (T_{0г} - T_{ст.г})/(T_{0г} - 1000),$$

где q_{k1000} — конвективный тепловой поток, вычисленный при температуре стенки $T_{ст.г} = 1000$ К.

На практике обычно задаются несколькими температурами стенки со стороны газа: $T_{ст.г} = 1400; 1200; 800$ К. По этим данным вычисляют отношение тепловых потоков, т. е.

$$q_{k800}/q_{k1000}; q_{k1200}/q_{k1000}; q_{k1400}/q_{k1000},$$

и затем строят график зависимости $q_k/q_{k1000} = F(T_{ст.г})$, как показано на рис. 12.27.

С другой стороны, при данных $\alpha_{ж}$, $T_{ж}$ можно написать следующее равенство:

$$q'_k + q_l = (T_{ст.г} - T_{ж})/[\delta_{ст}/\lambda + 1/(\alpha_{ж}\eta_p)],$$

где q'_k — конвективный тепловой поток, который может быть пропущен в стенку.

Отнесем это равенство к конвективному тепловому потоку, рассчитанному при $T_{ст.г} = 1000$ К:

$$\frac{q'_k}{q_{k1000}} = \left(\frac{T_{ст.г} - T_{ж}}{\delta_{ст}/\lambda + 1/(\alpha_{ж}\eta_p)} - q_l \right) / q_{k1000}.$$

По этой формуле, задаваясь значениями $T_{ст.г}$ и вычисляя по формулам (11.107) величину $\alpha_{ж}$ на данном участке, можно построить зависимость вида

$$q'_k/q_{k1000} = F(T_{ст.г}).$$

Поскольку эта зависимость является линейной, то достаточно вычислить две точки и провести между ними прямую.

Удобно для одной из точек условно брать значение $T_{ст.г} = T_{ж}$, тогда

$$(q'_k/q_{k1000})_{T_{ст.г}=T_{ж}} = -(q_l/q_{k1000}).$$

В первом приближении следует принимать для $T_{ж}$ значения температур, полученных при расчете температуры нагрева жидкости.

Таким образом, для каждого участка, на которые разбили КС и сопло, на график (рис. 12.27) наносится прямая линия, изображающая зависимость $q'_k/q_{k1000} = F(T_{ст.г})$ при принятом выше значении распределения $T_{ж}$. Очевидно, что в точке пересечения, где имеет место равенство

$$q_k/q_{k1000} = q'_k/q_{k1000},$$

получают действительное значение конвективного теплового потока

$$q_k = (q'_k/q_{k1000})q_{k1000}$$

и одновременно значение температуры «горячей» поверхности стенки $T_{ст.г}$.

Решение также можно выполнить аналитически, определив точку пересечения двух прямых:

$$T_{ст.г} = \frac{T_{ог}/(T_{ог}-1000) + T_{ж}/[\delta_{ст}/\lambda + 1/(\alpha_{ж}\eta_p)]q_{k1000} + q_l/q_{k1000}}{1/(T_{ог}-1000) + 1/[\delta_{ст}/\lambda + 1/(\alpha_{ж}\eta_p)]q_{k1000}}.$$

Затем определяют действительное значение суммарного теплового потока

$$q_{г} = q_k + q_l.$$

При желании получить более точный расчет можно рассчитать снова распределение температуры жидкости исходя из полученных выше тепловых потоков и дальше по этому пункту определить новые значения q , $T_{ст.г}$, $T_{ст.ж}$. Все полученные данные заносятся в расчетную таблицу.

Если добились того, что температура стенки со стороны жидкости нигде не превышает допустимые температуры перегрева стенки, то можно считать, что КС имеет вполне надежное охлаждение.

Определение температуры поверхности стенки со стороны жидкости. Для определения $T_{ст.ж}$ используем уравнение теплопроводности для твердой стенки

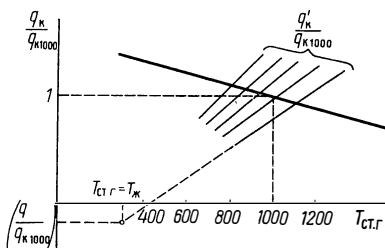


Рис. 12.27. Вспомогательный график к определению действительных значений q_k и $T_{ст.г}$

$$q_{\Gamma} = \lambda (T_{\text{ст. г}} - T_{\text{ст. ж}}) / \delta_{\text{ст}},$$

которое для стенки толщиной δ может быть записано в следующем виде:

$$T_{\text{ст. ж}} = T_{\text{ст. г}} - (\delta_{\text{ст}} / \lambda) q_{\Gamma}.$$

Рассчитываем температуру по сечениям, на которые разбили КС. При этом необходимо учитывать зависимость коэффициента теплопроводности материала стенки λ от температуры стенки. За определяющую температуру стенки следует брать среднюю между температурами горячей и холодной поверхностей. Полученные значения температуры $T_{\text{ст. ж}}$ вписывают в соответствующую графу расчетной таблицы.

Для надежного охлаждения КС требуется, чтобы на стенке со стороны жидкости не образовалось зон с устойчивым кипением или разложением охладителя. Допустимая температура стенки со стороны жидкости зависит как от физических свойств самой жидкости, так и от гидродинамических параметров течения — скорости движения, типа и характера охлаждающего тракта, материала стенки и т. д.

Ориентировочно можно считать, что для надежного охлаждения требуется, чтобы температура стенки не превышала температуры кипения жидкостей большей чем на $100\text{—}150^{\circ}$. Что касается допустимой температуры стенки в случае, если охладитель разлагается (например, перекись водорода, гидразин и т. д.), то к назначению допустимых температур перегрева стенки надо подходить очень осторожно, используя соответствующие экспериментальные данные.

Если в результате расчета окажется, что имеются участки, где температура стенки со стороны жидкости превышает допустимую температуру перегрева, то необходимо принять меры к ее снижению. Для этого следует либо уменьшить тепловые потоки (например, усилив внутреннее охлаждение), либо соответствующим образом подобрать материал и толщину стенки. В тех случаях, когда изменяется тепловой поток, расчет необходимо переделать заново.

Таким образом, надо добиться, чтобы температура стенки со стороны жидкости не превышала допустимой температуры перегрева для данной жидкости.

Определение гидравлического сопротивления охлаждающего тракта. Сопротивление складывается из трения и местных сопротивлений, возникающих при обтекании различных выступов в потоке элементов, а также различных резких изменений и режима течения в тракте. Расчет ведется по общепринятым в гидравлике методикам.

ПНЕВМОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

§ 13.1. СИСТЕМЫ ПОДАЧИ ТОПЛИВА

Работа камеры ЖРД обеспечивается пневмогидравлической системой (ПГС) двигательной установки. Под ПГС понимается совокупность пневмогидравлических устройств и магистралей, обеспечивающих хранение топливных компонентов и газа на борту ЛА, их подачу в КС и ГГ двигателя под заданным давлением и с определенным расходом, запуск и останов двигателя, а также выполнение некоторых других операций, определяемых назначением и спецификой эксплуатации ЛА. В свою очередь, ПГС состоит из ряда систем, среди которых по функциональному назначению можно выделить следующие основные системы: подачи топлива, наддува топливных баков, запуска, останова, регулирования и некоторые вспомогательные — заправки, блокировки, продувки, аварийного слива и др.

Все системы в той или иной степени функционально и конструктивно взаимосвязаны. Однако для более четкого определения их особенностей и с методической точки зрения представляется целесообразным рассмотреть их отдельно.

В ЖРД применяются вытеснительная и насосная системы подачи топлива.

Вытеснительная подача топлива (ВПТ) обеспечивает подачу компонентов топлива в КС или ГГ путем вытеснения его под действием газа, подаваемого в топливные баки.

Газ, необходимый для работы ВПТ, может быть либо заранее запасен на борту ЛА в аккумуляторе сжатого газа (АСГ) (такие системы ВПТ называются системами с АСГ), либо генерироваться во время работы ЖРД в газогенераторах из жидких или твердых исходных веществ.

Агрегат, в котором компоненты основного и вспомогательного топлива в результате низкотемпературного горения, разложения или испарения преобразуются в продукты газогенерации, называют *жидкостным газогенератором* (ЖГГ). Соответственно *продуктами газогенерации* (ПГГ) называют получаемые в ЖГГ продукты разложения, низкотемпературного горения или испарения основного или вспомогательного топлива. *Продукты*

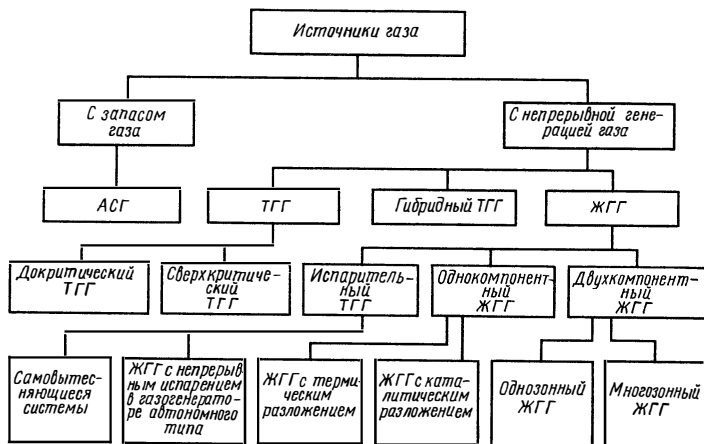


Рис. 13.1. Классификация источников газа

газогенерации называют *окислительными*, если они получены при избытке окислителя, и *восстановительными* — при избытке горючего.

Агрегат, вырабатывающий газ за счет сгорания заряда твердого топлива, называют *твердотопливным газогенератором* (ТГГ).

Продукты газогенерации используют для вытеснения компонентов жидкого топлива из топливных баков при использовании ВПТ, наддува топливных баков при насосной системе подачи топлива, привода ТНА или вспомогательных агрегатов и некоторых других целей.

В ВПТ для получения газа, необходимого для вытеснения топлива, используют аккумуляторы сжатого газа (АСГ), ЖГГ и ТГГ различных типов. Классификация источников газа приведена на рис. 13.1.

К газу, используемому для ВПТ, предъявляют следующие основные требования: высокая плотность при хранении и малая молярная масса при вытеснении, минимальная растворимость в вытесняемом компоненте топлива и наименьшая химическая активность с ним, отсутствие твердых или жидких примесей и др.

Рассмотрим некоторые системы с ВПТ.

Система с аккумулятором сжатого газа. В качестве рабочего тела в системах с АСГ могут быть использованы воздух, азот, гелий и некоторые другие газы. Основной недостаток воздуха — наличие в нем кислорода и относительно высокая температура кипения, вследствие чего он не может быть использован для вытеснения криогенных топлив. С помощью гелия (благодаря его инертности и низкой температуры кипения) могут быть вытеснены все существующие компоненты топлива.

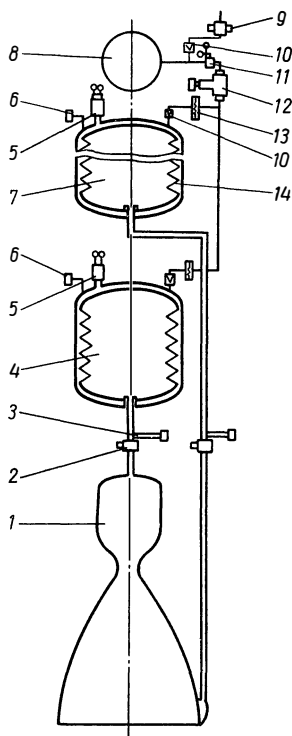


Рис. 13.2. Схема ЖРД с вытеснительной подачей топлива АСГ:

1—камера; 2—пусковой кран топлива; 3—кран заправки топлива; 4—бак горючего; 5—реле давления; 6—дренажный кран; 7—бак окислителя; 8—АСГ; 9—кран заправки АСГ; 10—обратный клапан; 11—пусковой клапан; 12—редуктор; 13—мембранный клапан; 14—эластичная оболочка

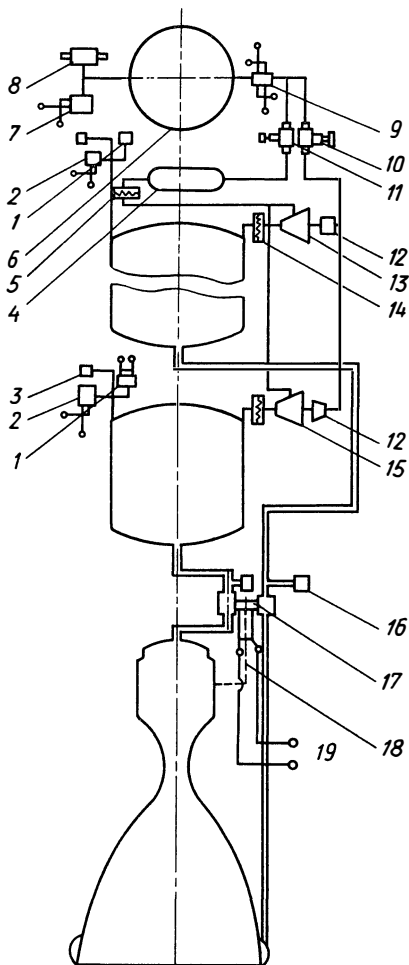


Рис. 13.3. Схема ЖРД с вытеснительной подачей топлива АСГ с подогревом газа горелкой, работающей на жидком топливе:

1—реле давления; 2—клапан аварийного сброса давления из бака; 3—дренажный кран; 4—бак горючего для подогрева; 5—мембранный клапан; 6—АСГ; 7—клапан аварийного сброса давления из АСГ; 8—кран заправки АСГ; 9—клапан двойного действия; 10—редуктор АСГ; 11—редуктор подогрева; 12—обратный клапан; 13—камера подогрева бака окислителя; 14—мембранный клапан; 15—камера подогрева бака горючего; 16—кран заправки топлива; 17—пускорегулирующий клапан двойного действия; 18—командная линия давления в камере; 19—регулирование тяги

Кроме того, полезной особенностью гелия является то, что при дросселировании (от принятых в ракетной технике начальных температур и давлений) в результате эффекта Джоуля—Томпсона интегральный дроссель-эффект имеет положительное значение, т. е. температура газа, поступающего в топливные баки, возрастает. Соответственно уменьшается масса газа, расходуемого на заполнение бака.

В аккумуляторах газ находится под давлением, которое превышает давление в топливных баках. Перед подачей газа в бак его давление должно быть снижено до заданной величины. В зависимости от способа снижения давления газа системы АСГ разделяются на системы с редуктором и с прямым расширением.

На рис. 13.2 приведена типовая схема ЖРД с ВПТ АСГ с использованием редуктора. Основной недостаток этой системы—относительно большие габариты и масса.

Системы АСГ находят применение в космических ЖРД различного типа. Это объясняется существенной конструктивной простотой и высокой надежностью этих систем, а также тем, что с их помощью относительно просто обеспечивается многократный запуск двигателя. Большие габариты и масса ВПТ в этом случае компенсируются тем, что в космических ЖРД (благодаря пренебрежимо малому противодавлению) путем увеличения степени расширения сопла можно обеспечить достаточно высокий удельный импульс при относительно небольших давлениях подачи компонентов топлива. При этом следует иметь в виду, что снижение давления в КС и увеличение степени расширения сопла вызывают соответствующий рост габаритов и массы камеры ЖРД, это уменьшает выигрыш в массе топливных баков, получаемый за счет снижения давления подачи.

Представляется возможным упростить АСГ, заменив редуктор дроссельной шайбой. Системы такого типа называют АСГ прямого расширения. Разновидностью АСГ прямого расширения является система, в которой вообще отсутствует какой-либо регулирующий элемент на линии вытесняющего газа. Газ закачивается в свободный объем топливных баков. *Свободный объем*—часть объема бака, не заполненная жидкостью. Системы АСГ прямого расширения обеспечивают автоматическое снижение давления подачи компонентов топлива, а следовательно, их расхода и тяги, развиваемой ЖРД по времени. Благодаря этому можно путем соответствующего подбора дроссельных шайб и начального давления в аккумуляторе получить заранее заданный закон изменения перегрузок, действующих на ЛА в полете. Системы АСГ прямого расширения используются также для вспомогательных целей, например для обеспечения запуска ЖРД (см. рис. 13.25).

Системы АСГ с подогревом. Характеристики ВПТ улучшаются с увеличением температуры газа. Подвод теплоты к газу можно осуществлять как непосредственно в АСГ, так и во внутренних объемах топливных баков.

Системы с подогревом газа делятся на системы с непрерывным и импульсным подогревом. В системах с непрерывным подогревом теплоту подводят непрерывно, при постоянном давлении газа. На рис. 13.3 приведена схема ЖРД и АСГ, в которой непрерывный подогрев выполняется за счет сжигания кислорода воздуха с жидким горючим. Применение подогрева позволяет использовать в аккумуляторах давления сжиженные газы, благодаря чему можно существенно снизить массу и объем аккумулятора (рис. 13.4).

В системах с импульсным подогревом осуществляется периодический (импульсный) подвод теплоты к газу, находящемуся в аккумуляторе давления, или топливном баке. На рис. 13.5, а приведена эпюра вытеснения (зависимость изменения давления в топливных баках по времени) при импульсном подводе теплоты к газу, находящемуся в аккумуляторе, применительно к АСГ прямого расширения и АСГ с редуктором. В системах АСГ, использующих политропическое расширение газа в топливных баках, может быть использован принцип импульсного подогрева с тем отличием, что теплота подводится непосредственно к газу, находящемуся в топливных баках (рис. 13.5, б).

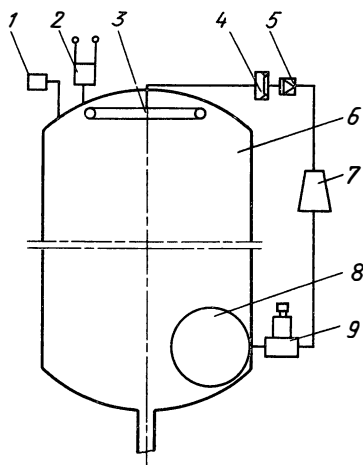
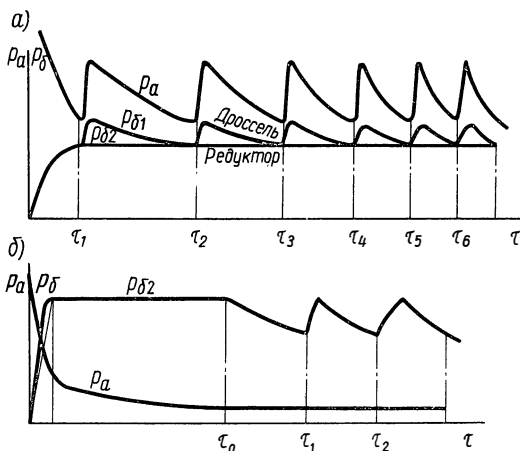


Рис. 13.4. Схема системы АСГ с подогревом с размещением аккумулятора газа в баке с криогенным топливом:

1—дренажный кран; 2—реле давления; 3—рассеивающее устройство; 4—мембранный клапан; 5—обратный клапан; 6—топливный бак; 7—камера подогрева газа; 8—аккумулятор газа со сжиженным газом; 9—редуктор

Рис. 13.5. Эпюры вытеснения систем с импульсным подогревом газа:

а—подогрев газа в АСГ; б—подогрев газа в топливных баках; p_a —давление в аккумуляторе; $p_{\delta 1}$ —давление в топливных баках в системе АСГ с дросселем, $p_{\delta 2}$ —давление в топливных баках в системе АСГ с редуктором; $\tau_1 - \tau_6$ —моменты включения импульсного подогрева



Системы с жидкостным газогенератором. В ЖГГ газ вырабатывается из жидких компонентов топлива путем их испарения, химического разложения или сжигания. В первом случае ЖГГ называется *испарительным*, во втором — *однокомпонентным* и в третьем — *двухкомпонентным*. Рассмотрим схемы и характерные особенности ВПТ, основанные на перечисленных типах ЖГГ.

Испарительный ЖГГ. В испарительном ЖГГ продукты газогенерации получают путем испарения жидкостей, обладающих при заданной температуре давлением насыщенных паров, равным или превышающим давление подачи топлива. Жидкости испаряются в теплообменнике, который и является

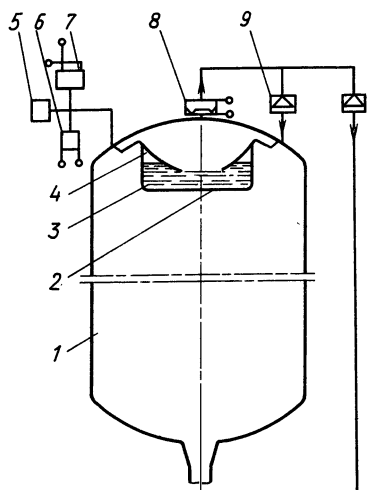


Рис. 13.6. Схема вытеснительной подачи с испарительным ЖГ:

1 — топливный бак; 2 — устройство, исключающее возможность попадания жидкого рабочего тела в коммуникации наддува; 3 — жидкое рабочее тело системы вытеснения; 4 — испарительный ЖГГ; 5 — дренажный клапан; 6 — реле давления; 7 — предохранительный клапан, совмещенный с клапаном сброса давления; 8 — клапан принудительного открытия; 9 — обратный клапан

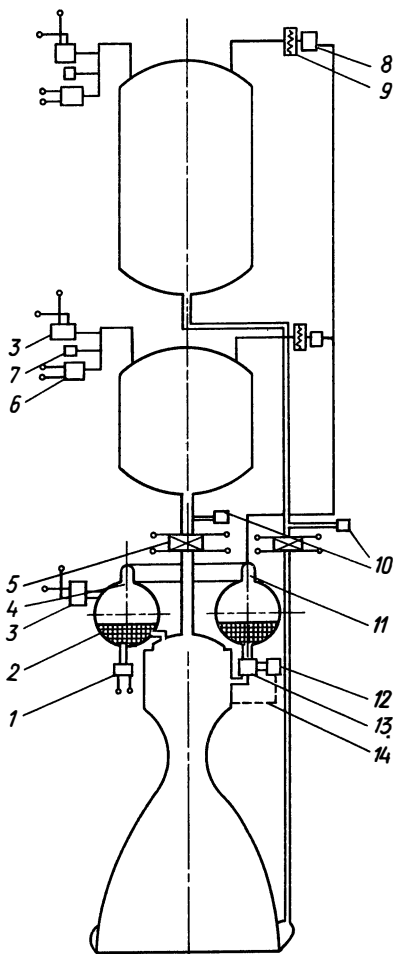


Рис. 13.7. Схема ЖРД с вытеснительной подачей топлива (испарительным ЖГГ):

1 — пусковой подогреватель; 2 — теплообменник; 3 — клапан аварийного сброса давления; 4 — испарительный ЖГГ; 5 — клапан запуска и отключения; 6 — реле давления; 7 — дренажный кран; 8 — обратный клапан; 9 — мембранный клапан; 10 — кран заправки топлива; 11 — сепаратор газа; 12 — регулятор давления подачи; 13 — линия теплоносителя; 14 — командная линия давления

собственно испарительным ЖГГ. В качестве газифицируемого вещества могут быть использованы как основные компоненты топлива ЖРД, так и другие специально подбираемые жидкости. На рис. 13.6 приведена схема испарительной системы, использующей для генерации газа вещество, обладающее достаточно большим давлением насыщенных паров, что исключает необходимость дополнительного подогрева. На рис. 13.7 показана схема, в которой для подогрева газа использована теплота компонента топлива, охлаждающего КС.

Самовытесняющие системы. Разновидностью испарительного ЖГГ являются системы, в которых подача осуществляется под действием упругих паров топлива, находящегося в топливных баках. Такие системы называются *самовытесняющими*.

Этот метод подачи может быть применен при использовании топлив, обладающих достаточно высоким давлением насыщенных паров в заданном температурном диапазоне эксплуатации двигателя. Если давление паров топлива недостаточно для получения необходимого давления подачи, то в схему могут быть введены элементы, обеспечивающие дополнительный подогрев топлива (по типу испарительного ЖГГ).

Самовытесняющие системы просты и надежны. Наиболее благоприятные условия для их применения — космические ЖРД с небольшой величиной тяги при относительно малых давлениях в КС. На рис. 13.8 приведена схема двигателя, предназначенного для ориентации искусственного спутника Земли, в котором вытеснение компонентов топлива осуществляется под давлением паров окислителя. Вытеснение горючего производится с помощью эластичной перегородки. В качестве самовытесняющих компонентов могут быть использованы, например, перхлорат фтора ClO_3F , нитрофторид NO_2F , тетрафторгидразин, аммиак, ацетилен.

Однокомпонентный ЖГГ. В качестве источника газа может быть использовано однокомпонентное топливо. В зависимости от вида топлива его разложение производится каталитическим или термическим путем.

Двухкомпонентный ЖГГ. Генерация газа в двухкомпонентном ЖГГ обеспечивается за счет сжигания компонентов топлива при значительном избытке одного из компонентов. Необходимая температура задается массовым соотношением компонентов топлива, поступающих в ЖГГ. Соответствующая схема приведена на рис. 13.9. Во избежание догорания и нерасчетного повышения давления газа в свободном объеме бака могут устанавливаться два ЖГГ, один из которых работает при коэффициенте избытка окислителя меньше единицы (для бака горючего), а другой — больше единицы (для бака окислителя). Заданный режим газогенерации обеспечивается с помощью регулирующих элементов на линиях подачи топлива в ЖГГ.

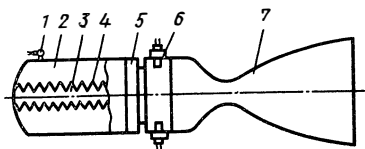


Рис. 13.8. Схема с самовытеснением:

1—реле давления; 2—бак окислителя;
3—бак горючего; 4—эластичная перегородка; 5—корпус; 6—блок пусковых кранов; 7—камера ЖРД

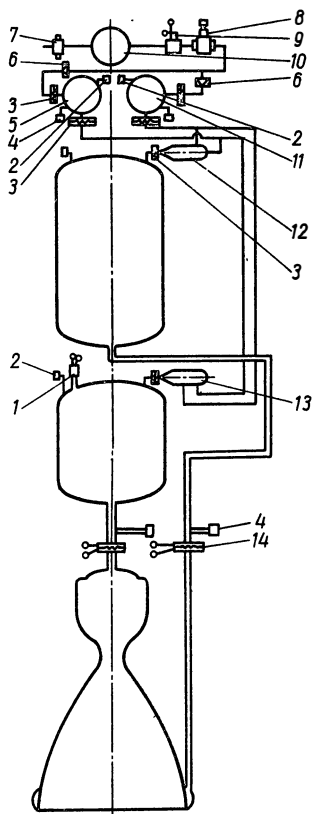


Рис. 13.9. Схема ЖРД с вытеснительной подачей топлива (двух-компонентный ЖГГ):

1—реле давления; 2—дренажный кран;
3—мембранный клапан; 4—кран заправки топлива; 5—бак окислителя ЖГГ; 6—обратный клапан; 7—клапан заправки АСГ; 8—редуктор; 9—пусковой клапан; 10—АСГ; 11—бак горючего ЖГГ; 12—ЖГГ бака окислителя; 13—ЖГГ бака горючего; 14—клапан принудительного открытия

Вытеснительная подача топлива с непосредственным впрыском. Работа этой системы основана на реакциях, происходящих при контакте вводимых во внутренний объем бака химически активных веществ с компонентом топлива, находящимся в баке. При этом происходит частичное сгорание и испарение топлива, определяемое количеством введенного активного вещества. Наилучшие результаты обеспечиваются при подаче распыленного активного вещества на свободную поверхность топлива в баке. В табл. 13.1 приведены некоторые из таких активных веществ.

Таблица 13.1

Компонент топлива	Активное вещество	Массовая плотность	Молекулярная масса газа
N_2O_4	Ацетальдегид	1,370	30
$0,5 N_2H_4 + 0,5 HDMG$	Перекись натрия	1,555	27
O_2 жидкий	Триметаоксибор	0,922	28
Гидразин	Пятихлористый фтор	—	—

При использовании самовоспламеняющихся топлив возможно использование второго компонента в качестве активного вещества.

Системы с твердотопливным газогенератором. В большинстве случаев для ТГГ используют специальные пиротехнические составы, обеспечивающие заданный состав и температуру газообразных ПС. Существуют докритические и сверхкритические ТГГ. В докритических — давление в камере ГГ равно (за вычетом гидравлических сопротивлений по газовой магистрали) давлению в топливном баке. В сверхкритических — отношение давлений в топливных баках и камере ТГГ ниже критического. Это обеспечивается установкой сопла с критическим сечением на газовом тракте, соединяющем ТГГ с топливным баком. Твердотопливные заряды в сверхкритических ТГГ горят при высоких давлениях, поэтому устойчивость горения в них выше, чем в докритических. Случайные изменения давления в топливных баках, имеющие место при работе системы подачи, не сказываются на режиме горения заряда. Сверхкритические ТГГ наиболее распространены в ЖРД, широко применяются для стартовой раскрутки ТНА при запуске и в качестве вспомогательной ВПТ кратковременного действия.

Гибридный ТГГ. Имеются составы твердого топлива, которые горят в присутствии жидкого или газообразного вещества, вводимого в камеру ТГГ. Газогенераторы, работающие по такому принципу, называются *гибридными*. Они позволяют регулировать скорость горения, а следовательно, и газопроизводительность газогенератора путем изменения количества вещества, вводимого в камеру ТГГ. Эти системы допускают повторный и многократный запуск, что обуславливает перспективность их использования в ДУ космических ЛА.

Насосная подача топлива. В качестве источника газа для привода турбины ТНА используют ЖГГ различных типов, а иногда при относительно малых временах работы — ТГГ. Топливо, необходимое для работы ЖГГ, может быть подано к нему либо с помощью автономной системы ВПТ (рис. 13.10—13.12), либо от насосов ТНА (рис. 13.13, 13.14, 13.25). В первом случае система подачи называется насосной с автономным контуром газогенерации, во втором — насосной с насосным контуром газогенерации.

Газ, выходящий из турбины ТНА, обладает определенным запасом энергии. Рациональное использование этой энергии позволяет повысить удельный импульс ЖРД. Если этот газ направляется в камеру сгорания ЖРД и там дожигается вместе с остальным топливом, то такой двигатель называют ЖРД с дожиганием (рис. 13.15—13.18). Если газ после турбины направляется в окружающую среду или в какие-либо расположенные вне КС устройства, предназначенные для использования запаса энергии, заключенной в этом газе, например рулевые сопла, то такой двигатель называют ЖРД без дожигания (см. рис. 13.10—13.14).

Рассмотрим некоторые основные схемы двигателей с насосной подачей топлива.

Система подачи с автономным контуром газогенерации от однокомпонентного ЖГГ. Принципиальные схемы ЖРД с системами питания такого типа приведены на рис. 13.10 и 13.11. В качестве топлива для ЖГГ могут быть использованы перекись водорода, несимметричный диметилгидразин, изопропилнитрат и другие вещества, дающие при разложении газ с достаточно высокими значениями температуры и газовой постоянной. Разложение может осуществляться каталитическим или термическим методами. Обычно катализатор размещается непосредственно во внутреннем объеме КС ЖГГ. Схема с термическим разложением топлива практически отличается от схемы с каталитическим разложением тем, что при термическом разложении во внутренний объем камеры ЖГГ вводится источник теплоты, обеспечивающий термическое разложение компонента газогенерации.

Система подачи с автономным контуром газогенерации от двухкомпонентного ЖГГ. В этой системе в качестве топлива для ЖГГ используют основные компоненты топлива ЖРД (см. рис. 13.12). В отличие от предыдущей такая система позволяет путем изменения коэффициента избытка окислителя регулировать в определенных пределах температуру и состав газа, поступающего на турбину.

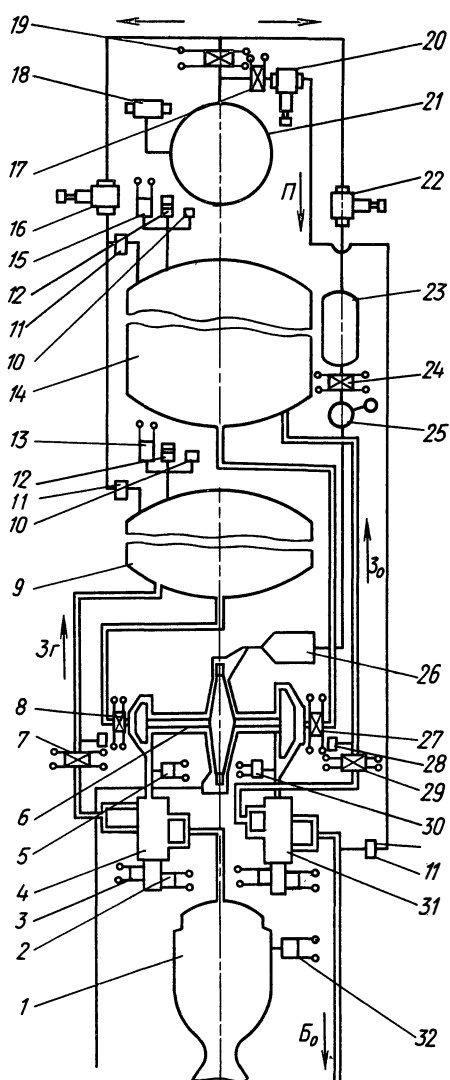
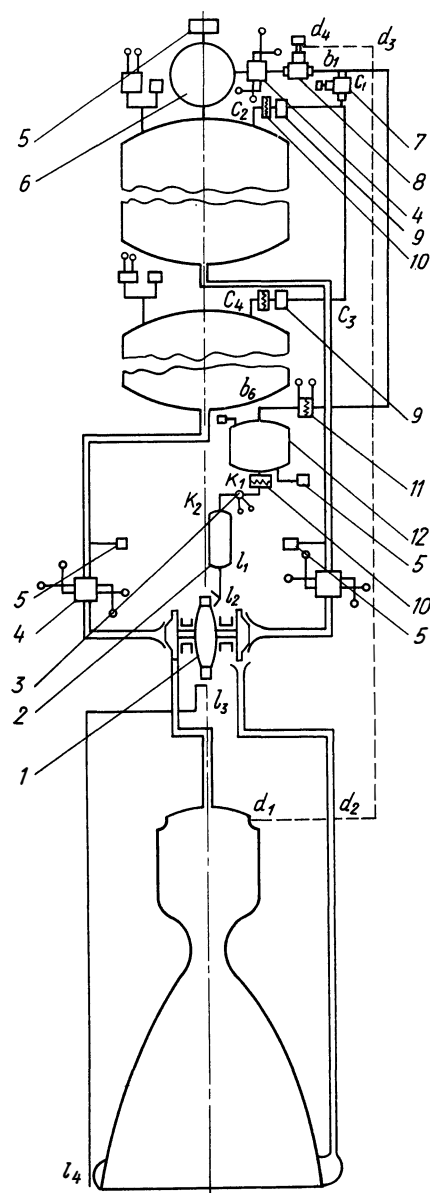
При запуске ЖРД с насосным контуром газогенерации для начальной раскрутки ТНА нужен дополнительный пусковой источник энергии. В качестве такого источника может быть использована любая из систем с автономным контуром газогенерации, расположенная на борту ЛА или на наземной пусковой установке. Наиболее часто для этой цели применяется ТГГ (см. рис. 13.15—13.19).

Рис. 13.10. Схема ЖРД с насосной подачей топлива (однокомпонентный ЖГГ):

1—ТНА; 2—ЖГГ; 3—регулятор тяги; 4—двухходовой кран; 5—кран заправки; 6—АСГ; 7—редуктор системы наддува; 8—редуктор системы газогенерации; 9—обратный клапан; 10—мембранный клапан; 11—клапан принудительного открытия; 12—бак компонента газогенерации; d_1 — d_4 —управляющая линия давления в камере; C_1 — C_4 —линия наддува топливных баков

Рис. 13.11. Схема ЖРД с многократным запуском:

1—камера ЖРД; 2—фиксатор второй ступени; 3—фиксатор первой ступени; 4, 31—пускорегулирующий кран; 5, 30—реле давления первой ступени; 6—ТНА; 7, 29—двухходовой кран запорной арматуры; 8, 27—двухходовой кран; 9—бак горючего; 10—дренажный клапан; 11—обратный клапан; 12—предохранительный клапан; 13, 15—реле давления в баке; 14—бак окислителя; 16—редуктор системы наддува; 17—двухходовой кран продувки; 18—кран заправки АСГ; 19—двухходовой кран АСГ; 20—редуктор системы продувки; 21—АСГ; 22—редуктор системы газогенерации; 23—бак компонента газогенерации; 24—двухходовой кран компонента газогенерации; 25—регулятор тяги; 26—ЖГГ; 28—кран заправки; 32—реле давления второй ступени; B_0 —линия подачи окислителя в камеру; P —линия продувки; 3_0 , 3_r —линия запорной арматуры



Рассмотрим некоторые варианты систем подачи с насосным контуром газогенерации.

Система подачи с отбором газа из камеры ЖРД. В данном случае для привода турбины ТНА используется газ, отбираемый из КС (см. рис. 13.13). До поступления в турбину газ проходит очистку и охлаждается до заданной температуры. Несмотря на кажущуюся простоту, схема обладает рядом особенностей, затрудняющих ее практическое применение,

основной из которых является требование поддержания заданных параметров газа, поступающего к турбине,— давления, температуры, состава.

Система подачи с насосным контуром газогенерации от однокомпонентного ЖГГ. Если один из компонентов топлива ЖРД может быть использован как однокомпонентное топливо, то привод турбины ТНА может быть осуществлен от однокомпонентного ЖГГ (см. рис. 13.25). Схема перспективна благодаря простоте конструкции и регулированию мощности турбины (регулирование расхода одного компонента).

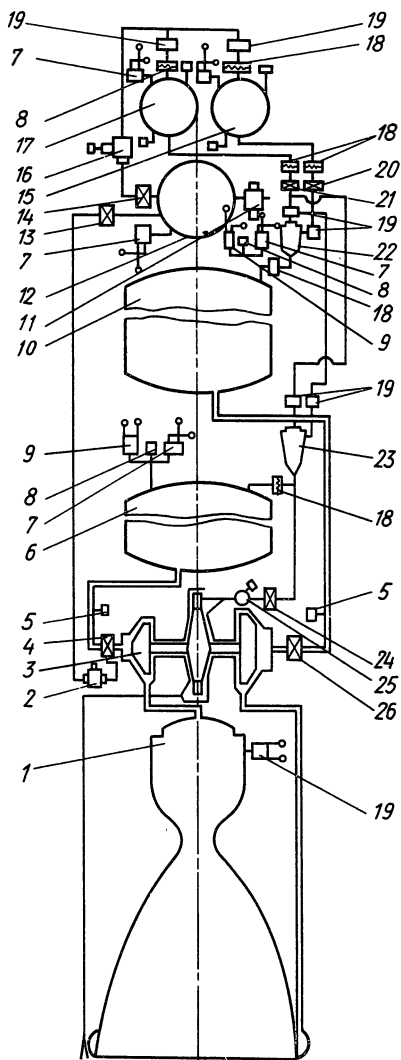


Рис. 13.12. Схема ЖРД с насосной подачей топлива ЖГГ:

1—камера ЖРД; 2—редуктор продувки; 3—ТНА; 4, 26—двухходовой кран компонента топлива; 5—кран заправки; 6—бак горючего; 7—клапан аварийного сброса давления; 8—кран дренажа; 9—реле давления; 10—бак окислителя; 11—кран заправки АСГ; 12—АСГ; 13—двухходовой кран продувки; 14—двухходовой кран системы вытеснения компонентов газогенерации; 15, 17—баки компонентов газогенерации; 16—редуктор системы вытеснения компонентов газогенерации; 18—мембранный клапан; 19—обратный клапан; 20, 21—двухходовые краны компонентов газогенерации; 22—ЖГГ бака окислителя; 23—ЖГГ бака горючего и генерации рабочего тела для турбины; 24—двухходовой кран ТНА; 25—регулятор тяги

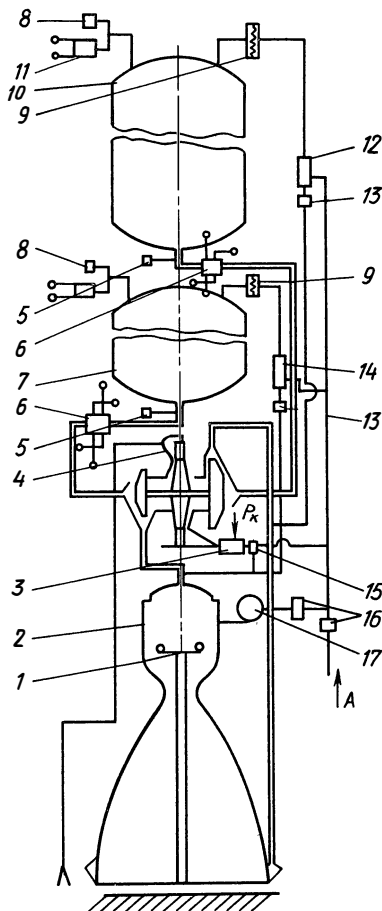


Рис. 13.13. Схема ЖРД с насосной подачей топлива:

1—наземное пусковое устройство; 2—камера ЖРД; 3—регулятор тяги; 4—ТНА; 5—кран заправки; 6—двухходовой кран; 7—бак горючего; 8—дренажный клапан; 9—мембранный клапан; 10—бак окислителя; 11—реле давления; 12—смеситель бака окислителя; 13, 16—обратный клапан; 14—смеситель бака горючего; 15—смеситель газа ТНА; 17—газовый редуктор и фильтр; А—стартовый наддув баков

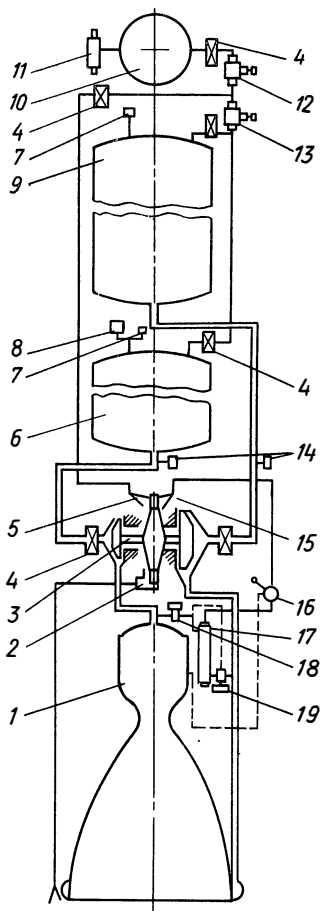


Рис. 13.14. Схема ЖРД с насосной подачей топлива и насосным контуром газогенерации от двухкомпонентного ЖГГ:

1—камера ЖРД; 2—выхлопной коллектор ТНА; 3—ТНА; 4—кран; 5—пусковое сопло; 6—бак горючего; 7—дренажный клапан; 8—реле давления; 9—бак окислителя; 10—АСГ; 11—клапан заправки газа; 12—редуктор высокого давления; 13—редуктор низкого давления; 14—кран заправки компонента топлива; 15—режимное сопло ТНА; 16—регулятор тяги; 17—ЖГГ; 18—регулятор подачи горючего в ЖГГ; 19—регулятор подачи окислителя в ЖГГ

Система подачи с насосным контуром газогенерации от двухкомпонентного ЖГГ. Типовые схемы приведены на рис. 13.14 и 13.24. Температура и химический

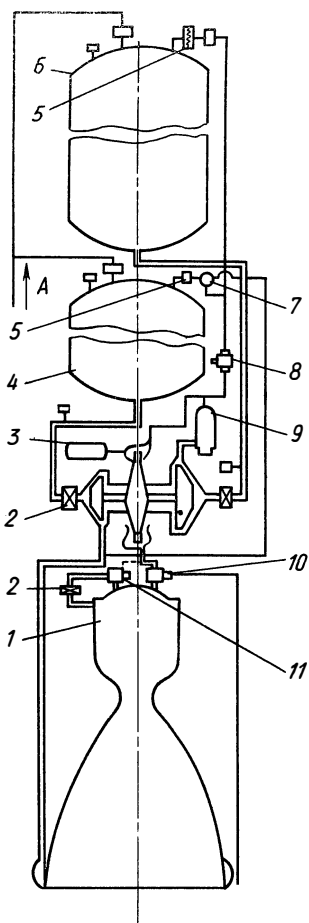


Рис. 13.15. Схема ЖРД с дожиганием с однокомпонентным ЖГГ:

1—камера ЖРД; 2—двухходовой кран; 3—подкачивающий насос; 4—ТНА; 5—ЖГГ; 6—пиростартер; 7—бак горючего; 8—бак окислителя; 9—мембранный клапан; 10—смеситель (дожигатель); 11—редуктор; 12—регулятор тяги; 13—двухходовой кран; 14—кран перепуска; 15—дренаж при отключении; А—стартовый наддув баков

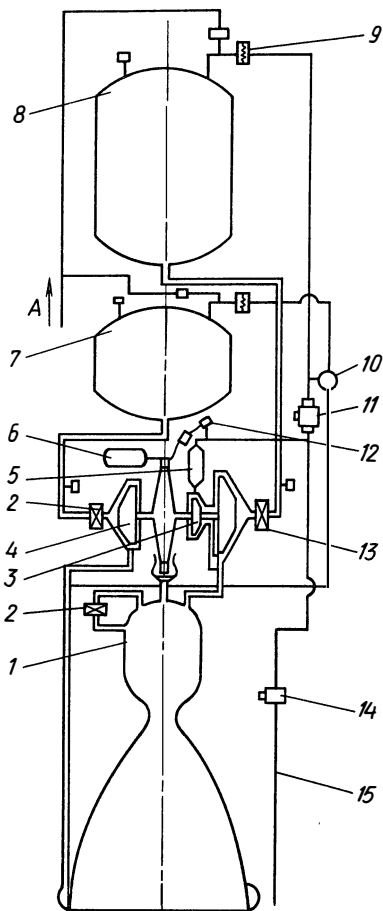


Рис. 13.16. Схема ЖРД с дожиганием с однокомпонентным ЖГГ:

1—камера ЖРД; 2—кран; 3—пиростартер; 4—бак горючего; 5—мембранный клапан; 6—бак окислителя; 7—смеситель (дожигатель); 8—редуктор; 9—ЖГГ; 10—кран перепуска; 11—регулятор соотношения компонентов; А—стартовый наддув баков

состав газа, поступающего в турбину, определяются коэффициентом избытка окислителя в ГГ. Регулирование мощности ТНА в системах с двухкомпонентным ЖГГ может осуществляться температурным, расходным и смешанным методами.

Получивший наибольшее распространение температурный метод регулирования сводится к изменению температуры газа, подаваемого в турбину, осуществляемому путем изменения мас-

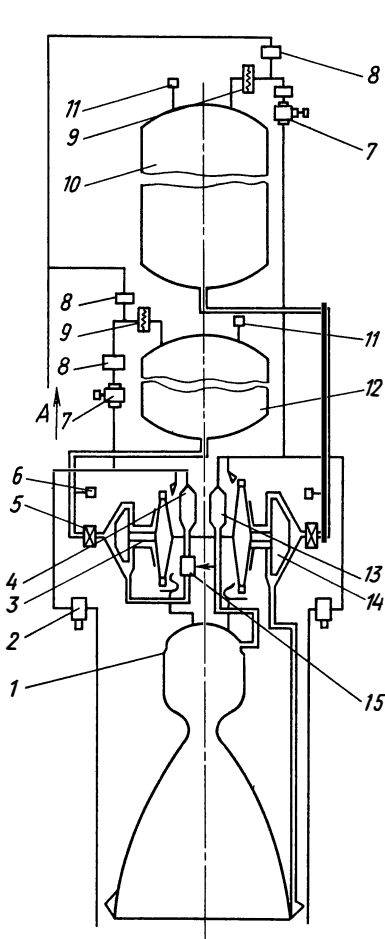


Рис. 13.17. Схема ЖРД с дожиганием с однокомпонентным ЖГГ:

1—камера ЖРД; 2—кран перепуска; 3—ТНА горючего; 4—ЖГГ восстановительного газа; 5—двухходовой кран; 6—кран заправки топлива; 7—редуктор; 8—обратный клапан; 9—мембранный клапан; 10—бак окислителя; 11—кран дренажа; 12—бак горючего; 13—ЖГГ окислительного газа; 14—ТНА окислителя; 15—регулятор соотношения компонентов; А—стартовый наддув баков

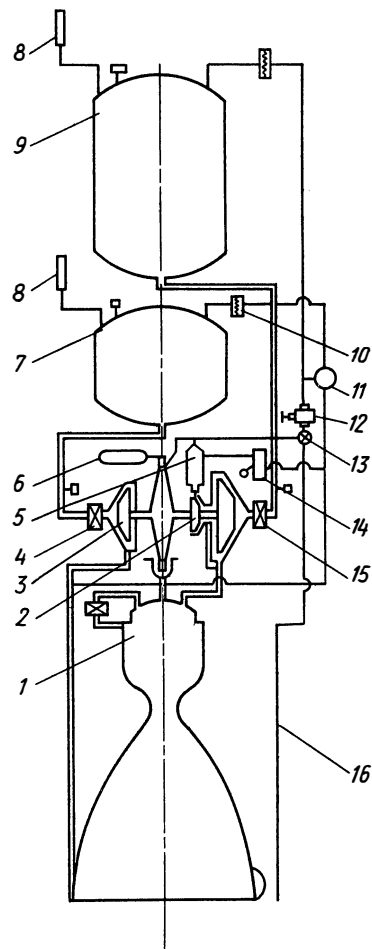


Рис. 13.18. Схема ЖРД с дожиганием с двухкомпонентным ЖГГ:

1—камера ЖРД; 2—подкачивающий насос; 3—ТНА; 4—кран; 5—ЖГГ; 6—пиростартер; 7—бак горючего; 8—АСГ стартового наддува; 9—бак окислителя; 10—мембранный клапан; 11—смеситель (дожигатель); 12—редуктор; 13—кран перепуска; 14—регулятор тяги; 15—кран; 16—дренаж газа при отключении

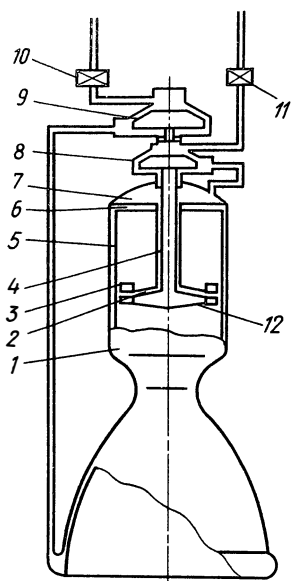


Рис. 13.19. Схема ЖРД с дожиганием с турбиной, размещенной в КС (системы низкого давления, запуска и регулирования не показаны):

1 — камера ЖРД; 2 — рубашка охлаждения диска турбины; 3 — сопловой аппарат; 4 — рубашка охлаждения вала турбины; 5 — рубашка охлаждения КС; 6 — головка КС, полость окислителя; 7 — головка КС, полость горючего; 8 — насос окислителя; 9 — насос горючего; 10 — кран окислителя; 11 — кран горючего; 12 — турбина

сового соотношения топливных компонентов, сжигаемых в газогенераторе. Расходный метод основан на изменении массового расхода газа при сохранении его температуры. Смешанный метод основан на одновременном использовании температурного и расходного методов. Выбор метода определяется диапазоном регулирования и физико-химическими свойствами используемого топлива.

В ЖРД с дожиганием в общем случае в КС подаются жидкие окислитель и горючее, а также газ, поступивший из турбины (с избытком или недостатком окислителя). Возможен случай, когда все горючее (окислитель) проходит через газогенератор, тогда в КС вводятся жидкий окислитель (горючее) и газ с недостатком (избытком) окислителя. И наконец, случай, когда все топливо, расходуемое ЖРД до поступления в КС, проходит через соответствующие ПГ и турбины. В КС вводятся и дожигаются в ней газ с избытком горючего и газ с избытком окислителя. В первых двух случаях (смешение и дожигание газа с жидкостью) смесеобразование в КС называется *гетерогенным*, в последнем (смешение и дожигание газа с газом) — *гомогенным*.

Рассмотрим некоторые основные схемы ЖРД с дожиганием.

Схема ЖРД с дожиганием с однокомпонентным ЖГГ. Осуществление этой схемы возможно, если хотя бы один из топливных компонентов, применяемых в двигателе, может быть использован как однокомпонентное топливо (см. рис. 13.15—13.17).

Применение систем с однокомпонентным ЖГГ ограничено относительно невысокой температурой разложения большинства однокомпонентных топлив, что не позволяет получить достаточно высокое давление в камере сгорания ЖРД. Ее преимущества — простота конструкции и компоновки двигателя, обусловливаемые применением однокомпонентного ЖГГ.

Схема ЖРД с дожиганием с испарительным ЖГГ. Возможно применение паров низкокипящего компонентного топлива в качестве рабочего тела турбины ТНА. Компонент топлива газифицируется и нагревается до заданной температуры в тракте рубашки охлаждения КС. Так как температура получаемого газа относительно невелика, то рассматриваемая схема наиболее

рациональна для газа, обладающего большим значением газовой постоянной (например, водород), что позволяет получить достаточно высокую работоспособность одного килограмма газа.

Схема ЖРД с дожиганием с двухкомпонентными ЖГГ. Широко распространены двигатели, в которых рабочее тело турбины генерируется в двухкомпонентном ЖГГ. Соотношение топливных компонентов, поступающих в ЖГГ, подбирается таким образом, чтобы обеспечить заданную температуру и химический состав газа, поступающего на турбину. На рис. 13.18 приведена схема ЖРД с дожиганием с двухкомпонентным ЖГГ, гетерогенным смешением и подкачивающим насосом.

Схема ЖРД с дожиганием и полной газификацией топлива в ЖГГ. В этом случае все топливо, расходуемое ЖРД до поступления в КС, подается в ЖГГ, один из которых работает при коэффициенте избытка окислителя меньше единицы, другой — при коэффициенте избытка окислителя больше единицы. Полученные в ЖГГ восстановительный и окислительный продукты газогенерации срабатывают на турбинах и подаются в КС, где смешиваются и сгорают.

Если турбина размещена во внутреннем объеме КС, то на ее лопадки подается либо полный расход газа, либо его часть в зависимости от типа смешения (гомогенного или гетерогенного), метода обеспечения термостойкости элементов конструкции, размещенных во внутреннем объеме камеры, и принятой компоновки блока ТНА — камера сгорания.

На рис. 13.19 приведена схема системы с полным использованием расхода газа. Основная задача, определяющая возможность реализации такой схемы — оптимальное конструк-

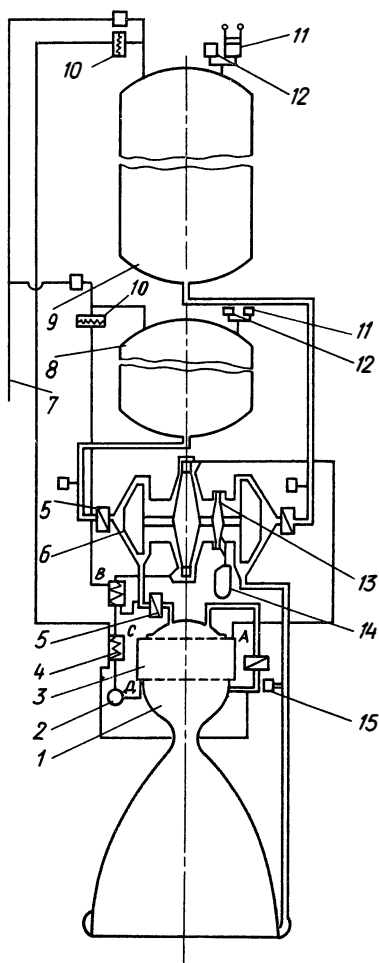


Рис. 13.20. Схема ЖРД с автономным регенеративным охлаждением:

1 — камера ЖРД; 2 — циркуляционный насос; 3 — испаритель; 4 — конденсатор; 5 — кран; 6 — ТНА; 7 — стартовый наддув баков; 8 — бак горючего; 9 — бак окислителя; 10 — мембранный клапан; 11 — реле давления наддува; 12 — кран дренажа; 13 — пусковая турбина; 14 — пиростартер; 15 — реле давления

тивное решение системы охлаждения, обеспечивающее нормальную работу турбины и элементов, подвергающихся воздействию высоких температур. Эта задача может быть решена рациональным сочетанием испарительного охлаждения с проточным и применением материалов, имеющих достаточную термическую стойкость.

Схема ЖРД с автономным регенеративным охлаждением. К категории двигателей с дожиганием можно отнести ЖРД с автономным регенеративным охлаждением, так как у них отсутствуют потери с отработанными газами ТНА. Схема такой системы приведена на рис. 13.20. Рабочее тело для питания турбины циркулирует в замкнутом контуре *ABCD*. На участке *AB* рабочее тело находится в газовой фазе (перегретый пар), на участке *CD* — в жидкой.

В конденсаторе происходит конденсация газа за счет его дополнительного (после турбины) расширения и охлаждения топливом, протекающим через конденсатор. Циркуляционный насос приводится в действие от основного ТНА ЖРД. Нагрев, испарение и перегрев рабочего тела турбины осуществляются в испарителе, роль которого в данном случае выполняет рубашка охлаждения КС. В конкретный образец двигателя может быть введен ряд дополнительных узлов.

В случае применения такой схемы в качестве рабочего тела турбины используют пары специальной жидкости, которая должна удовлетворять ряду специфических требований.

§ 13.2. СИСТЕМЫ НАДДУВА

В ЖРД с насосной подачей топлива поддержание заданного давления в топливных баках обеспечивается системой наддува. В зависимости от принятой схемы и условий запуска ЖРД различают системы предварительного (предстартового) и основного (полетного) наддува. Работа системы наддува аналогична работе вытеснительной системы подачи.

По аналогии с системами питания системы наддува разделяют в зависимости от метода генерации газа на автономные и насосные.

Автономные системы наддува. В качестве автономных систем наддува могут быть использованы все без исключения ВПТ. Наиболее широко применяют системы с АСГ, ЖГГ различных типов и ТГГ.

Использование АСГ (см. рис. 13.10, 13.11; 13.14) для наддува топливных баков объясняется в первую очередь высокой степенью ее отработанности. Для улучшения характеристик АСГ, применяемой в качестве системы наддува, возможно использование подогрева газа (непрерывного или импульсного). Системы АСГ прямого расширения можно эффективно использовать для обеспечения стартового наддува топливных баков.

В системах наддува используют сверхкритический и импульсный ТГГ. Импульсный ТГГ рационально применять для ракет, баки которых рассчитаны на значительные эксплуатационные

перегрузки, так как это позволяет допускать достаточно большое временное увеличение давления в баках.

Системы АСГ и ТГГ применяются также для стартового наддува топливных баков в ЖРД, использующих насосные системы наддува (см. рис. 13.18).

Достоинства автономных систем наддува обусловлены независимостью работы системы наддува от условий работы других систем ЖРД и сводятся к возможностям доводки отдельно от двигательной установки, простоте регулировки на ракете, независимости параметров наддува от режима работы ЖРД, подбору оптимальных параметров газа наддува. Часть агрегатов системы наддува может быть размещена на наземных стартовых установках и связана с топливными баками через соответствующие магистрали (бортовые разъемы), герметизирующиеся после старта ракеты.

Общий недостаток всех автономных систем наддува — большие массы и габариты, что ограничивает их использование в современных ЖРД. Такие системы применяют в основном для обеспечения стартового наддува топливных баков в сочетании с насосными системами наддува или при использовании компонента топлива, для вытеснения которого обязательно применение специально выбранного газа.

Насосные системы наддува. В насосных системах один или несколько процессов, обеспечивающих наддув бака (подача компонентов газогенерации или генерации газа наддува), осуществляются с помощью систем подачи ЖРД. В некоторых случаях для наддува одного и того же бака применяют наряду с насосной автономную систему наддува, которая необходима для обеспечения предварительного наддува при запуске, когда система подачи двигателя еще не вышла на режим.

Практически во всех как действующих, так и перспективных ЖРД работа насосных систем наддува основана на отборе топлива в ЖГГ наддува за насосами ТНА. В насосных системах наддува в качестве источника газа можно использовать также ЖГГ, обслуживающий ТНА двигателя.

Основные недостатки этих систем — невозможность осуществления стартового (до запуска двигателя) наддува баков и длительный период наддува свободного объема баков при запуске. Во многих случаях это приводит к необходимости введения дополнительных автономных систем, обеспечивающих стартовый наддув.

Рассмотрим некоторые виды насосных систем наддува.

Наддув от однокомпонентного ЖГГ. Схемы систем наддува такого типа даны на рис. 13.15—13.17. При использовании продуктов газогенерации однокомпонентных ЖГГ для наддува баков с компонентами топлива, обладающими малой химической стойкостью и термостабильностью, может возникнуть необходимость специальных мер по исключению контакта газа с топливом (применение эластичных оболочек, поршней, мембран и т. д.).

Наддув от испарительного ЖГГ. Эта система получила преимущественное распространение для наддува баков с криогенными топливными компонентами (кислород, водород, фтор и т. д.). Теплота, необходимая для работы испарительного ЖГГ, может отбираться либо от отработавших газов ТНА, либо от камеры.

На рис. 13.20 приведена схема насосной системы наддува с испарительным ЖГГ.

Достоинства этой системы — простота, высокая эффективность и хорошие массовые характеристики, что обуславливает возможность ее широкого использования в современных ЖРД различного типа и назначения.

Наддув от двухкомпонентного ЖГГ. В таких системах обычно используются два ЖГГ, один из которых вырабатывает окислительные продукты газогенерации (для наддува бака окислителя), другой — восстановительные (для наддува бака горючего). Возможен вариант, при котором часть газа, вырабатываемого в одном из газогенераторов (в качестве такого газогенератора можно использовать газогенератор ТНА), направляется на наддув одного топливного бака. Остальной расход газа, предназначенный для наддува, направляется во второй газогенератор (смеситель), где дожигается или балластируется другим компонентом топлива с таким расчетом, чтобы обеспечить необходимый состав газа, идущего на наддув второго топливного бака (см. рис. 13.18).

Для поддержания заданного химического состава, температуры и давления газа в топливных баках могут быть введены в систему наддува теплообменники или вторичные испарительные системы, предназначенные для охлаждения продуктов газогенерации до их поступления в баки, а также регуляторы, поддерживающие заданное давление газа. Если в составе продуктов газогенерации возможны твердые ПС, то в схему системы наддува вводят сепарационные и фильтрующие устройства различного типа.

Наддув с помощью непосредственного впрыска. Этот наддув применяют лишь при использовании в двигателе некоторых самовоспламеняющихся топливных компонентов. Схема наддува относительно проста, однако практическое ее применение ограничено из-за сложности организации процесса генерации газа непосредственно в топливном баке.

Наддув газом, отбираемым из КС. Схема системы наддува приведена на рис. 13.13. Основные условия работоспособности такой системы наддува — снижение температуры газа до величины, исключающей нагрев элементов конструкции бака выше расчетной температуры, а также исключение возможности попадания твердых ПС в топливо и возникновения пульсаций или резкого увеличения давления в топливных баках.

Эти условия обеспечиваются введением веществ, изменяющих химический состав и температуру газа, поступающего в баки (иногда роль такого вещества выполняет компонент топлива),

установкой соответствующих сепараторов, фильтров, демпфирующих объемов и дроссельных шайб в газовом тракте.

В одной установке могут применяться различные системы наддува — каждая для своего бака. Например, при использовании топливной пары жидкий кислород — керосин наддув бака кислорода может осуществляться от испарительного ЖГГ, а наддув бака керосина — от двухкомпонентного ЖГГ.

§ 13.3. БУСТЕРНЫЕ НАСОСЫ

Для снижения давления наддува топливных баков в некоторых типах ЖРДУ используются бустерные насосы, обеспечивающие дополнительное повышение давления на входе, в основные насосы двигателя.

Бустерные насосы устанавливают в топливных магистралях, соединяющих баки с насосами ТНА, или непосредственно во внутреннем объеме топливных баков. В последнем случае давление наддува снижается на величину, обусловленную различием кавитационных характеристик бустерного и основного насосов и гидравлических сопротивлений по трубопроводам низкого давления. Для привода бустерных насосов необходим автономный источник механической энергии. Блок бустерного насоса и привода называют *бустерным насосным агрегатом (БНА)*.

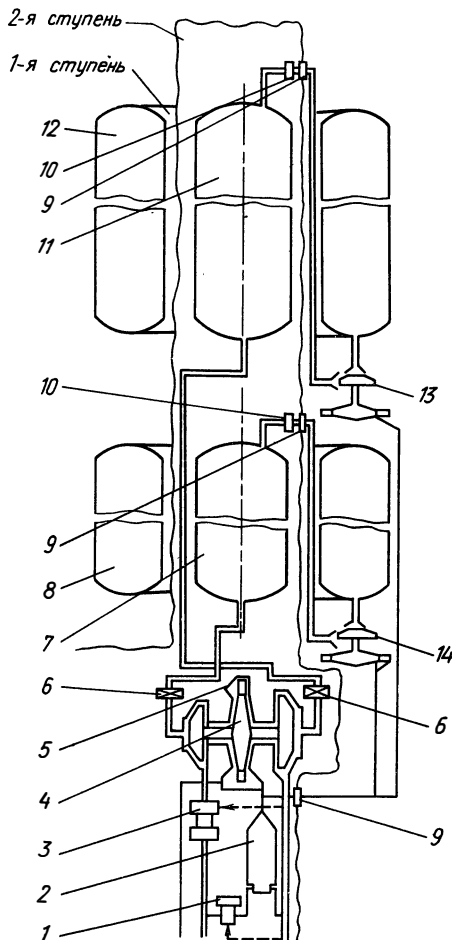


Рис. 13.21. Схема применения бустерных насосных агрегатов в ЖРД со сбрасываемыми баками:

1 — регулятор ЖГГ; 2 — ЖГГ; 3 — регулятор соотношения компонентов; 4 — ТНА; 5 — пусковое сопло; 6 — двухходовой кран; 7 — бак горючего второй ступени; 8 — кольцевой бак горючего первой ступени; 9 — бортовой разъем; 10 — обратный клапан; 11 — бак окислителя второй ступени; 12 — кольцевой бак окислителя первой ступени; 13 — бустерный насос ТНА окислителя; 14 — бустерный насос ТНА горючего. На схеме волнистой линией условно отделены агрегаты первой (сбрасываемой) ступени

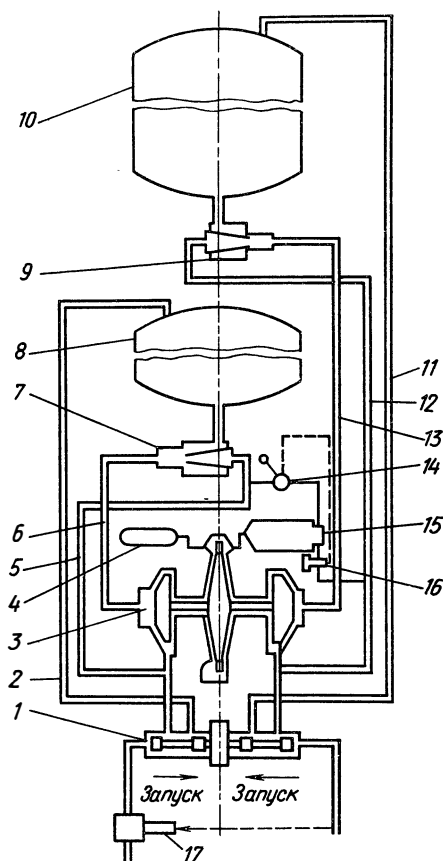


Рис. 13.22. Схема турбонасосной системы питания со струйными бустерными насосами:

1—пусковой кран; 2—линия закольцовки горючего; 3—ТНА; 4—пиростартер; 5—линия подачи эжектирующего горючего; 6—линия подачи горючего к ТНА; 7—эжектор горючего; 8—бак горючего; 9—эжектор окислителя; 10—бак окислителя; 11—линия закольцовки окислителя; 12—линия подачи эжектирующего окислителя; 13—линия подачи окислителя к ТНА; 14—регулятор тяги; 15—ЖТГ; 16—регулятор ЖТГ; 17—регулятор соотношения компонентов

Для иллюстрации возможных вариантов БНА рассмотрим схему, представленную на рис. 13.21. Схема построена таким образом, чтобы обеспечить возможность отделения и сброса в полете баков, из которых выработаны топливные компоненты. БНА использован для перекачки топливных компонентов в расходный бак и отделяется от ракеты вместе со сбрасываемым баком.

В качестве бустерных насосов могут быть использованы осевые шнекоцентробежные и струйные насосы. На

рис. 13.22 показана схема системы питания со струйными бустерными насосами.

§ 13.4. ЗАПУСК ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Запуском ЖРД называют режим работы двигателя от первой команды на его включение до выхода на основной режим. При запуске проходят операции и связанные с ними процессы, обуславливающие переход двигателя от состояния стартовой готовности (подачи первой команды на включение) к работе на основном режиме.

При запуске в КС и агрегатах имеют место нестационарные процессы, от условий протекания которых зависят эксплуатационные характеристики и надежность ЖРД. Например, гидравлические удары, возникающие при запуске, могут нарушить нормальную работу ЖРД. Кроме того, наиболее вероятны

отклонения от заданного закона изменения массового расхода топлива и соотношения его компонентов, поступающих в ЖГГ и КС. Такие отклонения могут вызвать нерасчетное увеличение давления и температуры в этих агрегатах и привести к их разрушению. Обеспечение надежного запуска является сложным и ответственным этапом проектирования и доводки двигателя. Наибольшее количество отказов ЖРД (по зарубежным данным до 86%) происходит при запуске.

Стартовая готовность и стартовые операции. Перед запуском ЖРД ЛА должен находиться в состоянии стартовой готовности. Это означает, что весь цикл последующих, вплоть до старта, операций может быть осуществлен без непосредственного вмешательства (присутствия на стартовой площадке) обслуживающего персонала.

В общем случае во время запуска ЖРД выполняются следующие операции: наддув топливных баков до заданного давления; для ЖРД, использующих криогенные компоненты топлива,—захолаживание топливных магистралей; продувка инертным газом трубопроводов и полостей между пусковыми клапанами и внутренним объемом КС; вывод систем подачи топлива на заданный режим работы; для ЖРД, использующих несамовоспламеняющиеся компоненты топлива,—создание начального очага горения в КС и ГГ, обеспечивающего воспламенение поступающих туда пусковых расходов топлива; открытие топливных клапанов, обеспечивающих поступление компонентов топлива в КС и ГГ; для двигателей с программированным запуском—осуществление автоматической последовательности срабатывания пускорегулирующих систем, обеспечивающих выход двигателя на заданный режим тяги; для ЖРД, запуск которых производится в условиях невесомости, обеспечение гарантированной подачи жидкого топлива к заборным устройствам в топливных баках и пр. Например, на рис. 13.13 приведена схема ДУ с запуском от наземного пиротехнического устройства, наддувом топливных баков и стартовой раскруткой ТНА от наземного источника газа. Вышеперечисленные операции характерны, но не обязательны для любого типа ЖРД. Они могут быть дополнены или сокращены в зависимости от конкретно заданных требований. Например, возможен запуск ЖРД (см. рис. 13.18), при котором первые порции компонентов топлива поступают в ГГ под действием гидростатического давления столбов жидкости в топливных коммуникациях. При этом происходит плавная раскрутка ТНА, сопровождающаяся постепенным увеличением давления на выходе из ТНА до номинального значения. Необходимость в специальном устройстве для стартовой раскрутки ТНА в этом случае исключается.

Следует остановиться более подробно на захолаживании топливных магистралей. Эта операция необходима для исключения

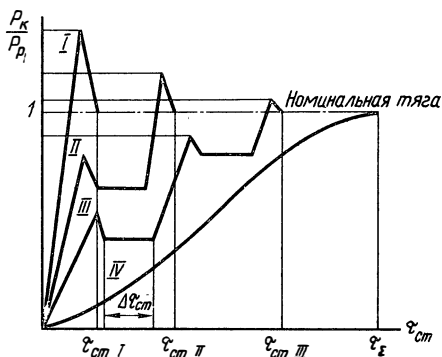
возможности закипания первых, пусковых порций компонентов топлива из-за нагрева их теплотой, поступающей от элементов конструкции двигателя. Наличие паровой фазы может вызвать кавитацию на насосах ТНА, увеличивает время выхода двигателя на режим, нарушает массовое соотношение компонентов топлива, поступающих в КС и ГГ, и может привести к ряду других нежелательных явлений. При захлаживании компоненты топлива в течение некоторого времени с определенным массовым расходом пропускают через топливные магистрали двигателя. Образующиеся при этом газы отводятся через соответствующие перепускные краны (в случае если захлаживанию подвергаются магистрали только одного из компонентов топлива, газы могут отводиться непосредственно через КС, при условии обязательной продувки магистралей другого компонента нейтральным газом). В некоторых случаях используют циркуляционные системы захлаживания, в которых компоненты топлива после их прохождения по магистралям ДУ с помощью специальных наземных систем стартового оборудования возвращают в топливные баки.

Системы запуска. Основными задачами системы запуска являются: обеспечение плавного запуска, т. е. сведение к минимуму первоначального увеличения (заброса) давления в КС, возникающего при сгорании пусковых порций топлива; снижение количества топлива, расходуемого при запуске; исключение возможности нестабильного горения в КС; минимальное время работы ЖРД в режиме запуска; зажигание пускового расхода топлива; обеспечение минимального отклонения коэффициента массового соотношения топлив от заданной величины и т. п.

Для заданной конструкции двигателя величина заброса давления в КС определяется в первую очередь температурой, массовым соотношением и количеством компонентов топлива, находящихся в КС к моменту воспламенения, а также давлением в КС в этот момент. Снижение заброса давления обеспечивается предварительной подачей (опережением подачи) в КС компонента топлива, при избытке которого условия воспламенения наиболее благоприятны. Например, при использовании НДМГ и окислителя на основе окислов азота должно быть обеспечено опережение окислителя. В ЖРД, использующих в качестве горючего жидкий водород, должно быть обеспечено опережение горючего. Опережение обеспечивается разновременным открытием кранов и подбором объемов, которые заполняются топливными компонентами на пути к КС, а также дополнительными гидравлическими сопротивлениями, вводимыми в топливные тракты двигателя. Уменьшение пускового расхода топлива обеспечивается регулированием работы системы подачи (введением пускового режима подачи топлива) или уменьшением давления (дресселированием) топлива на входе в КС.

Рис. 13.23. Изменение давления в камере сгорания при различных методах регулирования тяги:

p_k — действительное давление в КС;
 p_p — расчетное давление в КС;
 τ_c — время выхода камеры сгорания на расчетный режим работы; *I* — непрограммированный запуск; *II* — ступенчатый запуск в две ступени; *III* — ступенчатый запуск в три ступени; *IV* — плавный запуск



Регулирование количества топлива, поступающего в КС при запуске, называют *программированием запуска*. Оно может быть плавным или ступенчатым. Соответственно в первом случае запуск называют *плавным* (см. рис. 13.3 и 13.22), во втором — *ступенчатым* (см. рис. 13.11, 13.15 и 13.24). На рис. 13.23 приведены графики, характеризующие относительное изменение давления в КС в зависимости от метода программирования запуска.

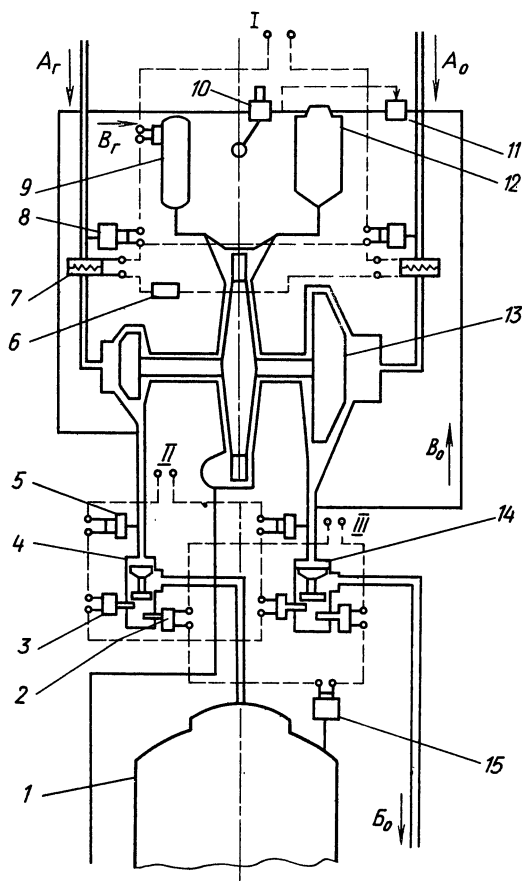
Для зажигания несамовоспламеняющихся компонентов топлива в схему ЖРД вводят систему зажигания.

По принципу действия и методу воспламенения пусковой порции топлива различают пиротехнические, химические, каталитические и электрические системы зажигания. В зависимости от того, где установлены системы зажигания, их делят на наземные и бортовые. Наземные системы зажигания (см. рис. 13.13) входят в комплект наземного стартового оборудования и связаны с ракетой в момент старта соответствующими линиями автоматики. Бортовые системы зажигания — неотъемлемая часть конструкции ЖРД.

Пиротехническое зажигание. Осуществляется с помощью пирозарядов, размещаемых во внутреннем объеме КС (газогенераторов) и дающих во время запуска двигателя высокотемпературный факел, обеспечивающий воспламенение пусковых порций топлива.

Химическое зажигание. Такой способ зажигания, при котором для воспламенения основного топлива применяют самовоспламеняющееся с ним пусковое топливо. При многократном запуске должна быть предусмотрена система, обеспечивающая подачу пускового топлива при каждом запуске.

Существуют химические соединения, при добавлении которых топливо становится самовоспламеняющимся. Такие добавки участвуют в реакции и поэтому не могут рассматриваться как катализаторы. Ниже приведены примеры добавок, обеспечивающих самовоспламенение в сочетании с соответствующими топливами.



Топливо

Жидкий кислород — керосин

Жидкий кислород — жидкий водород

Аммиак — азотный тетраоксид

Добавка

Фтор (добавляется к жидкому кислороду)

Дифторид озона (добавляется к жидкому кислороду)

Литий (добавляется к аммиаку)

Рис. 13.24. Электрогидравлическая схема насосной подачи топлива:

1 — камера ЖРД; 2 — фиксатор второй ступени; 3 — фиксатор первой ступени; 4, 14 — топливные краны; 5 — реле давления первой ступени; 6 — реле включения ступени; 7 — топливный клапан низкого давления; 8 — реле давления наддува топливных баков; 9 — ТГГ; 10 — регулятор тяги; 11 — регулятор соотношения компонентов; 12 — ЖГГ; 13 — ТНА; 15 — реле давления второй ступени; I — электросхема запуска ТНА; II — электросхема включения первой ступени; III — электросхема включения второй ступени; A_r , A_o — линии подачи компонентов топлива к ТНА; B_o — линия подачи окислителя в охлаждающую рубашку камеры сгорания; B_c , B_r — линии подачи компонентов топлива в ЖГГ

Применение добавок может привести к снижению удельного импульса и связано с определенными эксплуатационными трудностями. Например, соединения фтора требуют специального подбора материалов.

Количество пусковых компонентов выбирается в зависимости от требуемой интенсивности пускового факела. При проектировании потребное количество пускового компонента может быть определено по эмпирической формуле

$$\dot{m}_{\text{пуск}} = K \dot{m} \tau_{\text{пр}}^{-0,3}, \quad (13.1)$$

где $K = 1,2n^{0,5}$ — коэффициент, учитывающий влияние программирования запуска; n — количество ступеней при программированном ступенчатом запуске (при плавном программировании $n = 1,5$); $\dot{m}$ — секундный массовый расход топлива после выхода двигателя на режим; $\tau_{\text{пр}}$ — время пребывания топлива в КС (газогенераторе).

Каталитическое зажигание. Применяют в том случае, если для заданных топливных компонентов можно подобрать катализатор, обеспечивающий их эффективное воспламенение в заданных эксплуатационных условиях. Катализаторы могут быть жидкими и твердыми. Например, при использовании перекиси водорода в сочетании с углеводородными горючими перекись водорода разлагается при контакте с твердым (активированная платина или серебро в виде сеток) или жидким (перманганат калия) катализатором. Температура образующих продуктов разложения должна быть достаточна для воспламенения топливной смеси.

Преимущество каталитического зажигания — возможность обеспечения многократного запуска. Основной недостаток — сложность защиты твердого катализатора от высоких температур в КС. Ниже приведены некоторые сочетания топлив и катализаторов.

Топливо	Катализатор
Жидкий кислород — водород	Платиновая проволока (губка), пористая платина, палладий на керамической подложке
Гидразин	Железо, никель, кобальт на керамической подложке (требуется предварительный нагрев)
Перекись водорода	Перманганат калия, перманганат кальция, активированные платина или серебро

Электрическое зажигание. Преимущество электрических систем зажигания — возможность обеспечения большого числа повторных запусков и эффективного контроля за работой системы. Недостатки — относительно большая масса, сравнительно низкий выход энергии, сложность обеспечения заданных надежности и ресурса узлов системы зажигания, подвергающихся воздействию компонентов топлива или их ПС, и др.

Различают контролируемый и неконтролируемый запуски ЖРД.

Под *контролируемым запуском* понимается запуск, осуществляемый в условиях, допускающих контроль за ходом запуска, активное вмешательство в процесс запуска и сохранение ЛА в случае неполадок или отказа в запуске. Такой запуск обязателен при установке ЖРД на пилотируемых ЛА всех типов. Его

применяют на первых ступенях орбитальных и стратегических ракет и на системах, выход из строя которых на старте либо опасен для обслуживающего персонала, либо может вызвать серьезные повреждения наземных стартовых комплексов. Контролируемый запуск характерен наличием цепи автоматики, сигнализирующей о завершении выполнения очередной операции запуска, системы блокировки, обеспечивающей соблюдение заданной последовательности выполнения операции запуска, систем аварийной защиты и аварийного останова ЖРД. Схемы ЖРД с контролируемым запуском приведены на рис. 13.3; 13.7; 13.10; 13.14 и 13.24.

Неконтролируемый запуск применяется в ЖРД, работа которых начинается в условиях, когда возврат ЛА для ремонта или последующего использования невозможен или нерационален (см. рис. 13.2 и 13.9). В этом случае установка систем блокировки становится не только бесполезной (в случае неправильного хода какой-либо из операций запуска ЛА все равно потерян), но и вредной, так как наличие дополнительных агрегатов ведет к соответствующему снижению надежности.

К ЖРД, используемых на пилотируемых ЛА (ракетопланы, космические корабли и т. д.), в большинстве случаев предъявляется требование повторного запуска и останова в полете. Такие двигатели называют ЖРД *многократного включения* (см. рис. 13.11—13.14 и 13.24).

Обеспечение надежности запуска. В отдельные моменты запуска могут иметь место условия, при которых в КС и ЖГГ скапливается значительное количество какого-либо компонента топлива и появляется опасность попадания одного из компонентов топлива в форсуночную полость и в коммуникации другого, что может привести к разрушению двигателя. Для исключения этих явлений при запуске ЖРД применяют ряд мер, среди которых можно указать на продувку топливных коммуникаций и КС газом.

§ 13.5. ОСТАНОВ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Под *остановом* ЖРД понимается цикл операций и переходных процессов, происходящих за промежуток времени между подачей первой команды на выключение и практическим исчезновением тяги. Методы и операции останова зависят от конкретных требований, предъявляемых к ЖРД в соответствии с назначением и условиями эксплуатации ЛА, для которого этот двигатель предназначен.

В зависимости от требований, предъявляемых со стороны ракетной системы, различают следующие способы останова ЖРД: останов после израсходования топлива; останов на заданном режиме тяги при условии гарантированной сохранности ракеты; останов с обеспечением минимального импульса последействия; аварийный останов; многократный останов.

Первый способ останова имеет место на ЖРД, применяемых на ЛА одноразового действия, эксплуатируемых только на участке активного полета.

При останове на заданном режиме тяги должно быть выполнено лишь одно требование — обеспечение сохранности ЛА после останова ЖРД. Этот способ останова применяют в тех случаях, когда скорость полета ЛА не должна выдерживаться с особой точностью или обеспечивается другими методами.

Останов ЖРД с обеспечением минимального импульса последствия отличается от предыдущего способа тем, что в данном случае предъявляется дополнительное требование сведения к минимуму импульса последствия, развиваемого двигателем после подачи команды на прекращение его работы. Для уменьшения импульса последствия рекомендуется: уменьшать объемы топливных магистралей за отсечными клапанами (см. рис. 13.16 и 13.17); сливать топливные компоненты, остающиеся за отсечными клапанами, в окружающую среду, помимо КС (см. рис. 13.16); перед отключением переводить двигатель на меньшую тягу и пр.

Под аварийным выключением понимается преждевременное прекращение работы ЖРД, вызванное его отказом из-за выхода из строя его агрегатов, достижением критических уровней основных параметров ЖРД или ненормальными условиями протекания отдельных контролируемых процессов при запуске. Аварийное выключение необходимо для экстренного прекращения процесса запуска и перевода ЛА в состояние, при котором возможны его хранение на пусковой установке и непосредственная работа с ним обслуживающего персонала. Этот вид останова может быть предусмотрен и для ЛА, запускаемых с подвижного старта, например для пилотируемых ЛА.

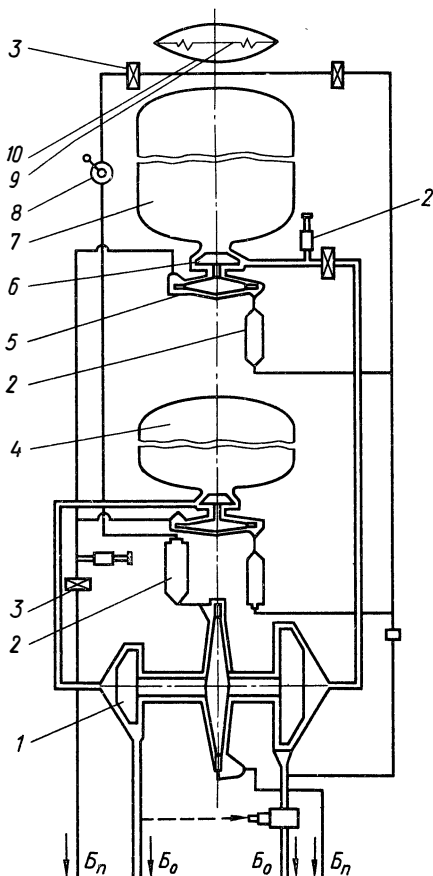


Рис. 13.25. Насосная подача топлива с насосным контуром газогенерации:

1 — ТНА; 2 — ЖГГ; 3 — кран; 4, 7 — баки горючего и окислителя; 5 — турбина; 6 — насос; 8 — регулятор тяги; 9 — мембрана; 10 — пусковой бачок

Многократный останов ЖРД наряду с многократным запуском применяется в ЛА, траектория и условия эксплуатации которых требуют периодического включения двигателя в течение полета. Обязательное требование, предъявляемое к многократным остановам,—условие последующего автоматического перевода ЖРД в состояние стартовой готовности. Поэтому в большинстве ЖРД с многократным остановом функции запуска и останова обслуживают одни и те же агрегаты, рассчитанные на многократное срабатывание (рис. 13.25).

В соответствии с приведенными методами останова рассмотрим операции останова ЖРД.

Операции останова. Операции, выполняемые при останове, можно рассматривать в последовательности, обратной операциям запуска. В общем случае они сводятся к отключению КС, системы подачи и вспомогательных систем. Выполнение этих операций обеспечивается установкой соответствующих кранов и, в необходимых случаях, введением закольцовки, слива или продувки отдельных топливных коммуникаций и агрегатов ЖРД.

Темп и последовательность выполнения операций останова должны подбираться из условий обеспечения заданного импульса последствия, а также исключения возможности нарушения цельности двигателя или возникновения нерасчетных, динамических нагрузок во время останова.

При останове ЖРД в КС могут возникать забросы давления, пульсации и другие явления, связанные со снижением давления и изменением соотношения и количества компонентов топлива. Возможен также заброс одного из компонентов топлива в форсуночную полость другого, в результате чего может произойти взрыв.

Для обеспечения сохранности ЖРД при останове и минимального импульса последствия можно рекомендовать программирование закрытия топливных кранов и продувку топливных полостей за ними. При этом топливные краны должны устанавливаться таким образом, чтобы в полостях за кранами оставалось возможно меньшее количество топлива.

Программированное закрытие топливных кранов не только позволяет свести к минимуму гидравлический удар, возникающий при останове, но и обеспечивает окончание работы двигателя на заданном компоненте топлива. Это имеет существенное значение с точки зрения обеспечения минимальных пульсаций и забросов давления при прекращении работы КС.

Продувка полостей топливных компонентов за кранами применяется для того, чтобы обеспечить быстрее удаление остатков топлива и, в случае если продувка производится через КС, дожигание их под давлением, обеспечивающим устойчивое сгорание.

Топливо газом продувки может вытесняться как во внутренний объем КС по ходу основного расхода компонентов (см.

рис. 13.12), так и через дополнительные сливные магистрали, открывающиеся при останове (см. рис. 13.17).

Для уменьшения величины импульса последствия и обеспечения его однозначности можно рекомендовать продувку обеих полостей (окислителя и горючего) при повышенном давлении. В некоторых типах ЖРД системы стартовой продувки и продувки при останове объединяются в единую систему.

Правильный выбор одного из рассмотренных методов или их сочетания обеспечивает надежный останов двигателя.

§ 13.6. РЕГУЛИРОВАНИЕ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

В общем случае под *регулированием* ЖРД понимается совокупность процессов, обеспечивающих поддержание в пределах определенных допусков и заданное изменение величин тяги двигателя и контролируемых параметров в отдельных его агрегатах. Основная задача регулирования — обеспечение заданных тактико-технических параметров ЛА с наибольшей степенью вероятности (наибольшей надежностью).

Расчетная величина тяги обеспечивается путем поддержания заданного массового расхода компонентов топлива, подаваемых в КС.

При работе ЖРД могут иметь место отклонения от расчетного массового расхода компонентов топлива, происходящие из-за: изменения плотности компонентов вследствие их нагрева, изменения гидравлических характеристик агрегатов и коммуникаций, имеющих место, например, из-за накопления отложений (в форсунках КС, системе газогенерации и проточной части турбины), изменения действующих перегрузок (изменения гидростатического давления столба жидкости) и т. п.

Эти отклонения вызывают изменение заданных величин: тяги, развиваемой двигателем; массового соотношения компонентов топлива, поступающих в КС, и увеличение остатка компонентов топлива в баках к концу работы двигателя. Перечисленные явления взаимосвязаны — изменение массового расхода компонентов топлива одновременно изменяет тягу и остаток топлива. Для обеспечения заданного режима работы в конструкцию ЖРД вводят системы регулирования камеры сгорания (РКС) и синхронного опорожнения баков (СОБ).

Система регулирования камеры сгорания. К системам РКС предъявляются требования поддержания с определенной точностью (допуском на тягу) заданной величины тяги и изменение тяги по командам управляющих систем.

Практически все современные системы РКС воздействуют на величину тяги путем изменения массового расхода компонентов топлива в КС. Для изменения расхода топлива регулируют

давление компонентов перед форсунками либо изменяют количество форсунок, через которые топливо вводится в КС.

Изменение давления компонентов топлива осуществляют регулированием давления в топливных баках (для двигателей с ВПТ, см. рис. 13.7), изменением давления на выходе из насосов ТНА (см. рис. 13.10; 13.11; 13.12; 13.14; 13.15 и 13.25) и введением регулируемых гидравлических сопротивлений в топливных коммуникациях (см. рис. 13.3). Метод регулирования путем изменения давления компонентов топлива конструктивно прост, обеспечивает высокую надежность и оперативность регулирования. Основным его недостатком является то, что при значительных отклонениях от расчетного перепада давления на форсунках ухудшается смесеобразование в КС и ЖГГ, что вызывает ряд нежелательных явлений в работе двигателя, например неустойчивость процесса сгорания. Поэтому таким способом может быть обеспечено лишь регулирование в относительно узком диапазоне тяг. В случае необходимости более глубокого регулирования изменение расхода компонентов топлива обеспечивается путем отключения подачи топлива к части форсунок КС. Этот метод конструктивно более сложен, чем предыдущий. Его преимущество — возможность сохранения минимально необходимого для эффективного смесеобразования перепада давления на форсунках при значительном уменьшении тяги. В многокамерных ЖРД регулирование тяги может осуществляться путем отключения одной или нескольких камер сгорания. Возможен также метод регулирования тяги путем насыщения компонентов топлива газом (аэрации). При аэрации уменьшаются плотность и массовый расход компонентов топлива, поступающих в КС или ЖГГ при неизменном перепаде давления на форсунках. Этим методом может быть обеспечено очень глубокое регулирование тяги (свыше чем 10:1). Для аэрации могут быть использованы инертные газы (гелий и азот) или продукты, получаемые при газификации в испарительном или двухкомпонентном ЖГГ компонента топлива, подвергающегося аэрации.

Система синхронного опорожнения баков (СОБ). Система СОБ предназначена для обеспечения минимальных остатков компонентов топлива в топливных баках. Системы СОБ регулируют расход компонентов топлива двумя методами: путем поддержания постоянного массового соотношения компонентов топлива, отбираемых из топливных баков, и с помощью контроля количества (уровня) жидкости в топливных баках.

В системах СОБ, поддерживающих постоянство массового соотношения компонентов топлива, на топливных магистралях устанавливаются датчики, регистрирующие текущий массовый расход компонентов топлива. Показания датчиков сравниваются в управляющем приборе с заданным значением массового соотношения компонентов. Сигнал рассогласовывания передается

на исполнительный механизм (регулятор соотношения компонентов), корректирующий массовый расход одного из компонентов топлива путем изменения гидравлического сопротивления (дросселирования) соответствующей магистрали. Обычно исполнительный механизм устанавливается на магистрали горючего, так как расход горючего меньше, чем окислителя, что обеспечивает меньшие энергетические потери на дросселирование, меньшие габаритные размеры и массу исполнительного механизма. Соответствующие схемы приведены на рис. 13.16; 13.21; 13.17 и 13.25.

В системах СОБ, контролирующих количество топлива в баках, датчики контролируют интегральное количество оставшегося в баке компонента топлива. Показания датчиков обрабатываются в управляющем приборе из условия обеспечения наиболее полной одновременной выработки компонентов топлива.

Сигнал, вырабатываемый управляющим прибором, поступает на регулятор расхода компонентов. При такой схеме регулирования возможно отклонение от оптимального массового соотношения компонентов топлива, поступающих в КС, а следовательно, и изменение тяги, развиваемой двигателем. Поэтому системы СОБ, работающие по принципу контроля количества топливных компонентов топлива в баках, должны работать совместно с системой РКС. Действительно, пусть двигатель работает на расчетном (оптимальном) массовом соотношении компонентов топлива и датчики зафиксировали увеличение против расчетного количества топлива в баке окислителя. В этом случае управляющий прибор выдает на исполнительный механизм команду на уменьшение расхода горючего (если исполнительный механизм установлен на магистрали горючего) или увеличение расхода окислителя (если исполнительный механизм установлен на магистрали окислителя). При этом количество и массовое соотношение компонентов топлива, поступающих в КС, изменяется, что приводит к изменению тяги и необходимости ее соответствующей корректировки.

§ 13.7. СИСТЕМЫ КОСМИЧЕСКИХ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

К ЖРД, эксплуатируемым в условиях космического полета, предъявляется ряд специфических требований, определяющих существенные отличия этих двигателей от других типов ЖРД. Основные наиболее характерные отличия — запуск и отключение в широком диапазоне изменения температур; в условиях вакуума и невесомости; длительное пребывание в состоянии предстартовой готовности; большой ресурс как по суммарному времени работы, так и по количеству запусков; высокая надежность и безопасность. Для удовлетворения этих требований в конструкцию космических ЖРД вводят ряд специальных узлов и агрегатов.

Одним из важнейших требований, предъявляемых к системе питания космического ЛА, является подача жидкого топлива к заборному устройству в топливных баках в условиях инерционного полета, т. е. при практическом отсутствии массовых сил, действующих на жидкость. В этих условиях поведение жидкости в баках определяется в первую очередь действием межмолекулярных сил на поверхностях раздела газ—жидкость и жидкость—стенка бака (см. § 15.5), а также воздействием непрограммируемых знакопеременных ускорений, возникающих при работе систем ЛА. В результате жидкость, находящаяся в баке, может отходить от заборного устройства системы подачи и подвергаться интенсивной аэрации. Такие явления нарушают работу двигателя.

Практически задача сводится к требованию предотвращения попадания газа из баков в топливные коммуникации двигателя при запуске и во время работы ЖРД. Это требование в простейшем случае может быть удовлетворено путем придания ЛА осевых перегрузок. В этом случае жидкость под действием инерционных сил будет сосредоточиваться в определенных зонах бака, где должны быть расположены заборные устройства. Однако при больших размерах и массах ЛА такой способ нерентабелен и более простым решением становится использование устройств, предназначенных для разделения жидкой и газовой фаз, к которым относятся: устройства с механическим разделением фаз, инерционные разделительные устройства, струйные насосы, устройства с капиллярным отбором топлива, электрофорезные устройства и др. Одним из средств предотвращения попадания газа в топливные магистрали является использование тиксотропных топлив.

Устройства с механическим разделением фаз. Принцип действия этих устройств основан на том, что между газом и жидкостью, находящимися в топливном баке, имеются разделяющие их промежуточные элементы. В качестве таких элементов могут быть использованы эластичные мешки или оболочки (см. рис. 13.2), диафрагмы или сильфоны (рис. 13.26, *а*), поршни с различной конфигурацией (рис. 13.26, *б*). К недостаткам систем с механическим разделением следует отнести ограничения по геометрии бака (должны быть исключены «тупиковые» зоны, из которых вытесняющий элемент не может подать топливо к заборному устройству) и сложность подбора материала для разделяющего элемента (должны быть согласованы требования эластичности, минимальной проницаемости и совместимости с вытесняемым компонентом топлива). Эластичные мешки, диафрагмы и сильфоны изготавливают из армированной полимерной пленки, которая имеет недостаточную стойкость при контакте с топливом. Для устранения этого недостатка используют металлические диафрагмы и сильфоны, однако применение металла ограничивается его усталостной прочностью и соответственно

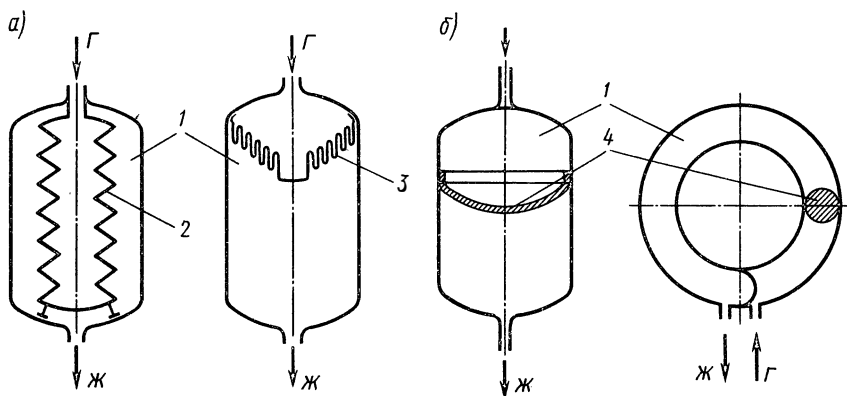


Рис. 13.26. Устройства с механическим разделением фаз:

1 — топливный бак; 2 — сифон; 3 — диафрагма; 4 — поршень; Г — подача газа; Ж — отбор топлива

малым количеством повторных циклов опорожнения и заполнения баков. Недостатком поршневых устройств является необходимость достаточно точной калибровки внутреннего диаметра бака, нужной для обеспечения герметичности зазора поршень — стенки бака, это вызывает необходимость повышения жесткости стенок бака, что приводит к увеличению его массы.

Инерционные разделительные устройства. К таким устройствам относятся системы, обеспечивающие воздействие на жидкость инерционных сил, способствующих разделению газовой и жидкостной фаз. Инерционные силы можно создать за счет вращательного движения или ускоренного линейного перемещения жидкости. Величину и длительность воздействия инерционных сил выбирают таким образом, чтобы обеспечить переход жидкости из стабильного состояния, характерного для превалирующего влияния межмолекулярных сил, в стабильное состояние, характерное для воздействия инерционных сил. На рис. 13.27; 13.28; 13.29; 13.30 представлены схемы систем, обеспечивающих сепарацию газа под воздействием центробежных сил (центробежный сепаратор). Принцип действия этих систем ясен из рисунков. Основной недостаток инерционных разделительных устройств с центробежной сепарацией — большие затраты энергии на вращение топлива. С целью уменьшения этих затрат можно приводить во вращение не все топливо, а только его часть, необходимую для обеспечения переходного процесса по типу схем, приведенных на рис. 13.28 — 13.30.

Помимо центробежных сил локализацию жидкости у заборного устройства бака можно обеспечить с помощью линейных инерционных сил, возникающих под действием тяги, приложенной

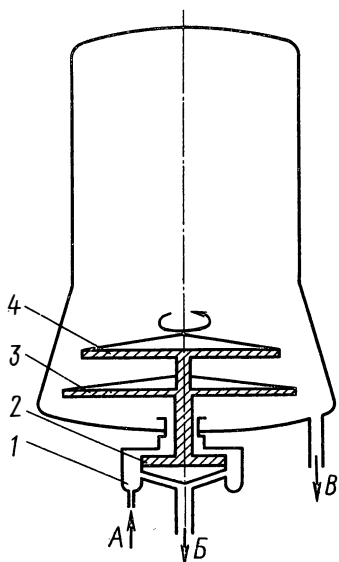


Рис. 13.27. Инерционная центробежная сепарация топлива в баке:

1—коллектор турбины; 2—центростремительная турбина; 3, 4—диски с лопатками; А—подвод рабочего тела турбины; Б—отбор газа; В—отбор жидкого топлива

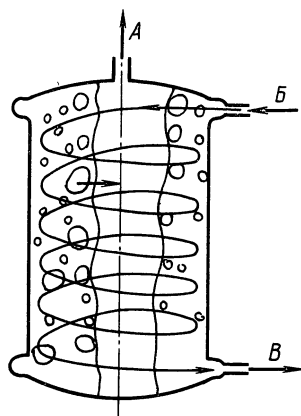


Рис. 13.28. Схема гидравлического парожидкостного центробежного сепаратора:

А—отвод газа; Б—подвод газожидкостной фазы; В—отвод жидкого топлива (подвод газожидкостной фазы и отвод жидкого топлива выполнены тангенциально к внутренней поверхности сепаратора)

к ЛА. Тяга может создаваться либо за счет пусковых ЖРД, обладающих возможностью запуска в условиях невесомости, либо за счет введения в схему основного ЖРД специального пускового контура, обеспечивающего его работу на участке переходного режима—периода времени, необходимого для перемещения жидкости к заборному устройству бака и ее дегазации. Возможный вариант такой схемы приведен на рис. 13.31. Подача топлива в жидкой фазе осуществляется путем механического разделения фаз с помощью мембраны, находящейся внутри аккумулятора. Система работает по накопительному принципу и обеспечивает многократный запуск двигателя.

Струйные насосы. Использование струйных насосов исключает возможность кавитации при попадании в насос парожидкостной смеси. На выходе из струйных насосов возможно отделение газа, например, с помощью механических или гидравлических сепараторов. Вследствие низких КПД струйные насосы рационально использовать при относительно небольших давлениях в КС, что, однако, не является существенным недостатком применитель-

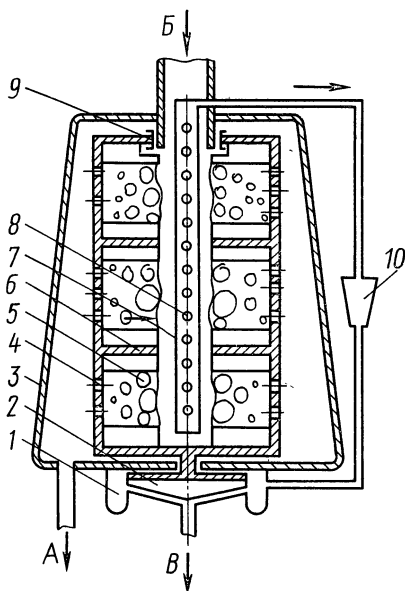


Рис. 13.29. Схема механического парожидкостного центробежного сепаратора:

1—сопловой коллектор; 2—центро-стремительная турбина; 3—корпус сепаратора; 4—отверстия для отбора жидкости; 5—газовый «пузырь»; 6—диск с лопатками; 7—дренажная труба; 8—отверстие для отбора газа; 9—подшипник; 10—камера подогрева газа; А—отбор жидкого топлива; В—подвод газожидкостной фазы; В—отбор газа

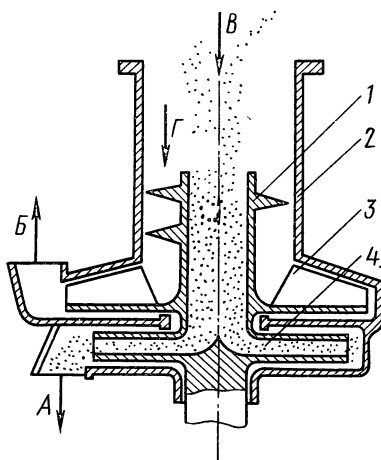


Рис. 13.30. Схема насоса с центробежной газовой сепарацией с помощью импеллера:

1—осевой предвключенный насос; 2—корпус; 3—насос топлива; 4—газовый импеллер; А—сброс газовой фазы в бак; В—поступление топлива из бака; В—отвод жидкого топлива; Г—жидкость

но к космическим ЖРД, так как необходимый удельный импульс может быть обеспечен путем увеличения степени расширения сопла.

Устройства с капиллярным отбором топлива (КОТ). Принцип действия устройств КОТ основан на принудительном удержании жидкого топлива в капиллярах (порах, ячейках), обусловливаемом наличием адгезионных сил между стенками капилляров и жидкостью.

Основной узел КОТ—капиллярное устройство фазоразделения—представляет собой многоканальную или сетчатую перегородку (разделитель), установленную во внутреннем объеме топливного бака или на выходе из него.

Эффективность КОТ, определяющаяся в первую очередь удерживающей способностью разделителя, характеризуется способностью разделителя удерживать жидкость, перемещающуюся

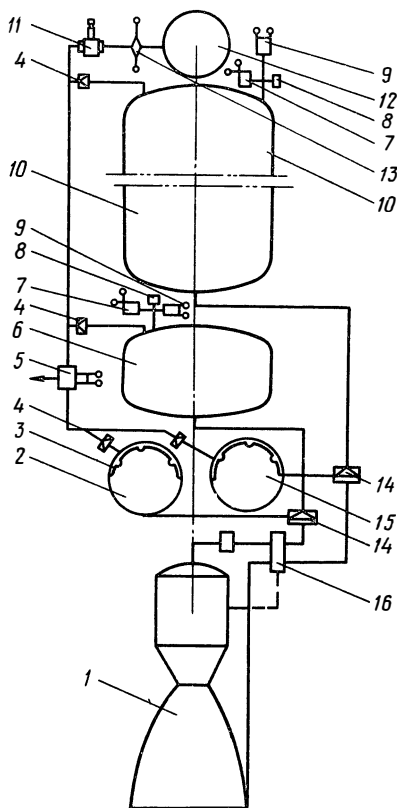


Рис. 13.31. Схема ЖРД с многократным инерционным запуском:

1 — камера сгорания; 2 — аккумулятор горючего; 3 — мембрана; 4 — газовый обратный клапан; 5 — пневмоклапан двойного действия; 6 — бак горючего; 7 — клапан сброса давления; 8 — реле наличия жидкой фазы; 9 — реле давления; 10 — бак окислителя; 11 — редуктор; 12 — АСГ; 13 — пусковой клапан; 14 — жидкостный обратный клапан; 15 — аккумулятор сжатого газа; 16 — регулятор тяги

Разновидностью устройств КОТ являются конструкции, в которых локализация жидкости в определенной части бака обеспечивается установкой в нем набора конических обечаек, зазор между которыми уменьшается в направлении к заборному устройству (рис. 13.33).

Электрофорезные устройства. Принцип действия этих устройств основан на том, что при воздействии на жидкий диэлектрик

под действием возмущающих сил. Удерживающая способность зависит от смачиваемости материала разделителя топливом, коэффициента поверхностного натяжения топлива, размеров капилляров (ячеек сетки) и некоторых других факторов.

В зависимости от конструктивного решения различают капиллярные и сетчатые разделители. Капиллярный разделитель представляет собой систему параллельно включенных каналов достаточно малого диаметра (капилляров). Сетчатые разделители изготавливают из одноили многослойных сеток, ячейки которых можно рассматривать как элементарные капилляры. Хорошими характеристиками обладают разделители, выполненные из пористых материалов.

Основная область использования КОТ — космические ЛА с многократным включением двигателя. Системы КОТ могут быть использованы как для обеспечения пускового режима двигателя (рис. 13.32, а, б), так и для забора топлива из бака при работе двигателя на режиме (рис. 13.32, в). В первом случае система рассчитывается на удержание относительно небольшого количества топлива. Системы второго типа наиболее эффективны для корректирующих, вспомогательных и рулевых ЖРД, а также ЖРД ориентации, работа которых проходит при малых, переменных как по величине, так и по направлению ускорениях.

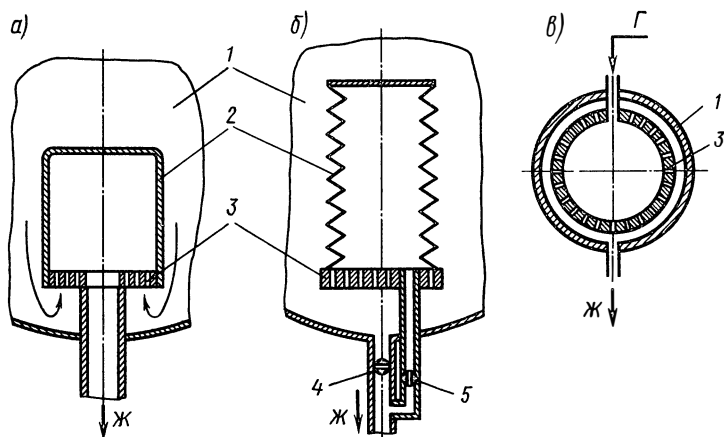


Рис. 13.32. Схема устройств с капиллярным отбором топлива:

а—с жестким накопителем; *б*—с сифонным накопителем; *в*—с отбором топлива при работе двигателя на режиме; 1—топливный бак; 2—накопитель; 3—разделитель; 4—магистральный кран; 5—пусковой кран; Ж—отбор жидкости

неоднородного электростатического поля в объеме диэлектрика возникает массовая сила $f = \epsilon E/2$ (где ϵ — диэлектрическая проницаемость жидкости; E — напряженность поля). Например, для устойчивого удержания жидкого водорода в определенной части сферического бака диаметром в 2 м достаточно установить в нем веером 13 дисковых электродов с разностью потенциалов между электродами 100 кВ. В цилиндрических баках возможна установка на изоляторах вдоль стенки бака кольцевых ленточных электродов. В этом случае топливо будет транспортироваться к заборному устройству по щелевому каналу, образуемому электродами. Преимущество электрофорезных систем в том, что они могут быть использованы не только перед запуском двигателя или перед перекачкой топлива, но и для длительного удержания его в определенной зоне бака. Например, для удержания жидкого водорода в центральной части бака, создания теплоизолирующего газового слоя между стенками бака и жидкостью и сокращения тем самым потерь на испарение. Электрофорезные системы не могут быть использованы для компонентов топлива, обладающих низким удельным электрическим сопротивлением (в противном случае неоправданно

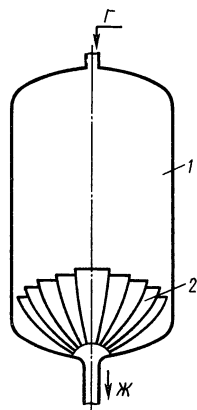


Рис. 13.33. Заборное устройство с коническими обечайками:

1 — топливный бак; 2 — набор конических обечаек; Г — подвод газа; Ж — отвод жидкости

большие расходы электроэнергии), и для жидкостей, разлагающихся в электростатическом поле.

Тиксотропные топлива. Для обеспечения запуска ЖРД в условиях невесомости можно использовать ракетное топливо, содержащее один или несколько компонентов в желеобразном состоянии, приобретающих текучесть под действием перепада давления. Такие топлива называют *тиксотропными*. Применение тиксотропных топлив практически исключает возможность их диспергирования в условиях невесомости. При воздействии ускорения или гидростатического давления возникают касательные напряжения, которые переводят топливо в жидкое состояние, и обеспечивают тем самым нормальное течение образовавшейся жидкости. При снятии касательных напряжений желеобразная структура восстанавливается. Получение топлив, обладающих указанными свойствами, обеспечивается с помощью желеобразующих присадок, в качестве которых можно использовать высококалорийные вещества, не только не снижающие, но и увеличивающие удельный импульс ЖРД.

Следует отметить, что помимо рассмотренной выше наиболее сложной и специфической задачи обеспечения запуска в условиях невесомости перед конструктором космических двигателей встает ряд не менее серьезных проблем: выбор конструктивных решений и материалов, обеспечивающих устойчивость к воздействию космических факторов (вакуум, широкий температурный диапазон эксплуатации, значительный градиент изменения температуры во времени, радиация), выбор оптимального давления в КС, длительное пребывание двигателя в состоянии предстартовой готовности, обеспечение высокой гарантийной надежности и др. От правильного решения этих проблем зависит работоспособность двигателя в целом.

Глава 14

НАСОСНАЯ ПОДАЧА ТОПЛИВА

§ 14.1. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Состав насосной подачи топлива. Широкое распространение в ЖРД получили системы подачи компонентов топлива с помощью насосов, приводимых в движение одной или несколькими газовыми турбинами.

Насосы вместе с турбиной объединяются в единый турбонасосный агрегат (ТНА), обеспечивающий подачу топлива в камеры сгорания (КС), ЖГГ и другие агрегаты двигательной установки. В зависимости от сложности двигательной установки, в насосную систему подачи могут входить несколько различных ТНА и автономных агрегатов (вспомогательные насосы, энергоисточники, регулирующие элементы и др.).

Возможный состав агрегатов насосной системы подачи представлен на рис. 14.1.

Турбонасосные агрегаты. Число насосов в ТНА зависит от количества применяемых в двигателе жидких компонентов (насос окислителя, горючего и т. д.). Кроме того, в состав ТНА могут входить пусковая турбина, редуктор числа оборотов, пускорегулирующие элементы и др. Насосы 1 и турбина 2 обычно размещаются в ТНА вдоль одной оси по одновальной схеме (рис. 14.2) или на нескольких валах и кинематически связываются редуктором оборотов.

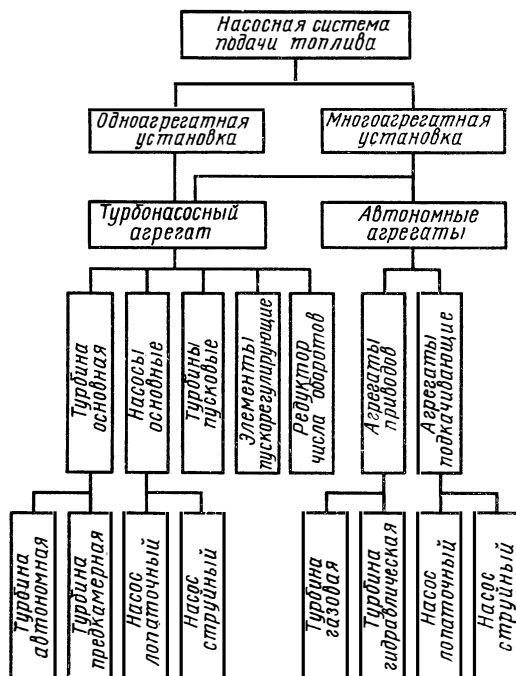


Рис. 14.1. Состав агрегатов насосной системы подачи топлива

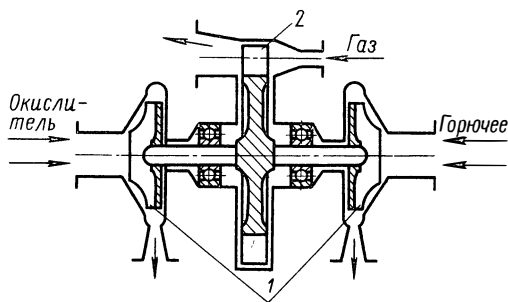


Рис. 14.2. Соосная схема турбонасосного агрегата

Одновальная схема ТНА получила наибольшее распространение из-за простоты, малых габаритов и массы. Многовальная система ТНА сложнее, но экономичнее одновальной, так как для каждого из агрегатов, входящих в ТНА, можно выбрать оптимальную частоту вращения.

По принципу действия насосы делят на три класса: объемные, струйные и лопаточные. Объемные насосы не получили в ЖРД распространения в качестве основных насосов ТНА, но применяются как агрегаты различных гидросистем ракеты (гидропривод аэродинамических рулей, рулевых камер и т. д.). Струйные насосы просты в исполнении, но имеют низкую экономичность и применяются только в качестве подкачивающих (бустерных) насосов. Лопаточные насосы могут работать с большими оборотами, иметь малую массу и габариты, обеспечивать большие расходы и напоры компонентов топлива. Их широко применяют в ЖРД в качестве основных и различных специальных насосов.

Турбины, применяемые в ТНА, как правило, газовые осевого или радиального типов. Газ, выходя из турбины, может выбрасываться в окружающую среду или направляться в КС двигателя. В первом случае турбину называют *автономной*, во втором — *предкамерной*. ЖРД с предкамерной турбиной ТНА более экономичен, чем с автономной турбиной.

Для запуска турбонасосного агрегата (раскрутки) используют или основную турбину ТНА, или специальную, дополнительно устанавливаемую, пусковую.

Лопаточные решетки. В ТНА, как правило, применяют лопаточные насосы и турбины, принцип действия которых основан на силовом взаимодействии лопаток с обтекающим их потоком, поэтому далее будет рассмотрена общая для насосов и турбин теория лопаточных машин.

Основные достоинства лопаточных машин по сравнению с поршневыми являются: непрерывность действия в отличие от цикличности работы поршневой машины; высокие окружные скорости, предел которым ставится только прочностью материалов; возможность получения в одном агрегате практически неограниченных мощностей и расходов рабочего тела; высокие значения КПД, достигающих до 0,8...0,9 и выше.

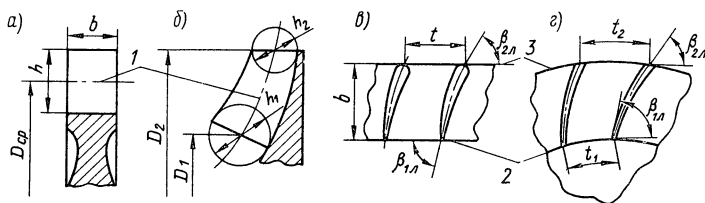


Рис. 14.3. Сечение решеток:

a—меридиональное сечение осевой решетки; *б*—меридиональное сечение радиальной решетки; *в*—прямая плоская решетка; *г*—круговая плоская решетка; 1—средняя линия тока; 2—входной фронт решетки; 3—выходной фронт решетки

Эти достоинства лопаточных машин, позволяющих иметь большие удельные мощностные и расходные характеристики при компактности и малой удельной массе агрегата, определили их повсеместное применение в ЖРД.

Лопаточной решеткой называют совокупность лопаток, предназначенных для выполнения определенной, общей для всех роли.

Реальная лопаточная решетка всегда пространственная, но для удобства расчета и проектирования пространственную решетку заменяют плоской, являющейся разверткой на плоскость сечения пространственной решетки. Пространственная решетка может быть осевой и радиальной. В осевой решетке лопатки располагаются по периферии окружности, а в радиальной—на боковой поверхности колеса по направлению радиуса. Обычно выделяют промежуточный тип между осевыми и радиальными решетками—диагональные. Плоская решетка бывает прямой или круговой. *Прямая решетка*—развертка на плоскость сечения пространственной осевой решетки цилиндрической поверхностью. *Круговая решетка*—сечение пространственной радиальной решетки плоскостью, перпендикулярной оси решетки, или (условно) поверхностью, проходящей по средней линии тока радиальной решетки.

Сечение пространственной решетки плоскостью, проходящей через ось вращения решетки, называют *осевым* или *меридиональным сечением* решетки (рис. 14.3). Решетка состоит из единичных лопаток, имеющих специальный профиль.

Поверхность, проходящую через входные или выходные кромки лопаток, называют *входным* или *выходным фронтом решетки*. Расстояние между одноименными точками соседних лопаток по фронту решетки составляет шаг t . У круговых решеток входной t_1 и выходной t_2 шаги различны*. В общем случае $t = \pi D/z$,

* На входе в рабочее колесо обычно все параметры обозначаются с индексом «1», а на выходе из колеса—с индексом «2».

где D — диаметр, на котором располагаются лопатки; z — число лопаток. Соответственно условную линию, проходящую по середине профиля лопатки, называют *средней линией профиля*. Углы, образованные средней линией профиля лопатки и фронтом решеток, называют *входным* $\beta_{1л}$ (на входе в решетку) и *выходным* $\beta_{2л}$ (на выходе из решетки) *углами установки* лопаток.

Пространство между лопатками образует межлопаточный канал, который может быть суживающимся (конфузорным), расширяющимся (диффузорным) или с постоянным сечением. Ширина решетки в меридиональном сечении b , а высота лопаток h , причем высота на входе h_1 может отличаться от высоты на выходе h_2 . Линию, проходящую по середине высоты лопаток меридионального сечения решетки, называют *средней линией тока* I , причем у осевых решеток средняя линия тока располагается на диаметре $D_{ср}$, а радиальных решеток меняется от D_1 на входе до D_2 на выходе.

Основные параметры лопаточных машин и кинематика потока в решетках. Количество компонента или газа, проходящего через лопаточную машину в единицу времени, называют *расходом* или *производительностью* (последнее только для насосов). Будем обозначать расход в единицах массы $\dot{m}$ (кг/с) или в объемных единицах $\dot{V}$ (м³/с), тогда $\dot{m} = \dot{V}\rho$, где ρ — плотность жидкости (кг/м³).

Напор H или удельная работа L — изменение энергии килограмма массы компонента, проходящего через лопаточную машину. Для насоса (считая жидкость несжимаемой)

$$H = (p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}}) / \rho + (c_{\text{вых}}^2 - c_{\text{вх}}^2) / 2,$$

где $p_{\text{вх}}$; $p_{\text{вых}}$; $c_{\text{вх}}$; $c_{\text{вых}}$ — соответственно давление компонента и скорость потока компонента на входе и выходе лопаточной машины. При $c_{\text{вх}} = c_{\text{вых}}$ получим $H = (p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}}) / \rho$. В этих формулах $(p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}}) / \rho$ — приращение потенциальной энергии; $(c_{\text{вых}}^2 - c_{\text{вх}}^2) / 2$ — приращение кинетической энергии.

Рассмотрим движение компонента внутри лопаточной машины (внутри рабочего колеса) относительно неподвижного корпуса. Вектор абсолютной скорости $\vec{c}$ в общем случае (в радиальной решетке) может иметь три составляющие: $\vec{c}_u$ — окружную, которая лежит в плоскости вращения рабочего колеса; $\vec{c}_r$, $\vec{c}_a$ — радиальную и осевую, лежащих в меридиональной плоскости (рис. 14.4, а).

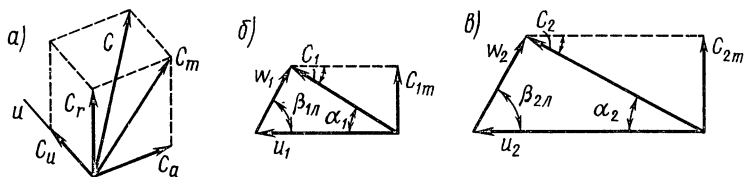


Рис. 14.4. Разложение вектора абсолютной скорости потока на составляющие (а); треугольники скоростей потока на входе (б) и на выходе (в) из колес (насоса)

Сумма $\bar{c}_r + \bar{c}_a$ составляет меридиональную скорость $\bar{c}_m$. В осевой решетке может иметь место $\bar{c}_r = 0$. Таким образом, абсолютная скорость c определяется составляющими c_m и c_u .

Меридиональная скорость потока c_m определяется как частное от деления величины проходящего через решетку расхода компонента $\dot{V}$ на площадь проходного сечения решетки F_m , расположенную перпендикулярно направлению меридиональной скорости:

$$c_m = \dot{V} / F_m.$$

На входе в колесо меридиональная скорость

$$c_{1m} = \dot{V} / F_{1m},$$

где $F_{1m} = \pi D_1 h_1 K_1$; $D_1 = 2r_1$ — средний диаметр входа в колесо; h_1 — высота входной кромки лопатки; K_1 — коэффициент, учитывающий стеснение площади входа в колесо рабочими лопатками.

На выходе из колеса меридиональная скорость

$$c_{2m} = \dot{V} / F_{2m},$$

где $F_{2m} = \pi D_2 h_2 K_2$.

Окружные или переносные скорости на входе и выходе из колеса:

$$u_1 = 0,5 D_1 \omega; \quad u_2 = 0,5 D_2 \omega,$$

где ω — частота вращения колеса, c^{-1} .

Обозначим через ω_1 и ω_2 относительные скорости потока (скорости потока относительно вращающегося колеса) на диаметрах D_1 и D_2 . Проекции относительных скоростей потока в радиальном, осевом и окружном направлениях обозначаются ω_r ; ω_a ; ω_u , что соответствует для входа в колесо ω_{1r} ; ω_{1a} ; ω_{1u} ; для выхода из колеса ω_{2r} ; ω_{2a} ; ω_{2u} .

Если величины составляющих скорости потока на входе и выходе из колеса в масштабе построить на чертеже, то получится план скоростей или треугольники скоростей (рис. 14.4, б, в). При построении плана скоростей меридиональные скорости c_{1m} и c_{2m} направлены вдоль радиуса радиальной или вдоль оси осевой решеток, окружная скорость u направлена перпендикулярно радиусу решетки в сторону вращения колеса, относительная скорость ω — вдоль профиля лопатки под углами $\beta_{1л}$ или $\beta_{2л}$, являющимися входным или выходным углами лопатки. Величина ω ограничивается значением меридиональной скорости c_m , а абсолютная скорость c является замыкающей линией изображенных в одном масштабе скоростей u и ω .

Совершенство лопаточной машины оценивается ее коэффициентом полезного действия η , являющимся отношением полезной работы $N_{пол}$, выданной лопаточной машиной, к затраченной работе $N_{затр}$, подведенной к лопаточной машине для ее привода.

Основное уравнение лопаточных машин. Напор насоса. Существуют две теории решения задач течения потока через рабочее

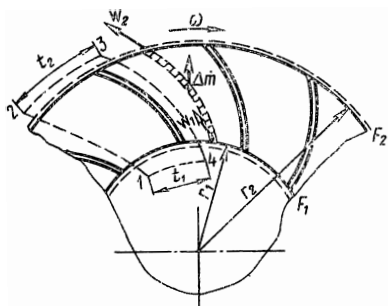


Рис. 14.5. К выводу основного уравнения лопаточных машин

колесо насоса: струйная, созданная Л. Эйлером в 1754 г., и гидродинамическая, разработанная академиками И. Н. Вознесенским и Г. Ф. Проскурой.

Струйная теория исходит из условия, что жидкость идеальная, несжимаемая и невязкая, а колесо насоса с бесконечным числом тонких лопаток состоит из каналов, длина которых значительно больше их ширины. Поэтому к течению потока в колесе могут быть применены обычные законы движения

потока по трубам. Но поскольку каналы рабочего колеса, обычно при конечном числе лопаток, не соответствуют предпосылкам, заложенным в струйной теории, и профиль лопаток, по существу, этой теорией не учитывается, то опытные результаты обычно не совпадают с теоретическими и в расчет приходится вводить различные поправочные коэффициенты.

Гидродинамическая теория рассматривает лопатки как обтекаемые профили, а колесо — как решетку профилей, т. е. рассматривает влияние профиля на процесс в колесе. Несомненно, гидродинамическая теория лучше отвечает существу процесса, но математически очень сложна. Так как гидродинамическая теория не доведена до инженерного метода расчета, то обычно за основу расчета принимают струйную теорию с введением экспериментальных поправочных коэффициентов. Основное уравнение лопаточных машин — уравнение Эйлера — связывает силы, действующие на лопаточное колесо, с кинематикой потока и вытекает из закона момента количества движения.

Рассмотрим радиальную решетку лопаточной машины, например насоса (рис. 14.5). Выделим струйку Δm . Для элементарной струйки в относительном движении (так как только в относительном движении поток можно рассматривать установившимся) уравнение моментов количества движения, действующих на струйку, имеет вид

$$\Delta M = \Delta \dot{m} (w_{2u} r_2 - w_{1u} r_1).$$

Суммируя все струйки потока в колесе, имеем

$$\sum_1^n \Delta M = \sum_1^m \Delta \dot{m} (w_{2u} r_2 - w_{1u} r_1); \quad M = \dot{m} (w_{2u} r_2 - w_{1u} r_1).$$

Здесь w_{1u} и w_{2u} — окружные составляющие относительных скоростей w_1 и w_2 .

Если рассматривать поток в абсолютном движении, то уравнение моментов количества движения относительно оси вращения колеса

$$M = \dot{m}(\bar{c}_{2u}r_2 - \bar{c}_{1u}r_1).$$

Необходимо отметить, что при рассмотрении потока в абсолютном движении весь механизм преобразования энергии не вскрывается. Из-за неустановившегося характера абсолютного движения потока в колесе здесь участвуют осредненные окружные составляющие $\bar{c}_{1u}$ и $\bar{c}_{2u}$ абсолютных скоростей*.

Таким образом, момент равнодействующей внешней силы, приложенной к контуру потока, равен изменению момента количества движения массы потока, протекающего в единицу времени через этот контур.

В приведенном случае момент внешних сил M складывается из моментов от воздействия на жидкость поверхностей лопаток и стенок колеса (сил давления и сил трения) M_d и моментов поверхностных сил M_{F1} и M_{F2} , действующих по граничным поверхностям F_1 и F_2 (рис. 14.5). Последние создаются только касательными напряжениями (моменты от сил трения), но они пренебрежимо малы.

Силы давления на граничных поверхностях не дают момента, так как они нормальны поверхностям F_1 и F_2 . Внешними силами также являются силы массы жидкости (силы тяжести), но момент от них вследствие симметрии относительно оси вращения равен нулю.

Таким образом, момент от внешних сил воздействия колеса на жидкость

$$M_d = \dot{m}(c_{2u}r_2 - c_{1u}r_1), \quad (14.1)$$

или, что то же, момент воздействия колеса лопаточной машины на поток определяется изменением количества движения секундного расхода жидкости, протекающего через колесо.

Мощность, потребляемая насосом,

$$N = M_d \omega = \dot{m}(c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1).$$

Удельная теоретическая работа насоса или его теоретический напор (Дж/кг)

$$H_T = N/\dot{m} = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1. \quad (14.2)$$

Напор — приращение механической энергии каждого килограмма жидкости, проходящей через колесо.

Уравнение (14.2) — основное уравнение лопаточных машин, связывающее кинематические параметры потока с величиной работы колеса. При $c_{1u} = 0$

$$H_T = c_{2u}u_2. \quad (14.3)$$

* В дальнейшем скорости, считая их осредненными, будут изображаться без значка «—».

У осевых машин обычно $u_2 = u_1$, тогда напор

$$H_T = u(c_{2u} - c_{1u}). \quad (14.4)$$

Насосный и турбинный режимы работы лопаточных машин. Уравнение (14.1) описывает работу насоса. Теперь рассмотрим работу турбины: со стороны потока на колесо будет действовать момент $M_z = \dot{m}(c_{1u}r_1 - c_{2u}r_2)$, равный по величине, но обратный по знаку моменту $M_{л}$, т. е. $M_z = -M_{л}$.

Следовательно, удельная работа турбины

$$L_T = c_{1u}u_1 - c_{2u}u_2. \quad (14.5)$$

Циркуляционные силы. Рассмотрим контур 1—2—3—4 вокруг лопатки колеса шириной, равной шагу решетки (рис. 14.5), и определим значение циркуляции относительной скорости $\Gamma_{л}$ по контуру лопатки единичной длины. Циркуляция по контуру равна сумме циркуляций отдельных отрезков. Так как значения циркуляции на отрезках 1—2 и 3—4 взаимно равны, но противоположны по знаку, то суммарная циркуляция по контуру лопатки будет равна сумме циркуляций скорости на отрезках 2—3 и 4—1:

$$\Gamma_{л} = \int_{4-1} w_u dl - \int_{2-3} w_u dl = w_{1u}t_1 - w_{2u}t_2 = 2\pi(w_{1u}r_1 - w_{2u}r_2)/z,$$

(где dl — элементарная длина по контуру).

Суммируя значения циркуляции для всех z лопаток колеса, получим

$$\Gamma_{\text{кол}} = z\Gamma_{л} = 2\pi(w_{1u}r_1 - w_{2u}r_2) = 2\pi(w_{1u}u_1 - w_{2u}u_2)/\omega. \quad (14.6)$$

Циркуляционное обтекание лопаток имеет большое значение в преобразовании энергии в осевых насосах.

Роль момента кориолисовых сил инерции в создании напора. Рассмотрим течение жидкости внутри радиального колеса в относительном движении. В этом случае к объемным силам, действующим на жидкость, будут относиться силы массы жидкости, а также силы инерции от переносного (центробежного) и кориолисова ускорения. Момент от центробежных сил и момент сил массы равны нулю, так как направления сил проходят через ось вращения колеса.

Определим момент кориолисовой силы инерции $M_{\text{кор}}$ (рис. 14.6). Обозначим: ω — угловая скорость вращения колеса; $\vec{\omega}$ — вектор угловой ско-

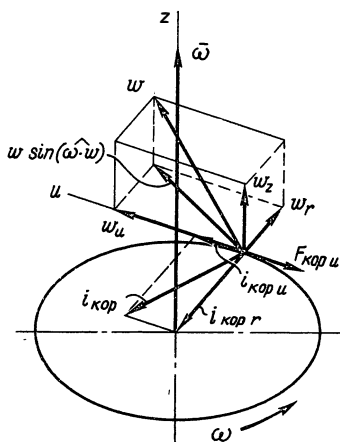


Рис. 14.6. К определению момента кориолисовой силы инерции

рости; $j_{\text{кор}}$ — кориолисово ускорение; $j_{\text{кор}u}$ — окружная составляющая кориолисова ускорения; ρ — плотность жидкости; $F_{\text{кор}}$ — кориолисова сила, отнесенная к единице массы; $F_{\text{кор}u}$ — окружная составляющая вектора кориолисовой силы инерции, отнесенная к единице массы; V — выделенный объем жидкости (струи).

В общем случае кориолисова сила инерции, отнесенная к единице массы, равна удвоенному векторному произведению угловой скорости $\vec{\omega}$ на относительную скорость $\vec{w}$:

$$F_{\text{кор}} = -j_{\text{кор}} = -2(\vec{\omega} \vec{w}).$$

Кориолисово ускорение, направленное перпендикулярно плоскости, содержащей векторы $\vec{\omega}$ и $\vec{w}$,

$$j_{\text{кор}u} = 2\omega w_r \sin(\widehat{\omega w}).$$

Момент кориолисовой силы относительно оси вращения колеса создается окружной составляющей вектора кориолисовой силы инерции

$$F_{\text{кор}u} = -j_{\text{кор}u},$$

где $j_{\text{кор}u} = 2\omega w_r \sin(\widehat{\omega w})$; так как угол равен 90° , то $F_{\text{кор}u} = -2\omega w_r$.

Момент кориолисовой силы инерции от жидкости на колесо

$$M_{\text{кор}} = \int_v r F_{\text{кор}u} \rho dv = - \int_v 2r^2 \omega w_r \rho dv = - \int_{r_1}^{r_2} \int_0^h \int_0^{2\pi} 2r^2 \omega w_r \rho dr dh d\varphi.$$

Здесь $dv = dh dr r d\varphi$; h — высота решетки. Так как из уравнения неразрывности $\dot{m} = \int_0^{r_2} \int_0^h r w_r \rho dh d\varphi$, то

$$M_{\text{кор}} = -2\dot{m} \omega \int_{r_1}^{r_2} r dr = -\dot{m} \omega (r_2^2 - r_1^2) = -\dot{m} (u_2 r_2 - u_1 r_1). \quad (14.7)$$

Момент от кориолисовых сил, изменяющий момент движения жидкости, передается колесу через момент сил давления и уравновешивается внешним моментом, приложенным к колесу $M_{\text{кор. кол}}$. Таким образом, момент на колесе будет равен моменту от кориолисовых сил с обратным знаком:

$$M_{\text{кор}} = -M_{\text{кор. кол}} = \dot{m} (u_2 r_2 - u_1 r_1),$$

которое преобразуем в уравнение напора

$$H_{\text{т. кор. кол}} = u_2^2 - u_1^2. \quad (14.8)$$

Используя треугольники скоростей жидкости $c_u = u - w_u$, запишем уравнение (14.1) в виде

$$M_{\text{л}} = \dot{m} (w_{1u} r_1 - w_{2u} r_2) + \dot{m} (u_2 r_2 - u_1 r_1),$$

которое преобразуем в уравнение напора

$$H_{\text{т}} = (w_{1u} u_1 - w_{2u} u_2) + (u_2^2 - u_1^2). \quad (14.9)$$

Первую часть уравнения, используя (14.6), можно представить так:

$$w_{1u}u_1 - w_{2u}u_2 = \Gamma_d z \omega / (2\pi) = H_{т.г.}$$

Это энергия, переданная жидкости в результате воздействия циркуляционных сил на лопатки колеса в относительном движении. Вторая часть уравнения (14.9)—энергия, переданная жидкости кориолисовыми силами инерции (14.8): $H_t = H_{т.г.} + H_{т.кор. кол.}$. Следовательно, в центробежном насосе энергия от колеса к жидкости передается работой кориолисовых сил инерции и циркуляционных сил, а в осевом насосе, где $w_2 = u_1$, энергия передается только от циркуляционных сил.

Подобные преобразования можно провести и для турбинного режима работы лопаточной машины:

$$L_t = (w_{2u}u_2 - w_{1u}u_1) + (u_1^2 - u_2^2). \quad (14.10)$$

Уравнение энергии относительного движения (для элементарной струйки). Основное уравнение лопаточных машин, устанавливая взаимодействие рабочего колеса с потоком жидкости, исключает из рассмотрения силы и скорости, возникающие в межлопаточных каналах колеса. Для анализа явлений, происходящих в этих каналах, применяют уравнение энергии, связывающее поля скоростей и давлений. Здесь рассматривается идеальная жидкость, т. е. пренебрегают силами вязкости.

В абсолютном установившемся движении несжимаемой жидкости без обмена энергии с внешней средой уравнение энергии известно в виде уравнения Бернулли

$$p/\rho + h_z + c^2/2 = \text{const},$$

где p/ρ —энергия давления; h_z —энергия положения; $c^2/2$ —кинетическая энергия.

Абсолютное движение потока во вращающемся колесе является неустановившемся, поэтому необходимо рассматривать уравнение энергии при установившемся относительном движении потока в колесе (уравнение движения жидкости по формуле Эйлера в направлении перемещения частицы):

$$F_s - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{dw}{d\tau},$$

где F_s —составляющая массовых сил в направлении перемещения частицы, отнесенная к единице массы; w —скорость движения частицы жидкости [в общем случае $w = w(\tau, s)$].

Преобразуем

$$\frac{dw}{d\tau} = \frac{\partial w}{\partial \tau} + \frac{\partial w}{\partial s} \frac{ds}{d\tau} = \frac{\partial w}{\partial \tau} + w \frac{\partial w}{\partial s} = \frac{\partial w}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{w^2}{2} \right).$$

При установившемся относительном движении

$$\partial w / \partial \tau = 0,$$

тогда

$$F_s - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{w^2}{2} \right).$$

Умножив последнее выражение на величину перемещения, получим элементарную работу

$$F_s ds - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} ds = \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{w^2}{2} \right) ds. \quad (14.11)$$

В относительном движении к массовым силам относятся силы, связанные с массой жидкости, центробежные и кориолисовы силы инерции. Проекция кориолисовой силы в направлении перемещения равна нулю, так как эта сила перпендикулярна направлению перемещения. Сила, вызванная массой жидкости, направлена вертикально вниз. Примем за положительное направление оси z направление вертикально вверх. Составляющая единичной силы (отнесенная к единице массы) в направлении перемещения

$$F_{\pi} \cos(\widehat{zds}) = -\cos(\widehat{zds}) = -dr/ds.$$

Составляющая центробежной силы (отнесенная к единице массы) в направлении по радиусу

$$F_c \cos(\widehat{zds}) = \omega^2 r \cos(\widehat{zds}) = \omega^2 r (dr/ds).$$

Следовательно,

$$F_s = -dr/ds + \omega^2 r (dr/ds).$$

Подставим последнее выражение в (14.11), меняя знак и сокращая на ds , получаем $dz - \omega^2 d(r^2/2) + dp/\rho + d0,5w^2 = 0$.

Проинтегрируем это выражение, считая плотность ρ функцией давления p :

для сжимаемой жидкости

$$h_z + 0,5(w^2 - u^2) + \int dp/\rho = \text{const}, \quad (14.12)$$

для несжимаемой жидкости

$$h_z + 0,5(w^2 - u^2) + p/\rho = \text{const}. \quad (14.13)$$

Работа и степень реактивности колеса. Рассмотрим работу радиального колеса лопаточной машины (насоса). Из плана скоростей (см. рис. 14.4) определяем

$$w_1^2 = u_1^2 + c_1^2 - 2u_1 c_{1u}; \quad w_2^2 = u_2^2 + c_2^2 - 2u_2 c_{2u}.$$

Вычитая из второго уравнения первое и деля его на два, получим

$$c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1 = (w_1^2 - w_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 + (c_2^2 - c_1^2)/2.$$

Подставив его в (14.2), находим

$$H_T = 0,5(w_1^2 - w_2^2) + 0,5(u_2^2 - u_1^2) + 0,5(c_2^2 - c_1^2). \quad (14.14)$$

Аналогично рассмотрим работу радиального колеса турбины:

$$c_{1u}u_1 - c_{2u}u_2 = 0,5(w_2^2 - w_1^2) + 0,5(u_1^2 - u_2^2) + 0,5(c_1^2 - c_2^2).$$

В этом случае основное уравнение лопаточных машин (14.5) примет вид

$$L_T = 0,5(w_2^2 - w_1^2) + 0,5(u_1^2 - u_2^2) + 0,5(c_1^2 - c_2^2). \quad (14.15)$$

Если уравнение энергии относительного движения (14.13) применить к условиям входа и выхода и пренебречь изменением энергии положения h_z , то получим

$$0,5(w_1^2 - u_1^2) + p_1/\rho = \text{const}; \quad 0,5(w_2^2 - u_2^2) + p_2/\rho = \text{const}.$$

Вычитая первое уравнение из второго, имеем

$$(p_2 - p_1)/\rho = 0,5(w_1^2 - w_2^2) + 0,5(u_2^2 - u_1^2).$$

Обозначим через $H_{\text{дин}} = 0,5(c_2^2 - c_1^2)$ — динамический напор; $H_{\text{ст}} = (p_2 - p_1)/\rho$ — статический напор. Подставим полученные выражения в (14.14), тогда $H_T = H_{\text{дин}} + H_{\text{ст}}$. Выражение $0,5(u_2^2 - u_1^2)$ определяет работу центробежных сил $L_{\text{ц.с}}$ для единичной массы $m=1$:

$$L_{\text{ц.с}} = \int_{r_1}^{r_2} \omega^2 r dr = \omega^2 0,5(r_2^2 - r_1^2) = 0,5(u_2^2 - u_1^2),$$

где $\omega^2 r$ — центростремительное ускорение.

В осевом насосе $H_T = 0,5(w_1^2 - w_2^2) + 0,5(c_2^2 - c_1^2)$; $H_c = 0,5(w_1^2 - w_2^2)$.

По аналогии с (14.15) в радиальной турбине

$$L_{\text{ст}} = 0,5(w_2^2 - w_1^2) + 0,5(u_1^2 - u_2^2); \quad (14.16)$$

в осевой турбине $L_{\text{ст}} = 0,5(w_2^2 - w_1^2)$.

Отношение статической удельной работы к полной удельной работе называют *степенью реактивности колеса*.

Для насоса

$$\rho_{\text{кол}} = H_{\text{ст}}/H_T; \quad (14.17)$$

для турбины

$$\rho_{\text{кол}} = L_{\text{ст}}/L_T. \quad (14.18)$$

Выражение для $\rho_{\text{кол}}$ можно преобразовать, подставив в него исходные выражения удельных работ и учитывая, что $c^2 = c_m^2 + c_u^2$. Для упрощения принимаем $c_{1m} = c_{2m}$, а также $c_{1u} = 0$ для насоса и $c_{2u} = 0$ для турбины.

При этих условиях следует, что у насоса

$$H_T = c_{2u} u_2; \quad H_{\text{дин}} = 0,5 c_{2u}^2;$$

у турбины

$$L_T = c_{1u} u_1; \quad L_{\text{ст}} = 0,5 c_{1u}^2.$$

Преобразуем (14.17) и (14.18), тогда

$$\rho_{\text{кол}} = 1 - c_{2u} / (2u_2); \quad (14.19)$$

для турбины

$$\rho_{\text{кол}} = 1 - c_{1u} / (2u_1). \quad (14.20)$$

Отношение c_{2u}/u_2 у насосов и c_{1u}/u_1 у турбин называют *коэффициентом нагрузки*.

Рассмотрим работу колес с различной степенью реактивности.

Полностью реактивное колесо $\rho_{\text{кол}} = 1$. Из (14.19) следует, что $c_{2u} = 0$, так как $u_2 \neq \infty$. Следовательно, $H_T = H_{\text{ст}} = H_{\text{дин}} = 0$; $L_T = L_{\text{ст}} = L_{\text{дин}} = 0$; $c_2 = c_{2m}$. Если построить треугольник скоростей, то выходной угол лопаток колеса насоса $\beta_{2\pi} = \text{arctg}(c_{2m}/u_2)$ будет значительно меньше 90° , т. е. $\beta_{2\pi_{p=1}} \ll 90^\circ$ (для турбины это будет угол входа $\beta_{1\pi}$).

В ступени с реактивностью $\rho_{\text{кол}} = 1$ преобразование всей потенциальной энергии происходит в рабочем колесе. В статоре происходит только поворот потока.

Активное колесо $\rho_{\text{кол}} = 0$. При этом $c_{2u} = 2u_2$; $H_T = H_{\text{дин}} = 2u_2^2$; $H_{\text{ст}} = 0$; аналогично $L_T = L_{\text{дин}} = 2u_1^2$; $L_{\text{ст}} = 0$. Следовательно, весь напор является динамическим; в машине происходит преобразование только кинетической энергии. Тогда выходной угол лопаток колеса насоса $\beta_{2\pi} = 180 - \text{arctg}(c_{2m}/u_2)$ будет значительно больше 90° , т. е. $\beta_{2\pi_{p=0}} \gg 90$ (аналогично определяется угол $\beta_{1\pi}$ турбины).

В активной ступени преобразование всей потенциальной энергии происходит в статоре.

При степени реактивности колеса $\rho_{\text{кол}} = 0,5$. В этом случае $c_{2u} = u_2$; $H_T = u_2^2$; $H_{\text{ст}} = H_{\text{дин}} = u_2^2/2$; $\beta_{2\pi_{p=0,5}} = 90^\circ$. Для турбины $L_T = u_1^2$; $L_{\text{ст}} = L_{\text{дин}} = u_1^2/2$; $\beta_{1\pi_{p=0,5}} = 90^\circ$. В лопаточной машине часть (половина) потенциальной энергии преобразуется в рабочем колесе, другая часть — в статоре.

Полученные зависимости дают возможность построить график влияния степени реактивности колеса $\rho_{\text{кол}}$, а следовательно, коэффициента нагрузки c_u/u и углов лопаток β_π на работу колеса (рис. 14.7).

Рассмотрим целесообразность применения в ТНА колес с различными $\rho_{\text{кол}}$. Из графика видно, что малым значениям $\rho_{\text{кол}}$ соответствуют большие величины полной и динамической работ H_T ; L_T ; $H_{\text{дин}}$; $L_{\text{дин}}$, но очень малые статические напоры $H_{\text{ст}}$; $L_{\text{ст}}$. Поэтому в ТНА широко применяют активные (или

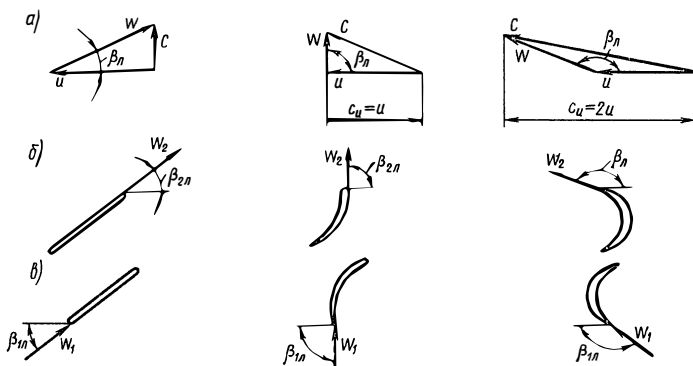
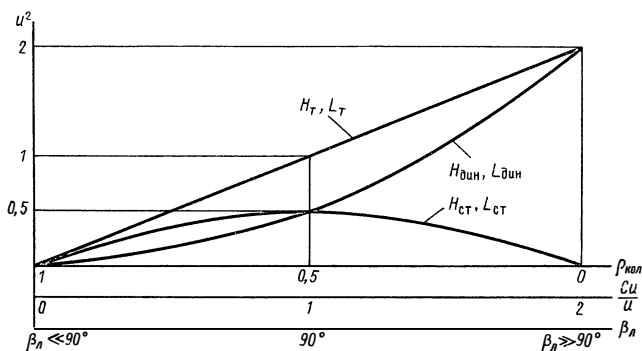


Рис. 14.7. Влияние степени реактивности колеса на работу колеса:

a — треугольники скоростей; *б* — профиль лопадки колеса насоса; *в* — профиль лопадки колеса турбины

с малой реактивностью) турбины, которые могут непосредственно использовать большую кинетическую энергию газа. Применение активных насосов невыгодно, так как преобразование динамического напора в статический, что необходимо в насосе, связано со значительными гидравлическими потерями.

С увеличением $\rho_{\text{кол}}$ уменьшаются угол β_n и величина полной работы колеса H_T и L_T . Следовательно, применение колес с большим $\rho_{\text{кол}}$ (очень малым β_n) нецелесообразно. В ТНА принято применять центробежные колеса насосов с углом лопаток $20-90^\circ$.

Некоторые элементы теории подобия в лопаточных машинах. Теория подобия в лопаточных машинах используется для расчета режимов работы, создания новых образцов машин по имеющемуся прототипу (моделирование машин), проведения испытаний машин на рабочем теле, отличном от натурального, и др. Для пересчета полученных при испытаниях или имеющихся опытных данных на натурные режимы работы лопаточной

машины используются критерии подобия определяющие и неопределяющие. При равенстве одноименных определяющих критериев подобия протекающие процессы в модельном и натурном образцах будут подобны, а одноименные неопределяющие критерии — одинаковы. Неопределяющие критерии могут быть выражены в виде функции от определяющих критериев. Значения параметров определяющих критериев, в которые входят геометрические характеристики систем, физические постоянные, параметры граничных и начальных условий, подбираются (выбираются) при проведении испытаний или расчете. В дальнейшем к параметрам модельного образца будет добавляться индекс «м».

Из теории подобия известно, что подобные процессы в сходственных точках лопаточной машины характеризуются геометрическим, кинематическим и динамическим подобиями.

Геометрическое подобие — постоянство отношений геометрических размеров элементов лопаточной машины, например

$$l/l_m = D/D_m = \lambda = \text{const}, \quad (14.21)$$

где λ — постоянная величина.

Кинематическое подобие — параллельность и пропорциональность скоростей движущихся частиц в сходственных точках. Это подобие полей скоростей:

$$\omega/\omega_m = w/w_m = c/c_m = D\omega/(D_m\omega_m) = \lambda\omega/\omega_m. \quad (14.22)$$

Динамическое подобие — пропорциональность всех сил, действующих на частицы рабочего тела в сходственных точках (силы инерции R_i , силы вязкости R_μ , силы давления R_p):

$$R_i/R_{im} = R_\mu/R_{\mu m} = R_p/R_{pm} = \text{const}.$$

Напомним, что отношение сил инерции к силам вязкости характеризует критерий Рейнольдса $Re = lc/\nu$. Отношение сил давления к силам инерции характеризует критерий Эйлера $E_u = p/(\rho c^2)$ или $E_u = 1/(kM^2)$, где k — показатель адиабаты расширения; M — число Маха.

В теории лопаточных машин безразмерная зависящая переменная, например КПД, является функцией определяющих критериев:

$$\eta = f(Re; kM^2; c/u; l/D \text{ и др.}). \quad (14.23)$$

При работе в автомодельном режиме, что бывает достаточно часто, Re исключается.

§ 14.2. НАСОСЫ ТНА

Лопаточный насос. Лопаточный насос — разновидность лопаточной машины. У лопаточного насоса имеется одно или несколько вращающихся лопаточных колес, находящихся внутри неподвижного корпуса насоса, и отводящее устройство с

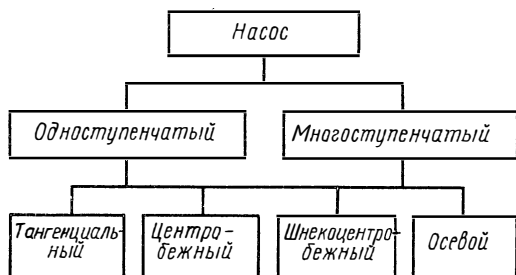


Рис. 14.8. Классификация лопаточных насосов

По направлению движения жидкости в области рабочего колеса лопаточные насосы подразделяются на центробежные, осевые и тангенциальные.

В центробежном насосе (рис. 14.9) жидкость движется в радиальном направлении, в осевом—вдоль оси вращения колеса, в тангенциальном—по диаметру наружной окружности колеса и насоса.

Большое распространение в ЖРД получили центробежные насосы, у которых на входе в центробежное лопаточное колесо устанавливается осевое колесо (шнек) для улучшения антикавитационного качества насоса. Такие насосы получили название шнекоцентробежных.

Центробежные насосы. Устройство центробежных насосов. Проточная часть центробежного насоса состоит из рабочего колеса 2, подводящего 1 и отводящего 3 устройств (рис. 14.9). Подводящее устройство насоса (иногда его называют входным патрубком) предназначено для равномерного, с определенной (выбранной) скоростью подвода компонента к колесу насоса. Подвод жидкости к колесу может быть осевым, осевым с предварительным поворотом и боковым. Соответственно форма

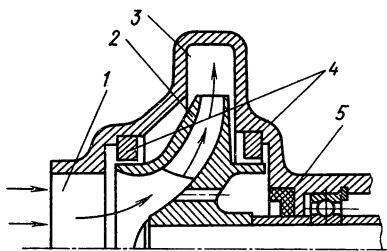


Рис. 14.9. Схема центробежного насоса

диффузором, преобразующее кинетическую энергию потока в энергию давления.

Лопаточное колесо с отводящим устройством составляет ступень насоса, последние могут быть одно- и многоступенчатыми. Возможная классификация лопаточных насосов представлена на рис. 14.8.

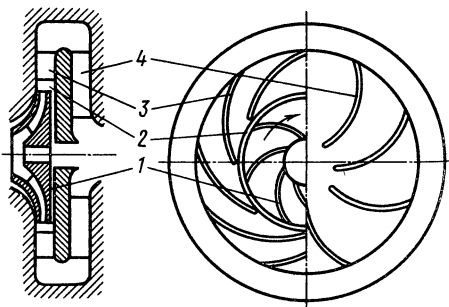


Рис. 14.10. Кольцевое отводящее устройство с лопаточным диффузором и направляющим аппаратом

патрубка бывает цилиндрической, коленообразной или спиральной. Колесо представляет собой втулку с дисками и лопатками, поэтому его иногда называют *крыльчаткой*. При движении по каналу рабочего колеса жидкость приобретает большую кинетическую энергию. Для сбора жидкости после колеса, направления ее в топливную систему ЖРД и преобразования кинетической энергии потока жидкости в энергию давления служит отводящее устройство.

В общем случае отводящее устройство состоит из сборника, диффузора и выходного патрубка (направляющего аппарата 4).

Сборники бывают кольцевые 2 (канал постоянного сечения) и спиральные (канал переменного сечения). Диффузоры могут быть лопаточные 3 и безлопаточные (рис. 14.10). В диффузоре происходит торможение потока жидкости и возрастание статического давления, поэтому диффузоры выполняют в виде расширяющихся каналов различной формы. Для предупреждения перетекания жидкости из полости высокого давления (выход из колеса 1) в полость низкого давления (вход в колесо), а также для предохранения вытекания жидкости из насоса вдоль по валу применяются различные уплотнения 4 и 5 (см. рис. 14.9).

Течение жидкости по колесу. На рис. 14.11 изображена схема центробежного колеса в меридиональном сечении и в плане.

Условимся, что цифровые индексы «0», «1», «2» и т. д. при каком-либо параметре будут означать место на профиле, к которому относится данный параметр, а буквенные индексы «*m*», «*u*», «*r*» — соответственно меридиональную, окружную и радиальную составляющие этого параметра. Обозначим $V_{\text{раб}}$ — объемный рабочий расход жидкости через колесо.

Вход в колесо. Параметры жидкости до входа в колесо принято обозначать с индексом «0». Если перед входом в колесо нет каких-либо устройств, подкручивающих поток, например шнека, то можно считать, что абсолютная скорость c_0 на входе в колесо не имеет окружной составляющей, т. е. $c_{0u} = 0$ и, следовательно, $c_0 = c_{0m}$.

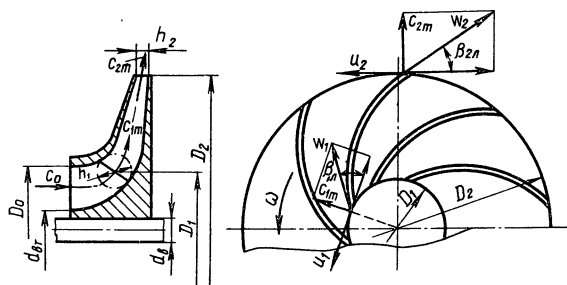


Рис. 14.11. Скорости потока на входе и выходе из колеса

Если имеется подкрутка потока, то $c_{0u} \neq 0$ и $c_0 \neq c_{0m}$, тогда

$$c_{0m} = \dot{V}_{\text{раб}}/F_0 = \dot{V}_{\text{раб}}/[\pi(D_0^2 - d_{\text{вт}}^2)/4]. \quad (14.24)$$

Без учета потерь можно принять, что течение жидкости после шнека до входа на лопатки центробежного колеса следует закону

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

Площадь проходного сечения на входе в колесо F_0 иногда удобно выражать через приведенный диаметр $D_{0\text{пр}} = \sqrt{D_0^2 - d_{\text{вт}}^2}$. Тогда

$$c_{0m} = \dot{V}_{\text{раб}}/(\pi D_{0\text{пр}}^2/4).$$

Вход потока на лопатки колеса. При входе потока на лопатки колеса целесообразно рассматривать два момента — до и после поступления на лопатки. Параметры жидкости на входе в лопаточную полость колеса принято обозначать с индексом «1», при этом ко всем параметрам, относящимся к сечению непосредственно перед входом на лопатки, добавим индекс «штрих», а все параметры непосредственно после входа на лопатки — без штриха.

Итак, меридиональная составляющая абсолютной скорости

$$c'_{1m} = \dot{V}_{\text{раб}}/F'_{1m}, \quad (14.25)$$

где проходное сечение непосредственно перед входом на лопатки

$$F'_{1m} = \pi D_1 h_1 = z_1 t_1 h_1. \quad (14.26)$$

Здесь $t_1 = \pi D_1 / z_1$ — шаг лопаток на входе.

После поступления жидкости в межлопаточный канал скорость и направление потока меняются. В действительности этот переход совершается постепенно в пределах некоторой области. Однако для удобства изложения будем считать, что скорость (величина и направление) меняется мгновенно на входной кромке лопаток. Меридиональная скорость увеличивается, так как проходное сечение канала уменьшается из-за загромождения его лопатками колеса:

$$c_{1m} = \dot{V}_{\text{раб}}/F_{1m}; \quad (14.27)$$

$$F_{1m} = \pi D_1 h_1 - z_1 \sigma_1 h_1 = z_1 t_1 h_1 - z_1 \sigma_1 h_1 = z_1 h_1 (t_1 - \sigma_1), \quad (14.28)$$

где $\sigma_1 = \delta_1 / \sin \beta_{1\pi}$; δ_1 — толщина лопатки на входе.

Коэффициент стеснения проходного сечения на входе в колесо $K_1 = F_{1m}/F'_{1m} = (t_1 - \sigma_1)/t_1$. Следовательно, учитывая (14.25) и (14.27),

$$c'_{1m} = K_1 c_{1m}. \quad (14.29)$$

У насосов ЖРД обычно $K_1 = 0,95 \div 0,85$.

Окружная скорость на входе в колесо

$$u_1 = D_1 \omega / 2. \quad (14.30)$$

Относительная скорость потока w_1 определяется как геометрическая разность скоростей c_{1m} и u_1 :

$$\operatorname{tg} \beta_1 = c_{1m} / u_1. \quad (14.31)$$

В общем случае угол β , являющийся углом между расчетным направлением потока в относительном движении и обратным направлением окружной скорости, может не совпадать с геометрическим углом установки лопатки $\beta_{1л}$. Разность между этими углами называют *углом атаки*:

$$\Delta \beta_1 = \beta_{1л} - \beta_1. \quad (14.32)$$

При безударном входе потока на лопатки колеса угол атаки $\Delta \beta_1 = 0$. Отметим, что отношение $q_1 = \operatorname{tg} \beta_1 / \operatorname{tg} \beta_{1л} = \dot{V}_{\text{раб}} / \dot{V}_{\text{раб}0}$ называется *расходным параметром*, где $\dot{V}_{\text{раб}0}$ — такая величина расхода, при которой поток входит в межлопаточный канал колеса с нулевым углом атаки (предельный расход).

Поскольку в центробежных колесах лопатки обычно всегда ставятся под некоторым положительным углом атаки, то вступив на лопатку такого колеса, поток должен изменить свое первоначальное направление (w_1) и принять направление, обусловленное профилем лопатки ($w_{1л}$). Изменение направления потока на входной кромке лопатки (условно) происходит мгновенно. Для уменьшения потерь в колесе и улучшения его кавитационных свойств лопатки колеса устанавливаются под положительным углом атаки $\Delta \beta_1 = 5 \div 15^\circ$.

Если на входе в колесо располагают направляющий аппарат или преднасос, подкручивающие поток, то $c_{0u} \neq 0$ и $c_{0u} = c_{1u}$, так как момент количества движения жидкости относительно оси не должен измениться. В этом случае план скоростей на выходе будет иметь вид, изображенный на рис. 14.12. Из плана скоростей следует, что

$$\operatorname{tg} \beta_1 = c_{1m} / (u_1 - c_{1u}). \quad (14.33)$$

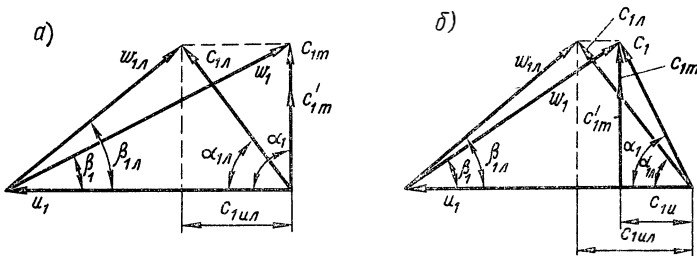


Рис. 14.12. План (треугольники) скоростей потока на входе в колесо:

а — при осевом входе потока; б — при наличии подкрутки потока на входе

Выход из колеса. При выходе из колеса следует рассматривать его в моменты до и после схода с лопаток (индексы «2» и «3»). Скорость u_2 и составляющая c_{2u} абсолютной скорости остаются неизменными, так как поток после схода с лопаток движется по инерции, и момент количества движения не меняется. Меридиональная скорость c_{2m} при выходе из колеса меняется до значения c_{3m} вследствие устранения стеснения проходного сечения лопатками колеса, т. е.

$$c_{2m} = \dot{V}_{\text{раб}}/F_{2m} = \dot{V}_{\text{раб}}/(\pi D_2 h_2 - z_2 \sigma_2 h_2) = \dot{V}_{\text{раб}}/[z_2 h_2 (t_2 - \sigma_2)], \quad (14.34)$$

где $t_2 = \pi D_2 / z_2$ — шаг лопаток на выходе.

В общем случае $z_1 \neq z_2$.

Обычно же $z_1 = z_2 = z$, тогда

$$c_{3m} = \dot{V}_{\text{раб}}/F_{3m} = \dot{V}_{\text{раб}}/(\pi D_3 h_3), \quad (14.35)$$

где $D_3 = D_2$; $h_3 = h_2$.

Коэффициент стеснения на выходе из колеса

$$K_2 = F_{2m}/F_{3m} = (t_2 - \sigma_2)/t_2,$$

где $\sigma_2 = \delta_2 / \sin \beta_{2л}$; δ_2 — толщина лопатки на выходе.

У насосов ЖРД обычно $K_2 = 0,98 \div 0,85$.

Учитывая (14.34) и (14.35), находим

$$c_{3m} = K_2 c_{2m}. \quad (14.36)$$

Расходный параметр

$$q = c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_{2л} / u_2.$$

Влияние конечного числа лопаток на напор. Для идеальной жидкости при бесконечном числе очень тонких лопаток ($z = \infty$) напор H_{∞} определяется по уравнениям (14.2) и (14.3). При этом считается, что скорости всех струек в межлопаточном пространстве колеса одинаковы и обусловлены профилем канала и величиной окружной скорости. Напор

$$H_{\infty} = u_2 c_{2u\infty}.$$

При конечном же числе лопаток вышеуказанное движение могут получить струйки, расположенные только вблизи рабочей (ведущей) поверхности лопаток. С удалением от рабочей поверхности относительная скорость струек потока меняется. У ведущей поверхности лопаток давление струек больше, а скорость меньше, чем у струек, находящихся близ ведомой поверхности лопаток. За счет инерции жидкости при вращении колеса в межлопаточном канале возникает осевой вихрь (колесо вращается, а жидкость стремится сохранить свое первоначальное положение). Все эти явления вызывают на выходе из колеса неравномерность и отклонение относительной скорости потока в сторону уменьшения угла выхода. Рассматривая в этом случае треугольник скоростей

на выходе из колеса (рис. 14.13), видим, что величина $c_{2u\infty}$ уменьшается до c_{2u} . Следовательно, теоретический напор при конечном числе лопаток $H_T = c_{2u} u_2$.

Всегда $H_T < H_{T\infty}$, что является не результатом каких-либо потерь, а принципиальным отличием воображаемого колеса с $z = \infty$ от действительного колеса с конечным числом лопаток. В общем случае $H_T = K_z H_{T\infty}$, где K_z — коэффициент влияния конечного числа лопаток. Значение K_z может быть найдено достаточно точно при решении задачи обтекания потоком круговой решетки центробежного колеса, например методом конформных преобразований. Величину K_z приблизительно можно определить, используя различные полуэмпирические зависимости. Так в гидродинамике предложена формула определения напора

$$H_T = H_{T\infty} \left/ \left[1 + \frac{2}{z} \frac{(0,55 \div 0,65) + 0,6 \sin \beta_2}{1 - (r_1/r_2)^2} \right] \right. = \frac{H_{T\infty}}{A_T}, \quad (14.37)$$

аналогично

$$c_{2u\infty} = c_{2u} \left[1 + \frac{2}{z} \frac{(0,55 \div 0,65) + 0,6 \sin \beta_2}{1 - (r_1/r_2)^2} \right] = c_{2u} A_T,$$

где $A_T = 1/K_z$.

На практике часто пользуются формулой

$$H_T = u_2 c_{2u} = K_{u2} u_2^2, \quad (14.38)$$

где $K_{u2} = c_{2u}/u_2$ — коэффициент отношения окружной составляющей абсолютной скорости к окружной скорости на выходе из колеса.

У насосов обычно $K_{u2} = 0,45 \div 0,65$.

Теоретический напор отличается от действительного: $H_T > H$. Часто пользуются безразмерным параметром — коэффициентом напора: действительный — $\bar{H} = H/u_2^2$, теоретический —

$$\bar{H}_{T\infty} = H_{T\infty}/u_2^2 = (1 - c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_{2л}/u_2) = 1 - q.$$

Анализируя полученное уравнение, видим, что при малых значениях c_{2m}/u_2 влияние угла $\beta_{2л}$ на $H_{T\infty}$ невелико; для больших значений c_{2m}/u_2 (зачастую это бывают высокоскоростные насосы) целесообразно иметь большие значения $\beta_{2л}$. Обычно $\beta_{2л} = 30 \div 60^\circ$. У насосов с очень большими окружными скоростями $\beta_{2л} = 90^\circ$.

Выход из насоса. В отводящем устройстве насоса динамический напор преобразуется в статический. Преобразование энергии происходит как в сборнике (небольшая часть напора), так и в диффузоре (основная часть преобразования).

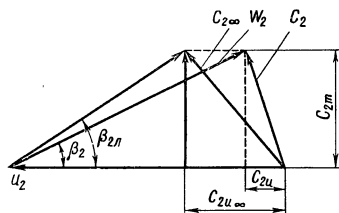


Рис. 14.13. План (треугольники) скоростей потока на выходе из колеса при бесконечном и конечном числе лопаток

Сборники бывают кольцевые и спиральные. Такие сборники часто применяют в комбинации с лопаточным диффузором. Такой сборник представляет собой зазор (щель) между наружным диаметром колеса насоса D_2 и входными кромками лопаток диффузора на диаметре $D_{\text{вх.д.}}$.

Поток жидкости после рабочего колеса насоса имеет скорость

$$c_3 = \sqrt{c_{3m}^2 + c_{3u}^2}, \quad (14.39)$$

где $c_{3u} = (H_T + c_{1u}u_1)/u_2$ (при $c_{1u} = 0$ скорость $c_{3u} = H_T/u_2$).

При движении потока в зазоре с плоскими стенками постоянной ширины b скорости c_m и c_u изменяются (уменьшаются).

При $h_2 \approx b$ имеем $c_m/c_{3m} = 2\pi r_2 h_2 / (2\pi R b) = r_2/R$, где R — текущий радиус.

Изменение c_u следует закону сохранения момента количества движения при свободном течении. Изменение количества движения относительно оси колеса при отсутствии какого-либо постороннего воздействия на жидкость (при свободном течении) равно нулю.

Для любой движущейся элементарной частицы dm жидкости после колеса запишем уравнение $dm(c_u R - c_{3u} r_2) = 0$, откуда $c_u/c_{3u} = r_2/R$, следовательно, $c_u R = \text{const}$.

Таким образом, скорости потока c_m и c_u после выхода из колеса насоса уменьшаются обратно пропорционально расстоянию от центра колеса:

$$c_u/c_{3u} = c_m/c_{3m} \quad \text{или} \quad c_m/c_u = c_{3m}/c_{3u}.$$

Из-за уменьшения скорости возрастает давление. Обозначим через α угол наклона траектории жидкости, тогда

$$\text{tg } \alpha_3 = c_{3m}/c_{3u}; \quad \text{tg } \alpha = c_m/c_u.$$

Так как $c_m/c_u = c_{3m}/c_{3u}$, то $\text{tg } \alpha_3 = \text{tg } \alpha$, т. е. в кольцевом плоском канале угол наклона траектории жидкости при ее свободном течении постоянен.

Между ступенями многоступенчатых насосов обычно последовательно располагаются: кольцевой сборник, лопаточный диффузор, поворотный безлопаточный канал и направляющий аппарат. В кольцевом сборнике и поворотном безлопаточном канале движение жидкости осуществляется по закону $c_u R = \text{const}$. Лопаточный диффузор имеет от 6 до 12 лопаток шириной $b = 1,1 \div 1,2 h_2$. Диаметр входа в диффузор $D_{\text{вх.д.}} = 1,05 \div 1,15 D_2$, а диаметр выхода $D_{\text{вых.д.}} = 1,35 \div 1,5 D_{\text{вх.д.}}$. Лопатки диффузора устанавливают так, чтобы обеспечивался безударный вход потока и выходной угол лопаток был бы на $12-15^\circ$ больше входного. Направляющий аппарат состоит из 5—10 лопаток, устанавливаемых на входе без угла атаки, а на выходе — под углом 90° . Обычно входной диаметр направляющего аппарата равен $D_{\text{вых.д.}}$, а диаметр выхода равен $1,2-1,25 D_0$ колеса.

Спиральный сборник, или улитку, зачастую применяют в комбинации с коническим диффузором. В спиральном сборнике течение жидкости подчинено закону свободного инерционного кругового движения $c_u R = \text{const}$. Спираль сборника может иметь произвольное поперечное сечение, определяемое расходом жидкости и законом изменения скорости.

Скорость потока в спирали может быть постоянной, например

$$c_{\text{сп}} = 0,65 \div 0,85 c_{3u}. \quad (14.40)$$

В одноступенчатых насосах ТНА, как правило, применяют конические диффузоры, в многоступенчатых — лопаточные, где они совмещаются с поворотными устройствами между ступенями.

Конические диффузоры — это расширяющиеся патрубки с поперечным сечением различной формы и углом раскрытия $\nu = 8 \div 12^\circ$, величина которого ограничена условием безотрывного течения жидкости.

У диффузора прямоугольного сечения с расширением в одной плоскости угол раскрытия $\nu \leq 12^\circ$, у диффузора прямоугольного сечения с расширением в двух плоскостях и у диффузора круглого сечения угол $\nu \leq 8^\circ$.

Для уменьшения длины конических диффузоров их часто делают ступенчатыми, с внезапным расширением патрубка на расстоянии $2,5\text{—}4,4$ калибра от входа в диффузор, т. е. на расстоянии $l_d = 2,5 \div 4,5 d_d$, где d_d — диаметр узкого сечения диффузора. На выходе из диффузора скорость потока обычно составляет $8\text{—}15$ м/с.

У кольцевого лопаточного диффузора угол раскрытия лопаток $\nu = 8 \div 10^\circ$.

Мощность, коэффициент полезного действия и потери в насосе. Произведение действительного напора, полученного на выходе из колеса, на массовый расход жидкости является полезной мощностью насоса (Вт):

$$N = H \dot{m} = H \dot{V} \rho.$$

Отношение полезной мощности насоса ко всей мощности, затраченной на привод насоса, называют *полным коэффициентом полезного действия (КПД) насоса*

$$\eta_{\text{нас}} = N / N_{\text{затр}}, \quad (14.41)$$

где $N_{\text{затр}} = H \dot{V} \rho / \eta_{\text{нас}}$.

Полный КПД насоса учитывает все потери в насосе, которые можно разделить на гидравлические, объемные и механические:

$$\eta_{\text{нас}} = \eta_{\text{г}} \eta_{\text{об}} \eta_{\text{мех}}.$$

В ЖРД $\eta_{\text{нас}} = 0,4 \div 0,85$ при $n_s = 30 \div 250$ соответственно (значение n_s поясняется далее).

Гидравлические потери. Гидравлические потери — это энергия в виде напора $H_{\text{г}}$, затраченная на преодоление гидрав-

лических сопротивлений при движении потока внутри насоса. На эту величину действительный напор H отличается от теоретического напора H_T , развиваемого колесом насоса с конечным числом лопаток.

Отношение действительного напора к теоретическому называют гидравлическим КПД насоса:

$$\eta_r = H/H_T = 1 - H_r/H_T, \quad (14.42)$$

где $H_r = \rho \dot{V}_{\text{раб}} (H_T - H)$.

К гидравлическим потерям относятся потери давления в отводящих и подводящих устройствах, потери трения и вихреобразования при выходе потока из рабочего колеса и т. д. Обычно в ЖРД $\eta_r = 0,7 \div 0,9$. Гидравлические потери трудно поддаются расчету, ориентировочно

$$\eta_r = 1 - 0,42 / [\lg D_{\text{опр}} - 0,172]^2, \quad (14.43)$$

где $D_{\text{опр}}$ — в мм.

Достаточно точным методом определения η_r является пересчет его с модельного образца.

С некоторой долей точности гидравлические потери можно подсчитать как сумму потерь по всем элементам насоса: во входном устройстве, в рабочем колесе и выходном устройстве (в сборнике и диффузоре).

В осевых прямых и поворотных патрубках потери давления рассчитывают так же, как и в гладких трубах. Потери давления в спиральных патрубках можно оценить по формуле

$$\Delta p_{\text{вх}} / \rho = \xi c_{\text{вх}}^2 / 2,$$

где $\xi = 0,25 \div 0,35$ — коэффициент потерь.

Потери на трение. Потери на трение в межлопаточном канале рабочего колеса

$$\Delta H_{\text{тр.к}} = \lambda l_{\text{л}} w_{\text{ср}}^2 / (2D_{\text{г.ср}}).$$

Здесь λ — коэффициент трения (для гладких стенок $\lambda = 0,3164 \text{Re}^{-0,25}$; для шероховатых $\lambda = 1 / [1,74 + 2 \lg (D_{\text{г.ср}} 0,5/K)]^2$; $K = 0,01 \div 0,05$ мм — величина абсолютной шероховатости; $l_{\text{л}}$ — длина лопатки; $w_{\text{ср}}$ — средняя относительная скорость потока по межлопаточному каналу; $D_{\text{г.ср}} = 4F_{\text{ср}}/\Pi_{\text{ср}}$ — гидравлический диаметр в среднем сечении; $F_{\text{ср}}$ — площадь сечения; $\Pi_{\text{ср}}$ — периметр канала в этом сечении.

Гидравлический диаметр в среднем сечении межлопаточного канала

$$D_{\text{г.ср}} = 2(t_{\text{ср}} - \sigma_{\text{ср}})h \sin \beta_{\text{л.ср}} / [(t_{\text{ср}} - \sigma_{\text{ср}})h \sin \beta_{\text{л.ср}} + h].$$

Потери на вихреобразование в рабочем колесе. Вихреобразование потока возможно у выходных кромок лопаток, торцовых обводов колеса, на входных кромках лопаток при

больших углах атаки (положительных и отрицательных), внутри межлопаточного канала при работе колеса на нерасчетном режиме, при возникновении парного вихря в канале колеса, вызванного влиянием боковых стенок:

$$H_{\text{вихр. кол}} = 0,5 \xi_{\text{вихр}} w_1^2,$$

где $\xi_{\text{вихр}} = 0,3 \div 0,4$.

Потери давления в сборнике (улитке). Это потери на трение и изменение скорости потока после схода с колеса. Потери на трение

$$\Delta H_{\text{тр.с}} = \lambda l_c c_c^2 / (4 D_{\text{г.ср}}),$$

где l_c — длина сборника по осевой линии; c_c — средняя скорость течения потока по улитке.

Коэффициент трения λ определяется так же, как у колес насосов.

Потери давления на изменение скорости потока после схода с колеса

$$\Delta H_{y.c} = \varphi 0,5 (c_{3к} - c_4)^2,$$

где $\varphi = 0,2 \div 0,4$.

Потери давления в диффузоре. Они складываются из потерь на трение в плавно расширяющей части $\Delta H_{\text{тр}}$ и потерь при внезапном расширении ΔH_y ; последние возможны только у ступенчатых диффузоров (см. рис. 14.38).

Полное сопротивление ступенчатого диффузора

$$\Delta H_d = \Delta H_{\text{тр}} + \Delta H_y = \varphi_d 0,5 (c_4 - c_5)^2 + 0,5 (c_5 - c_6)^2, \quad (14.44)$$

где c_4, c_5, c_6 — скорость потока на входе в диффузор в месте внезапного расширения и на выходе из диффузора; φ_d — коэффициент потерь в диффузоре (для круглого сечения $\varphi_d = 0,15$; для квадратного $\varphi_d = 0,17$; для плоского $\varphi_d = 0,2$).

Суммарные гидравлические потери по насосу

$$H_r = \Delta p_{\text{вх}} / \rho + \Delta H_{\text{тр.кол}} + \Delta H_{\text{вихр.кол}} + \Delta H_{\text{тр.с}} + \Delta H_{y.c} + \Delta H_d. \quad (14.45)$$

Объемные потери. Объемные потери связаны «с бесполезными» перетеканиями жидкости внутри насоса или утечками жидкости из него. Обычно перетекание жидкости из полости высокого в полость низкого давления через уплотнения 4 по колесу и утечки из насоса вдоль по валу 5 (см. рис. 14.9).

Таким образом, рабочий расход компонента $\dot{V}_{\text{раб}}$, перекачиваемый колесом, больше требуемого для двигателя расхода $\dot{V}$ на величину $\dot{V}_{\text{ут}}$, т. е. $\dot{V}_{\text{раб}} = \dot{V} + \dot{V}_{\text{ут}}$. На перекачку такого расхода жидкости затрачивается мощность $N_{\text{об}} = \dot{V}_{\text{раб}} H_p$.

Отношение полезной мощности насоса $N_{\text{нас}}$ к мощности $N_{\text{об}}$ называется *объемным КПД*:

$$\eta_{\text{об}} = N_{\text{нас}} / N_{\text{об}} = \dot{V} H_p / (\dot{V}_{\text{раб}} H_p) = \dot{V} / \dot{V}_{\text{раб}} = 1 - \dot{V}_{\text{ут}} / \dot{V}_{\text{раб}}. \quad (14.46)$$

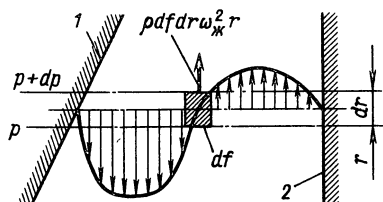


Рис. 14.14. Силы, действующие на жидкость в зазоре между колесом и корпусом насоса

центробежной силы $\rho \omega_{\text{ж}}^2 r df dr$, возникающей при вращении жидкости, и разности давления dp по высоте dr (рис. 14.14).

Принято считать, что в среднем угловая скорость вращения жидкости $\omega_{\text{ж}}$ в два раза меньше угловой скорости вращения колеса ω , т. е. $\omega_{\text{ж}} = \omega/2$.

В условиях равновесия $dp = \rho \omega_{\text{ж}}^2 r dr$. Если это уравнение проинтегрировать от $r_{\text{уп}}$ до r_2 и подставить $\omega_{\text{ж}}^2 = \omega^2/4$, то получим

$$p_2 - p_{\text{уп}} = \rho \omega^2 (r_2^2 - r_{\text{уп}}^2)/8,$$

или

$$p_{\text{уп}} = p_2 - \rho \omega^2 [1 - (D_{\text{уп}}/D_2)^2]/8, \quad (14.47)$$

где $D_{\text{уп}} = 2r_{\text{уп}}$. Обычно в ЖРД $D_{\text{уп}} = D_0 + (12 \div 20)$ мм.

Расчет по (14.47) дает несколько завышенное значение давления в осевом зазоре, что ведет к завышению величины утечек. В области $r \geq 0,85r_2$ можно принять линейную зависимость давления от радиуса

$$p = p_2 - 6,67(p_2 - p_{r=0,85r_2})[1 - (r/r_2)].$$

Расход через лабиринт

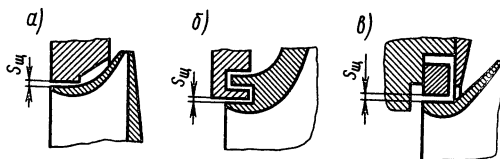
$$\dot{V}_{\text{уп}} = \mu F_{\text{щ}} \sqrt{2\Delta p_{\text{уп}}/\rho}, \quad (14.48)$$

где $F_{\text{щ}} = \pi D_{\text{уп}} S_{\text{щ}}$ — площадь щели; $S_{\text{щ}}$ — зазор щели (рис. 14.15); μ — коэффициент зависящий от типа уплотнения.

В общем случае μ складывается из коэффициентов сопротивления на входе в щель $\xi_{\text{вх}} \approx 0,5$, на длине щели $\lambda l/(2S_{\text{щ}})$ (l — длина щели, $\lambda = 0,04 \div 0,08$) и выходе из щели $\xi_{\text{вых}} \approx 1$, т. е. $\mu = 1/\sqrt{\lambda l/(2S_{\text{щ}}) + \xi_{\text{вх}} + \xi_{\text{вых}}}$.

Рис. 14.15. Типы уплотнений колеса:

a — простой лабиринт $\mu = 0,36 + 0,48$; $S_{\text{щ}} = 0,3 + 0,5$ мм; *б* — двухрядный лабиринт $\mu = 0,26 + 0,36$; $S_{\text{щ}} = 0,3 + 0,5$ мм; *в* — плавающее уплотнение $\mu = 0,36 + 0,48$; $\rho_{\text{щ}} = 0,09 + 0,15$ мм



Теперь расход через лабиринт

$$\dot{V}_{yt} = 2\mu\pi D_{yn} S_{ш} \sqrt{\eta_r H_r - c_{2u}^2/2 - [1 - (D_{yn}/D_2)^2] u_2^2/8}.$$

Обычно в насосах ЖРД $\eta_{об} = 0,85 \div 0,97$.

Механические потери. Механические потери

$$N_{мех} = N_{тр.д} + N_{уп} + N_{под} + N_{г.т},$$

где $N_{тр.д}$ — дисковое трение — мощность трения наружной поверхности колес о жидкость; $N_{уп}$ — мощность трения в узлах уплотнения; $N_{под}$ — мощность трения в подшипниках; $N_{г.т}$ — мощность гидравлического торможения, возникающая за счет обратных токов на входе и выходе из колеса при нерасчетных режимах.

Мощность на валу насоса без механических потерь называют *гидравлической мощностью насоса* N_r . Отношение гидравлической мощности ко всей затраченной называют *механическим КПД насоса*:

$$\eta_{мех} = N_r / N_{затр} = 1 - N_{мех} / N_{затр}. \quad (14.49)$$

Обычно в насосах ЖРД $\eta_{мех} = 0,85 \div 0,98$.

Точное определение всех составляющих потерь затруднено, поэтому пользуются различными опытными формулами, например $N_{тр.д} = k_{тр.д} \omega^{2,5} r_2^{4,6}$ (кВт), где r_2 — в мм. Можно принять $k_{тр.д} = 2 \cdot 10^{-4}$. Часто потери на дисковое трение оцениваются КПД дискового трения $\eta_{тр.д} = 1 - N_{тр.д} / (\rho \dot{V}_{раб} H_r + N_{тр.д})$, тогда

$$N_{уп} + N_{под} = (0,005 \div 0,01) N_{затр},$$

так как $N_{г.т}$ на расчетном режиме отсутствует, то в этом случае его не учитывают.

В насосостроении иногда употребляется внутренний мощностной КПД

$$\eta_{внут} = \eta_r \eta_{об} \eta_{тр.д} = \rho \dot{V}_{раб} H / N_{внут},$$

где $N_{внут} = \rho \dot{V}_{раб} H_r + N_{тр.д}$ — внутренняя мощность.

Осевое усилие. На колесо центробежного насоса, не имеющего специальных разгрузочных устройств, всегда действует осевая сила, направленная в сторону входного патрубка. Осевое усилие может быть очень значительным. Чтобы чрезмерно не нагружать ходовую часть насоса (подшипники), применяют различные типы разгрузочных устройств, например гидравлически разгруженное колесо, т. е. колесо с двусторонним уплотнением (см. рис. 14.9) и отводом жидкости со стороны основного диска колес во входную область насоса через специальный трубопровод или отверстия в диске колеса. В последнем случае необходимо, чтобы проходное сечение отверстий в диске было в два и более раза больше площади щели (лабиринта) уплотнения по колесу.

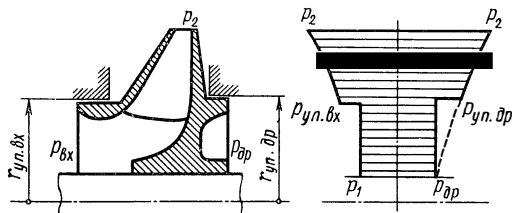


Рис. 14.16. Эпюры осевого давления на наружных стенках центробежного колеса

усилий, действующих на одну и другую стороны колеса. Эпюру давлений (рис. 14.16) p_2 до $p_{уп}$ ($p_{уп.вх}$ и $p_{уп.др}$) можно построить, используя уравнение (14.47). Давление на входе p_1 обычно известно, а давление в дренажной полости $p_{др}$ отличается от p_1 на величину потерь давления в дренажной магистрали. Обычно при $r_{уп.вх} = r_{уп.др}$ колесо считается разгруженным.

Импеллер. Его применяют в насосах ЖРД для создания надежного гидравлического уплотнения по валу насоса. Конструктивно это диск с 6—10 лопатками 2 высотой 2—5 мм и толщиной 2—3 мм. Импеллеры (рис. 14.17) бывают открытыми и закрытыми (с козырьком). Их устанавливают с радиальным (наружным) зазором 0,1—0,3 мм и осевым (между корпусом насоса и лопатками импеллера) рабочим зазором 0,5—2 мм. В закрытых импеллерах менее возможно попадание газовой фазы в полость, где находится жидкость.

При вращении импеллера имеющаяся в рабочем зазоре жидкость находится в равновесном состоянии от действия центробежных сил, развиваемых жидкостью, и разности гидравлического давления по высоте диска.

Условия радиального равновесия частицы жидкости $dp = \rho \omega^2 r dr$. Проинтегрировав уравнение от r_1 до r_2 при $r_{ж} = r_1$ получим

$$p_2 - p_1 = \rho \omega^2 (r_2^2 - r_1^2)/2. \quad (14.50)$$

Это максимальный перепад давления, который может создаваться импеллером (теоретически). Для реального импеллера необходимо ввести коэффициент $k_{имп} \approx 0,9$. Таким образом, напор, создаваемый импеллером,

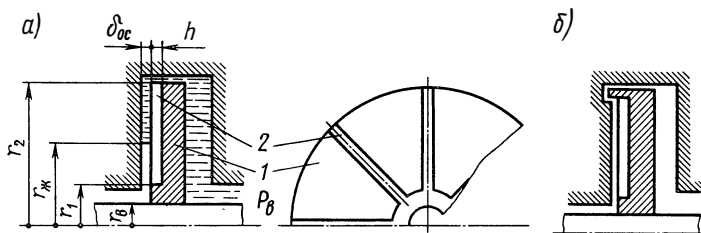


Рис. 14.17. Схемы открытого (а) и закрытого (б) импеллеров

$$H_{\text{имп}} = k_{\text{имп}} \rho \omega^2 (r_2^2 - r_1^2) / 2.$$

Если зазор между корпусом и противоположной от лопаток стороной диска импеллера велик, то можно принять $p_b = p_2$. Если зазор мал, то угловую скорость вращения жидкости можно считать равной половине угловой скорости колеса $\omega_{\text{ж}} = \omega / 2$, и уравнение (14.50) по аналогии с уравнением (14.47) примет вид

$$p_2 - p_b = \rho \omega^2 (r_2^2 - r_b^2) / 8.$$

Мощность, потребляемая импеллером,

$$N_{\text{имп}} = k_{\text{имп}} 0,008 \rho \omega^3 r^5,$$

где $k_{\text{имп}} = 3 - 2h(h + \delta_{\text{ос}})$; h — высота лопатки; $\delta_{\text{ос}}$ — осевой рабочий зазор.

Применение импеллерного уплотнения снижает механический КПД насоса на 2—5%.

Осевые насосы. В турбонасосных агрегатах ЖРД могут применяться многоступенчатые осевые насосы с профилированными лопатками по всей их длине (рис. 14.18) или одноступенчатые осевые насосы (шнеки) с прямыми на всей или большей части лопатками, расположенными по винтовой линии (рис. 14.19). В общем случае тип осевого насоса (изменение по радиусу теоретического напора, степени реактивности, осевой скорости и т. д.) определяется законом распределения по радиусу (от $d_{\text{вт}}$ до $D_{\text{н}}$) колеса циркуляции потока $c_u r$. У колес с профилированными лопатками обычно $c_u r = \text{const}$ ($c_u r^n = \text{const}$; $c_{2u} r = \text{const}$; $c_{2u} / r = \text{const}$ и др.); у шнеков закон распределения циркуляции $c_u r = \omega r_{\text{н}}^2 (r / r_{\text{н}})^2 \times \frac{B(1 - q\varphi) \text{tg}^2 \beta_{2\text{п.н}}}{(r / r_{\text{н}})^2 + 1}$,

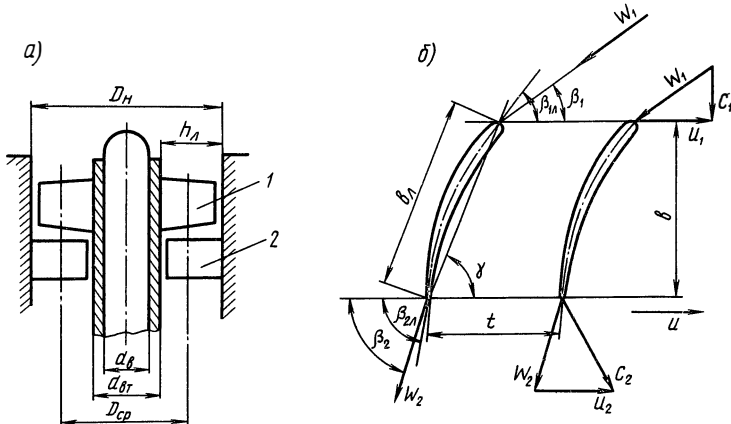


Рис. 14.18. Осевой насос:

a — схема насоса (1 — рабочее колесо; 2 — направляющий аппарат); $б$ — меридиональное сечение лопатки колеса

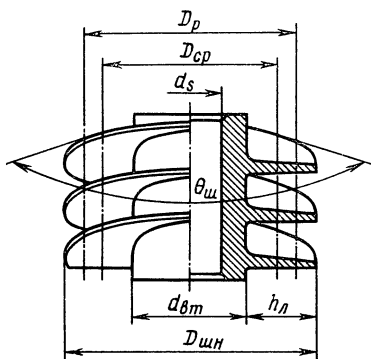


Рис. 14.19. Схема шнекового колеса

т. е. $c_u r = \varphi(\omega; r; \beta_{2л.н})$. Здесь

$$B = \frac{1 - (d_{вт}/D_n)^2}{\operatorname{tg}^2 \beta_{2л.н} \ln \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \beta_{2л.н}}{(d_{вт}/D_n)^2 + \operatorname{tg}^2 \beta_{2л.н}}}.$$

Многоступенчатые осевые насосы применяют для подачи компонентов с малой плотностью, например жидкого водорода, а шнековые — для борьбы с кавитацией на входе в любые насосы ЖРД.

У осевых насосов в соответствии с (14.4)

$$H_T = u(c_{2u} - c_{1u}).$$

Следовательно, для получения высоких напоров в осевых насосах желательно иметь большую величину $c_{2u} - c_{1u}$, т. е. возможно большие углы потока $\beta_2 - \beta_1$ в решетке, что во многом зависит от изгиба $\beta_{2л} - \beta_{1вл}$ профиля лопатки осевого многоступенчатого насоса или величины угла атаки $\Delta\beta_1 = \beta_{1л} - \beta_1$ лопаток шнекового насоса.

Обычно в осевых насосах применяют решетки с достаточно большой густотой лопаток

$$\tau_n = b_n/t, \quad (14.51)$$

где b_n — длина хорды лопатки; t — шаг решетки.

В решетках с малой густотой, что обычно бывает в осевых насосах с большой производительностью и малым напором, лопатки работают как независимые аэродинамические профили и рассчитывают их с учетом циркуляции потока по теореме Жуковского. Подобные насосы называют *пропеллерными*.

Кинематические параметры и направление потока в осевом насосе (c , w , u , β , α , c_u , c_m , w_u и др.) определяют аналогично параметрам центробежного насоса, рассмотренного ранее.

Высота лопатки

$$h_n = (D_n - d_{вт})/2. \quad (14.52)$$

Перед входом в колесо осевого насоса абсолютная скорость потока, как правило, имеет осевое направление $c_0 = c_{0m}$.

Осевая скорость потока

$$c_{0m} = 4\dot{V}_{раб}/[\pi(D_n^2 - d_{вт}^2)], \quad (14.53)$$

где $\dot{V}_{раб} = \dot{V}/\eta_{об}$ — расход компонента с учетом утечек. Обычно $\eta_{об} = 0,85 \div 0,95$.

На входе в межлопаточный канал колеса скорость

$$c_{1m} = c_{0m}/k_1, \quad (14.54)$$

где k_1 — коэффициент загромождения лопатками входа в колесо.

Абсолютные скорости потока после выхода и на выходе из колеса соответственно:

$$c_{3m} = 4\dot{V}_{\text{раб}} / [\pi (D_{\text{н}}^2 - d_{\text{вт}}^2)]; \quad (14.55)$$

$$c_{2m} = c_{3m} / k_2, \quad (14.56)$$

где k_2 — коэффициент загромождения лопатками выхода из колеса.

После рабочего колеса осевого насоса в зависимости от его типа и назначения могут располагаться лопаточный или спиральный диффузор, направляющий аппарат или колесо центробежного насоса. От степени реактивности осевого колеса зависит характер изменения параметров в ступени насоса. При $c_{1u} = 0$ согласно (14.19) $\rho_{\text{кол}} = 1 - c_{2u} / (2u)$, при $c_{1u} \neq 0$ реактивность колеса

$$\rho_{\text{кол}} = 1 - (c_{1u} + c_{2u}) / (2u), \quad (14.57)$$

у осевых насосов обычно $\rho_{\text{кол}} = 0,6 \div 0,8$.

На рабочее колесо осевого насоса из-за разности давлений на входе и выходе всегда действует осевое усилие

$$P_{\text{ос}} = \pi r_{\text{н}}^2 \rho H_{\text{т}} \left[1 - \left(\frac{r_{\text{вт}}}{r_{\text{н}}} \right)^2 - \frac{2H_{\text{т}}}{u_{\text{н}}^2} \ln \left(\frac{r_{\text{н}}}{r_{\text{вт}}} \right) \right]. \quad (14.58)$$

Осевой многоступенчатый насос. Многоступенчатый осевой насос обычно выполняют из нескольких идентичных ступеней. Ступень состоит (см. рис. 14.18) из лопаточных решеток рабочего колеса и направляющего аппарата. Ступень осевого насоса может обеспечить значительный расход компонента, но при относительно небольшом напоре $p = 0,5 \div 1,5$ МПа.

Хорошие качества осевых насосов возможны при оптимальных величинах углов входа и выхода потока β_1 и β_2 , относительной скорости w_1 , осевой скорости c_{1m} , густоты решетки $\tau_{\text{л}}$, отношения $d_{\text{вт}} / D_{\text{н}} = \alpha_{\text{вт}}$, степени реактивности $\rho_{\text{кол}}$ и др.

Обороты вала насоса ограничиваются прочностью рабочего колеса или антикавитационными качествами насоса. Из этих условий выбирают частоту вращения ω и окружную скорость $u_{\text{н}}$ на наружном диаметре. (Рабочее колесо дисковой конструкции допускает $u_{\text{н}} = 400 \div 420$ м/с, а барабанной конструкции до $u = 200$ м/с на поверхности барабана.) Часто для улучшения антикавитационных свойств многоступенчатого осевого насоса его первую ступень выполняют в виде шнекового колеса с направляющим аппаратом, причем площадь входной части шнека зачастую бывает в 1,5—2 раза больше выходной за счет уменьшения размера $d_{\text{вт}}$.

Обычно у осевых насосов $d_{\text{вт}} = 0,6 \div 0,85$. Вообще для водородных насосов часто применяют лопатки с небольшой высотой: $h_{\text{л}} = 10 \div 20$ мм. Из условия $c_{1m} / u_{\text{н}} = 0,2 \div 0,4$ принимают c_{1m} и по

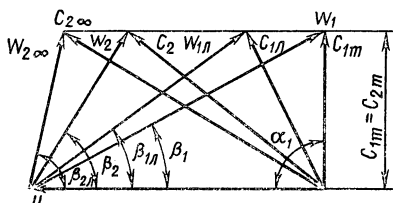


Рис. 14.20. План (треугольники) скоростей на входе и выходе

нескольким сечениям, например по D_n , $D_{ср}$ и $d_{вт}$.

Условимся к параметрам рабочего колеса на входе и выходе добавлять индексы «1» и «2» соответственно, а к параметрам направляющего аппарата — индексы «3» и «4».

Окружная составляющая скорость потока на входе в колесо $c_{1u} = c_{1m} / \tan \alpha_1$.

Окружную составляющую c_{2u} определяют из (14.4), считая $H_r = H / \eta_r$, где $\eta_r = 0,7 \div 0,85$; коэффициенты загромождения проходного сечения колеса лопатками осевого насоса $k_1 = 0,98 \div 0,87$ и $k_2 = 0,95 \div 0,83$ на $D_{ср}$; направление течения потока на входе $\beta_1 = \arctg [c_{1m} / (u - c_{1u})]$ и на выходе $\beta_2 = \arctg [c_{2m} / (u - c_{2u})]$. Треугольники скоростей на входе и выходе колеса показаны на рис. 14.20. Густота решетки выбирается так, чтобы обеспечить необходимый поворот потока $\beta_2 - \beta_1$. Кроме того, на выходе из решетки у втулки необходимо $\alpha_{вт} \leq 90^\circ$. Значения τ_n в зависимости от $\beta_2 - \beta_1$ и угла β_2 , по опыту применения компрессорных решеток, приведены на рис. 14.21. Этой зависимостью можно пользоваться и для определения густоты решетки направляющего аппарата. Зачастую в направляющем аппарате $\alpha_4 = 90^\circ$.

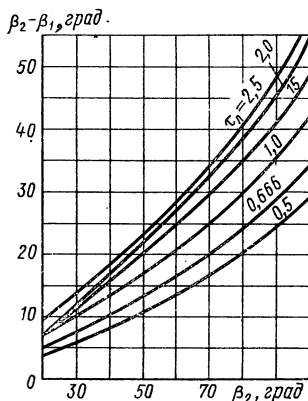


Рис. 14.21. Зависимость угла поворота потока от выходного угла при различных τ_n

эмпирической зависимости (по опыту расчета компрессорных решеток газотурбинных двигателей) определяют напор ступени:

$$H = u_n^2 \left[87 (c_{1m}/u_n)^2 - 70,7 (c_{1m}/u_n) + 16,6 \right].$$

В осевых насосах обычно $c_{1m} = c_{2m}$.

Проточную часть ступени осевого насоса рассчитывают по

нескольким сечениям, например по D_n , $D_{ср}$ и $d_{вт}$.

Условимся к параметрам рабочего колеса на входе и выходе добавлять индексы «1» и «2» соответственно, а к параметрам направляющего аппарата — индексы «3» и «4».

Окружная составляющая скорость потока на входе в колесо $c_{1u} = c_{1m} / \tan \alpha_1$.

Окружную составляющую c_{2u} определяют из (14.4), считая $H_r = H / \eta_r$, где $\eta_r = 0,7 \div 0,85$; коэффициенты загромождения проходного сечения колеса лопатками осевого насоса $k_1 = 0,98 \div 0,87$ и $k_2 = 0,95 \div 0,83$ на $D_{ср}$; направление течения потока на входе $\beta_1 = \arctg [c_{1m} / (u - c_{1u})]$ и на выходе $\beta_2 = \arctg [c_{2m} / (u - c_{2u})]$. Треугольники скоростей на входе и выходе колеса показаны на рис. 14.20. Густота решетки выбирается так, чтобы обеспечить необходимый поворот потока $\beta_2 - \beta_1$. Кроме того, на выходе из решетки у втулки необходимо $\alpha_{вт} \leq 90^\circ$. Значения τ_n в зависимости от $\beta_2 - \beta_1$ и угла β_2 , по опыту применения компрессорных решеток, приведены на рис. 14.21. Этой зависимостью можно пользоваться и для определения густоты решетки направляющего аппарата. Зачастую в направляющем аппарате $\alpha_4 = 90^\circ$.

Задаваясь длиной хорды лопатки (рабочего колеса и направляющего аппарата) $b_{л,ср} = 0,6 \div 0,8 h_{л,ср}$,

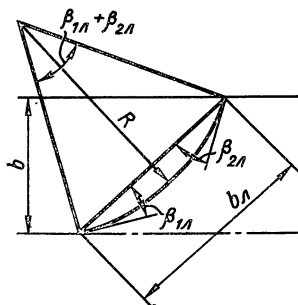


Рис. 14.22. Профилирование средней линии лопатки дугой окружности

определяют шаг решетки $t_{\text{ср}} = b_{\text{л.ср}} / \tau_{\text{л.ср}}$ и число лопаток $z = \pi D_{\text{ср}} / t_{\text{ср}}$ ($z_{\text{р.к}}$ и $z_{\text{н.а}}$ не должны совпадать или быть кратными). Поскольку z должно быть целым числом, то возможно повторное уточнение значения шага.

Углы атаки $\Delta\beta_1$ и $\Delta\alpha_3$ на входе в решетки и углы отставания потока $\Delta\beta_2$ и $\Delta\alpha_4$ на выходе могут определяться по эмпирическим зависимостям:

$$\Delta\beta_1 = \tau_{\text{л.ср}} [(\beta_{1\text{ср}}/30)^2 + 1,5] - 5\rho_{\text{кол.ср}} + 1;$$

$$\Delta\beta_2 = (0,4 - 0,002\beta_2)(\beta_{2\text{л}} - \beta_{1\text{л}}) \sqrt{t/b_{\text{л}}}.$$

Для определения $\Delta\alpha_3$ и $\Delta\alpha_4$ необходимо в уравнении подставить соответствующие параметры направляющего аппарата. Обычно принимают $\Delta\beta_1 (\Delta\alpha_3) \equiv 0 \div -2^\circ$ для первых и $0 \div 2^\circ$ — для последних ступеней, $\Delta\beta_2 (\Delta\alpha_4) = 2 \div 5^\circ$.

Определяют углы лопаток: $\beta_{1\text{л}} = \beta_1 + \Delta\beta_1$; $\beta_{2\text{л}} = \beta_2 + \Delta\beta_2$; $\alpha_{3\text{л}} = \alpha_3 + \Delta\alpha_3$; $\alpha_{4\text{л}} = \alpha_4 + \Delta\alpha_4$, используя значения которых, строят профили лопаток (среднюю линию и профиль). Среднюю линию (рис. 14.22) обычно строят приближенно дугой окружности

$$R = b_{\text{л}} / \left[2 \sin \left(\frac{\beta_{1\text{л}} + \beta_{2\text{л}}}{2} \right) \right].$$

Лопатки направляющего аппарата и короткие лопатки рабочего колеса с $h_{\text{л}} \leq 20$ мм можно делать постоянной толщины. При $h_{\text{л}} > 20$ мм лопатка должна иметь переменную толщину, рассчитанную из условий прочности. Длинные лопатки ($D_{\text{ср}}/h_{\text{л}} < 10$) выполняют витыми по высоте и расчет ведут по нескольким сечениям обычно с соблюдением закона постоянства циркуляции по высоте лопатки, когда $c_{1u}r = \text{const}$, $c_{2u}r = \text{const}$.

Хорошие результаты дает применение в качестве лопаток аэродинамических профилей, изогнутых по дуге окружности R , у которых максимальная толщина профиля $(0,04 \div 0,10) b_{\text{л}}$ размещается на расстоянии $(0,4 \div 0,5) b_{\text{л}}$ от входа. Выходные кромки делают тонкими — до $0,3 - 0,6$ мм, а входные скругляют радиусом, равным $0,1 - 0,15$ от максимальной толщины лопатки насоса.

Шнековый насос. Шнековые насосы обычно применяют в качестве преднасосов ТНА. Рабочим колесом шнекового насоса служит шнек — осевая лопаточная решетка, состоящая из небольшого числа лопаток (см. рис. 14.19). Поверхность лопатки шнека представляет собой винтовую поверхность и описывается уравнением $r \operatorname{tg} \beta_{\text{л}} = \text{const}$. Преднасос служит для борьбы с кавитацией на входе в основной насос ТНА.

На входе в шнек, как правило, не бывает подкрутки потока, поэтому окружная составляющая скорости $c_{1u} = 0$. Следовательно, основное уравнение для шнека — уравнение Эйлера (14.3). Лопатки

у шнека выполнены по винтовой поверхности и постоянство теоретического напора по высоте лопаток не соблюдается.

Основное уравнение—теоретический напор—для элементарной струйки жидкости, по аналогии с (14.3), $H_{ti} = u_i c_{2ui}$.

У шнека имеется такой расчетный диаметр D_p , при движении вдоль которого элементарная струйка создает напор $H_{т.р}$, равный осредненному теоретическому напору*, т. е.

$$H_t = H_{т.р} = u_p c_{2up}. \quad (14.59)$$

Экспериментальные исследования показали, что у автономного шнека

$$D_p = 0,5 \sqrt{3D_n^2 + d_{вт}^2}.$$

У шнека, встроенного в центробежное колесо,

$$D_p = 0,5 \sqrt{D_n^2 + d_{вт}^2}. \quad (14.60)$$

Разные значения D_p объясняются влиянием центробежного колеса на поток за шнеком, из-за чего уменьшаются теоретический напор шнека и, следовательно, расчетный диаметр.

Некоторые параметры шнека рассчитывают по среднему диаметру $D_{ср} = 0,5(D_n + d_{вт})$.

Большое значение у шнеков имеет густота решетки, которую рекомендуют выбирать в пределах $\tau_n = 1,8 \div 2,2$. Вообще $\tau_n < 1,5$ иметь нежелательно, так как поток к моменту схода с лопаток не успеет отклониться на величину выходного угла лопатки, и шнек будет работать в нерасчетных условиях. При $\tau_n > 1,5$ можно считать, что конечное число лопаток не влияет на величину теоретического напора, т. е. $H_t \approx H_{т\infty}$. Шаг лопаток

$$t_p = \pi D_p / z. \quad (14.61)$$

Шнеки бывают с постоянным и переменным шагами. Решетка шнека с постоянным шагом состоит из прямых пластин, число лопаток $z = 2 \div 4$. Шаг винтовой линии

$$S = \pi D_p \operatorname{tg} \beta_{л.р}, \quad (14.62)$$

где $\beta_{л.р}$ — расчетный угол лопаток в шнеке.

Осевая длина шнека

$$l_{ш} = \tau_n t_p \sin \beta_{л.р}. \quad (14.63)$$

Скорость потока перед входом в шнек $c_0 = c_{0m}$. На диаметре D_p осевая составляющая абсолютной скорости на входе в шнек

$$c_{1mp} = c_{0m} / k_{p1}, \quad (14.64)$$

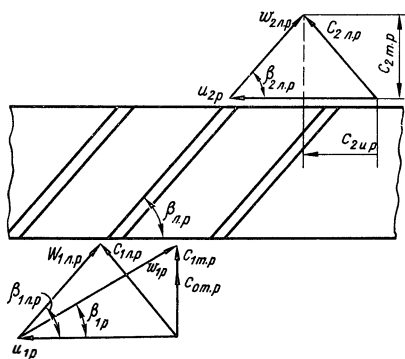
где $k_{p1} = 0,97 \div 0,87$ — коэффициент загромождения проходного сечения лопатками на входе.

* Далее все параметры на диаметре D_p будут обозначаться с индексом «р».

Рис. 14.23. Треугольники скоростей на входе и выходе из шнека

У шнека $d_{вт}/D_{ш}=0,2 \div 0,5$. Шнек может производить полезную работу только при условии установки его лопаток под положительным углом атаки $\Delta\beta_{л.р}$. Таким образом, $\beta_{1л.р}=\beta_{1р}+\Delta\beta_{л.р}$, обычно $\Delta\beta_{л.р}=\approx 3 \div 10^\circ$. Если шнек имеет постоянный шаг, то $\beta_{2л.р}=\beta_{1л.р}=\beta_{л.р}$.

Величина угла атаки лопатки колеса шнека переменна по радиусу:



$$\operatorname{tg} \Delta \beta_{л} = \operatorname{tg} (\beta_{л} - \beta_1) = \frac{\operatorname{tg} \beta_{л} - \operatorname{tg} \beta_1}{1 + \operatorname{tg} \beta_{л} \operatorname{tg} \beta_1} = \frac{S/(2\pi r) - c_{1т}/(\omega r)}{1 + S c_{1т}/(2\pi \omega r^2)},$$

так как

$$\operatorname{tg} \beta_1 = c_{0т}/u = c_{0т}/(\omega r); \quad (14.65)$$

$$\operatorname{tg} \beta_{л} = S/(2\pi r). \quad (14.66)$$

Входные кромки лопаток шнека необходимо делать заостренными, клинообразными на длине $l \approx 0,5 D$, при этом желательно иметь толщины лопаток (на расстоянии $0,02 D_{ср}$ от входа) $\delta_{ш1} = 0,015 D_{ср}$. У шнека с переменным шагом начальный участок на $0,3—0,5$ длины шнека необходимо выполнять прямым.

Осевая абсолютная скорость потока после схода со шнека

$$c_{3тр} = 4\dot{V}_{раб} / \{\pi [1 - (d_{вт}/D_{ш})^2] D_{ш}^2\}. \quad (14.67)$$

Осевая составляющая абсолютной скорости на диаметре D_p

$$c_{2тр} = c_{3тр}/k_{p2}, \quad (14.68)$$

где $k_{p2} = 0,95 \div 0,83$ — коэффициент загромождения проходного сечения лопатками на выходе.

Треугольники скоростей на входе и выходе из шнека изображены на рис. 14.23.

В теории насосов, особенно шнековых, часто применяют безразмерный расход $q = \dot{V}/\dot{V}_0$, где $\dot{V}_0$ — предельный расход для данного колеса, при котором угол атаки лопаток будет равен нулю (без учета загромождения входа лопатками).

Расход пропорционален осевой скорости, т. е. $\dot{V} \equiv c_{м1}$, а $\dot{V}_0 \equiv c_{м0}$ ($c_{м0}$ — осевая скорость при нулевом угле атаки). Следовательно,

$$q = \dot{V}/\dot{V}_0 = c_m/c_{м0} = c_{1м}/c_{1м0} = c_{2м}/c_{2м0}.$$

Так как $\operatorname{tg} \beta_{л} = c_{м0}/u$, то $q = c_m/(u \operatorname{tg} \beta_{л})$.

Используя (14.65) и (14.66), получим

$$\operatorname{tg} \beta_1 / \operatorname{tg} \beta_{л} = 2\pi c_{1м}/(\omega s) = c_{1м}/c_{м0} = q.$$

Учитывая, что $c_{m0} = u \operatorname{tg} \beta_{\text{л}} = \omega s / (2\pi)$, найдем

$$q = \dot{V} / \dot{V}_0 = c_{1m} / c_{m0} = \operatorname{tg} \beta_1 / \operatorname{tg} \beta_{\text{л}} = 2\pi c_{1m} / (\omega S) = 8 \dot{V} / [\pi S \omega (D_{\text{ш}}^2 - d_{\text{вт}}^2)]. \quad (14.69)$$

При режимах $q < 0,6$ на входе в шнек появляются обратные токи, которые, распространяясь вдоль стенок входного патрубка, оттесняют основной поток к оси и закручивают его, ухудшая экономичность и уменьшая напор шнека. Преобразуем уравнение (14.59). На диаметре D_p окружная скорость

$$u_p = D_p \omega / 2. \quad (14.70)$$

Из треугольника скоростей окружная составляющая абсолютной скорости

$$c_{2up} = u_p - c_{2mp} / \operatorname{tg} \beta_{2\text{л.р}}, \quad (14.71)$$

где $c_{2mp} = \dot{V}_{\text{раб}} / F_{2m}$; $F_{2m} = h_{\text{л}} (\pi D_{\text{ср}} - z \delta_{\text{ср}} / \sin \beta_{\text{ср}})$.

Считаем, что $\delta_{\text{ср}} / \sin \beta_{\text{ср}} = \delta_p / \sin \beta_p$, где δ_p и $\delta_{\text{ср}}$ — толщина лопатки на диаметрах D_p и $D_{\text{ср}}$.

Подставив (14.71) в (14.59), получим

$$H_{\text{т}} = u_p^2 - \pi u_p \dot{V}_{\text{раб}} D_p / [\delta S h_{\text{л}} (\pi D_{\text{ср}} - z \delta_p / \sin \beta_{\text{л.р}})]. \quad (14.72)$$

По экспериментальным данным максимальный КПД шнека соответствует режиму $q = 0,65$. Одним из решающих параметров, влияющих на КПД, является коэффициент диаметра шнека

$$K_D = D_{\text{ш}} \sqrt{1 - (d_{\text{вт}} / D_{\text{н}})^2} / \sqrt[3]{\dot{V}_{\text{раб}} 2\pi / (60 \omega)}.$$

При $K_D = 6 \div 7,5$, что характерно для шнеков с высокими антикавитационными свойствами, КПД шнека равен 0,5—0,4. С уменьшением K_D экономичность шнековых насосов растет и при $K_D = 4 \div 4,5$ может достигать величины 0,7—0,8.

Тангенциальные насосы. Вихревой насос. Вихревой насос (рис. 14.24) — разновидность лопаточного насоса. Жидкость через входной патрубок поступает внутрь насоса, захватывается лопат-

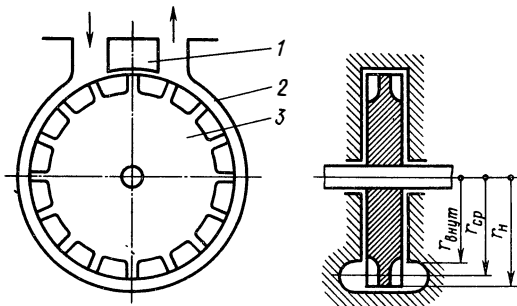


Рис. 14.24. Схема вихревого насоса

ками рабочего колеса 3 и движется по окружности насоса до входного патрубка. Рабочее колесо представляет собой диск с плоскими лопатками-пластинами, расположенными обычно перпендикулярно плоскости колеса.

Входной и выходной патрубки насоса соединены кольцевым каналом 2, располагаемым в корпусе

1 по периферии или сбоку лопаток колеса. Жидкость, двигаясь по кольцевому каналу корпуса, многократно поступает в межлопаточные каналы колеса, где перемещается приблизительно с постоянной угловой скоростью. В кольцевом канале корпуса скорость жидкости зависит от площади поперечного сечения канала. Вследствие различных скоростей, а следовательно, различного распределения давления в каналах колеса и корпуса в насосе возникает значительное циркуляционное (вихревое) течение, передающее энергию от колеса к жидкости.

Кроме того, в насосе непосредственно действует давление вращающихся лопаток на жидкость — перепад давлений на передней и задней стенках лопаток (рис. 14.25). При вращении колеса поток жидкости с большой скоростью выходит из межлопаточных каналов колеса 1 и смешивается с медленно текущим потоком в кольцевом канале корпуса 2. Процесс перемешивания этих двух потоков сопровождается передачей энергии жидкости рабочим колесом. Вихревой насос целесообразно применять при относительно малых расходах и высоких напорах (ориентировочно до $n_s = 40 \div 50$).

Теория расчета вихревого насоса может быть рассмотрена с использованием теоремы импульсов. Для этого составим уравнение равновесия сил в потоке жидкости на длине dl кольцевого канала (считаем, что боковой канал концентричен относительно оси вращения колеса и имеет постоянное сечение; гидравлическими потерями пренебрегаем):

$$pF_k + \rho q_r c_{ku} dl = (p + dp)F_k + \rho q_r c_n dl \quad \text{или} \quad dp = \rho (q_r / F_k) (c_{ku} - c_n) dl,$$

где p — давление жидкости в канале; F_k — поперечное сечение кольцевого канала; dp — приращение давления жидкости по длине канала; c_{ku} — средняя составляющая скорости потока по направлению окружности при переходе от рабочего колеса к боковому каналу; c_n — скорость основного потока в кольцевом канале, которую приобретает обратный поток при возвращении в рабочее колесо; q_r — объемный расход потока жидкости, циркулирующего в радиальном направлении по каналам колеса (обратный поток) и приходящего на единицу длины кольцевого канала.

Прирост давления в потоке по всей длине l кольцевого канала от выхода из насоса до входа в него

$$\Delta p = \rho (q_r l / F_k) (c_{ku} - c_n).$$

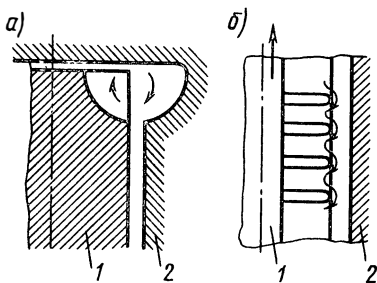


Рис. 14.25. Токи жидкости между колесом и каналом вихревого насоса:

а — циркуляционный ток; б — ток из-за перепада давления на лопатках

По всей длине канала суммарный циркуляционный поток $\dot{V}_r = q_r l$. Таким образом, без учета потерь теоретический напор насоса

$$H_T = \Delta p / \rho = q_r l (c_{ку} - c_n) / F_k = \dot{V}_r (c_{ку} - c_n) / F_k.$$

Следует отметить, что циркуляционный поток зависит только от сопротивления, т. е. формы каналов и лопаток колеса. Таким образом, величины q_r ; $\dot{V}_r$; $c_{ку}$ присущи определенной геометрии насоса при заданных оборотах, их находят экспериментально.

Поскольку c_n имеет среднее значение по сечению бокового канала, то можно считать, что $c_n = \dot{V} / F_k$, где $\dot{V}$ — производительность насоса.

Следовательно,

$$H_T = q_r l (c_{ку} - \dot{V} / F_k) / F_k = \dot{V}_r (c_{ку} - \dot{V} / F_k) / F_k.$$

Согласно этому уравнению зависимость напора от производительности — напорная характеристика вихревого насоса — прямая линия.

Обозначим через $\dot{V}_{\max}$ производительность насоса (максимальная) при нулевом напоре; H_0 — напор при нулевой производительности. Тогда при $H_T = 0$, $\dot{V} = \dot{V}_{\max}$. Следовательно, $\dot{V}_r (c_{ку} - \dot{V}_{\max} / F_k) / F_k = 0$, откуда $c_{ку} = \dot{V}_{\max} / F_k$.

При $H_T = H_0$ $\dot{V} = 0$. Напор $H_0 = (\dot{V}_r / F_k) (\dot{V}_{\max} / F_k)$, следовательно, $\dot{V}_r = H_0 F_k^2 / \dot{V}_{\max}$.

По опытным данным, $c_{ку}$ приблизительно равна окружной скорости u_p колеса ($c_{ку} \approx u_p$) на радиусе r_p ($c_{ку} < u_p$ из-за влияния конечного числа лопаток колеса).

Расчетный радиус выхода рабочего колеса $r_p = r_{cp} + (r_{\text{внут}} - r_n) / 3$.

Полезная мощность насоса $N = \rho \dot{V} H$, где H — действительный напор насоса.

Максимальная полезная мощность достигается приблизительно при $\dot{V} = 0,5 \dot{V}_{\max}$ и, следовательно, при $c_n = 0,5 c_{ку}$.

Целесообразная работа колеса вихревого насоса состоит только в создании обратного потока $\dot{V}_r$.

Мощность, затраченная на создание обратного потока,

$$N_a = \rho \dot{V}_r (c_{ку}^2 - c_n^2) / 2.$$

Мощность на валу насоса

$$N_{\text{затр}} = N_a + N_{\text{п}},$$

где $N_{\text{п}}$ — потери в насосе.

Основные потери в вихревых насосах складываются из гидравлических потерь на трение при течении жидкости по каналам и удар при входе потока в каналы колеса и корпуса, объемных потерь из-за утечек по зазорам и механических потерь. Коэффициент полезного действия насоса $\eta_n = 0,2 \div 0,45$. По опытным данным, оптимальный КПД будет при $c_n / u_p = 0,5$.

Ступень вихревого насоса может развить очень высокий напор, который будет больше, чем у центробежного насоса, при одинаковых окружных скоростях колес. Но область целесообразного применения вихревых насосов ограничена малыми расходами — до $(5—6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$.

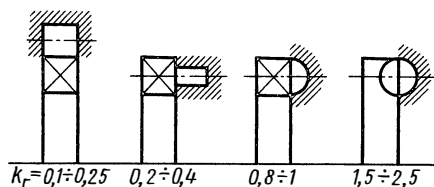


Рис. 14.26. Зависимость коэффициента напора k_r от формы канала вихревого насоса

Напор, развиваемый насосом, $H = k_r u_n^2$, где k_r — коэффициент напора в точке оптимального КПД (при $c_n/u_p = 0,5$). Он зависит от формы каналов вихревого насоса (рис. 14.26). Найдя величины H или u_n , легко определить остальные геометрические параметры колеса. Обычно принимают: ширину колеса $b \approx (r_n - r_{\text{внут}})/2$, число лопаток $z \approx 2\pi r_{\text{ср}}/(r_n - r_{\text{внут}})$, сечение бокового канала при оптимальном КПД $F_k = V/c_n = \dot{V}/0,5 u_n$.

С учетом влияния конечного числа лопаток колеса в расчетах обычно принимают $c_{ки} = 0,85 u_n$ (для прямоугольных лопаток).

Давление жидкости в кольцевом канале насоса постепенно возрастает от входного до выходного патрубков и на ходовую часть насоса действует неравномерное по окружности радиальное усилие $R_r \approx \rho r_n b H$.

Черпаковый насос. Для получения удовлетворительной экономичности (КПД) при высоких напорах и малых расходах компонентов применяют насосы с вращающимся корпусом — черпаковые насосы (рис. 14.27). Область целесообразного применения черпаковых насосов ограничивается $n_s = 10 \div 30$.

Насос состоит из вращающегося на валу корпуса 2, на внутренних стенках которого расположены радиальные лопатки 4. Компонент внутрь насоса поступает через входной патрубок 1. Для предохранения вытекания жидкости из вращающегося

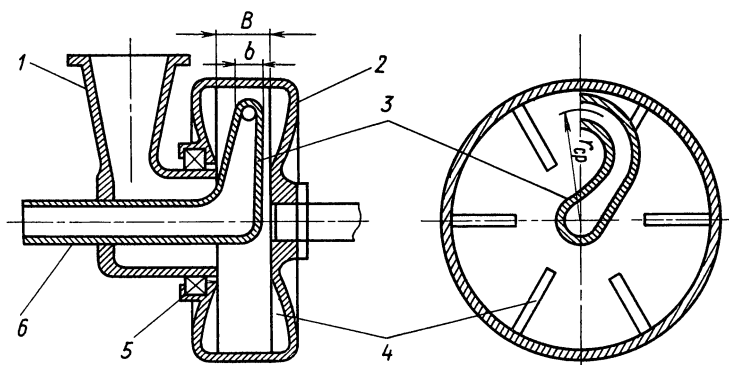


Рис. 14.27. Схема черпакового насоса

корпуса в насосе имеется узел уплотнения 5. Внутри вращающегося корпуса размещается неподвижный обтекатель 3 (один или два) с расположенным на периферии входным отверстием, через который компонент поступает в отводящий канал 6 и выводится из насоса. Обтекатель имеет каплевидную форму с малым гидравлическим сопротивлением.

По сравнению с ранее рассмотренным лопаточным центробежным насосом черпаковый насос при малых n_s имеет большой напор и лучший КПД, но конструктивно может оказаться более сложным.

Уравнение напорной характеристики черпакового насоса составляют, учитывая, что теоретический напор насоса на радиусе r_{cp} не зависит от режима работы насоса, т. е. $H_T = (\omega r_{cp})^2$. С учетом гидравлических потерь h_T действительный напор насоса

$$H = H_T - h_T = (\omega r_{cp})^2 - \xi_k \frac{c_k^2}{2} = (\omega r_{cp})^2 - \frac{\xi_k}{(k_k F_k)^2} \frac{\dot{V}^2}{2},$$

где ξ_k — коэффициент потерь; c_k — скорость потока на входе в обтекатель; k_k — коэффициент стеснения потока при входе в обтекатель; F_k — площадь входа в обтекатель; $\dot{V}$ — расход.

Обозначим $\lambda_k = \xi_k / [2(k_k F_k)^2]$ и подставим в полученное уравнение, тогда $H = (\omega r_{cp})^2 - \lambda_k \dot{V}^2$. Уравнение напора выражает собой параболу с вершиной при $\dot{V} = 0$, крутизна которой зависит от гидравлического сопротивления канала обтекателя и т. д.

Насос хорошо работает при обкателе (лучше одинарном) с относительным размером $B/b = 8 \div 10$, зазором между вращающимся корпусом и периферией обтекателя, равным 1—2 мм, высотой лопаток вращающегося корпуса $h \geq 0,16 B$, когда количество лопаток $z \geq 8$ и овальное входное отверстие с отношением осей в пределах 2—2,5. Диффузор на выходе из насоса желательно иметь с углом раскрытия до $5-6^\circ$.

При расчетах обычно принимают угловую скорость жидкости $\omega = 0,97 \omega_k$, где угловая скорость вращающегося корпуса $\omega_k = \pi n / 30$; скорость входа потока в обтекатель $c_k = 0,65 \div 0,75 u_2$ (здесь $u_2 = \omega r_{cp}$). Тогда действительный напор

$$H = 1,5 (\omega r_{cp})^2 / 2. \quad (14.73)$$

Обычно КПД насоса $\eta_n = 0,35 \div 0,55$.

Порядок расчета черпакового насоса сводится к нахождению n_s по заданным H , $\dot{V}$ и ω или к нахождению ω насоса по данным H и $\dot{V}$ при выбранном $n_s = 10 \div 30$. Затем определяют ω_k ; ω ; r_{cp} по (14.73), находят u_2 , принимают c_k , определяют F_k и геометрию входа обтекателя. Задаваясь толщиной стенок обтекателя, принимают b , выбирают B , внутренний диаметр вращающегося корпуса, высоту h и число лопаток. Задаваясь КПД насоса, определяют его мощность N_n .

К положительной стороне черпакового насоса следует также отнести возможность варьирования размером корпуса заборника (при $\omega = \text{const}$) при практически неизменном КПД насоса.

Кавитация. *Кавитацией* называют процесс парообразования в текущей жидкости, возникающий в результате местного падения статического давления. Там, где статическое давление падает ниже давления насыщенного пара (при данной температуре), в жидкости образуются паровые пузырьки, каверны и возникает кавитация.

Образовавшийся пар может заполнить большую часть проходного сечения канала и расход жидкости прекратится — произойдет полный срыв работы насоса. Если кавитация невелика, то пузырьки пара, двигаясь по каналу, попадут в область повышенного давления, где пар перейдет в жидкое состояние (произойдет конденсация пара); при этом объем, занимаемый паром, резко уменьшится, возникнет гидравлический удар, вызывающий у стенок канала кавитационную эрозию, разрушающую металл. Кавитация в насосе может возникнуть только там, где давление мало. Местом возникновения первых очагов кавитации обычно являются мельчайшие пузырьки свободного газа, находящегося в жидкости или в микротрещинах конструкции. Возникновение и развитие кавитации зависит от температуры и давления насыщенных паров жидкости, количества растворенного в жидкости газа (так как наличие свободного газа в жидкости значительно ускоряет начало кавитации), физических свойств жидкости.

Так, силы поверхностного натяжения и силы вязкости жидкости замедляют скорость роста кавитационных каверн. Процесс парообразования сопровождается затратой теплоты, отбираемой от жидкости. Интенсивность кавитации (относительный объем выделившегося пара) зависит от отношения плотности жидкости к плотности пара и отношения теплоемкости жидкости к скрытой теплоте парообразования; чем больше эти отношения, тем больше интенсивность кавитации.

В насосах обычно рассматриваются несколько кавитационных режимов: а) режим начала кавитации ($\chi p_{\text{нач}}$) — появление кавитационных каверн на входных кромках лопаток, но выходные параметры насоса (H , V) еще не меняются; б) первый критический режим (χp_I) — начало падения выходных параметров насоса; в) второй критический режим (Δp_{II}) — начало резкого падения выходных параметров, но работа насоса еще устойчивая; г) третий критический режим (χp_{III}) — срыв режима работы насоса.

Обычно у центробежных насосов начало резкого падения выходных параметров соответствует срыву работы насоса, т. е. отсутствует режим Δp_{III} . Если в каком-либо месте гидравлического тракта статическое давление окажется ниже давления насыщенного пара рабочей жидкости p_v , то начнется кавитация. Обычно самое опасное место в насосе — область входных кромок лопаток.

Рассмотрим участки тракта на входе в насос ($p_{\text{вх}}$; $c_{\text{вх}}$) и на входных кромках колеса (p_1 ; c_1 , w_1). Без учета гидравлических потерь по тракту между указанными участками полное давление жидкости

$$p_{\text{вх.ст}} + 0,5\rho c_{\text{вх}}^2 = 0,5\rho c_1^2 + 0,5\lambda_{\text{кав}}\rho w_1^2 + p_{1\text{ст}},$$

где $p_{\text{вх.ст}}$ и $p_{1\text{ст}}$ — статические давления; $\lambda_{\text{кав}}$ — коэффициент, характеризующий степень повышения относительной истинной скорости потока в межлопаточном канале колеса по сравнению со средней относительной скоростью w_1 (что вызывается в основном неравномерным распределением статического давления в поперечном сечении канала).

С уменьшением $p_{1\text{ст}}$ до величины p_t начинается кавитация ($p_{1\text{ст}} = p_t$), при этом на входе в насос статическое давление $p_{\text{вх.ст}}$ достигает минимально допустимого значения: $p_{\text{вх.ст min}} + 0,5\rho c_{\text{вх}}^2 = 0,5\rho c_1^2 + 0,5\lambda_{\text{кав}}\rho w_1^2 + p_t$.

Обозначим

$$0,5\rho c_1^2 + 0,5\lambda_{\text{кав}}\rho w_1^2 = \Delta p_{\text{кр}}. \quad (14.74)$$

Следовательно, $p_{\text{вх.ст min}} + \rho c_{\text{вх}}^2/2 - p_t = \Delta p_{\text{кр}}$, где $\Delta p_{\text{кр}}$ — критический кавитационный запас насоса, т. е. превышение минимально допустимого полного давления во входе в насос над давлением насыщенных паров.

На практике обычно коэффициентом $\lambda_{\text{кав}}$ учитывают также гидравлические потери во входном участке насоса и неравномерность абсолютной скорости потока c_1 .

Из (14.74) можно получить часто применяемую в практике насосостроения формулу Руднева

$$C_{\text{кав}} = 298\omega\sqrt{\bar{V}/(\Delta p_{\text{кр}}/\rho)^{3/4}}, \quad (14.75)$$

где $C_{\text{кав}}$ — кавитационный коэффициент, определяющий кавитационное совершенство насоса.

Наличие свободного газа в жидкости ухудшает кавитационные свойства насоса. Ориентировочная зависимость изменения $C_{\text{кав}}$ от количества газа $\bar{V}_{\text{газ}}$ в жидкости $\bar{V}_{\text{ж}}$ приведена ниже:

$C_{\text{кав.газ}}/C_{\text{кав.ж}}$	1	0,877	0,82	0,767	0,729	0,688	0,65	0,61	0,57
$\bar{V}_{\text{газ}}/\bar{V}_{\text{ж}}$	0	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,1	0,12	0,14

Для улучшения антикавитационных свойств насосов необходимо уменьшить частоту вращения вала насоса, абсолютную скорость потока на входе в колесо, загромождение входной полости колеса и увеличить статическое давление компонента на входе в насос.

Для получения хороших антикавитационных качеств насосов площадь входа F_0 определяется из условия оптимальной скорости на входе в колесо $c_{\text{оппорт}}$ и соответственно оптимального приведен-

ного диаметра:

$$D_{\text{опт}} = 0,47 k_D \sqrt[3]{\dot{V}/\omega}; \quad (14.76)$$

$$C_{\text{опт. опт}} = k_C \sqrt[3]{\dot{V}\omega^2}. \quad (14.77)$$

Для центробежного колеса $k_D = 4,4 \div 5$; $k_C = 0,01 \div 0,015$; для осевого колеса $k_D = 6 \div 8$; $k_C = 0,006 \div 0,01$.

Кавитационная характеристика насоса. Кавитационная характеристика — это зависимость изменения выходных параметров, например напора, от давления на входе в насос (рис. 14.28). Обычно на кавитационную характеристику наносят значения кавитационных режимов $p_{\text{нач}}$, p_I , p_{II} , p_{III} .

Точно установить наступление того или иного кавитационного режима нередко бывает трудно, поэтому, например, за наступление режима p_I условно принимают такое значение $p_{\text{вх}}$, при котором номинальное значение напора насоса H_n падает на 2—3%.

Кавитационные свойства центробежного насоса. Обычно у центробежных насосов $C_{\text{кав}} = 1000 \div 1400$.

Для его увеличения следует: а) уменьшить абсолютную скорость потока c'_1 перед поступлением на лопатки колеса за счет увеличения проходного сечения в этом месте в 1,5—2,5 раза по сравнению с F_0 , т. е. $F'_{1м} = 1,5 \div 2,5 F_0$ или $4D_1 b_1 / (D_0^2 - d_{\text{вх}}^2) = 2,5 \div 1,5$; при этом можно получить $C_{\text{кав}} = 2000 \div 2200$; б) вывести входные кромки лопаток на возможно меньший диаметр для уменьшения u_1 , что часто приводит к необходимости применять лопатки двойной кривизны. Это дает возможность иметь $C_{\text{кав}} = 1600 \div 1800$.

Однако если это не дает желаемого результата, то применяют колеса с двусторонним входом или на входе в насос устанавливают различного рода антикавитационные устройства, например эжектор или шнек, которые создают необходимый для бескавитационной работы подпор. Ориентировочно можно считать, что установка шнека на входе обычного центробежного

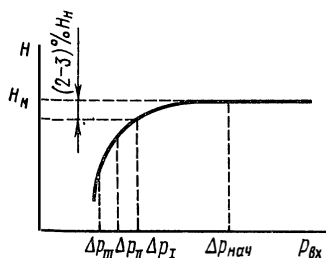


Рис. 14.28. Кавитационная характеристика насоса

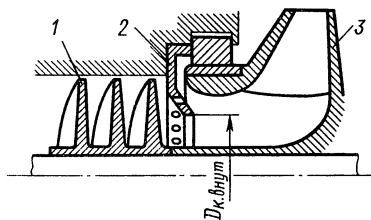


Рис. 14.29. Схема установки конуса:
1 — шнек; 2 — конус; 3 — центробежное колесо

колеса дает возможность получить $C_{\text{кав}} = 2200 \div 2500$. Применение при этом центробежного колеса с расширенным входом увеличивает $C_{\text{кав}}$ до 3000—4000, а при взаимном подборе геометрии колеса и шнека доводит $C_{\text{кав}}$ до 5000.

Применение шнека с меньшим числом оборотов по сравнению с центробежным колесом дает возможность довести $C_{\text{кав}}$ до 5500, а использование, кроме этого, еще эжектора — до $C_{\text{кав}} = 6000 \div 7000$.

Обычно $\lambda_{\text{кав}}$ центробежного насоса (14.74) определяют опытным путем или рассчитывают по различным эмпирическим формулам.

Кавитационные свойства осевого насоса. Осевого насос обладает высокими антикавитационными качествами. Это связано с малой нагрузкой на лопатку из-за незначительной напорности осевого колеса. Кроме того, осевой насос не теряет работоспособности в условиях наступления местной кавитации на входе, так как при дальнейшем движении жидкости вдоль колеса давление возрастает и кавитация затухает. И только при значительном уменьшении подпора на входе в насос кавитация распространяется на всю длину колеса и происходит срыв работы насоса. Поэтому лопатки колеса осевого насоса должны иметь достаточную длину. Относительную длину лопатки колеса характеризуют величина $b_{\text{л.ср}}$ и густота решетки $\tau_{\text{л.}}$. Так, например, для получения хороших антикавитационных свойств густота решетки шнека должна быть не меньше 1,8, а относительная длина $b_{\text{л.ср}} = b_{\text{л.ср}}/D_{\text{ср}} \geq 2,3$.

Оптимальная густота решетки $\tau_{\text{опт}} = 1 + 6,5 \sin \Delta\beta_{\text{л.р}} - \delta_{\text{р}}/t_{\text{р}}$.

Существенное влияние на улучшение кавитационного качества шнека оказывает заострение входных кромок лопаток и большая длина их заостренной части l_3 . Рекомендуется на $D_{\text{ср}}$ шнека иметь $l_{3\text{ср}} \geq 0,4 \div 0,5 D_{\text{ср}}$.

Установка банджа на наружный диаметр шнека ухудшает его антикавитационные свойства. Осевое расстояние между шнеком и лопатками центробежного колеса необходимо иметь возможно меньшим, размещая часть шнека даже во входную полость центробежного колеса. Хорошие результаты получаются также при установке между шнеком и центробежным колесом неподвижного конуса с отверстиями (рис. 14.29) и $D_{\text{к.внут}} \approx$

$$\approx \sqrt{(0,6 \div 0,7) (D_{\text{н.ш}}^2 - d_{\text{вт.ш}}^2) + d_{\text{вт.ш}}^2}.$$

Способность шнеков устойчиво работать в условиях значительной местной кавитации используется в шнекоцентробежных насосах, где обеспечивается бескавитационная работа центробежного колеса при наступлении 1, 2 и даже 3-го (или близкого к нему) критических режимов кавитации на входе в шнек. Обычно у шнеков $\lambda_{\text{кав}} = 0,004 \div 0,045$; у хорошо спроектированных шнеков коэффициент $\lambda_{\text{кав}}$ может достигнуть величины 0,02;

$\lambda_{\text{кав}}$ шнеков, работающих при бескавитационном или критических режимах, определяют экспериментальным путем или рассчитывают по различным эмпирическим уравнениям в зависимости от кавитационного режима работы.

Элементы теории подобия в насосах. Используя (14.20) и (14.21), через частоту вращения определим

$$u/u_m = D\omega/(D_m\omega_m) = \lambda\omega/\omega_m,$$

где u_m — окружная скорость модельного насоса.

Производительность насоса

$$\dot{V} = cF,$$

где c — скорость потока; F — площадь сечения, пропорциональная квадрату линейного размера ($F = l^2$).

Отношение расходов

$$\dot{V}_{\text{раб}}/\dot{V}_{\text{раб.м}} = cF/(c_m F_m) = cl^2/(c_m l_m^2) = ul^2/(u_m l_m^2) = \lambda^3 \omega/\omega_m,$$

но $\dot{V} = \dot{V}_{\text{раб}} \eta_{\text{об}}$, следовательно,

$$\dot{V}/\dot{V}_m = \lambda^3 (\omega/\omega_m) (\eta_{\text{об}}/\eta_{\text{об.м}}). \quad (14.78)$$

Из (14.38) следует, что $H_T \equiv u_2^2$, тогда $H_T/H_{T.m} = u_2^2/u_{2.m}^2 = \lambda^2 (\omega/\omega_m)^2$, но так как $H = H_T \eta_{\text{г}}$, то

$$H/H_m = \lambda^2 (u/u_m)^2 (\eta_{\text{г}}/\eta_{\text{г.м}}). \quad (14.79)$$

Используя уравнение мощности насоса $N_n = \dot{V} H \rho / \eta_n$ и применяя (14.78) и (14.79), получим

$$N_n/N_{n.m} = \lambda^5 (\omega/\omega_m)^3 (\rho/\rho_m) (\eta_{\text{мех.м}}/\eta_{\text{мех}}). \quad (14.80)$$

Если принять, что все составляющие КПД натурального и модельного насосов равны между собой, то (14.78) — (14.80) преобразуются так:

$$\dot{V}/\dot{V}_m = \lambda^3 \omega/\omega_m; \quad (14.81)$$

$$H/H_m = \lambda^2 (\omega/\omega_m)^2; \quad (14.82)$$

$$N_n/N_{n.m} = \lambda^5 (\rho/\rho_m) (\omega/\omega_m)^3. \quad (14.83)$$

В насосостроении применяют различные системы критериев подобия. Так для геометрически подобных насосов определяющими критериями будут расходный $\dot{V} = \dot{V}/(\omega D_2^3)$ и Рейнольдса $Re = \omega D_2^2/(4\nu)$, а неопределяющими — критерий Эйлера (коэффициент напора $\bar{H} = H/u_2^2$), приведенная мощность

$$\bar{N} = N_{\text{вн}}/(\rho \omega^3 D_2^5), \quad (14.84)$$

внутренний мощностной КПД насоса $\eta_{\text{вн}} = \eta_{\text{г}} \eta_{\text{об}} \eta_{\text{тр.д}}$. Для геометрически неподобных насосов перечисленные выражения теряют значение критериев подобия и их можно рассматривать

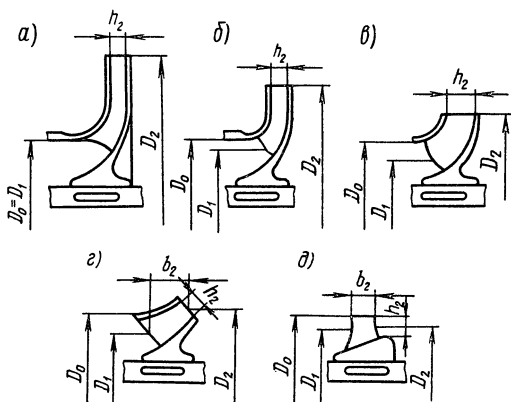


Рис. 14.30. Примерные виды лопаточных колес насосов в зависимости от удельного числа оборотов:

а — тихоходное центробежное — $n_s = 4-80$, $n_n = 11-22$, $D_2/D_0 = 2,5$; б — нормальное центробежное — $n_s = 80-150$, $n_n = 22-41$, $D_2/D_0 = 2$; в — быстроходное центробежное — $n_s = 150-300$, $n_n = 41-82$, $D_2/D_0 = 1,8-1,4$; г — диагональное — $n_s = 300-600$, $n_n = 82-165$, $D_2/D_0 = 1,2-1,1$; д — осевое — $n_s = 600-1200$, $n_n = 165-350$, $D_2/D_0 = 0,8$

как безразмерные комплексы, дающие только определенную характеристику насосу.

Для установления степени сходства между различными насосами применяют коэффициент быстроходности или удельную частоту вращения насоса

$$n_s = 193,3 \omega \sqrt{\dot{V}} / H^{3/4}. \quad (14.85)$$

Таким образом, n_s показывает частоту вращения эталонного насоса, геометрически и по КПД подобного основному, но с единичным напором и мощностью. Величина n_s зависит от плотности компонента и его физических свойств. В этом неудобство анализа по n_s насосов, работающих на различных рабочих компонентах. Удобнее пользоваться понятием удельного числа оборотов n_q эталонного насоса, геометрически и по КПД подобного основному, но с единичным напором и расходом:

$$n_q = 52,96 \omega \sqrt{\dot{V}} / H^{3/4}. \quad (14.86)$$

Таким образом, n_q меньше n_s в 3,65 раза (для воды). Смысл n_s и n_q заключается в том, что они позволяют любой насос с любыми $\dot{V}$, ω и H приводить к эталонному, т. е. сравнивать натурные насосы по эталонным. Для геометрически подобных насосов коэффициент быстроходности будет являться также критерием подобия, а для геометрически неподобных — комплексом. Таким образом, каждому n_s и n_q соответствуют вполне определенные геометрические соотношения, и, следовательно, насосы с различными выходными параметрами можно группировать, исходя, например, из геометрических соотношений размеров колеса (рис. 14.30).

Характеристики насосов. Насосы испытывают на гидравлических стендах, где проверяют их работоспособность, соответствие получаемых гидравлических параметров $\dot{V}$ и H требуемым,

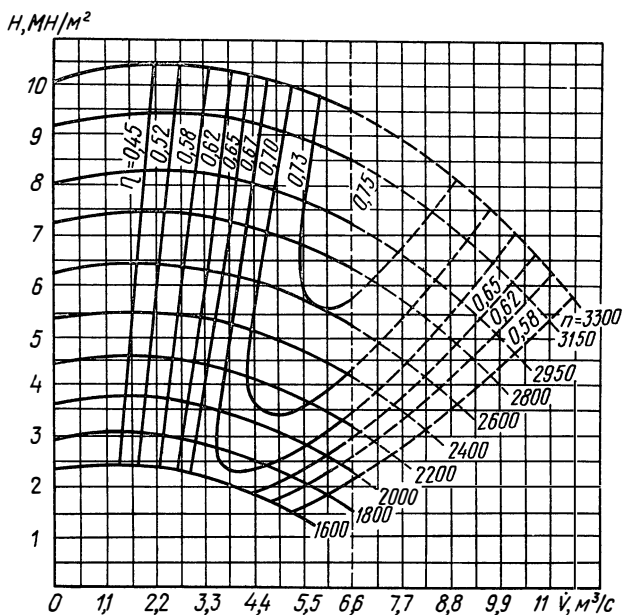


Рис. 14.31. Гидравлическая характеристика насоса

определяют их антикавитационные качества, снимают различные характеристики насосов (гидравлические, универсальные и пр.).

Гидравлическая характеристика насоса — это зависимость расхода от напора при различных частотах вращения. Обычно на поле гидравлической характеристики наносят КПД насоса (рис. 14.31).

Увеличение вязкости жидкости приводит к снижению расхода, напора и КПД насоса. Так как падение КПД насоса происходит достаточно резко, то мощность, необходимая на привод насоса, растет.

Удобно пользоваться характеристиками насосов, построенных в относительных или безразмерных параметрах, например $\frac{H}{\omega^2} = f(\dot{V}/\omega)$ или $\bar{H} = f(q)$ соответственно. Причем зависимость $\bar{H} = f(q)$ является характеристикой насоса в наиболее общем виде.

Теоретическое построение гидравлической характеристики шнеко-центробежного или центробежного насоса. Гидравлическую характеристику центробежного насоса можно построить теоретически. Из плана скоростей на выходе колеса насоса при $c_{1u} = 0$, $H_{T\infty} = u_2 c_{2u\infty}$ известно, что

$$c_{2u\infty} = u_2 - c_{2m} \operatorname{tg} \beta_{2л}; \quad c_{2m} = \dot{V}_{\text{раб}} / (\pi k_2 D_2 h_2).$$

Сделаем подстановку и получим уравнение теоретического напора, изображаемого графически прямой линией:

$$H_{\tau\infty} = u_2(u_2 - c_{2m}/\operatorname{tg} \beta_{2л}) = u_2^2 [1 - c_{2m}/(u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л})] = u_2^2 (1 - q),$$

так как $q = c_{2m}/(u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л})$; используя (14.37), получим

$$H_{\tau} = H_{\tau\infty}/A_{\tau} = u_2^2 (1 - q)/A_{\tau}.$$

Это уравнение также графически изображается прямой линией. Характеристики (рис. 14.32) удобно строить в относительных координатах H/H_p и $\dot{V}/\dot{V}_p$, причем масштаб $H_p = \dot{V}_p = 1$ (в расчетной точке). Так как $c_{2m}/c_{2mp} = \dot{V}/\dot{V}_p$ и $q_{2mp} = c_{2mp}/(u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л})$, то

$$\frac{H_{\tau}}{H_p} = \frac{1}{A_{\tau}} \frac{u_2^2}{H_p} \left(1 - \frac{\dot{V}}{\dot{V}_p} q_p \right).$$

Проанализируем это уравнение: при $H_{\tau}/H_p = 0$ $\dot{V}/\dot{V}_p = 1/q_p$; при $\dot{V}/\dot{V}_p = 0$ $H_{\tau}/H_p = (1/A_{\tau}) u_2^2/H_p$.

Действительная характеристика пройдет через расчетную точку $\dot{V}_p$; H_p касательно к прямой, соединяющей эту точку с координатой $1/q_p$ на оси абсцисс. С осью ординат действительная характеристика должна пересекаться приблизительно в точке $H_0 = 1,02 H_p$ при $n_s = 40 \div 80$ или $H_0 = 1,04 H_p$ при $n_s = 80 \div 150$. Таким образом, вид характеристики насоса зависит от геометрии колеса b_2 , D_2 , $\beta_{2л}$.

Имея расчетную зависимость $\dot{V}—H$ при $\omega = \text{const}$, можно построить все поле гидравлических характеристик при различных ω , используя формулы подобия (14.81) и (14.82) при $\lambda = 1$ и $\rho = \rho_m$.

Теоретическое построение гидравлической характеристики шнека. Проанализируем выражение (14.72). При $\dot{V}_p = 0$ напор $H_{\tau 0} = u^2$. При $H_{\tau} = 0$

$$\dot{V}_{\tau 0} = s_p h_{л} (\pi D_{cp} - z \delta_p / \sin \beta_{2л.p}) \omega / (2\pi). \quad (14.87)$$

По двум точкам $H_{\tau 0}$ и $\dot{V}_{\tau 0}$ строится теоретическая характеристика шнека (рис. 14.33). Это наклонная прямая линия. Действительная характеристика, но с меньшим наклоном проходит ниже

$$H_0 = k_{\tau} H_{\tau 0}. \quad (14.88)$$

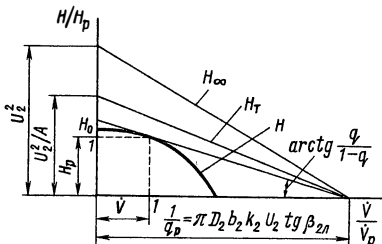


Рис. 14.32. Построение гидравлической характеристики насоса

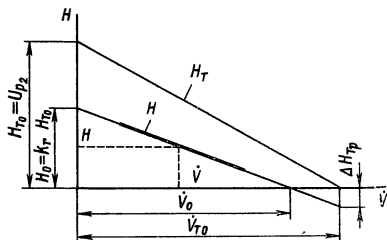


Рис. 14.33. Характеристика шнекового насоса

Величина $k_t = 0,45 \div 0,65$ определена экспериментально. Вторую точку находят из условия нулевого угла атаки шнека, когда $H_t = 0$. В этой точке вся подводимая энергия тратится на трение жидкости о лопатки. Потеря энергии на трение

$$\Delta H_{\text{тр}} = \lambda l_{\text{ср}} w_{\text{ср}}^2 / (2D_r), \quad (14.89)$$

где $\lambda = 0,04 \div 0,05$ — коэффициент сопротивления;

$$w_{\text{ср}} = \dot{V}_p / [z h_{\text{л}} (t_{\text{ср}} - \sigma_{\text{ср}}) \sin \beta_{\text{л.ср}}] \quad (14.90)$$

— средняя относительная скорость;

$$D_r = [4h_{\text{л}}(t_{\text{ср}} - \sigma_{\text{ср}}) \sin \beta_{\text{л.ср}}] / \{2[h_{\text{л}} + (t_{\text{ср}} - \sigma_{\text{ср}}) \sin \beta_{\text{л.ср}}]\}$$

— гидравлический диаметр.

Построенная таким методом характеристика мало отличается от реальной характеристики шнека в рабочем диапазоне. Действительная характеристика напора

$$H = (k_t u_2^2 + \Delta H_{\text{тр}}) [(\dot{V}_{t0} - \dot{V}) / \dot{V}_{t0}] - \Delta H_{\text{тр}}. \quad (14.91)$$

В расчетах действительный напор шнека определяют по его рабочей характеристике или по (14.91).

Полный КПД открытого шнека небольшой; в расчетной области $\eta_{\text{ш}} = 0,3 \div 0,4$; у встроенного шнека КПД больше (обычно близок к КПД центробежного насоса).

Совместная работа шнека с центробежным колесом. После шнека поток на лопатки колеса ступает «закрученным» с окружной составляющей абсолютной скорости c_{1u} . Величина закрутки оценивается коэффициентом средней относительной закрутки потока перед лопатками центробежного колеса: $\phi_1 = c_{1u} / u_1$.

Обычно втулки колеса и шнека равны между собой, а наружный диаметр шнека $D_{\text{ш}}$ близок к диаметру входа в колесо D_0 (иногда $D_{\text{ш}} = 1 \div 1,35 D_0$).

Установка шнека мало влияет на общую величину напора, выдаваемого насосом, потому что из-за подкрутки шнеком потока на входе само центробежное колесо развивает меньший напор $H_t = u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u}$, так как появляется отрицательная составляющая напора.

Учитывая, что величина входного угла лопатки центробежного колеса мало влияет на его кавитационные свойства, можно считать, что профиль лопаток и геометрические размеры центробежного колеса незначительно зависят от постановки перед ним шнека. Геометрические размеры шнека необходимо подбирать так, чтобы обеспечить наилучшие антикавитационные и мощностные качества насоса в целом. Это достигается выбором шнека с определенным шагом спирали $S_{\text{ш}}$, углом лопаток $\beta_{2\text{л}}$ и др. Большое влияние на $\lambda_{\text{хав}}$ центробежного насоса оказывает величина расходного параметра q и толщина входных кромок лопаток. У хороших центробежных насосов $\lambda_{\text{хав}} \approx 0,3$

при $q_1 \approx 1$. Решающее значение для $\lambda_{\text{кавл}}$ (на первом режиме) имеют густота решетки шнека ($\tau_{\text{ср}} > 1,5$), угол изогнутости профиля ($\sin \beta_{2\text{л.ш}} - \sin \beta_{1\text{л.ш}}$) и величина расходного параметра q_1 .

На среднем диаметре шнека можно принять

$$\lambda_{\text{кавлш}} = 0,02 + [0,12 + (\sin \beta_{2\text{л.ш}} - \sin \beta_{1\text{л.ш}})] / \tau_{\text{ср}}.$$

На переходном от первого ко второму критическим режимам решающими параметрами, влияющими на падение напора насоса, у шнека остаются те же, а у центробежного колеса — густота решетки

$$\tau_{\text{ц}} = z(D_2 - D_1) / \left[\pi(D_2 + D_1) \sin \frac{\beta_{2\text{л}} - \beta_{1\text{л}}}{2} \right].$$

Существует несколько методик расчета параметров шнека шнекоцентробежных насосов, например с учетом работы шнека на втором критическом режиме $\Delta p_{\text{IIш}}^*$.

Необходимый напор на входе в центробежное колесо для обеспечения его бескавитационной работы

$$\Delta p_{\text{мин}} / \rho = c_1^2 / 2 + \lambda_{\text{кавл}} w_1^2 / 2.$$

Допускается, что между шнеком и колесом отсутствуют гидравлические потери, течение подчиняется закону $c_u r = \text{const}$, средние расходные параметры за шнеком соответствуют параметрам на $D_{\text{р.ш}}$, а перед центробежным колесом — параметрам на D_1 , тогда шнек на входе в колесо создает давление $p_1 = \rho H_{\text{ш}} + p_{\text{вх.ш}}$, где $H_{\text{ш}}$ — действительный напор шнека; $p_{\text{вх.ш}}$ — давление на входе в шнек.

Для бескавитационной работы колеса необходимо, чтобы $p_1 \geq p_{\text{мин}}$ или $H_{\text{ш}} + p_{\text{вх.ш}} / \rho - c_1^2 / 2 \geq \lambda_{\text{кавл}} w_1^2 / 2$, где левая часть уравнения — статический напор перед лопатками центробежного колеса при бескавитационной работе.

Для достижения очень высоких $C_{\text{кавл}}$ считаем, что предельно допустимым давлением на входе в шнек может быть второй критический режим $\Delta p_{\text{IIш}}$, тогда

$$H_{\text{ш}} + \Delta p_{\text{IIш}} / \rho - \Delta p_{\text{ст}} / \rho - 0,5 c_1^2 = 0,5 \lambda_{\text{кавл}} w_1^2.$$

Здесь $\Delta p_{\text{ст}}$ — падение статического напора перед центробежным колесом из-за частичной кавитации в шнеке ($\Delta p_{\text{IIш}}$). По опытным данным, $\Delta p_{\text{ст}} / \rho = 0,1 \div 0,15 u_{\text{рш}}^2$.

Для центробежного колеса можно принимать $\lambda_{\text{кавл}} = 1,2 c_{1\text{м}} / u_1 + (0,07 + 0,421 c_{1\text{м}} / u_1) (22,5 \delta_1 / D_1 - 0,615)$, где δ_1 — толщина лопатки на расстоянии $0,02 D_1$ от входа.

Устойчивая работа шнека определяется выражением

$$\Delta p_{\text{IIш}} / \rho = 0,5 c_{1\text{мш}}^2 + 0,5 \lambda_{\text{кавлш}} w_1^2.$$

* Для удобства чтения к параметрам шнека будем добавлять индекс «ш», к параметрам на наружном диаметре шнека и на наибольшем диаметре входных кромок лопаток колеса — индекс «н».

где $\lambda_{\text{кавлш}} = 2,8/k^3 p_{\text{ш}} + 0,21 \sqrt{\delta_{1\text{ш}}/D_{\text{ср.ш}}} + 0,11/\sqrt[6]{b_{\text{л.ср.ш}} + 0,03/[1 + 10^3(l_{3\text{ср.ш}}/D_{\text{ср.ш}})^4]} - 0,091$; $k_{D\text{ш}}$ — коэффициент приведенного диаметра; $\delta_{1\text{ш}}$ — толщина лопатки на расстоянии $0,02D_{\text{ср.ш}}$ от входа; $b_{\text{л.ср.ш}}$ — относительная длина лопатки; $l_{3\text{ср.ш}}$ — длина заостренной части лопатки на $D_{\text{ср.ш}}$.

При расчете насоса геометрические параметры необходимо выбирать из рекомендованных соотношений $k_{D\text{ш}}$, $D_{\text{н.ш}}$, $d_{\text{вт.ш}}$, $D_{\text{р.ш}}$, $\tau_{\text{л.ш}}$, $z_{\text{ш}}$, D_0 , D_1 , h_1 , $\beta_{1\text{рш}} = \arctg \frac{c_{1\text{мш}}}{u_{\text{рш}}}$; $S_{\text{рш}} = \pi D_{\text{рш}} \text{tg} \beta_{\text{лрш}}$.

По другой методике расчета параметров шнека, наиболее опасными участками в кавитационном отношении считают наружный диаметр шнека и наибольший диаметр входных кромок лопаток колеса. Должна обеспечиваться бескавитационная работа насоса при наступлении кавитационного режима работы шнека или одновременность срывов шнека и центробежного колеса:

$$\Delta p_{\text{кр.ш}} + \rho H_{\text{н.ш}} = \Delta p_{\text{кр}}; \quad \Delta p_{\text{кр.ш}}/\rho + H_{\text{н.ш}} \geq 0,5\lambda_{\text{кавл}} w_{1\text{н}}^2 + 0,5c_{1\text{н}}^2.$$

Разделив каждый член уравнения на $u_{\text{н.ш}}^2$, получим предельное условие устойчивой работы насоса:

$$\Delta p_{\text{кр.ш}}/(\rho u_{\text{н.ш}}^2) + H_{\text{н.ш}}/u_{\text{н.ш}}^2 = \lambda_{\text{кавл}} w_{1\text{н}}^2/(2u_{\text{н.ш}}^2) + c_{1\text{н}}^2/(2u_{\text{н.ш}}^2). \quad (14.92)$$

Из треугольника скоростей потока на входе в колесо насоса известно, что

$$w_{1\text{н}}^2 = (u_{1\text{н}} - c_{1\text{н}})^2 + c_{1\text{мн}}^2; \quad c_{1\text{н}}^2 = c_{1\text{мн}}^2 + c_{1\text{ун}}^2,$$

где $u_{1\text{н}} = u_{\text{н.ш}} (D_{\text{н.ш}}/D_{1\text{н}})$.

Аналогично (14.59), $H_{\text{т.н.ш}} = c_{2\text{н.ш}} u_{\text{н.ш}}$; $H_{\text{н.ш}} = \eta_{\text{г.ш}} c_{2\text{н.ш}} u_{\text{н.ш}}$.

Допуская, что между шнеком и колесом отсутствуют потери, а течение жидкости подчиняется закону циркуляции $c_{\text{ш}} r = \text{const}$, имеем

$$c_{1\text{ун}} = c_{2\text{н.ш}} (D_{\text{н.ш}}/D_{1\text{н}}).$$

Считаем, что осевые скорости потока на входе и выходе шнека равны и неизменны по радиусу:

$$c_{1\text{м}} = c_{1\text{мш}} [D_{0\text{прш}}^2/(4D_1 h_1)],$$

где $D_{0\text{прш}}$ — приведенный диаметр на входе в шнек.

Подставим значения $H_{\text{н.ш}}$; $c_{1\text{м}}$ и $u_{1\text{н}}$ в (14.92), получим

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p_{\text{кр.ш}}}{\rho u_{\text{н.ш}}^2} + \frac{\eta_{\text{г.ш}} c_{2\text{н.ш}}}{u_{\text{н.ш}}} = \frac{\lambda_{\text{кавл}}}{2} \left[\left(\frac{D_{\text{нш}}}{u_{\text{нш}} D_{1\text{н}}} - \frac{c_{2\text{н.ш}} D_{\text{нш}}}{u_{\text{нш}}^2 D_{1\text{н}}} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{c_{1\text{мш}}^2}{u_{\text{нш}}^2} \left(\frac{D_{0\text{прш}}^2}{4D_1 h_1} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{c_{1\text{мш}}^2}{u_{\text{нш}}^2} \left(\frac{D_{0\text{прш}}^2}{4D_1 h_1} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{c_{2\text{н.ш}}^2}{u_{\text{нш}}^2} \left(\frac{D_{\text{нш}}}{D_{1\text{н}}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (14.93)$$

Коэффициент кавитации центробежного колеса

$$\lambda_{\text{кав}} = 0,053 + 0,604c_0/u_{1\text{н}} + (0,07 + 0,42c_0/u_{1\text{н}})(\delta/\delta_0 - 0,615) + \\ + 0,38(1 - 4D_1h_1/D_{0\text{пр}}^2)(c_0/u_{1\text{н}}), \quad (14.94)$$

где δ — толщина входной кромки лопатки; δ_0 — толщина лопатки на расстоянии 25 мм от входной кромки; c_0 — скорость потока на входе в колесо.

При расчетах можно принимать $\eta_{\text{г.ш}} = 0,4 \div 0,5$. Решая (14.93), определяют величину $c_{2\text{н.ш}}$. Решение удобно вести графо-аналитически, задавая ряд значений $c_{2\text{н.ш}}/u_{\text{н.ш}}$, при этом на график наносят полученные величины левой и правой частей уравнения и соединяют их линиями. Точка пересечения линий (ближайшая точка к оси ординат, соответствующая наименьшей величине $c_{2\text{н.ш}}/u_{\text{н.ш}}$) является искомой.

Величину $\Delta p_{\text{кр.ш}}/(\rho u_{\text{н.ш}}^2)$ находят по заданным условиям на входе в насос. Далее определяют угол установки лопатки шнека на периферии:

$$\text{tg } \beta_{2\text{л.н.ш}} = c_{2\text{н.ш}}/(u_{\text{н.ш}} - c_{2\text{н.ш}}).$$

Шаг спирали шнека

$$S_{\text{н.ш}} = \pi D_{\text{н.ш}} \text{tg } \beta_{2\text{л.н.ш}}. \quad (14.95)$$

Даже при наличии шнекового преднасоса центробежное колесо насоса желательно иметь с высоким антикавитационным качеством, так как в этом случае уменьшается нагрузка на лопатки шнека, облегчается его работа и повышаются антикавитационные свойства преднасоса.

Шнек к центробежному колесу необходимо располагать возможно ближе. Объемные утечки из насоса желательно сбрасывать дальше от входных кромок шнека. Желательно иметь угол конусности шнека $\Theta_{\text{ш}} = 90 \div 120^\circ$ (см. рис. 14.19).

Необходимо иметь в виду, что высокая экономичность насоса достигается при относительной закрутке потока $\Phi_1 = c_{1\text{н}}/u_1 = 0,35 \div 0,45$.

Некоторые особенности расчета насосов для водорода. Жидкий водород имеет малую плотность. Поэтому насос должен обладать большой объемной производительностью $\dot{V}$ при высоком напоре, для получения которого необходимо иметь или большие окружные скорости рабочего колеса насоса — до $u_{\text{max}} = (400 \div 500)$ м/с, или применять многоступенчатую схему насоса.

В антикавитационном отношении жидкий водород хороший компонент. Он допускает нагнетание при статическом давлении жидкости на входе в насос, очень близком к давлению насыщенных паров в потоке из-за высокого отношения плотностей пара и жидкости и большой удельной теплоемкости. У водородных насосов (с преднасосом) $C_{\text{кав}} = 5000 \div 6000$.

Температура жидкого водорода ниже -253°C . Можно считать, что жидкий водород (пароводород) поступает в насос с температурой $T = 20,4 \text{ K}$.

При определении напора насоса необходимо учитывать сжимаемость водорода, имея в виду, что температура и плотность водорода на входе и выходе из насоса различны.

Необходимую энергию для повышения давления компонента определяют политропной работой сжатия и дополнительной энергией, получаемой жидкостью из-за ее объемного расширения при подогреве в результате наличия потерь в насосе. Считая плотность функцией одного давления и принимая $c_{\text{вх}} = c_{\text{вых}}$, а насос — теплоизолированным от внешней среды, находим удельную работу, затраченную в насосе на подачу компонента,

$$H_{\text{затр}} = i_2 - i_1 = \int_{p_{\text{вх}}}^{p_{\text{вых}}} \frac{dp}{\rho}. \quad (14.96)$$

Уменьшение плотности водорода на выходе из насоса вследствие подвода теплоты из-за потерь в значительной мере компенсируется увеличением плотности из-за сжимаемости водородом. Таким образом, плотность меняется не очень значительно, и применяя осредненную плотность $\rho_{\text{ср}} = (\rho_2 + \rho_1)/2$, определяют напор на выходе из насоса ТНА:

$$H = (p_2 - p_1) \rho_{\text{ср}}. \quad (14.97)$$

Водородные насосы обычно многоступенчатые (z ступеней). Напор ступени ограничивается прочностью рабочего колеса насоса:

$$H_{\text{ступ}} = H/z. \quad (14.98)$$

Кавитационный расчет насоса проводится обычным методом. Принимая КПД насоса $\eta_{\text{н}} = \eta_{\text{ступ}}$, находим

$$H/\eta_{\text{н}} = i_2 - i_1. \quad (14.99)$$

Для расчета процесса нагнетания в водородном насосе можно пользоваться диаграммой $T-S$ или $J-S$ (рис. 14.34), где молекулярная масса водорода равна 2,0158. При этом исходную точку определяют по заданным начальным значениям p_1 и T_1 и находят начальное теплосодержание i_1 . Параметры на выходе насоса (T_2 , p_2 и др.) находят, используя диаграмму, далее по заданному или принятому значению p_2 и величине теплосодержания i_2 , определяемого по (14.99), находят среднее значение $\rho_{\text{ср}}$, уточняют напор насоса (14.97), число и напоры ступеней. Обычно $\eta_{\text{н}} = 0,6 \div 0,7$. Например, для 1-й ступени $i_{21} - i_1 = H_{\text{ступ}}/\eta_{\text{ступ}}$; по $J-S$ -диаграмме на значении i_{21} определяют такое p_{21} , которое удовлетворяет $H_{\text{ступ}} = (p_{21} - p_1)/\rho_{\text{ср}}$. Таким образом определяют параметры всех ступеней. Окончательно полученное значение p_2 не должно отличаться от заданного более на 5%.

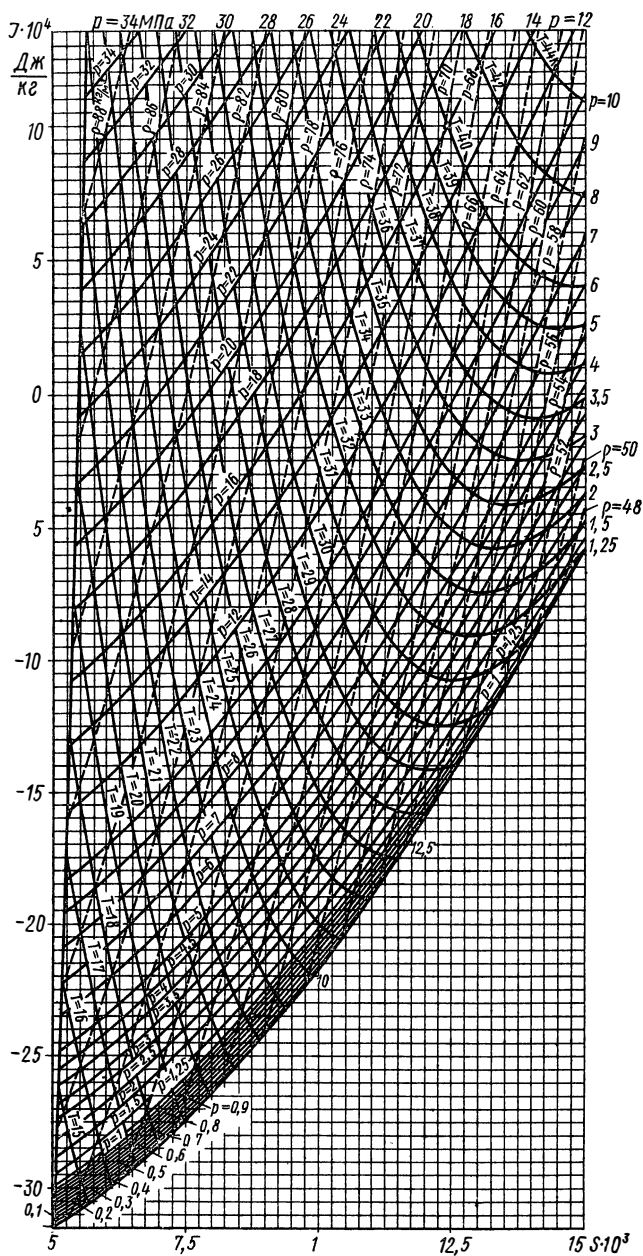


Рис. 14.34. I — S -диаграмма жидкого водорода (пароводород) [S измеряется в Дж/(кг·К)]

Порядок расчета и профилирования проточной части шнекоцентробежного насоса. Исходные данные: расход компонента V и его плотность ρ , давление компонента на входе $p_{вх}$ и выходе из насоса $p_{вых}$.

Расчет. 1. Выбор частоты вращения насоса. Частоту вращения выбирают из условия бескавитационной работы насоса по (14.75), где $\Delta p_{кр} = p_{вх} - p_t + 0,5 \rho c_{вх}^2 - \Delta p_{зап}$; p_t — давление насыщенного пара; $c_{вх} \approx 5 \div 12$ м/с — скорость компонента на входе; $\Delta p_{зап} = 10 \div 30$ Дж/кг. Величиной $C_{кав}$ задаются в пределах $3500 \div 5000$.

2. Определение расчетного диаметра шнека. По уравнению (14.76) определяют $D_{0пр.ш.}$. Задаваясь величиной коэффициента втулочного загромождения $d_{вт.ш.}/D_{н.ш.} = 0,2 \div 0,5$, определяют $d_{вт.ш.}$ и $D_{н.ш.} = D_{0пр.ш.} / \sqrt{1 - (d_{вт.ш.}/D_{н.ш.})^2}$. По (14.60), (14.70) и (14.52) находятся D_p ; u_p ; h_d ; $u_{н.ш.}$.

3. Определение параметров входа центробежного колеса. По уравнению (14.46) определяют V_p , принимая $\eta_{об} = 0,85 \div 0,97$. По (14.41) и (14.85) находят величины n_s и $N_{затр}$, для чего задаются значением $\eta_n = 0,4 \div 0,85$ при $n_s = 30 \div 250$ соответственно (для «неводородных» насосов), затем определяют напор насоса

$$H = (p_{вых} - p_{вх}) / \rho.$$

Из условия прочности ориентировочно определяют диаметр вала колеса

$$d_v = \sqrt[3]{5,1 N_{затр} / (\omega \tau_{доп})},$$

где $N_{затр}$ в Вт. Можно принимать $\tau_{доп} = 10 \cdot 10^7$ Н/м² для вала из материала типа 12Х18Н 10 Т; $\tau_{доп} = 15 \cdot 10^7$ Н/м² для вала из материала типа 1Х17Н2.

По зависимости $d_{вт} = 1,1 \div 1,3 d_v$ находят диаметр втулки колеса.

Задаваясь величиной меридиональной скорости потока на входе в колесо $c_{0м}$, по уравнению (14.24) определяют F_0 и D_0 , $c_{0м}$ можно принять, воспользовавшись формулой (14.77). Для обычных компонентов $c_{0м} = 5 \div 12$ м/с; для жидкого водорода $c_{0м} = 15 \div 25$ м/с.

По зависимости $D_1 = (1 \div 0,8) D_0$ выбирают D_1 .

По уравнению (14.26) находят h_1 , принимая

$$F'_{1м} = 1,2 \div 2 F_0.$$

Считая $D_{1н} = D_0$, по (14.25), (14.29) и (14.30) находят $c'_{1м}$; $c_{1м}$; $u_{1м}$.

4. Определение параметров шнека. Решают уравнение (14.93), предварительно определив $\lambda_{кав}$ центробежного колеса по (14.94). Здесь $c_0 = c_{1м}$. Решение уравнения (14.93) удобно вести графически, приняв $\Delta p_{кр.ш.} = p_{вх} + 0,5 \rho c_{0м}^2 - p_t - \Delta p_{зап}$, где $\Delta p_{зап} = 10 \div 30$ Дж/кг.

У шнека, предназначенного для совместной работы с центробежным колесом, желательно иметь $c_{2и.ш}/u_{н.ш} = 0,15 \div 0,35$.

Принимая шаг шнека постоянным, т. е. $S_1 = S_2 = S$ и $\beta_{1л.н.ш} = \beta_{2л.н.ш}$, находят (предварительно) угол лопатки

$$\beta_{2л.н.ш.усл} = \arctg [c_{2мш}/(u_{н.ш} - c_{2и.ш})].$$

Угол входа потока в шнек

$$\beta_{1н.ш} = \arctg (c_{1мш}/u_{1н.ш}),$$

где $c_{1мш} = c_{0м}/k_{1н.ш}$; $k_{1н.ш} = 0,98 \div 0,9$.

Угол атаки $\Delta\beta_{л.н.ш} = \beta_{2л.н.ш.усл} - \beta_{1н.ш}$. Если он получается более 5° , то следует применять шнек переменного шага с $S_1 < S_2$ и с углом атаки на входе $\Delta\beta_{л.н.ш} = 2 \div 3^\circ$. Если угол атаки менее 5° , то можно применять шнек постоянного шага, уточнив (при необходимости) угол атаки (желательный угол атаки $2-5^\circ$). Таким образом, окончательно определяют угол $\beta_{2л.н.ш}$.

Угол лопаток на входе

$$\beta_{1л.н.ш} = \arctg (c_{1мш}/u_{1н.ш}) + \Delta\beta_{л.н.ш}.$$

По (14.95) находят шаг S . Затем по (14.62) определяют угол подъема спирали — угол лопаток шнека на расчетном диаметре $\beta_{л.р}$. Задаваясь коэффициентом загромождения проходного сечения на входе и выходе из шнека $k_{р1} = 0,97 \div 0,87$ и $k_{р2} = 0,95 \div 0,83$, по уравнениям (14.61), (14.64), (14.65), (14.67), (14.68) и (14.71) находят $c_{1мр}$; $\beta_{1р}$; $c_{3мр}$; $c_{2мр}$; $c_{2ур}$; t_p , причем принимают число лопаток $z = 2 \div 3$.

Задаваясь величиной густоты решетки $\tau_{л} = 1,8 \div 2,2$, находят по (14.63) осевую длину шнека $l_{ш}$. Строят треугольники скоростей на входе и выходе из шнека (см. рис. 14.23).

По (14.72) и (14.91) определяют теоретический H_T и действительный H напоры шнека. Гидравлический КПД шнека $\eta_{г.ш} = H/H_T$.

Проводят проверку антикавитационной способности шнека. Для этого определяют

$$\lambda_{кав.ш} = \frac{\pi \sin \Delta\beta_{л.н.ш}}{1 - (d_{вт.ш}/D_{н.ш})^2} \frac{c_{1мш}/u_{н.ш}}{\sqrt{1 + (c_{1мш}/u_{н.ш})^2}};$$

$$\Delta p_{кр.ш} = \lambda_{кав.ш} \rho \omega^2 r_{1н.ш}^2 / 2 + \rho c_{1мш}^2 / 2; \quad C_{кав.ш} = 298 \omega \sqrt{\bar{V}} |(\Delta p_{кр.ш} / \rho)|^{3/4}.$$

Необходимо, чтобы полученное $C_{кав.ш}$ было не более $C_{кав}$, которым задавались в начале расчета при выборе частоты вращения насоса. В противном случае необходимо изменить величину оборотов вала.

Расчет центробежного колеса. К средней линии тока на входе в межлопаточный канал рабочего колеса поток подойдет, имея закрутку $c_{0и} = c_{1и} = c_{2ур} D_p/D_1$. По (14.30) и (14.33) находят u_1 ; β_1 .

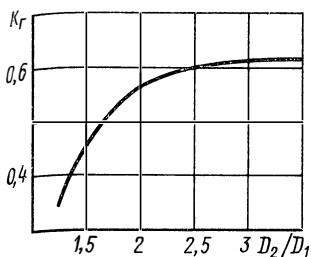


Рис. 14.35. Зависимость k_r от отношения D_2/D_1 колеса

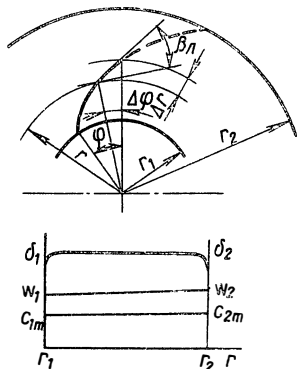


Рис. 14.36. Профилирование лопаток по точкам и график возможного характера изменения c_m , w и δ по радиусу средней линии меридионального сечения колеса

Принимая угол атаки $\Delta\beta_{1л}$ по уравнению (14.32), определяют $\beta_{1л}$.

Строят треугольники скоростей потока на входе в колесо (см. рис. 14.12). Наружный диаметр колеса D_2 можно определить по (14.38) и (14.42), задаваясь значениями k_{u2} и η_r или используя экспериментальные зависимости изменения H от отношения D_2/D_1 ; $H = k_r u_2^2$, $u_2 = D_2 \omega / 2$, где k_r находят по графику, изображенному на рис. 14.35, или формуле в диапазоне $D_2/D_1 = 1,25 \div 3,25$, $k_r = -0,152 (D_2/D_1)^2 + 0,8 (D_2/D_1) - 0,425$.

По (14.35) и (14.36) находят c_{3m} и h_2 , причем $c_{2m} = 0,8 \div 2 c_{1m}$. Задаются выходным углом установки лопаток $\beta_{2л} = 20 \div 90^\circ$ (часто $\beta_{2л} = 30 \div 45^\circ$) и числом лопаток $z = 6 \div 10$.

Профилирование рабочего колеса насоса. Оно состоит из вычерчивания его меридионального сечения и контура лопаток по средней линии. Предварительно форму колеса определяют по n_s в соответствии с рис. 14.30. Профилирование лопаток можно осуществлять точным (по точкам) или приближенными методами.

Профилирование лопаток по точкам. Для профилирования лопаток по точкам (рис. 14.36) необходимо задаться изменением скорости потока c_m и w по межлопаточному каналу колеса от r_1 до r_2 . Профилирование лопаток ведут в полярных координатах:

$$\Delta\varphi = \Delta r / (r \operatorname{tg} \beta_n),$$

где $\beta_n = \arcsin(c_m/w + \delta_n/t)$; $t = \pi D/z$.

Расчет сводится к последовательному определению всех параметров через небольшие отрезки Δr от r_1 до r_2 , при этом каждый раз подсчитывают r ($r' = r_1 + \Delta r$ и т. д.); t ; β_n ; $\Delta\varphi$; φ ($\varphi' = \varphi_1 + \Delta\varphi$ и т. д.).

Лопатки двойной кривизны можно профилировать по точкам аналогично вышеприведенному способу профилирования лопаток,

но только не для одного среднего меридионального сечения, а для нескольких, например, четырех, для каждого из которых задают изменение скоростей c_m и w по длине канала и определяют требуемый входной угол.

Приближенный метод профилирования. При приближенном методе профилирования точно выдерживают только входной $\beta_{1л}$ и выходной $\beta_{2л}$ углы лопаток, причем межлопаточный канал может быть произвольного профиля. Ниже приводится приближенный метод профилирования по дуге окружности.

Порядок профилирования лопаток по дуге окружности (рис. 14.37) состоит в следующем. Из точки A под углом $\beta_{2л}$ проводят прямую AB , из центра O под углом $(\beta_{1л} + \beta_{2л})$ — прямую до пересечения с D_1 (точка Γ). Из точки A через точку Γ до нового пересечения с D_1 (точка B) проводят прямую AB , точку O соединяют с точкой B , из которой под углом $\beta_{1л}$ проводят прямую до пересечения с прямой AB (точка B). Из точки B радиусом R_1 , равным отрезку AB ($AB = BB$), проводят дугу. Полученная дуга — рабочий профиль лопатки. Из точки B радиусом $R_2 = R_1 - \delta_{л}$ очерчивают внутренний профиль лопатки. Выходная кромка лопатки заостряется, чтобы поток при сходе с лопатки был меньше подвержен завихрению.

Обычно $\sigma_2 = 1,5 \div 2$ мм. Входная кромка лопатки делается острой с радиусом закругления $R = 0,3 \div 0,8$ мм по всей высоте входной кромки.

У колес насосов, лопатки которых профилируются приближен-

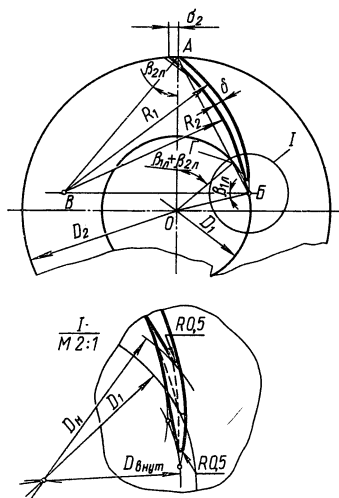


Рис. 14.37. Профилирование лопаток колеса дугой окружности

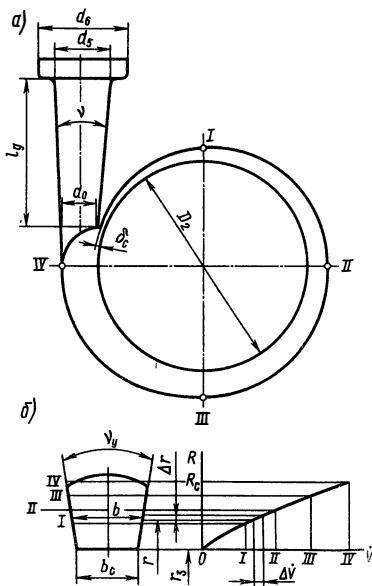


Рис. 14.38. Профилирование улитки и диффузора

ными методами, необходимо проверять изменение площади межлопаточного канала от входа до выхода. Для этого определяют площадь канала в сечениях, перпендикулярных к линиям тока в нескольких (4—6) местах вдоль по длине канала. Изменение площадей сечений по каналу должно быть плавным.

Профилирование отводящего устройства. Поток жидкости после колеса имеет скорость c_3 , определяемую по уравнению (14.39). Широкое распространение в ЖРД получил спиральный сборник в комбинации с коническим диффузором (рис. 14.38, а). Спиральный сборник, или улитку, можно рассчитывать различными методами.

Улитка с постоянной скоростью потока ($c_c = \text{const}$). По этому методу скорость потока в улитке c_c принимается по уравнению (14.40). Исходя из принятой скорости c_c , определяют площадь $F_{IV} = \dot{V}/c_c$ проходного сечения на выходе из улитки (сечение IV). Затем равномерно по окружности уменьшают площадь, оставляя между колесом и языком улитки минимальный зазор $\delta_c = 0,01 \div 0,04 D_2$.

Ширину входа в улитку определяют по эмпирической зависимости $b_c = h_2 + 0,05 D_2$, где h_2 — высота лопаток колеса на выходе; D_2 — наружный диаметр колеса.

Поперечное сечение улитки может быть любой формы, при этом переход от улитки к диффузору должен быть плавным. Диаметр узкого сечения диффузора $d_d = \sqrt{4F_{IV}/\pi}$.

Улитка произвольного сечения. Ее рассчитывают по закону $c_u R = \text{const}$. Через элементарное поперечное сечение улитки df с шириной b и высотой dr , отстоящей от центра на радиусе r , проходит элементарный секундный объем жидкости

$$d\dot{V}_f = df c_u = dr b c_u = dr b c_{3u} r_3 / r$$

или

$$\Delta \dot{V} = c_{3u} r_3 b \Delta r / r. \quad (14.100)$$

Кроме того, необходимо задаться законом изменения поперечного сечения улитки при изменении r , например трапециевидной улиткой с основанием b_c и углом раскрытия ν_y (обычно $\nu_y = 20 \div 40^\circ$). По (14.100) для любого приращения Δr можно отыскать приращение расхода $\Delta \dot{V}$. Таким образом, через равные промежутки Δr , начиная от $r_3 = (D_2 + 2\delta_c)/2$, определяют приращения $\Delta \dot{V}$ и строят график пропускной способности $\dot{V} = f(R)$ (рис. 14.38, б), на котором откладывают расчетный полный расход $\dot{V}_p$ и находят последний (конечный) R_c . Затем весь участок $\dot{V}_p$ разбивают на несколько равных частей, например сечения I, II, III, IV, и строят профиль поперечных сечений улитки.

Конический диффузор. Диффузор может быть прямым или ступенчатым с внезапным расширением. Длину диффузора выбирают из условия уменьшения скорости потока до величины,

допустимой для движения потока в напорном трубопроводе ЖРД с малыми потерями. При равном сопротивлении тракта ступенчатый диффузор получается короче прямого.

Длину конической части ступенчатого диффузора рассчитывают по (14.44), где $c_4 \approx c_c$, а $c_6 = 1,5 \div 2c_{0ш}$.

Задаваясь последовательно несколькими величинами c_5 , определяют значения ΔH_d и выбирают такое c_5 , при котором потери по диффузору ΔH_d будут минимальными. По найденной величине c_5 определяют d_5 и l_d конической части диффузора.

Уточнение геометрических и кинематических параметров насоса. Выбирают диаметр установки узлов уплотнения по колесу $D_{yn} = D_0 + (12 \div 20)$ мм и в зависимости от типа уплотнения принимают величину $s_{ш}$ и μ (см. рис. 14.15). По (14.48) и (14.46) определяют величину $\dot{V}_{yt}$ и уточняют значение $\dot{V}_p$ и η_{06} . Если η_{06} значительно отличается от ранее принятой величины η_{06} , то необходимо повторно определить все скоростные параметры потока. Одновременно по построенному профилю колеса уточняют k_1 , k_2 и h_2 .

Определение (уточнение) мощности насоса. По (14.42) и (14.45) находят сумму гидравлических потерь по центробежному насосу и его гидравлический КПД.

Гидравлический КПД агрегата

$$\eta_{\Sigma} = H / [H_{ш} / \eta_{г.ш} + (H - H_{ш}) / \eta_{г}].$$

Определяя по (14.49) механический КПД, находят полный КПД насоса $\eta_n = \eta_{г.ш} \eta_{06} \eta_{мех}$ и его мощность $N_n = H \dot{V}_p / \eta_n$.

Отличие найденного значения N_n от $N_{затр}$, полученного в начале расчета, не должно превышать 5%.

§ 14.3. НАСОСЫ АВТОНОМНЫХ АГРЕГАТОВ

В состав автономных агрегатов турбонасосной системы подачи могут входить различные подкачивающие насосы, энергетические агрегаты и др. Рассмотрим автономный струйный насос.

Струйный насос (эжектор). В эжектор (рис. 14.39) подводят два потока жидкости: один — основной эжектируемый поток $\dot{V}_2$, поступающий из бака ракеты с небольшим давлением p_k и малой скоростью c_2 , другой — эжектирующий поток $\dot{V}_1$, направляемый обычно из магистрали после насоса ТНА под высоким давлением p_c . Эжектирующая жидкость поступает в сопловую часть эжектора, где ускоряется до величины c_1 , причем большая часть потенциальной энергии жидкости преобразуется в кинетическую. Через сопло струя эжектирующей жидкости выбрасывается во входную, обычно конфузорную L_k , часть камеры смешения эжектора $L_{кс}$ и ускоряет основной поток жидкости. В сопле давление эжектирующей жидкости падает от p_c до p_k . В конфузорном участке струя эжектирующей

жидкости смешивается с потоком эжектируемой жидкости, и давление падает от p_k до p_n .

В камере смешения, в цилиндрической ее части $L_{ц}$, происходит в основном обмен энергиями эжектирующего и эжектируемого потоков жидкости и постепенное выравнивание их скоростей до величины c_0 , при этом давление в потоке устанавливается равным p_0 . Обычно смешение потоков в начале цилиндрической камеры еще не закончено и поле их скоростей не выравнено. В выходной диффузорной части эжектора кинетическая энергия суммарного потока опять преобразуется в потенциальную энергию давления p_a , при этом скорость потока падает до величины c_a .

Сопло эжектора располагается обычно в конфузорной части на некотором удалении от начала цилиндрического участка, но возможно расположение сопла и непосредственно во входе в цилиндрическую часть смесительной камеры.

Теория расчета эжектора основывается на использовании теоремы импульсов, которая позволяет, не вдаваясь в сущность процессов смешения, определить конечные значения параметров смеси жидкости. Кроме того, используются уравнение импульсов и уравнение сохранения массы.

Дополнительно введем следующие обозначения: $\dot{V}_1$ — объемный расход эжектирующей жидкости; $\dot{V}_2$ — объемный расход эжектируемой жидкости; $q = \dot{V}_2 / \dot{V}_1$ — коэффициент смешения жидкости; $m = (p_a - p_0) / (p_a - p_n)$ — отношения разности давлений; F_c — площадь сечения сопла эжектора; F_k — площадь сечения входа в эжектор основного потока; F_a — площадь сечения диффузора на выходе; $\Delta p_n = p_k - p_n$ — понижение давления потока в конфузорной части эжектора; $\Delta p_1 = p_c - p_k$ — понижение давления эжектирующего потока в сопле эжектора; $\Delta p_2 = p_a - p_k$ — повышение давления эжектируемого (основного) потока в эжекторе; F_0 — площадь сечения цилиндрической камеры смешения.

Потери по тракту эжектора учитывают экспериментальными коэффициентами потерь скорости соответственно: ϕ_1 — в сопле; ϕ_2 — на входе основного потока в эжектор; ϕ_3 — в камере смешения; ϕ_4 — в диффузоре.

Составим уравнение импульсов относительно начала и конца камеры смешения, условно считая, что эжектируемый поток от сопла до камеры смешения не размывается и что скорости потоков на входе и выходе эжектора малы и, кроме того, эжектируемая и эжектирующая жидкости химически одинаковы:

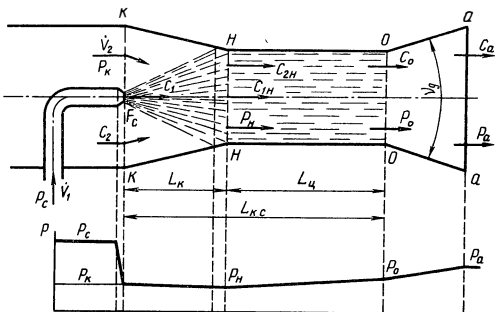


Рис. 14.39. Схемы работы эжектора

$$\Phi_3(\rho \dot{V}_1 c_{1н} + \rho \dot{V}_2 c_{2н}) - \rho(\dot{V}_1 + \dot{V}_2) c_0 = F_0(p_0 - p_n), \quad (14.101)$$

где $c_{1н} = \Phi_1 \sqrt{2(p_c - p_n)/\rho}$; $c_{2н} = \Phi_2 \sqrt{2(p_k - p_n)/\rho}$;
 $c_0 = \sqrt{2(p_a - p_0)/\rho} / \Phi_4$.

Решая приведенные уравнения совместно и учитывая, что $\dot{V}_1 + \dot{V}_2 = F_a c_a = F_0 c_0$; $\dot{V}_1 + \dot{V}_2 = \dot{V}_1(1+q)$; $F_0 = \dot{V}_1(1+q)/c_0$, получим

$$\Delta p_2 = \{(k_1 \sqrt{\Delta p_1 + \Delta p_n} + k_2 q \sqrt{\Delta p_n})^2 / [k_3^2(1+q)^2]\} - \Delta p_n; \quad (14.102)$$

$$\Delta p_1 = [(1+q)k_3 \sqrt{\Delta p_2 + \Delta p_n} - k_2 q \sqrt{\Delta p_n}]^2 / k_1^2 - \Delta p_n;$$

$$q = (k_1 \sqrt{\Delta p_1 + \Delta p_n} - k_3 \sqrt{\Delta p_2 + \Delta p_n}) / (k_3 \sqrt{\Delta p_2 + \Delta p_n} - k_2 \sqrt{\Delta p_n}), \quad (14.103)$$

где $k_1 = \Phi_1 \Phi_3 \Phi_4$; $k_2 = \Phi_2 \Phi_3 \Phi_4$; $k_3 = \sqrt{m} [1 + \Phi_3^2(1-m)/(2m)]$.

Полученные уравнения позволяют установить изменение давления по тракту эжектора, оптимальный выбор величины q и геометрии. С увеличением q улучшается качество эжектора.

Рассматривая уравнение (14.103), можно установить, что m растет с уменьшением k_3 . Минимальной величины k_3 достигает при

$$m_{\text{opt}} = \Phi_3^2 / (2 - \Phi_3).$$

По опытным данным, потери по тракту хорошо выполненного эжектора могут составить: $\Phi_1 = 0,95$; $\Phi_2 = 0,925$; $\Phi_3 = 0,975$; $\Phi_4 = 0,9$.

Зависимость повышения давления $\Delta p_2/\Delta p_1$ от коэффициента смещения q — основная характеристика эжектора.

Значения изменения давления в эжекторе в зависимости от q при m_{opt} и приведенных выше величин коэффициентов потерь даны ниже:

q	0,5	0,75	1	1,25	1,5	1,75	2						
$\Delta p_2/\Delta p_1$	0,365	0,287	0,233	0,193	0,165	0,141	0,124						
q	2,5	3	3,5	4	5	6	7	8	9	10			
$\Delta p_2/\Delta p_1$	0,098	0,08	0,066	0,053	0,034	0,028	0,022	0,019	0,016	0,012			

Используя (14.101) и (14.102), можно найти, что для оптимального режима

$$F_0/F_c = [(1+q)/\sqrt{m_{\text{opt}}}] \sqrt{\Delta p_1(\Delta p_2 + \Delta p_n)}.$$

При произвольном отношении F_0/F_c уравнение повышения давления имеет вид

$$\frac{\Delta p_2}{\Delta p_1} = 2 \frac{\Phi_1}{\Phi_4} \frac{F_c}{F_0} \left[k_1 + \left(k_2 - \frac{1}{2} \frac{\Phi_4}{\Phi_1} \right) \frac{F_c}{F_0 - F_c} q^2 - \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Phi_4}{\Phi_1} \right) \frac{F_c}{F_0} (1+q^2) \right].$$

Отношение энергии жидкости на выходе к энергии жидкости на входе называют КПД струйного насоса

$$\eta = [(\dot{V}_2 + \dot{V}_1)p_a / (\dot{V}_2 p_k + \dot{V}_1 p_c)].$$

Обычно $\eta = 0,15 \div 0,3$.

Принимаем, что скорости потоков на входе и выходе равны.

Границей работоспособности насоса является наступление режима кавитации. Кавитация эжектора наступает тогда, когда в каком-либо сечении тракта насоса, обычно в начале цилиндрической камеры смешения, статическое давление потока становится равным давлению насыщенного пара жидкости, т. е. $p_n = p_t$.

Основные параметры эжектора в начале цилиндрической камеры смешения связаны следующим уравнением:

$$F_o/F_c = \sqrt{(p_c - p_k)/(p_c - p_n)} + q \sqrt{(p_c - p_k)/(p_k - p_n)}.$$

В момент кавитации коэффициент смешения

$$q_{\text{кав}} = [F_o/F_c - \sqrt{(p_c - p_k)/(p_c - p_t)}] \sqrt{(p_k - p_t)/(p_c - p_k)}.$$

Если разница скоростей эжектируемого и эжектирующего потоков велика, то на границе их смешения возникает местная кавитация. Такое явление особенно резко проявляется в месте начала смешения потоков. Двигаясь далее по тракту, потоки сильнее смешиваются, их скорости выравниваются, статическое давление жидкости растет, местная кавитация исчезает.

Если же местная кавитация захватывает входную часть цилиндрической камеры смешения, то может произойти полный срыв работы эжектора. Опасность подобных явлений велика у эжекторов, сопла которых расположены вблизи входа в цилиндрическую камеру смешения. Поэтому сопло эжектора удаляют на достаточное расстояние от входа в цилиндрическую часть камеры смешения и подбирают геометрию конфузторного участка смесительной камеры.

Для получения удовлетворительных энергетических и кавитационных качеств эжектора ориентировочно можно принимать: расстояние от среза сопла эжектора до начала цилиндрической камеры смешения $l_c = 1 \div 1,5 d_0$ (где d_0 — диаметр цилиндрической камеры смешения); $L_{к.с} = 6 \div 10 d_0$; $L_{ц} = 3 \div 5 d_0$;
 $L_k = (\sqrt{F_o/F_c} - 1) d_0 / 0,2$.

Выходная часть эжектора обычно оканчивается диффузором с углом раскрытия $\nu_d = 8 \div 10^\circ$.

§ 14.4. ТУРБИНЫ

Устройство турбины. Газовая турбина — разновидность лопаточной машины-двигателя, в которой энергия газа преобразуется в механическую энергию вращения. В зависимости от характера

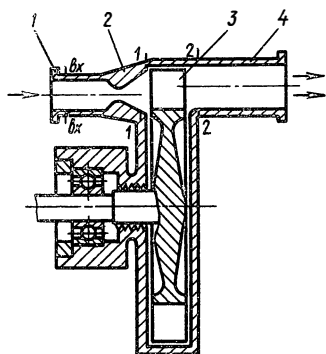


Рис. 14.40. Схема одноступенчатой активной турбины:

1—входной патрубок; 2—сопловой аппарат; 3—рабочее колесо; 4—выходной патрубок

рабочего колеса, где производится полезная работа. Сопловой аппарат турбины может выполняться в виде круговой или сегментной лопаточной решетки, набора конических или коробчатых сопел, а также в виде одиночных, обычно конических, сопел. Если сопла занимают только часть окружности, ометаемой лопатками турбины, то такую турбину называют *парциальной*, т. е. с частичным по окружности подводом газа к рабочему колесу. Рабочее колесо представляет собой диск с лопатками, имеющими специальный профиль.

Возможная классификация турбин ТНА представлена на рис. 14.41. По направлению движения газа внутри турбины они классифицируются на три типа: тангенциальные, в которых газ движется по окружности рабочего колеса; радиальные, которые бывают центробежными и центростремительными (в центростремительных турбинах газ движется от периферии к центру рабочего колеса, в центробежных — от центра к периферии); осевые, в которых газ движется вдоль оси турбины.

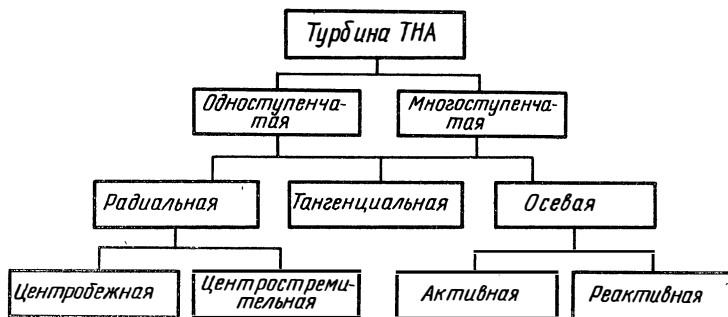


Рис. 14.41. Классификация турбин ТНА

Осевые турбины могут быть активными и реактивными. В сопловом аппарате активной турбины весь перепад давления газа преобразуется в скоростной напор, который расходуется на лопатках рабочего колеса. В сопловом аппарате реактивных турбин часть общего перепада давления газа преобразуется в скоростной напор, а оставшаяся часть перепада срабатывает на лопатках турбины. Один ряд лопаток колеса совместно с сопловым аппаратом является ступенью турбины. Турбины бывают одно- и многоступенчатыми, при этом два ряда лопаток колеса от двух ступеней могут располагаться на одном диске. В настоящее время широко распространены одно- и двухступенчатые осевые турбины и одноступенчатые радиальные турбины. Совокупность подвижных вращающихся элементов турбины называют *ротором*, а неподвижных — *статором* турбины.

Располагаемая работа турбины. Рассмотрим сечения газового тракта турбины (см. рис. 14.40) на входе в турбину (индекс «вх»), на выходе из соплового аппарата (индекс «1») и на выходе из рабочего колеса (индекс «2»). При адиабатическом расширении в проточной части турбины газ совершает удельную работу

$$L_{t0} = i_{\text{вх}0} - i_{20} = \Delta i_0. \quad (14.104)$$

Расширение в сопловом аппарате соответствует $L_{1t} = i_{\text{вх}0} - i_{1t} = \Delta i_1$, на лопатках рабочего колеса $L_{2t} = \Delta i_2$. Принято обозначать: i — энтальпия газа; Δi — разность энтальпий; L — адиабатическая работа газа.

Обозначим индексом « t » адиабатический процесс, индексом «0» — заторможенный параметр газа. Работа адиабатического расширения связана с параметрами газового потока уравнением

$$L_{t0} = \frac{k}{k-1} R T_{\text{вх}0} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{\text{вх}0}} \right)^{(k-1)/k} \right]; \quad (14.105)$$

при этом теоретическая скорость истечения

$$c_{t0} = \sqrt{2L_{t0}}. \quad (14.106)$$

Работа адиабатического расширения в сопловом аппарате

$$L_{1t} = \frac{k}{k-1} R T_{\text{вх}0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{\text{вх}0}} \right)^{(k-1)/k} \right]. \quad (14.107)$$

Работа адиабатического расширения на лопатках рабочего колеса

$$L_{2t} = \frac{k}{k-1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} \right]. \quad (14.108)$$

Течение газа в сопловом аппарате. При адиабатическом расширении газа в сопловом аппарате теоретическая скорость истечения

$$c_{1t} = \sqrt{2L_{1t}} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R T_{\text{вх}0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{\text{вх}0}} \right)^{(k-1)/k} \right]} \quad (14.109)$$

или

$$c_{1t} = \sqrt{2L_{1t} + c_{\text{вх}}^2} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R T_{\text{вх}0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{\text{вх}}} \right)^{(k-1)/k} \right]} + c_{\text{вх}}^2. \quad (14.110)$$

По уравнению неразрывности площадь любого сечения сопла

$$F = \dot{m} / (c \rho). \quad (14.111)$$

Подставляя в (14.111) значения скорости и плотности, получим уравнение площади сечения сопла:

$$F = \dot{m} / \Phi \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_{\text{вх}0} \rho_{\text{вх}0} \left[\left(\frac{p}{p_{\text{вх}0}} \right)^{2/k} - \left(\frac{p}{p_{\text{вх}0}} \right)^{(k+1)/k} \right]}. \quad (14.112)$$

При звуковой скорости истечения форма сопла должна быть суживающейся, при сверхзвуковой — сужающе-расширяющейся.

Критическая скорость или скорость звука

$$c_{\text{кр}} = a_{\text{кр}} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_{\text{вх}0}} = \sqrt{k R T_{\text{кр}}}, \quad (14.113)$$

где

$$T_{\text{кр}} = 2 T_{\text{вх}0} / (k+1). \quad (14.114)$$

Площадь критического сечения

$$F_{\text{кр}} = \dot{m} \sqrt{R T_{\text{вх}0}} / \left[p_{\text{вх}0} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)}} \right]. \quad (14.115)$$

Уменьшение действительной скорости истечения c_1 из-за потерь по сравнению с теоретической скоростью истечения при адиабатическом истечении c_{1t} учитывается коэффициентом сопла Φ :

$$c_1 = \Phi c_{1t}. \quad (14.116)$$

Процесс расширения из-за потерь в соплах происходит по политропе, которую при $c_{\text{вх}} = 0$ можно определить по полуэмпирической формуле

$$n = k / [(k - \Phi^2)(k - 1)]. \quad (14.117)$$

При расчете турбин, особенно при анализе и выборе оптимальных режимов работы, удобно пользоваться газодинамическими функциями, взаимосвязывающими параметры газа через приведенную скорость λ и число М.

При адиабатическом истечении из сопла

$$\lambda_{1t} = \frac{c_{1t}}{a_{\text{кр}}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(1 - \frac{T_1}{T_{\text{вх}0}} \right)} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{\text{вх}0}} \right)^{(k-1)/k} \right]}. \quad (14.118)$$

При действительном истечении

$$\lambda = \varphi \lambda_{1t}; \quad (14.119)$$

$$M_1 = \frac{c_1}{a_1} = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left(\frac{T_{\text{вх}0}}{T_1} - 1 \right)}; \quad (14.120)$$

$$M_1 = \sqrt{\frac{2}{k+1} \lambda_1^2 / \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2 \right)}. \quad (14.121)$$

Часто используют известные газодинамические зависимости: отношения температур $\tau(\lambda) = T/T_{\text{вх}0}$; отношение давлений $\pi(\lambda) = p/p_{\text{вх}0}$; отношение расходов или площадей $q(\lambda) = F_{\text{кр}}/F$.

С учетом потерь

$$F_{\text{кр}}/F_1 = q(\lambda_1) \sigma_c, \quad (14.122)$$

где коэффициент, учитывающий потери полного давления,

$$\sigma_c = p_{10}/p_{\text{вх}0} = \pi(\lambda_{1t}) / [\pi(\lambda_1)]. \quad (14.123)$$

Температура газа на выходе из сопла

$$T_1 = T_{\text{вх}0} - \frac{k-1}{k} \frac{c_1^2}{2R}.$$

Расширение газа в косом срезе сопла и поворот потока. Сопла в турбинах всегда наклонены к плоскости вращения рабочего колеса под некоторым углом $\alpha_{1\text{л}} = 15 \div 25^\circ$. Поэтому выходная часть сопла образует срез (рис. 14.42), в котором при сверхкритическом истечении возможно дополнительное расширение и ускорение газа, если давление среды за соплом p_1 меньше, чем давление газа $p_{1\text{л}}$ в выходном сечении сопла (сечение AB).

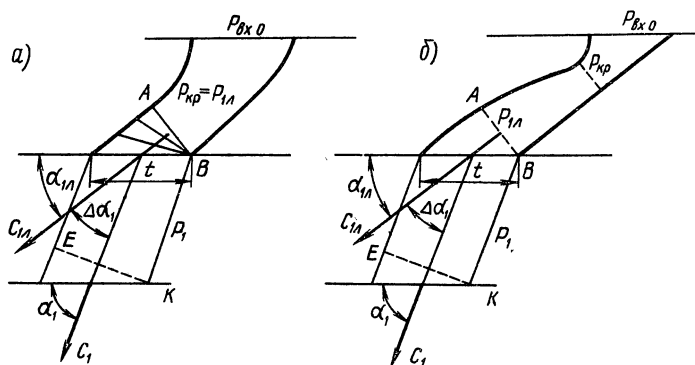


Рис. 14.42. Отклонение потока в косом срезе:

a — сужающееся сопло; b — расширяющееся сопло

При расширении газа в косом срезе среднее направление течения потока меняется на угол $\Delta\alpha_1 = \alpha_1 - \alpha_{1л}$. Расширение и изменение направления течения газа в косом срезе происходит по законам обтекания угла сверхзвуковым потоком в точке *B*, из которой отходит пучок характеристик [наклон характеристики к оси потока равен $\alpha = \arcsin(1/M)$].

Расширительная способность косого среза $p_{1\min}$ исчерпывается, когда последняя характеристика совпадает с выходным срезом сопла. В практике турбостроения обычно пользуются приближенной формулой определения α_1 , вытекающей из уравнения неразрывности для сечения *AB* и *KE*:

$$c_{1л} \rho_{1л} t \sin \alpha_{1л} = c_1 \rho_1 t \sin \alpha_1,$$

откуда

$$\sin \alpha_1 = \sin \alpha_{1л} [c_{1л} \rho_{1л} / (c_1 \rho_1)]. \quad (14.124)$$

В суживающихся соплах критические параметры будут в узком сечении *AB* (рис. 14.42) непосредственно перед косым срезом. Для такого случая обычно уравнение (14.124) еще более упрощают, пренебрегая потерями при расширении:

$$\sin \alpha_1 = \sin \alpha_{1л} a_{кр} \rho_{кр} / (c_1 \rho_1) = \sin \alpha_{1л} / [q(\lambda_1)]. \quad (14.125)$$

Для сужающегося сопла максимальная расширительная способность косого среза $p_{1\min}$ будет $\sin \alpha_1 = 1/M = a_1/c_1$.

Пренебрегая потерями при расширении, считаем $a_{кр} = c_{кр}$, тогда

$$\begin{aligned} \sin \alpha_{1л} (c_{кр} \rho_{кр}) / (c_1 \rho_1) &= a_1 / c_1; \\ \sin \alpha_{1л} \left(\frac{p_{кр}}{p_1} \right)^{1/k} &= \frac{a_1}{a_{кр}} = \frac{\sqrt{k R T_1}}{\sqrt{k R T_{кр}}} = \left(\frac{p_1}{p_{кр}} \right)^{(k-1)/(2k)}. \end{aligned}$$

При условии максимальной расширительной способности сопла получим

$$p_1 = p_{1\min} = p_{кр} (\sin \alpha_{1л})^{2k/(k+1)}.$$

Используя (14.124), определим $p_{1\min}$ в расширяющемся сопле:

$$\begin{aligned} \sin \alpha_{1л} \frac{c_{1л} \rho_{1л}}{c_1 \rho_1} &= \frac{a_1}{c_1}; \quad \sin \alpha_{1л} \frac{c_{1л}}{a_1} = \left(\frac{p_{1л}}{p_1} \right)^{1/k}; \\ p_{1\min} &= p_{1л} [\sin \alpha_{1л} (c_{1л}/c_1)]^k. \end{aligned}$$

Отклонение потока на выходе из-за конечной толщины выходных кромок лопаток. Парциальность. При обтекании газом лопаток сопловой решетки возникает вихреобразование из-за отрыва потока при его сходе с выходных кромок лопаток. При этом наблюдается некоторое изменение направления движения газа.

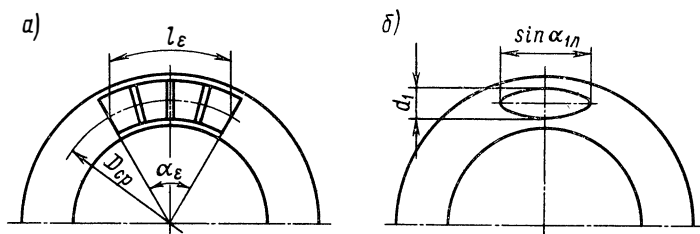


Рис. 14.43. Выходные окна парциальных сопловых аппаратов:

a — плоские сопла; *б* — конические сопла

По экспериментальным данным

$$\cos \alpha_1 = m \sin \alpha_{1n}, \quad (14.126)$$

где $m = 1 \div 1,08$ — коэффициент (при $M = 1$ можно принимать $m = 1$; при $M = 0,4 \div 0,6$ принимают $m = 1,08$).

Парциальность турбины оценивается степенью парциальности, которая определяется отношением площади выходных окон соплового аппарата к площади кольца шириной, равной высоте выходных окон соплового аппарата, расположенного по окружности D_{cp} (рис. 14.43):

$$\epsilon_n = l_\epsilon / (\pi D_{cp}) = \alpha_\epsilon / 360. \quad (14.127)$$

Для конического единичного сопла (выходное окно — эллипс), установленного под углом α_{1n} и имеющего диаметр выхода d_1 ,

$$\epsilon_n = d_1 / (4 D_{cp} \sin \alpha_{1n}).$$

Для группы конических сопел (z_c — число сопел)

$$\epsilon_n = z_c d_1 / (4 D_{cp} \sin \alpha_{1n}). \quad (14.128)$$

Шаг лопаток t в сопловой решетке выбирают из оптимальной величины относительного шага. Обычно

$$(t/b)_{opt} = 0,7 \div 1,0. \quad (14.129)$$

Максимальный геометрический угол расширения (раскрытия) сопла $v_c = 10 \div 12$.

Течение газа в межлопаточном канале рабочего колеса. Поток газа выходит из соплового аппарата со скоростью c_1 под углом α_1 и направляется на лопатки турбины. По межлопаточным каналам колеса газ движется с относительной скоростью w . Направление и величина относительной скорости потока на входе в колесо определяются из треугольника скоростей (рис. 14.44):

$$\beta_1 = \arctg [c_1 \sin \alpha_1 / (c_1 \cos \alpha_1 - u_1)]; \quad (14.130)$$

$$w_1 = c_1 \sin \alpha_1 / \sin \beta_1. \quad (14.131)$$

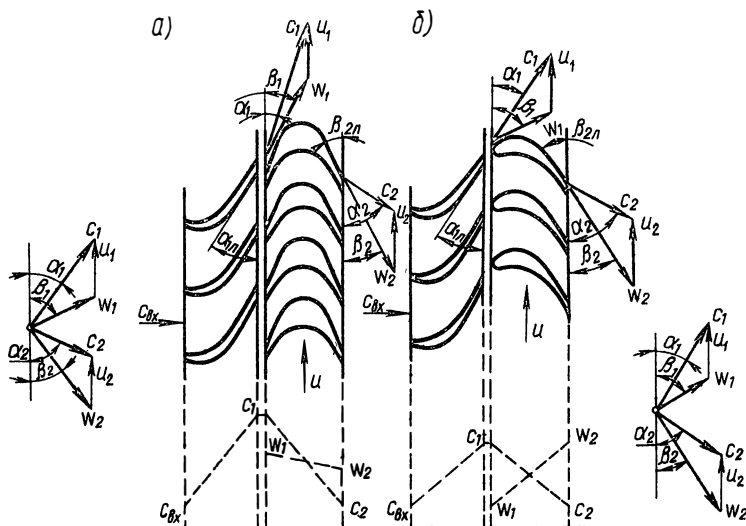


Рис. 14.44. Схема проточной части одноступенчатых турбин и треугольники скоростей:

a — активной; *б* — реактивной

Характер дальнейшего протекания газа зависит от типа турбины. В реактивной турбине в межлопаточных каналах колеса газ расширяется. Работа адиабатического расширения при этом определяется уравнением (14.108).

Относительная скорость потока на выходе у осевой турбины с любой реактивностью, по аналогии (с 14.110)

$$w_{2t} = \sqrt{2L_{2t} + w_1^2}; \quad (14.132)$$

у радиальной турбины

$$w_{2t} = \sqrt{2L_{2t} + w_1^2 - u_1^2 + u_2^2}. \quad (14.133)$$

Напомним, что реактивность турбины оценивается степенью реактивности ρ_t , являющейся отношением адиабатной работы, срабатываемой на лопатках рабочего колеса, ко всей адиабатной работе, срабатываемой в турбине, $L_{t0} = L_{1t} + L_{2t}$:

$$\rho_t = L_{2t} / (L_{1t} + L_{2t}). \quad (14.134)$$

У активных осевых турбин $L_{2t} = 0$; следовательно, $w_1 = w_{2t}$. При течении газа по каналам из-за потерь происходит уменьшение кинетической энергии газа, вследствие чего уменьшается действительная скорость газа на выходе из колеса:

$$w_2 = \psi w_{2t}, \quad (14.135)$$

где ψ — скоростной коэффициент потерь на лопатках колеса.

Для расчета колеса турбины удобно пользоваться газодинамическими функциями. Так как значения температуры торможения потока в абсолютном и относительном движении различны, то переход к относительному движению можно производить через число M :

$$M_{w_1} = M_{c_1} (\sin \alpha_1 / \sin \beta_1). \quad (14.136)$$

По величине M_{w_1} определяют

$$\lambda_{w_1} = \sqrt{\frac{k+1}{2} M_{w_1}^2 / \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{w_1}^2\right)}. \quad (14.137)$$

Температура торможения в относительном движении на входе в рабочее колесо

$$T_{w_{10}} = T_{вх 0} \tau(\lambda_{c_1}) / \tau(\lambda_{w_1}) \quad (14.138)$$

или

$$T_{w_{10}} = T_{вх 0} - \frac{k-1}{k} \frac{c_1^2 - w_1^2}{2R}, \quad (14.139)$$

что наглядно представляется на $J-S$ -диаграмме, а также

$$T_{w_{10}} = T_1 + \frac{k-1}{k} \frac{w_1^2}{2R}. \quad (14.140)$$

Процессы расширения газа в ступенях турбин в различных координатах изображены на рис. 14.45 и 14.46.

При расчете турбин часто используют коэффициент окружной скорости

$$\lambda_u = u/a_{кр} = u / \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_{вх 0}}.$$

Решая совместно уравнения (14.138), (14.139) и учитывая, что

$$c_1^2 - w_1^2 = 2u_1 c_1 \cos \alpha_1 - u_1^2,$$

получим

$$T_{w_{10}} = T_{вх} \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \times \right. \\ \left. \times (2\lambda_{c_1} \lambda_{u_1} \cos \alpha_1 - \lambda_{u_1}^2) \right]. \quad (14.141)$$

По $T_{w_{10}}$ определяют

$$\lambda_{w_1} = w_1 / \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_{w_{10}}}.$$

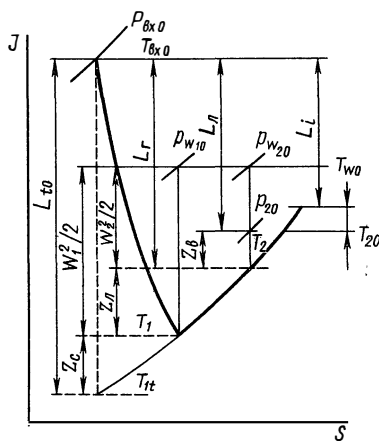


Рис. 14.45. Процесс расширения газа в активной ступени турбины на $J-S$ -диаграмме

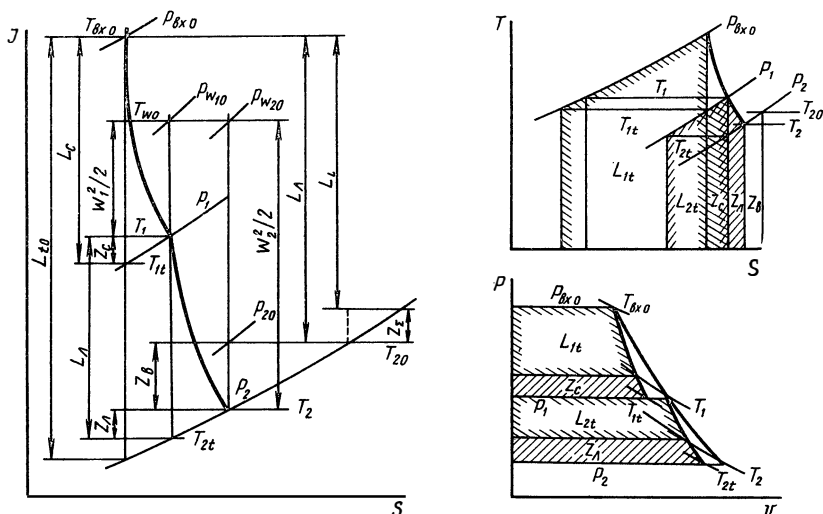


Рис. 14.46. Процесс расширения газа в реактивной ступени турбины в координатах $J-S$, $T-S$ и $P-U$

Параметры газа на выходе из рабочего колеса турбины зависят от типа турбины: у активных осевых $w_{2t} = w_1$; $\lambda_{w_{2t}} = \lambda_{w_1}$; $\lambda_{w_2} = \psi \lambda_{w_{2t}}$; $T_{w_{10}} = T_{w_{20}}$; $p_{w_{20}} = p_2 / [(\pi(\lambda_{w_2}))]$; у реактивных осевых $w_{2t} = \sqrt{2L_{2t} + w_1^2}$;

$$\lambda_{w_{2t}} = w_{2t} / \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_{w_{20}}}; \quad (14.142)$$

$$\lambda_{w_2} = \psi \lambda_{w_{2t}}. \quad (14.143)$$

Так как у осевых турбин

$$T_{w_{10}} = T_{w_{20}}, \quad (14.144)$$

то статическая температура газа на выходе из рабочих лопаток

$$T_2 = T_{w_{20}} \tau(\lambda_{w_2}). \quad (14.145)$$

Используя $J-S$ -диаграмму, можно определить

$$T_2 = T_{w_{20}} - \frac{k-1}{k} \frac{w_2^2}{2R} \quad \text{или} \quad T_2 = T_1 - \frac{k-1}{k} \frac{w_2^2 - w_1^2}{2R}.$$

У центробежных турбин скорость газа и температура торможения потока переменны по высоте (по радиусу) рабочего колеса. По аналогии с (14.16) следует, что

$$w_{2t} = \sqrt{w_1^2 + 2L_{2t} - (u_1^2 - u_2^2)},$$

$$\lambda_{w_{2t}} = w_{2t} / \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R T_{w_{20}}};$$

$$\lambda_{w_2} = \psi \lambda_{w_{2t}}.$$

Аналогично уравнению (14.141), получим

$$T_{w_{20}} = T_{вх 0} \left[1 - \frac{k-1}{k+1} (2\lambda_{c2} \lambda_{u2} \cos \alpha_2 - \lambda_{u2}^2) \right];$$

причем статическая температура газа на выходе из рабочего колеса

$$T_2 = T_1 - \frac{k-1}{k} \frac{w_2^2 - w_1^2 + u_1^2 - u_2^2}{2R}. \quad (14.146)$$

Полная температура торможения газа на выходе из колеса

$$T_{20} = T_2 / \tau (\lambda_{c2}), \quad (14.147)$$

или

$$T_{20} = T_2 + \frac{k-1}{k} \frac{c_2^2}{2R}.$$

Из треугольника скоростей определяют направление и величину абсолютной скорости потока на выходе из колеса:

$$\alpha_2 = \arctg [w_2 \sin \beta_2 / (w_2 \cos \beta_2 - u_2)]; \quad (14.148)$$

$$c_2 = w_2 (\sin \beta_2 / \sin \alpha_2). \quad (14.149)$$

Работа газа на лопатках рабочего колеса. При обтекании газом решетки криволинейных профилей (лопаток) колеса давления в межлопаточном канале в направлении от выпуклой к вогнутой поверхности лопаток повышается. С выпуклой стороны лопаток образуется разрежение, а с вогнутой — избыточное давление. Разность давлений между выпуклой и вогнутой поверхностями профиля создает окружное усилие, приложенное к лопатке.

Распределение давлений по профилю лопатки зависит от: а) угла поворота газа в решетке, т. е. суммы углов $\beta_{1л} + \beta_{2л}$ (с увеличением угла поворота окружное усилие увеличивается, но большие углы поворота способствуют возможности отрыва потока газа от профиля лопатки); б) шага решетки (с увеличением шага окружное усилие возрастает, но возрастает возможность отрыва потока); в) скорости потока в межлопаточном канале (при больших скоростях окружное усилие растет, но увеличивается срыв потока у выхода).

В соответствии с уравнением (14.5)

$$L_\tau = u_{ср} (c_{1u} - c_{2u}),$$

где $u_{ср}$ — окружная скорость на $D_{ср}$.

Так как $L_T = M_z \omega = p_u r_{cp} \omega = p_u u_{cp}$, следовательно, окружное усилие, создаваемое протеканием газа, $p_u = (c_{1u} - c_{2u}) = (w_{1u} - w_{2u})$.

Согласно уравнению (14.15) величина удельной работы на лопатках радиальной турбины

$$L_T = 0,5 [c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2 - (u_2^2 - u_1^2)].$$

Здесь $c_1^2 - c_2^2$ — работа использования кинетической энергии, созданной в сопловом аппарате; $w_2^2 - w_1^2$ — работа, полученная в результате ускорения газа на лопатках рабочего колеса; $u_2^2 - u_1^2$ — работа центробежной силы.

В осевой турбине

$$L_T = 0,5 (c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2).$$

Отклонение направления потока на выходе из рабочего колеса. Из-за конечной толщины лопаток колеса газа на выходе из межлопаточного канала (угол β_2) направление потока отклоняется от геометрического направления выходных кромок лопаток (угла $\beta_{2л}$). Отклонение потока на выходе из колеса определяется аналогично отклонению потока в сопловом аппарате турбин. У турбин со сверхзвуковым истечением газа наблюдается поворот потока в выходном косом срезе рабочих лопаток относительно геометрического угла. Точно определить истинный угол потока из колеса сложно.

Если поток на входе в межлопаточный канал имеет дозвуковую скорость, то отклонение потока определяется по уравнению, аналогичному (14.126). Если поток тормозится в межлопаточном канале до значения $\lambda_{w1} \leq 1$, а в косом срезе колеса снова разгоняется до сверхзвуковой скорости, то

$$\sin \beta_2 = \sin \beta_{2л} / [\sigma_{к.л} q(\lambda_{w2})], \quad (14.150)$$

где $\sigma_{к.л}$ — коэффициент потери полного давления в косом срезе лопаток колеса.

Поток газа по всей длине канала специально спроектированных профилей лопаток может быть сверхзвуковым, тогда возможно применение уравнения

$$\sin \beta_2 = \frac{q(\lambda_{w1})}{\sigma_w q(\lambda_{w2})} \sin \beta_1; \quad (14.151)$$

вытекающего из уравнения неразрывности потока на входе и выходе из рабочего колеса:

$$w_1 \rho_1 t \sin \beta_1 = w_2 \rho_2 t \sin \beta_2 \sigma_w,$$

где $\sigma_w = p_{w20} / p_{w10} = \pi(\lambda_{w1}) / [\pi(\lambda_{w2})]$ — коэффициент потери полного давления в рабочем колесе.

Лопатки рабочего колеса. Из-за потерь кинетической энергии потока, переходящих в тепло, в межлопаточных каналах колеса

теплосодержание газа несколько увеличивается и газ за счет этого расширяется, что должно учитываться при профилировании лопаток. Так, у осевых турбин высота лопаток на выходе из колеса

$$h_{л2} = h_{л1} w_1 T_2 p_1 \sin \beta_1 / (w_2 T_1 p_2 \sin \beta_2), \quad (14.152)$$

что вытекает из условия неразрывности потока на входе и выходе из колеса.

С использованием газодинамических функций уравнение (15.152) примет вид

$$h_{л2} = h_{л1} q(\lambda_{w1}) \pi(\lambda_{w2}) \sin \beta_1 / [q(\lambda_{w2}) \pi(\lambda_{w1}) \sin \beta_2]. \quad (14.153)$$

В общем случае

$$h_{л2} = \dot{m} R T_2 / [\varepsilon_\pi \pi D_{ср} w_2 p_2 \sin \beta_2]. \quad (14.154)$$

Угол увеличения высоты лопаток на выходе, т. е. превышение $h_{л2}$ над $h_{л1}$, ограничивается величиной $15-18^\circ$.

Шаг лопаток t выбирают из условия $(t/b)_{\text{опт}} = 0,55 \div 0,85$.

Применяемые в ЖРД осевые турбины часто имеют активный профиль по среднему диаметру колеса и постоянное сечение лопатки по высоте (с постоянными $\beta_{1л}$ и $\beta_{2л}$). Такие лопатки обычно бывают короткими с $D_{ср}/h_{л} > 10$ и высотой $h = 10 \div 40$ мм.

При расчете и профилировании таких лопаток пренебрегают изменениями окружной скорости u по высоте лопатки, а следовательно, и изменением относительной скорости w и угла β . В случае применения длинных лопаток с $D_{ср}/h_{л} < 10$ необходимо учитывать изменение параметров потока газа по высоте лопаток и степени реактивности из-за влияния центробежного эффекта частиц газа.

Длинные (закрученные) лопатки. У длинных лопаток учитывают изменение параметров газа и реактивности в зависимости от высоты лопаток; а также изменение давления из-за влияния центробежных сил частиц газа.

Чтобы соблюсти условие радиального равновесия частиц газа в межлопаточном канале и выдержать оптимальный входной угол атаки, профиль лопатки должен меняться по высоте решетки, т. е. лопатка должна иметь закрутку. Существует несколько методов закрутки лопаток. Обозначим: c_a — осевая составляющая абсолютной скорости потока; c_u — окружная составляющая абсолютной скорости потока; r — радиус изгиба профиля лопатки (переменный по высоте); σ_c — коэффициент потери полного давления в сопле; R_c — радиус кривизны линии тока в осевом сечении; φ — скоростной коэффициент потерь в сопле.

Закрутка, обеспечивающая равномерное поле осевых скоростей за сопловой решеткой с учетом потерь. В этом случае $c_{1a} = \text{const}$; $c_{1u} r^{\varphi^2} = \text{const}$; $\varphi^2 \sigma_c^{(k-1)/k} = \varphi_1^2 = \text{const}$. Первые два условия представляют собой закон

закрутки выходной кромки сопловой и входной кромки рабочей лопаток (величины $\alpha_{1л}$ и u/c_1 определяют $\beta_{1л}$ в любом сечении лопаток).

Закрутка, обеспечивающая равномерное поле осевых скоростей за сопловой решеткой при адiabатическом истечении (закон постоянства циркуляции). При этом $\varphi = \sigma_c = \varphi_{л} = 1$; $c_{1a} = \text{const}$; $c_{1u}r = \text{const}$. Это закон постоянства циркуляции по высоте лопатки. Если считать, что работа по высоте лопаток остается постоянной, т. е. $L_r = u(c_{1u} - c_{2u}) = \text{const}$, то $c_{2u}u = \text{const}$ и $c_{2u}r = \text{const}$, т. е. постоянство циркуляции сохраняется за лопатками рабочего колеса.

Подобная закрутка сопловых и рабочих лопаток целесообразна в том случае, когда работа ступени в любом сечении остается постоянной.

Закрутка, обеспечивающая постоянную величину угла α_1 с учетом потерь. Здесь $\varphi_1 = \text{const}$; $\alpha_1 = \text{const}$; $c_{1r}r^{\varphi_1 \cos^2 \alpha_1} = \text{const}$, также

$$c_{1u}r^{\varphi_1 \cos^2 \alpha_1} = \text{const}; \quad c_1 = c_{1u}/\cos \alpha_1 \quad \text{и} \quad \cos \alpha_1 = \text{const};$$

$$c_{1a}r^{\varphi_1 \cos^2 \alpha_1} = \text{const}; \quad c_1 = c_{1a}/\sin \alpha_1 \quad \text{и} \quad \sin \alpha_1 = \text{const}.$$

Поле осевых скоростей не является равномерным. Чтобы обеспечить поток с $\alpha = \text{const}$ в зазоре между соплами и рабочим колесом, необходимо сопловые лопатки делать закрученными по высоте.

Закрутка, обеспечивающая постоянную реактивность по высоте лопатки. Для выполнения такого условия необходимо, чтобы давление газа в сечениях перед и после рабочего колеса оставалось постоянным по высоте лопатки. Целесообразно, чтобы давление внутри канала также оставалось постоянным по высоте. В этом случае градиент давления по радиусу должен равняться нулю, но линии тока в меридиональном сечении будут не параллельными оси колеса, а криволинейными: $c_u^2/r - c_a^2/R_c = 0$ (осевая составляющая скорости газа не будет постоянной по высоте лопаток, а радиальная составляющая скорости не будет равна нулю).

Потери в лопаточных решетках турбины. При обтекании газом лопаток решетки имеют место профильные и концевые потери, а также потери из-за неравномерного поступления газа на лопатки рабочего колеса парциальных турбин и потери, связанные с перетеканием газа через зазоры между корпусом и решеткой (потери на утечку газа).

Профильные потери. К профильным потерям относят потери на трение и отрыв потока от профиля лопатки, вихреобразование за выходными кромками лопаток и волновые потери.

Потери на трение зависят от шероховатости поверхности и формы профиля лопаток, величины и характера пограничного слоя и скорости газового потока.

Отрыв потока от стенки профиля возможен при больших углах атаки, резком изменении кривизны профиля, в диффузорных каналах.

Волновые потери в проточной части дозвуковых турбин возникают при достижении местной скорости звука на профиле лопаток. В сверхзвуковых турбинах основные волновые потери возникают на входных кромках лопаток рабочего колеса.

Концевые потери. Они возникают из-за наличия поверхностей, ограничивающих решетку на высоте. К ним относятся потери на трение и потери от парного вихря — вторичные потери. Вторичные течения возникают из-за разности давлений на вогнутой и выпуклой сторонах соседних лопаток, благодаря чему вдоль нижней и внешней стенок межлопаточного канала возникает движение газа от вогнутой стороны лопатки к выпуклой. Подобные вторичные токи у выпуклых стенок лопаток, увлекаясь основным потоком, образуют два противоположно вращающихся вихря («парный» вихрь). Особенно заметно влияние концевых потерь в решетках с короткими лопатками.

У безбандажных рабочих колес концевые потери увеличиваются за счет перетекания газа с вогнутой стороны лопатки в область спинки той же лопатки через радиальный зазор. При этом возникает дополнительный вихрь, не перемешивающийся с верхним «парным» вихрем.

Отдельные элементы решетки влияют на потери в различной степени.

Шаг решетки. С уменьшением шага увеличивается поверхность трения, но уменьшается разность давлений на вогнутой и выпуклой сторонах лопатки. Следовательно, увеличиваются профильные, но уменьшаются концевые потери. Потери зависят от величины относительного шага t/b_n . Оптимальная величина $(t/b_n)_{\text{opt}} = 0,55 \div 0,7$.

Высота и ширина лопатки. Потери зависят от относительной высоты лопатки h_n/b_n , при уменьшении которой концевые потери возрастают. Начиная с определенного значения относительной высоты лопаток ($h_n/b_n \approx 1$) эти потери резко увеличиваются. При чрезмерном уменьшении ширины лопатки увеличивается кривизна профиля и растут профильные потери.

Кромки лопаток. У сверхзвуковых решеток для уменьшения волновых потерь входные кромки лопаток выполняются острыми. В дозвуковых решетках для обеспечения безотрывного обтекания потоком входные кромки выполняются относительно толстыми и скругленными. Выходные кромки решеток целесообразно иметь тонкими, так как это уменьшает кромочные потери (влияние конечной толщины лопатки).

Бандаж. Он ликвидирует дополнительные концевые потери и снижает потери на утечку газа.

Осевой зазор. Увеличение осевого зазора между сопловым аппаратом и рабочим колесом приводит к выравниванию поля скоростей в зазоре. Это вызывает рост потерь из-за смешения, растекания потоков и подсоса газа из затурбинной полости.

Утечка газа по зазорам. В турбинах утечки газа могут быть вдоль по валу (внешние) и через зазоры между корпусом и рабочим колесом (внутренние). Для уменьшения утечек применяют различные уплотнения, обычно простого щелевого или лабиринтного (последовательно расположенные щели) типов.

Газ истекает через щель со скоростью дозвуковой или сверхзвуковой. Течение газа через все щели лабиринта, кроме последней, всегда дозвуковое. Из последней щели лабиринта скорость истечения может быть дозвуковой или сверхзвуковой.

Уравнение расхода газа через щель при дозвуковом истечении аналогично (14.112):

$$\dot{m}_{yT} = \mu F_{\text{щ}} \frac{p_{\text{вх}0}}{\sqrt{RT_{\text{вх}0}}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_{\text{вх}0}} \right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_{\text{вх}0}} \right)^{(k+1)/k} \right]}. \quad (14.155)$$

Здесь $\mu = \sqrt{2\delta_{\text{щ}}/(\lambda t)}$ — коэффициент истечения; $\delta_{\text{щ}}$ — ширина зазора (щели); t — шаг решетки; $\lambda = 0,15 \div 0,3$; $F_{\text{щ}}$ — поперечная площадь зазора; $p_{\text{вх}0}$ и p_2 — давление газа перед щелью и за ней; $T_{\text{вх}0}$ — температура торможения газа, одинаковая для всех щелей лабиринта.

Для z щелей лабиринта, где газ расширяется от p_1 до p_2 ,

$$\dot{m}_{yT} = \mu F_{\text{щ}} \sqrt{(p_1^2 - p_2^2)/(zRT_{\text{вх}0})}. \quad (14.156)$$

При сверхзвуковом истечении, аналогично (14.115),

$$\dot{m}_{yT} = \mu F_{\text{щ}} p_{\text{вх}0} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)}} / \sqrt{RT_{\text{вх}0}},$$

или

$$\dot{m}_{yT} = \mu F_{\text{щ}} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)}} \sqrt{p_{z-1}^2/(p_1 v_1)}, \quad (14.157)$$

где индекс « $z-1$ » — параметры перед последней щелью.

Так как в предпоследней щели лабиринта скорость истечения дозвуковая, то

$$\dot{m}_{yT} = \mu F_{\text{щ}} \sqrt{(p_1^2 - p_{z-1}^2)/[(z-1)p_1 v_1]}. \quad (14.158)$$

Приравнявая уравнения (14.157) и (14.163), получим

$$p_{z-1}^2 = p_1^2 / \left[(z-1) k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)} + 1 \right]. \quad (14.159)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} \dot{m}_{yT} = & \mu F_{\text{щ}} \times \\ & \times \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)} p_1^2 / \left\{ p_1 v_1 \left[(z-1) k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)} + 1 \right] \right\}}. \end{aligned} \quad (14.160)$$

Критическое давление в последней щели $p_{кр} = \varepsilon_{кр} p_{z-1}$. В это выражение подставим (14.159):

$$p_{кр}^2 = \varepsilon_{кр}^2 p_1^2 / \left[(z-1) k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)} + 1 \right]. \quad (14.161)$$

Виды потерь в турбинах. По месту возникновения в турбине потери подразделяются на потери в сопловом аппарате, на лопатках рабочего колеса, с выходной скоростью, на вентиляцию, на трение диска, выталкивание и утечки газа и механические потери.

Потери в сопловом аппарате. Суммарные потери в сопловом аппарате можно представить как сумму профильных и концевых потерь, которые учитывают одним обобщенным коэффициентом φ . У сопловой решетки φ можно определить по экспериментальным графикам или эмпирическим зависимостям, например для дозвукового соплового аппарата

$$\varphi \approx (1,005 \div 0,995) \sqrt{0,955 - 0,735/h_c},$$

где h_c — высота соплового аппарата на выходе, мм.

Для сопловой решетки в зависимости от относительной высоты лопаток $h_c/b_{л}$ коэффициент $\varphi \approx (1,005 \div 0,995) \times \sqrt{0,955 - 0,018 b_{л}/h_c}$, где $b_{л}$ — ширина лопатки. Обычно $\varphi = 0,97 \div 0,92$.

Экспериментальная зависимость φ от λ_{1t} (14.119) приведена на рис. 14.47 (заштрихованная область).

Потери энергии в соплах

$$Z_c = 0,5(c_{1t}^2 - c_1^2) = 0,5(1 - \varphi^2) c_1^2 t.$$

Относительные потери

$$\xi_c = Z_c / L_{t0}. \quad (14.162)$$

Потери на лопатках рабочего колеса. Эти потери аналогичны потерям в сопловом аппарате. Кроме того, на рабочих лопатках имеют место потери перетекания газа через торцовые зазоры между рабочим колесом и корпусом, потери из-за неравномерности поступления газа на лопатку у парциальных турбин и волновые потери у сверхзвуковых турбин. Потери на лопатках колеса оцениваются обобщенным коэффициентом ψ .

Потери на лопатках дозвуковых турбин во многом зависят от кривизны каналов, связанных с суммой углов $\beta_{1л} + \beta_{2л}$. Поэтому в практике турбостроения

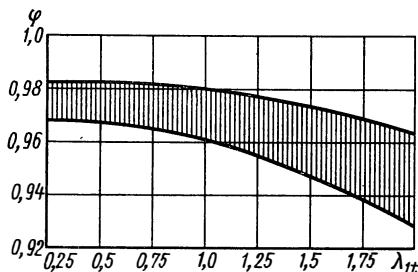


Рис. 14.47. Зависимость коэффициента φ от скорости адиабатического истечения

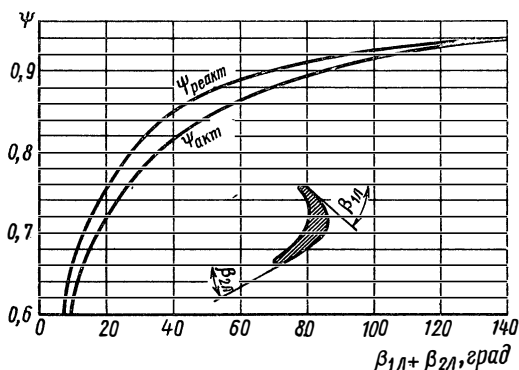


Рис. 14.48. Зависимость коэффициента ψ от суммы углов $\beta_{1л} + \beta_{2л}$

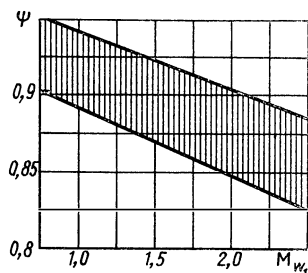


Рис. 14.49. Зависимость коэффициента ψ от M_{w_1}

пользуются опытной зависимостью коэффициента ψ от суммы углов $\beta_{1л} + \beta_{2л}$ (рис. 14.48), при этом учитывается поправка k_w изменения коэффициента ψ в зависимости от величины w_1 .

w_1 , м/с	200	400	600	800
k_w	1,026	1,01	0,99	0,97

У сверхзвуковых турбин обычно $\psi = 0,88 \div 0,86$. На рис. 14.49 показана экспериментальная зависимость ψ от M_{w_1} .

Потери энергии на лопатках рабочего колеса

$$Z_{л} = (w_{2т}^2 - w_2^2)/2 = (1 - \psi^2) w_{2т}^2/2 = (1 - \psi^2) [L_{2т} + (w_1^2 + u_2^2 - u_1^2)/2];$$

для активных турбин

$$Z_{л} = \xi_{л} w_1/2; \quad \xi_{л} = Z_{л}/L_{1т} = (1 - \psi^2) \varphi^2 w_1^2/c_1^2; \quad (14.163)$$

для реактивных осевых турбин

$$\xi_{л} = Z_{л}/L_{т0} = (1 - \psi^2) \varphi^2 (1 - \rho_t) (w_1^2 + 2L_{2т})/2. \quad (14.164)$$

Потери с выходной скоростью. Наименьшее значение c_2 получается при осевом выходе скорости $\alpha_2 = 90^\circ$. Потери энергии

$$Z_{в} = c_2^2/2.$$

Относительные потери

$$\xi_{в} = Z_{в}/L_{т0}. \quad (14.165)$$

Потери на вентиляцию, трение диска, выталкивание и утечку газа. Вентиляционные потери присущи парциальным турбинам и вызываются вентиляторным действием рабочих лопаток в моменты непоступления на них газа, засасыва-

ние газа из зазоров на участках, где нет сопл, прерывистостью поступления газа на колесо. Уменьшение парциальности турбины до $\varepsilon_{\text{л}}=0,30$ относительно мало влияет на экономичность турбины. При дальнейшем уменьшении $\varepsilon_{\text{л}}$ экономичность турбины значительно падает. У турбины с парциальностью $\varepsilon_{\text{л}}=1$ вентиляционные потери отсутствуют. Ниже приводятся эмпирические формулы для возможной оценки различных видов потерь.

Относительные потери на вентиляцию

$$\xi_{\text{вент}}=0,11 \frac{\sin \beta_{2\text{л}}}{\sin \alpha_1} \left(\frac{u_{\text{ср}}}{c_{1\text{т}}} \right)^3 \frac{1-\varepsilon_{\text{л}}}{\varepsilon_{\text{л}}}. \quad (14.166)$$

Относительные потери на трение диска

$$\xi_{\text{тр}}=(5,4 \div 10,8) \frac{D_{\text{ср}}}{10^4 h_{\text{л}}} \frac{1}{\sin \alpha_1} \frac{1}{\varepsilon_{\text{л}}} \left(\frac{u_{\text{ср}}}{c_{1\text{т}}} \right)^3. \quad (14.167)$$

Иногда потери на трение и вентиляцию определяют обобщенной формулой

$$\xi_{\text{тр. вент}}=\left(1+20 \frac{\delta_{0.3}}{D_{\text{ср}}}\right) \frac{0,0145}{\sin \alpha_1} \frac{1-\varepsilon_{\text{л}}}{\varepsilon_{\text{л}}} \left(\frac{u_{\text{ср}}}{c_{1\text{т}}} \right)^3,$$

где $\delta_{0.3}$ —осевой зазор между соплами и колесом турбины.

Потери на выталкивание («выколачивание») газа—это потери энергии выходящего из сопла потока на ускорение застойной массы газа, заполняющей межлопаточные каналы рабочего колеса парциальной турбины на участках, где нет сопл.

Относительные потери на выталкивание

$$\xi_{\text{выт}}=0,11 (b_{\text{л}} h_{\text{л}} / F_a) \eta_{\text{л}} n_{\text{с}} (u / c_{1\text{т}}),$$

где $b_{\text{л}}$ —ширина лопатки; F_a —площадь выходных окон сопл; $\eta_{\text{л}}$ —лопаточный КПД турбины; $n_{\text{с}}$ —число групп сопл.

Общие потери энергии

$$L_{\text{общ}}=(\xi_{\text{вент}}+\xi_{\text{тр}}+\xi_{\text{выт}}) L_{\text{т0}}. \quad (14.168)$$

Относительные потери утечек газа через радиальный зазор активной турбины ориентировочно можно определить по эмпирической формуле

$$\xi_{\text{р.з}}=1,5 [\delta_{\text{р.з}}+(0,3 \div 0,5)] / h_{\text{л}},$$

где $\delta_{\text{р.з}}$ —радиальный зазор, мм; $h_{\text{л}}$ —высота лопатки, мм.

В реактивной турбине без бандажа

$$\xi_{\text{р.з}}=(0,75 \div 0,85) [D_{\text{н}} \delta_{\text{р.з}} / (\psi D_{\text{ср}} h_{\text{л}} \sin \beta_{2\text{л}})].$$

Относительные потери в осевом зазоре для рабочего колеса без бандажа ($n_{\text{с}}$ —число групп сопл)

$$\xi_{0.3}=0,01 [1+(1-\varepsilon_{\text{л}}) / n_{\text{с}}] \delta_{0.3}.$$

Применение банджа уменьшает потери на утечку в 2—3 раза. Суммарные потери энергии в зазорах

$$Z_{\text{зз}} = (\xi_{\text{р.з}} + \xi_{\text{о.з}}) L_{t0}, \quad (14.169)$$

где L_{t0} — адиабатная работа газа в ступени турбины.

В центростремительных турбинах имеют место утечки через боковой зазор между корпусом и колесом. Величина утечек прямо пропорциональна относительной площади зазора:

$$\xi_{\text{б.з}} = F_3/F_2,$$

где F_3 — кольцевая площадь зазора в выходной части рабочего колеса; F_2 — площадь выхода из рабочего колеса.

Потери энергии

$$Z_{\text{б.з}} = \xi_{\text{б.з}} L_{t0}. \quad (14.170)$$

Механические потери. Механические потери учитывают потери на трение в подшипниках и узлах уплотнения. Они обычно составляют 1—3%.

Коэффициент полезного действия. Располагаемая работа турбины L_{t0} эквивалентна адиабатическому перепаду теплоты от начальных (заторможенных) параметров газа $p_{\text{вх.о}}$ и $T_{\text{вх.о}}$ до конечных параметров p_2 и T_2 [см. (14.104)].

В практике турбостроения принято несколько КПД.

Работа турбины с гидравлическими потерями выражается величиной $L_{\text{г}} = L_{t0} - (Z_{\text{с}} - Z_{\text{л}})$. Отношение $L_{\text{г}}/L_{t0} = \eta_{\text{ад}}$ называют *адиабатическим коэффициентом*, характеризующим степень совершенства проточной части турбины.

Работа на лопатках или окружная работа турбины

$$L_{\text{л}} = L_{t0} - (Z_{\text{с}} + L_{\text{л}} + Z_{\text{в}}).$$

Для активной турбины — точно, а для реактивной — приблизительно эта величина совпадает с вычисленной по формуле Эйлера (14.5). Уравнение (14.5) не совсем точно для реактивной турбины из-за того, что в рабочем колесе используется часть теплоты, выделенной в сопловом аппарате за счет потерь. Необходимо учитывать, что (14.5) получено при условии $\alpha_2 > 90^\circ$, если же $\alpha_2 < 90^\circ$, как это имеет место у большинства турбин, то c_{2u} должен иметь знак плюс.

Таким образом, общим для всех случаев α_2 будет

$$L_{\text{г}} = (c_{1u}u_1 \mp c_{2u}u_2). \quad (14.171)$$

Отношение $L_{\text{л}}/L_{t0} = \eta_{\text{л}}$ называют *окружным* или *лопаточным КПД*:

$$\eta_{\text{л}} = 1 - \xi_{\text{с}} - \xi_{\text{л}} - \xi_{\text{в}}.$$

В турбостроении часто применяют коэффициент окружной работы $\bar{L}_{\text{л}} = L_{\text{л}}/u^2 = (c_{1u} - c_{2u})/u$, определяемый на режиме

$\eta_{\text{лmax}}$ и характеризующий степень использования допустимой окружной скорости.

Если учесть потери на вентиляцию, трение диска, выталкивание и утечку газа через зазоры, то внутренняя работа турбины

$$L_i = L_{\text{л}} - (Z_{\text{вент}} + Z_{\text{тр}} + Z_{\text{выт}} + Z_{\text{зз}}).$$

Внутренним КПД турбины называют отношение $\eta_i = L_i/L_{t0}$. С учетом механических потерь эффективная (полезная) работа турбины $L_e = L_i - L_{\text{мех}}$.

Полный КПД турбины

$$\eta_e = L_e/L_{t0} = \eta_i \eta_{\text{мех}}.$$

В общем случае

$$\eta_e = N_e/(L_{t0} \dot{m}_t), \quad (14.172)$$

где N_e — эффективная мощность (мощность на валу) турбины.

Влияние u/c и ρ_t на КПД турбины. Выражая лопаточный КПД $\eta_{\text{л}} = L_{\text{л}}/L_{t0}$ через скоростные параметры газа и анализируя его по максимальному значению $\eta_{\text{л}}$ в зависимости от отношения u/c_1 или u/c_{t0} при различной степени реактивности ρ_t , получим зависимости для различных типов турбин.

Осевая реактивная турбина

$$\eta_{\text{л}} = 2u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2)/c_{t0}^2.$$

Проведенный анализ уравнения показывает, что $\eta_{\text{лmax}}$ имеет место при $u/c_{t0} \approx 0,5$ для $\rho_t = 0$.

С увеличением ρ_t значение $\eta_{\text{лmax}}$ перемещается в сторону повышенных значений u/c_{t0} . При $\rho_t = 0,5$ и условии, что $\alpha_1 = \beta_2$; $\beta_1 = \alpha_2$; $\varphi = \psi$, получим

$$\eta_{\text{л}} = \frac{2u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2)}{c_{1t}^2 - c_2^2 + w_{2t}^2 - w_1^2} = \frac{2(u/c_1) \cos \alpha_1 - (u/c_1)^2}{(1/\varphi^2 - 1) + 2(u/c_1) \cos \alpha_1 - (u/c_1)^2}.$$

Беря производную по u/c_1 и приравнявая ее нулю, получим $2 \cos \alpha_1 - 2u/c_1 = 0$. Следовательно, $\eta_{\text{лmax}}$ имеет место при $u/c_1 = \cos \alpha_1$.

Осевая активная турбина. Уравнение Банки

$$\eta_{\text{л}} = \frac{2u\varphi^2(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2)}{c_1^2} = 2\varphi^2(\cos \alpha_1 - u/c_1) \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}\right) \frac{u}{c_1},$$

где $c_1/\varphi = c_{t0}$.

Дифференцируя уравнение по u/c_1 , считая φ , ψ ; $\cos \beta_2/\cos \beta_1$ постоянными и приравнявая полученный результат нулю, находим, что $\cos \alpha_1 - 2u/c_1 = 0$. Таким образом, $\eta_{\text{лmax}}$ соответствует $u/c_1 = \cos(\alpha/2)$.

Радиальная центростремительная турбина. Лопаточный КПД

$$\eta_{\text{л}} = (c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2 - u_2^2 + u_1^2)/(c_{1t}^2 - c_2^2 + w_{2t}^2 - w_1^2 - u_2^2 + u_1^2).$$

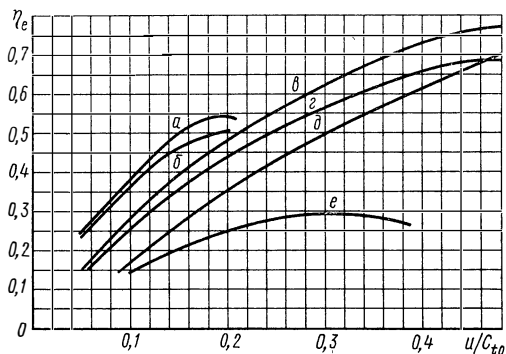


Рис. 14.50. Изменение η_e от отношения u/c_0 для турбин:

a — биротативный; b — двухступенчатой осевой; v — одноступенчатой осевой дозвуковой; z — одноступенчатой осевой сверхзвуковой; d — центростремительной; e — тангенциальной

КПД турбины η_e от отношения u/c_{t0} приведены на рис. 14.50.

При уменьшении парциальности до $\epsilon_n = 0,3$ падает КПД турбины, но уменьшение КПД не превышает 8—12%. При парциальности турбины $\epsilon_n < 0,3$ необходимо вводить поправку на уменьшение КПД:

ϵ_n	0,3	0,2	0,1	0,05	0,025	0,01
$\eta_{e\epsilon}/\eta_e$	0,9	0,8	0,65	0,5	0,35	0,2

Здесь η_e — КПД без учета парциальности (рис. 14.50), $\eta_{e\epsilon}$ — КПД турбины с учетом парциальности.

Многоступенчатые турбины. Тепловой процесс многоступенчатой турбины (14.51) складывается из процессов ступеней, каждую из которых можно рассматривать как самостоятельную турбину, с учетом того, что теплосодержание газа и выходная скорость потока после первой ступени используются во второй и т. д. Многоступенчатая турбина может состоять из активных и реактивных ступеней. Имеющие место потери в первой ступени, вызывая прирост теплосодержания газа, прошедшего через эту ступень, обуславливают некоторое повышение теплоперепада в последующей ступени. Это явление называют *возвратом тепла*, его величина может доходить до 2%.

Рассмотрим некоторые типы многоступенчатых (двухступенчатых) турбин (осевых).

Реактивная турбина со ступенями давления. В такой турбине давление газа срабатывается в соплах и на лопатках рабочего колеса во всех ступенях. Считаем, что для каждой ступени обеспечивается

$$\eta_{л\max} \text{ или } (u/c_1)_{\text{opt}} = \cos \alpha_1.$$

Анализируя данное уравнение при условии $\beta_1 = 90$, получим, что $\eta_{л\max}$ будет при $u/c_{t0} = 0,65 \div 0,7$ для любых ρ_t . Поскольку турбины ЖРД должны профилироваться из условия $\eta_{i\max}$ или $\eta_{e\max}$, то для обеспечения этих условий можно рекомендовать следующие величины u/c_{t0} : для активной турбины — 0,4—0,45; для реактивной осевой — 0,5—0,55 для $\rho_t = 0,2—0,4$; для радиальной — 0,65—0,7.

Некоторые (ориентировочные) зависимости

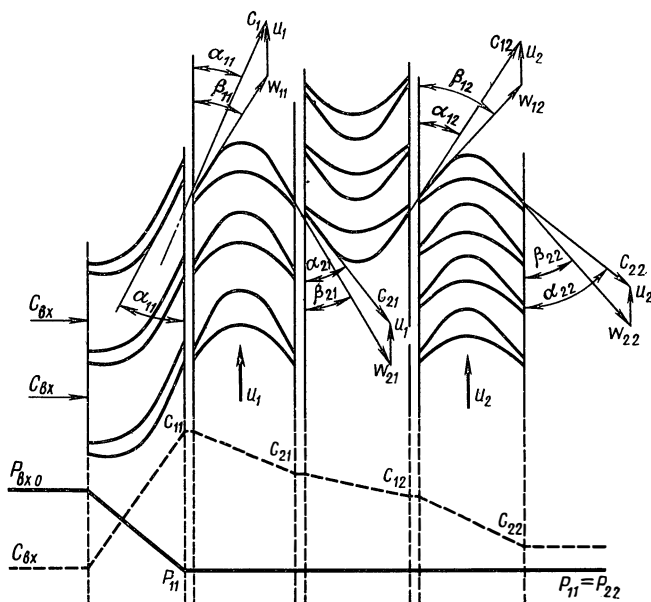


Рис. 14.51. Схема проточной части двухступенчатой активной турбины со ступенями скорости и треугольники скоростей

Если срабатываемый теплоперепад при $p_T = 0,5$ распределяется поровну между ступенями, то

$$c_1 = \sqrt{2\varphi^2 L_{t0}/z},$$

где L_{t0} — работа адиабатического расширения всей турбины; z — число ступеней.

Следовательно, $(u/c_1)_{\text{opt}} = (u/\sqrt{2\varphi^2 L_{t0}/z})_{\text{opt}} = \cos \alpha_1$, откуда

$$L_{t0 \text{ opt}} = zu^2/(2\varphi^2 \cos^2 \alpha_1).$$

Активная турбина со ступенями давления. Такая турбина представляет собой последовательный набор одноступенчатых турбин. При равномерном распределении срабатываемых теплоперепадов по ступеням

$$c_1 = \sqrt{2\varphi^2 L_{t0}/z}.$$

Таким образом, абсолютная скорость потока на выходе из сопл уменьшается в $\sqrt{z}$ раз по сравнению с одноступенчатой турбиной при том же теплоперепаде.

В каждой ступени имеет место $\eta_{\text{л max}}$ при $(u/c_1)_{\text{opt}} = \cos \alpha_1/2$. Для турбины в целом

$$L_{t0 \text{ opt}} = 2zu^2/(\varphi^2 \cos^2 \alpha_1).$$

Активная турбина со ступенями скорости. В такой турбине весь теплоперепад в сопловом аппарате первой ступени преобразуется в скоростной напор, который срабатывается на рабочих лопатках ступеней, причем на первую ступень обычно приходится 75—80% всей работы, а на вторую—25—20%.

Учитывая, что подавляющее преобразование энергии осуществляется в первой ступени, следовательно, минимальные потери в турбине в целом обуславливаются минимальными потерями первой ступени, т. е. при осевом выходе абсолютной скорости.

Для случая симметричных лопаток $\eta_{\text{лmax}}$ будет при

$$(u/c_1)_{\text{opt}} = \cos \alpha_1 / 4 = \cos \alpha_1 / (2z).$$

Так как $c_1 = \sqrt{2\varphi^2 L_{t0}}$, то для оптимального режима $u/\sqrt{2\varphi^2 L_{t0}} = \cos \alpha_1 / (2z)$ получим

$$(L_{t0})_{\text{opt}} = 2z^2 u^2 / (\varphi^2 \cos^2 \alpha_1).$$

Для получения $\eta_{i\text{max}}$ турбины со ступенями скорости можно рекомендовать

$$(u/c_1)_{\text{opt}} = 0,2 \div 0,25.$$

Активная биротативная турбина со ступенями скорости. Биротативная турбина—турбина с дисками встречного вращения без направляющего аппарата второй ступени. Рассматриваемая биротативная турбина является разновидностью активной турбины со ступенями скорости.

В биротативной турбине, так же как и у турбины со ступенями скорости,

$$(u/c_1)_{\text{opt}} = \cos \alpha_1 / (2z).$$

Причем КПД биротативной турбины обычно на 2—4% больше КПД осевой двухступенчатой активной турбины.

Тангенциальные турбины. В тангенциальных турбинах (их часто называют вихревыми или турбинами трения) направление потока газа осуществляется по окружности рабочего колеса. Выходной патрубок турбины располагается от входного приблизительно через 300° по окружности. Между патрубками имеется газовое уплотнение, предохраняющее перетекание газа из области высокого давления (полости входа) в область малого давления (полость выхода турбины). По мере движения потока по окружности газового тракта турбины и, следовательно, по мере срабатывания теплосодержания газа проходное сечение тракта увеличивается, что не допускает возрастания абсолютной скорости потока.

В тангенциальной турбине газ многократно попадает на лопатки колеса и, следовательно, частицы газа многократно обмениваются импульсами с рабочим колесом.

Таким образом, тангенциальная турбина представляет собой как бы многоступенчатую турбину со ступенями давления.

Тангенциальные турбины хорошо работают на влажном паре, так как капельки жидкости отбрасываются к периферии и не воздействуют на лопатки колеса.

В настоящее время нет достаточно установившейся методики расчета тангенциальных турбин. Их проектируют опытным путем или с помощью различных приближенных методов. Один из таких методов — посекционный метод расчета тангенциальной турбины, по которому рабочую часть тракта турбины от входа до выхода разбивают на равное число секций $i = 6 \div 10$, считая, что энергия газа L_{i0} преобразуется (срабатывается) на рабочем колесе равномерно, т. е. в каждой секции $L_{i1} = L_{i0}/i$.

В каждой секции определяется необходимая проходная площадь газового тракта из условия дозвукового течения потока. Полученные проходные сечения секций соединяются поверхностями с плавными переходами — образуется газовый тракт турбины.

Тангенциальные турбины целесообразно применять при относительно большом располагаемом теплосодержании газа и малом его расходе.

Ориентировочно зависимость изменения КПД турбины от отношения u/c_{i0} приведена на рис. 14.50.

Ориентировочные зависимости η_e турбины от n_q приведены ниже:

n_q	0,3	0,40	0,6	1	2	4	6	8	10
η_e	0,1	0,15	0,18	0,24	0,34	0,4	0,42	0,43	0,435

Особенности работы турбины на двухфазном потоке. В потоке газа, служащем рабочим телом турбины, может содержаться определенное количество жидких или твердых частиц. Такие потоки называют двухфазными или многофазными. Течение двухфазных потоков отличается от течения обычных однофазных потоков «чистого» газа. Массовая концентрация частиц (конденсата) $q_k = \dot{m}_k / (\dot{m}_g + \dot{m}_k)$ в подобных потоках или массовая концентрация газа $q_g = \dot{m}_g / (\dot{m}_g + \dot{m}_k)$ связаны между собой уравнением

$$q_k = 1 - q_g,$$

где $\dot{m}_g$ и $\dot{m}_k$ — соответственно массовые части газа и частиц в одном килограмме рабочего тела.

При одном и том же перепаде давлений скорость течения смеси из-за отставания частиц всегда меньше скорости «чистого газа». С увеличением размера частиц их отставание от газа увеличивается. Мелкие частицы с диаметром $d_k < 10$ мкм в потоке приобретают скорость, близкую к скорости газа. Крупные частицы с диаметром $d_k > 10$ мкм существенно отстают от потока газа, мало отклоняются от своего прямолинейного движения и могут попадать на стенки тракта или на рабочие лопатки турбины под значительным отрицательным углом атаки.

При расширении двухфазного потока происходит передача тепла от частиц к газу, перераспределение концентрации фаз.

Наличие двухфазного потока в турбине обуславливает дополнительные потери из-за трения газа о частицы, потери на удар частиц о входную кромку лопаток и др.

У турбин, работающих на двухфазном потоке с жидкими частицами, стенки покрываются жидкой пленкой, поэтому можно считать, что газ обтекает достаточно шероховатую поверхность со значительными потерями на трение и вихреобразование в пограничном слое. Жидкая пленка из соплового аппарата попадает на рабочие лопатки под большим отрицательным углом атаки с потерями на удар и на отбрасывание жидкости рабочими лопатками.

Массовая концентрация «сухого» газа во влажном паре в технической литературе часто обозначается параметром x — степенью «сухости» пара ($x = q_r$) или степенью влажности пара $y = 1 - x = q_k$. Величина x обычно указывается на диаграммах $J-S$ и $T-S$.

При расширении парового потока в соплах начальная степень сухости пара x_0 уменьшается до значения x_1 на выходе из сопл из-за конденсации пара.

Снижение КПД ступени, работающей на влажном паре (в зоне оптимальных значений u/c_{1r}), ориентировочно

$$\Delta \eta_{\text{евл}} = (2u/c_{1r}) [1,1 y_0 + 0,4 (y'_1 - y_0)];$$

где y_0 и y_1 — степень влажности пара на входе в турбину и в рабочее колесо.

Истечение влажного пара из сопл турбины обычно сопровождается большой степенью переохлаждения в критическом участке сопла и скачком конденсации в сверхзвуковой части. Нарушение пересыщенного состояния происходит вследствие спонтанного возникновения собственных ядер конденсации. Скачок конденсации сопровождается локальным ростом давления. Кроме того, из-за переохлаждения пара действительный расход влажного пара всегда больше теоретического, вычисленного для изоэнтропического равновесного процесса (увеличение коэффициента расхода $\mu = 2 \div 3\%$).

Твердые частицы двухфазного потока в отличие от жидких частиц при ударе о поверхность газового тракта турбины отскакивают как твердые тела.

Вообще, очень приближенно, можно считать, что увеличение относительной концентрации частиц на 1% снижает КПД турбины на 1%, если поток с жидкими частицами, и на 0,2—1,2%, если поток с твердыми частицами (0,2% при наличии частиц с диаметром $d_k \approx 50$ мкм и $u/c_1 < 0,2$; 1,2% для частиц с $d_k > 100$ мкм и $u/c_1 > 0,4$).

Потери энергии от наличия частиц в газе

$$Z_{gr} = \xi_{gr} L_{10},$$

где $\xi_{gr} = q_k \eta_{\text{еч}}$ ($\eta_{\text{еч}}$ соответствует чистому газу).

Некоторые элементы теории подобия в турбинах. При создании новых типов и конструкций турбин пользуются законами теории подобия, так как за исходный образец обычно приходится

принимать имеющийся хороший тип турбины и проводить проверочные испытания полученного образца на лабораторном рабочем теле (воздух, фреон и др.), отличающемся от натурального газа.

С учетом работы турбины в автомоделный режим (ориентировочно $Re > 10^5$) при использовании одного и того же рабочего тела ($k = \text{const}$), применении геометрически подобных турбин ($l/D = \text{const}$) и учитывая, что $u/c_1 = M_u/M_{c1}$, получим

$$\eta_n = f(M; M_u/M_{c1}); L_n = f(M; M_u/M_{c1}),$$

т. е. достаточно иметь равенства чисел M в соответствующих точках проточной части.

Равенство M_{c1} указывает на постоянство скоростного коэффициента ϕ и угла выхода потока из соплового аппарата α_1 . Если к этому добавить равенство M_u , то обеспечивается подобие треугольников скоростей на входе в рабочее колесо (постоянство угла β_1 и числа M_{w1}).

Угол β_2 и коэффициент ϕ зависят от геометрии лопаток рабочего колеса и чисел M_{w1} и M_{w2} .

Неизменность M_{w1} обеспечивает постоянство M_{w2} .

Итак, постоянство двух параметров M ; M_{c1} и M_u или M_u и M_{w2} и др. — является условием подобия работы турбины.

Приведенные критерии подобия (M) могут заменяться любыми другими равнозначными им критериями или их комбинациями, например $p_1/p_{вх0}$ и M_u ; $p_2/p_{вх0}$ и M_u ; u/c_1 и $p_2/p_{вх0}$ и др.

Критерием подобия может быть также приведенная скорость λ (λ_{c1} ; λ_u ; λ_{w1} ; λ_{w2}), связанная с M уравнением (14.121). Приведенный расход $q(\lambda)$ служит критерием расхода, а $\lambda^2 q(\lambda)$ — критерием мощности.

Для различных турбин, аналогично насосам (14.86), можно установить степень родства, геометрическое подобие по удельному числу оборотов (рис. 14.52):

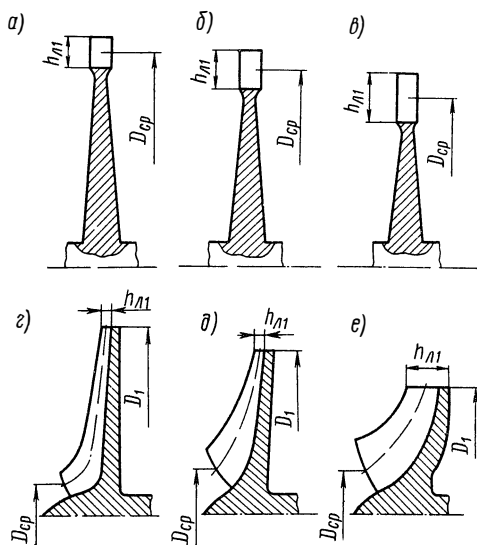


Рис. 14.52. Примерные виды рабочих колес турбин в зависимости от удельного числа оборотов:

а — тихоходное осевое — $n_n = 2,5 - 15$, $D_\phi/n_{n1} = 30 - 10$; б — нормальное осевое — $n_n = 15 \div 25$, $D_\phi/n_{n1} = 10 \div 7$; в — быстроходное осевое — $n_n = 25 \div 50$, $D_{cp}/n_{n1} = 7 \div 5$; г — тихоходное радиальное — $n_n = 2,5 \div 15$, $D_{cp}/n_{n1} = 10 \div 20$, $D_\phi/D_1 = 5 \div 3,5$; д — нормальное радиальное — $n_n = 15 \div 25$, $D_\phi/n_{n1} = 20 \div 10$, $D_{cp}/D_1 = 3,5 - 2,5$; е — быстроходное радиальное — $n_n = 25 \div 50$, $D_\phi/n_{n1} = 10 - 5$, $D_\phi/D_1 = 2,5 - 1,5$.

$$n_q = 52,96 \omega \sqrt{\dot{V}_{1t}} / L_{t0}^{3/4}, \quad (14.173)$$

где $\dot{V}_{1t} = \pi \varepsilon_{\text{л}} D_{\text{ср}} h_{1\text{л}} c_{1t} \sin \alpha_1$ — объемный расход газа на входе в колесо турбины.

Характеристики турбин. *Характеристикой турбины* называют графическую зависимость взаимозамещения ее основных параметров, определяющих режимы работы турбины. Характеристики турбины необходимы для расчета и обеспечения совместной работы турбины с агрегатами, например насосами, на различных режимах.

Параметры турбины могут быть размерными величинами (мощность N_t ; M_t — крутящий момент; L_t — работа; T_0 — температура газа; ω — частота вращения; m_t — расход газа; $p_{\text{вх}0}$, p_2 — давление газа перед турбиной и за турбиной; безразмерными η_t — КПД турбины; u/c_{t0} — отношение скоростей; L_t — удельная работа; $p_2/p_{\text{вх}0}$ — степень расширения и др.). Во время работы возможно изменение любых из перечисленных параметров.

Характеристику турбины, изображенную в размерных величинах, называют *нормальной*, а безразмерных — *универсальной*. На рис. 14.50 изображены универсальные характеристики турбин, показывающие изменение КПД турбин в зависимости от величины u/c_{t0} . Характеристики получены экспериментально.

Порядок расчета и профилирования турбин. Исходные данные: N_t — мощность турбины; ω — частота вращения; $p_{\text{вх}0}$ — давление заторможенного газа на входе в турбину или давление газа в газогенераторе; p_2 — давление газа на выходе из турбины; $T_{\text{вх}0}$ — температура заторможенного потока газа на входе в турбину; k — показатель адиабаты расширения; R — газовая постоянная.

Иногда задается расход газа m (в замкнутых газовых схемах) вместо $p_{\text{вх}0}$.

Порядок расчета одноступенчатой осевой турбины. По уравнениям (14.106), (14.113), $c_{t0} = \lambda_{t0} a_{\text{кр}}$; $L_{t0} = c_{t0}^2 / 2$ и $\pi_t = p_2 / p_{\text{вх}0}$ определяют значения c_{t0} ; λ_{t0} ; $a_{\text{кр}}$; L_{t0} ; π_t .

В зависимости от величины степени реактивности турбины (в реактивных турбинах можно принимать $\rho_t = 0,15 \div 0,25$) находим $L_{1t} = (1 - \rho_t) L_{t0}$.

Затем по уравнениям (3.48), (14.110), (14.116), (14.118) и (14.119) находят величины c_{1t} ; λ_{1t} ; c_1 ; λ_1 ; $\pi(\lambda_1)$; p_1 , причем коэффициент ϕ определяют по графику, изображенному на рис. 14.47.

Задаваясь значением окружной скорости u_1 из условия $u_{\text{max}} = 400 \div 450$ м/с или из условия получения приемлемого отношения (u/c_{t0}) или (u_1/c_{1t}) по графику, данному на рис. 14.50, находят расчетный диаметр турбины $D_{\text{ср}}$ и принимают η_e . Затем по (14.172) определяют расход $\dot{m}_t$ или, если задан расход, уточняют η_e и L_{t0} .

По (3.47), (3.48), (14.121) и (14.123) определяют параметры $\tau(\lambda_1)$; T_1 ; $\pi(\lambda_{1t})$; $\pi(\lambda_1)$; σ_c ; M_1 . Выбирают угол установки сопла

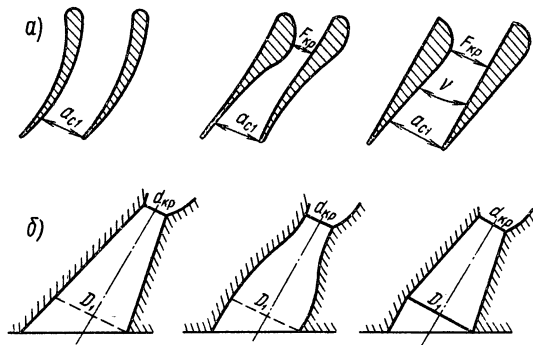


Рис. 14.53. Некоторые типы сопел турбин:

a — решетки лопаток; *б* — конические сопла

$\alpha_{1л}$: обычно в активных турбинах $\alpha_{1л} = 15 \div 20^\circ$, в реактивных $\alpha_{1л} = 18 \div 25^\circ$. По (14.124) или (14.125) и (14.126) находят α_1 .

Некоторые типы сопел турбины показаны на рис. 14.53.

По (14.111) определяют выходную площадь сопел F_1 . У дозвуковых и сверхзвуковых сопел при $M < 1,3$ применяют сужающиеся сопла, при $M > 1,3$ — сужающе-расширяющиеся.

Высота сопловых лопаток

$$h_c = F_1 / (\varepsilon_\pi \pi D_{cp} \sin \alpha_{1л}), \quad (14.174)$$

причем $\varepsilon_\pi \leq 1$.

Ширина лопаточной решетки $b = (1 \div 0,4) h_c$.

Профилирование соплового аппарата. Профиль лопатки определяют углами входа $\alpha_{вх.л}$ и выхода $\alpha_{1л}$. В сопловых решетках угол атаки на входе $\Delta \alpha_{вх} = 0 \div 5^\circ$.

Межлопаточный канал выполняют с постепенным плавным сужением. Выходная кромка лопаток должна быть тонкой — от 0,3 до 0,8 мм, это уменьшает потери на вихреобразование.

Во вновь проектируемых турбинах желательно применять прошедшие испытания и показавшие хорошие качества профили сопловых решеток, геометрия которых приводится в специальных атласах.

Хорошие результаты дает также применение изогнутых аэродинамических профилей в качестве лопаток. Построение таких лопаток показано на рис. 14.54, где $\Theta = 180^\circ - (\alpha_{вх.л} + \alpha_{1л})$ — угол изгиба профиля; $\chi_2 = (0,3 \div 0,5) \Theta$ — угол изгиба выходной кромки; $\delta_{\max} = (0,1 \div 0,08) b_\pi$ — максимальная толщина профиля, расположенного на расстоянии $(0,4 \div 0,5) b_\pi$ от входа; радиус округления лопатки на входе $r_1 = (0,1 \div 0,15) \delta_{\max}$.

Угол установки лопатки $\nu = 90^\circ - (\alpha_{1л} + \chi_2)$. Хорда лопатки $b_\pi = b / \cos \nu$. Шаг лопатки $t_c = (0,7 \div 1,0) b_\pi$. При $\varepsilon_\pi = 1$ число сопел $z_c = \pi D_{cp} / t_c$, которое должно быть целым числом, что достигается

Часто сужающе-расширяющиеся сопла плоские и конические выполняют без специальной профилировки. Расширяющуюся часть таких сопел делают конической с постоянным углом раскрытия $\nu = 8 \div 10^\circ$. Некоторые разновидности подобных сопел приведены на рис. 14.53.

Параметры газа в осевом зазоре. В осевом зазоре между соплами и рабочим колесом по (14.130), (14.131), (14.136), (14.137) определяют величины β_1 ; w_1 ; M_{w1} и по ним строят треугольник скоростей на входе в рабочее колесо (см. рис. 14.44).

Рабочее колесо. Углы лопаток рабочего колеса (входной $\beta_{1л}$ и выходной $\beta_{2л}$) выбирают следующим образом. У дозвуковых турбин обычно принимают $\Delta\beta_2 = 2 \div 5 \div 10^\circ$, тогда $\beta_{1л} = \beta_1 + \Delta\beta_1$ и $\beta_{2л} = \beta_{1л} - \Delta\beta_2$.

Уменьшение угла $\beta_{2л}$ приводит к увеличению КПД, так как уменьшается выходная скорость c_2 . Одновременно с этим уменьшается ширина межлопаточного канала, поэтому для сохранения требуемого проходного сечения необходимо увеличить высоту лопаток на выходе, что не всегда удобно.

У сверхзвуковых турбин углы лопаток колеса выбирают с учетом угла атаки в пределах $\beta_{1л} = \beta_1 + (2 \div 5)^\circ$, обычно $\beta_{2л} = \beta_{1л}$, реже угол $\beta_{2л} < \beta_{1л}$ на $1 \div 3^\circ$.

Определяют скоростной коэффициент потерь ψ по графикам (см. рис. 14.48 или 14.49). По (14.132), (14.135), (14.142) — (14.145), (14.148), (14.149), (14.150) или (14.151) находят L_{2i} ; w_{2i} ; w_2 ; λ_{w2i} ; λ_{w2} ; T_{2i} ; β_2 ; α_2 и c_2 . По найденным величинам строят треугольник скоростей на выходе из колеса (см. рис. 14.44).

Высоту лопаток на входе в колесо $h_{л1}$ обычно принимают больше высоты сопел h_c на (1—2) мм. Высоту лопаток рабочего колеса на выходе $h_{л2}$ определяют уравнением (14.152). В турбинах ЖРД часто применяют лопатки с постоянной высотой $h_{л1} = h_{л2}$. У длинных лопаток реактивных турбин необходимо проверить величину реактивности на периферии и у корня лопатки. Например, у лопаток с закруткой по закону постоянства циркуляции на любом радиусе i реактивность $\rho_{Ti} = 1 - \{(1 - \rho_{T,ср}) \cos^2 \alpha_{1ср} \times [1 + \tan^2 \alpha_{1ср} (r^2/r_{1ср}^2)] / (r/r_{1ср})^2\}$.

У лопаток с закруткой при постоянном угле α_1 реактивность $\rho_{Ti} = 1 - (1 - \rho_{T,ср}) (r_{1ср}/r)^{2 \cos^2 \alpha_{1ср}}$ (индекс «ср») означает параметр турбины на диаметр $D_{ср}$.

Если в результате расчета будет получено у корня лопатки $\rho_T < 0$, то следует повторить весь расчет турбины, задавшись увеличенным $\rho_{T,ср}$ или применить другой метод закрутки.

При расчете турбин ширина рабочего колеса $b = (1 \div 0,4) h_{л,ср}$. Оптимальный шаг лопаток рабочего колеса $t_{л} = (0,5 \div 0,85) b_{л}$ или $t_{л} = 0,4 b_{л} / \sin(\beta_{1л} + \beta_{2л})$.

Профилирование рабочих лопаток. Профиль лопаток в основном определяют углами входа, выхода и скоростью обтекающего их потока (дозвуковой или сверхзвуковой). При

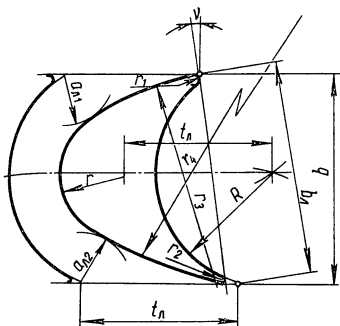


Рис. 14.57. Профилирование дозвуковой лопатки рабочего колеса

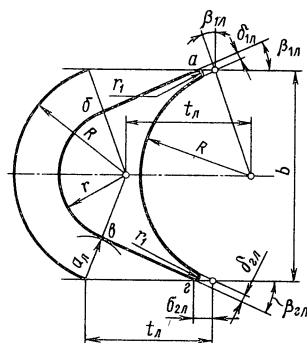


Рис. 14.58. Профилирование сверхзвуковой лопатки рабочего колеса

проектировании турбин надежнее всего выбрать профиль для рабочих лопаток из альбома или атласа профилей. Если этого сделать не удастся, то профиль лопатки можно спроектировать (ниже приводится один из возможных способов).

Профилирование активной дозвуковой лопатки начинают с выбора угла установки v лопатки (рис. 14.57). Обычно $v = 6 \div 11^\circ$ и $t_n/b_n = 0,6 \div 0,7$ (при углах $v = 9 \div 11^\circ$ можно принять $\Delta\beta_2 = (8 \div 10)^\circ$; $b_n = (1 \div 0,4)h_n$; $b = b_n \cos v$; $b_n = 15 \div 25$ мм. Радиус вогнутой стороны лопатки $R = b_n / (\cos \beta_{1n} + \cos \beta_{2n})$.

Построение начинают с проведения луча под углом v и вписывания окружностей радиусами r_1 и r_2 . Радиус R — касательный к окружностям с радиусами r_1 и r_2 .

Ширина межлопаточного канала на выходе $a_{n2} = k_2 t_n \sin \beta_{2n}$, где $k_2 = 0,95 \div 0,88$; на входе $a_{n1} = 1,05 \div 1,1 a_{n2}$. Радиусы $r_2 = 0,03 \div 0,08 b_n$; $r_1 = 0,01 \div 0,02 b_n$; $r_3 = b_n$; $r_4 = 2b_n$.

Сверхзвуковые рабочие лопатки турбин. Их выполняют с довольно острыми входными и выходными кромками и часто с постоянной шириной межлопаточного канала. Входные и выходные участки спинки лопаток делают прямолинейными, что уменьшает волновые потери на входе в канал и отрыв потока на выходе. Конфигурация и построение подобной лопатки показаны на рис. 14.58. Участки $a-b$ и $c-d$ — прямые, r — сопрягающий радиус. Радиус вогнутой стороны лопатки

$$R = b_n / (\cos \beta_{1n} + \cos \beta_{2n}).$$

По окончании профилирования лопаток необходимо проверить форму межлопаточного канала. Изменение ширины канала, если оно имеет место, должно быть плавным, без диффузорных участков.

Ширина канала $a_n = (t_n - \sigma_{n2}) \sin \beta_{2n}$, где $\sigma_{n2} = \delta_{n2} / \sin \beta_{2n}$. Обычно толщина лопаток $\delta_{n1} = 0,5 \div 1, 2$ мм. Хорда лопатки $b_n \approx b$.

Реактивные дозвуковые лопатки турбин. Их можно профилировать методом, аналогичным профилированию лопаток сопловой решетки посредством изгиба аэродинамических профилей, рассмотренных ранее (см. рис. 14.54). При этом угол атаки $\Delta\beta_1 = 0 - (-8^\circ)$, угол изгиба $\Theta = 180^\circ - (\beta_{1л} + \beta_{2л})$, угол установки лопатки $\nu = 90^\circ - [\beta_{2л} + (0,3 \div 0,4)\Theta]$. У длинных лопаток соплового аппарата и рабочего колеса профилирование ведется по нескольким сечениям лопаток, обычно по наружному D_n , среднему $D_{ср}$ и внутреннему $D_{внут}$ диаметрам. Причем все необходимые параметры по среднему диаметру определяются при газодинамическом расчете турбины. Профилирование проводится в зависимости от принятого закона закрутки лопаток. При использовании метода закрутки по закону постоянства циркуляции $c_{1aср} = c_{1ан} = c_{1авнут} = \text{const}$; $c_{2aср} = c_{2ан} = c_{2авнут} = \text{const}$; $c_{1u}r = \text{const}$.

Определяют параметры $u_i = u_{ср}r_i/r_{ср}$; $a_{1i} = \text{arctg}[\text{tg } \alpha_{1ср}r_i/r_{ср}]$; $c_{1i} = c_{1aср}/\sin \alpha_{1i}$; $c_{1ui} = c_{1uср}r_{1ср}/r_{i1}$; $c_{2ui} = c_{2uср}r_{2ср}/r_i$; $a_{2i} = \text{arctg}(c_{2ai}/c_{2ui})$; $\beta_{1i} = \text{arctg}[c_{1ai}/(c_{1ui} - u_{1i})]$; $\beta_{2i} = \text{arctg}[c_{2ai}/(c_{2ui} - u_{2i})]$; $w_{1i} = c_{1ai}/\sin \beta_{1i}$; $w_{2i} = c_{2ai}/\sin \beta_{2i}$. Индекс «i» означает, что данный параметр определяется для всех сечений. Профилирование лопаток обычно производится путем изгиба аэродинамических профилей, применение которых рассматривалось ранее. Углы атаки по всей высоте можно считать: у сопловых лопаток $\Delta\alpha_{вх} = 0 \div (-5^\circ)$, у рабочих лопаток $\Delta\beta_1 = 0 \div (-8^\circ)$. Для сопловых лопаток $\delta = \delta_{\max}/b_{л} = 0,1 \div 0,08$. Для рабочих лопаток $\delta_{ср} = 0,1 \div 0,12$; $\delta_n = 0,04 \div 0,05$; $\delta_{внут} = 0,15 \div 0,2$. При построении *soplowoj lopatki sowmelaat whodnye kromki* «i» сечений, а у рабочей лопатки — центры тяжести сечений.

Определение потерь и КПД турбины. Работа на лопатках колеса

$$L_{л} = u(c_{1u} + c_{2u}),$$

где $c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1$; $c_{2u} = w_2 \cos \beta_2 - u$.

Лопаточный КПД $\eta_{л} = L_{л}/L_{т0}$.

Далее определяют $Z_{\text{общ}}$ — потери на трение, вентиляцию и выталкивание по (14.168) и $Z_{\text{зз}}$ — потери в зазорах по (14.169).

Внутренняя работа турбины $L_i = L_{л} - (Z_{\text{общ}} + Z_{\text{зз}})$.

Внутренний КПД $\eta_i = L_i/L_{т0}$.

Эффективный КПД турбины (расчетный)

$$\eta_{ер} = \eta_i \eta_{\text{мех}},$$

где $\eta_{\text{мех}} = 0,99 \div 0,97$ — механический КПД.

Если $\eta_{ер}$ отличается от принятого вначале η_e более чем на 5%, то весь расчет необходимо повторить заново, изменив некоторые параметры, например углы установок лопаток, число оборотов, диаметр рабочего колеса и др., добиваясь расхождения КПД не более чем на 5%.

Порядок расчета центростремительной турбины. Аналогично расчету осевых турбин определяют величины π_r ; L_{r0} ; c_{r0} ; λ_{r0} ; $a_{кр}$.

В центростремительных турбинах степень реактивности $\rho_r = 0,3 \div 0,8$.

Так же как у осевых турбин, находят L_{1r} ; c_{1r} ; λ_{1r} ; p_1 ; $\pi(\lambda_{1r})$; φ_1 ; c_1 ; λ_1 ; M_1 ; $\tau(\lambda_1)$. Задаются значениями $\alpha_1 = 15 \div 30^\circ$ и окружной скоростью u_1 из условия, что $u_{1\max} = 400 \div 450$ м/с; ($u_1/c_{10} = 0,6 \div 0,7$). Можно принять $u_1/c_{10} = 1/(2 \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho_r})$. Иногда u_1 выбирают из условия получения желаемого угла β_1 по (14.130). Может $\beta_1 = 45 \div 135^\circ$, но из условия получения максимальной прочности лопаток желательно, чтобы $\beta_1 \approx 90^\circ$. В этом случае при безударном входе потока на лопатки $\beta_1 = \beta_{1л}$; $\beta_{1л} = 90^\circ$; $u_1/c_1 = \cos \alpha_1$.

Затем (аналогично осевым турбинам) определяют эффективный КПД η_e и площадь сечения на выходе из сопл F_{1c} . Наружный диаметр колеса $D_1 = 2u_1/\omega$.

Величина зазора между колесом и соплами $\Delta r = (0,01 \div 0,03) D_1$. Диаметр выхода соплового аппарата $D_{1c} = D_1 + 2\Delta r$.

Поскольку у центростремительных турбин обычно $\varepsilon_d = 1$, то высота сопл на выходе $h_{1c} = F_{1c}/(\pi D_{1c})$.

Число лопаток соплового аппарата $z_c = (1,25 \div 1,5) \times \pi D_{1c} \sin \alpha_1 / h_{1c}$. Обычно $z_c = 3 \div 30$.

Шаг решетки $t_c = \pi D_{1c} / r_c$.

Хорда сопловой лопатки $b_d = 1,5 \div 1,0 t_c$.

Ширина горла соплового канала $a_c = t_c k_c \sin \alpha_{1л}$, где $k_c = 0,95 \div 0,9$ — коэффициент стеснения. По уравнению (14.126) уточняют $\alpha_{1л}$.

Профилирование сопловых лопаток. Сопловой аппарат центростремительных турбин можно выполнять в виде набора плоских или профилированных лопаток. Плоские лопатки могут быть прямыми или изогнутыми.

Если в сопловом аппарате применяют профилированные лопатки, то в качестве исходного можно использовать аэродинамический профиль, подобно сопловым дозвуковым лопаткам осевых турбин.

По (14.130), (14.131), (14.136), (14.137) находят величины β_1 ; w_1 ; M_{w1} и L_{2r} .

Выход у центростремительных турбин, как правило, выполняют осевым, а необходимые параметры определяют на расчетном диаметре $D_{2р}$. Наружный и внутренний диаметры выходной части рабочего колеса турбины обозначают через $D_{2н}$ и $D_{2внут}$ соответственно.

От принятого закона распределения осевых скоростей потока по высоте лопатки колеса на выходе зависит геометрия выходной части колеса. Если величина осевых скоростей потока по всему выходному сечению колеса одинакова, то $D_{2р} = \sqrt{(D_{2н}^2 + D_{2внут}^2)/2}$ и выходные кромки лопаток устанавливаются с соответствующим

переменным углом по высоте. Такой закон распределения осевых скоростей предпочтительнее.

Если осевая скорость по высоте лопатки меняется линейно, имея наибольшее значение у втулки, то $D_{2p} = (D_{2н} + D_{2внут})/2$.

Минимальным размером может быть диаметр, определяемый уравнением $D_{2внут\min} = d_{вал} + (10 \div 16)$ мм, где $d_{вал}$ — диаметр вала, определяемый расчетом на прочность.

Для облегчения выбора D_{2p} можно воспользоваться полуэмпирической зависимостью отношений площади выхода из колеса F_2 к площади входа F_1 , т. е. $F_2/F_1 = (1,2 \div 1,3) p_1/p_2$, где p_1 и p_2 — давления газа на входе в колесо и выходе из него. Причем коэффициент 1,2 принимают при $p_1/p_2 \leq 1,1$, а коэффициент 1,3 — при $p_1/p_2 \approx 1,6$. Применение в ЖРД отношений, больших 1,6, маловероятно.

Обычно при расчете центростремительных турбин отношение наружного диаметра колеса к расчетному на выходе $D_1/D_{2p} = 1,8 \div 2,5$. Таким образом, для определения D_{2p} можно задаваться отношением D_1/D_{2p} или определять D_{2p} из условия $D_{2внут\min}$. По (14.133) и (14.135) определяют параметры w_{2pi} и w_{2p} , при этом обычно принимают $\beta_{2p} = 25 \div 45$ ($\alpha_{2p} \neq 90^\circ$).

При нежелании иметь закрутки потока на выходе из колеса ($\alpha_{2p} = 90^\circ$) подбирают β_{2p} из условия $\cos \beta_{2p} = u_{2p}/w_{2p}$ и $w_{2p} = \psi w_{2pi}$. Коэффициент потерь ψ из графика, изображенного на рис. 14.48, определяют по сумме углов $\beta_1 + \beta_{2p} - 45^\circ$.

Число лопаток $z_{\min} = 2\pi \sin(\beta_1 + \alpha_1) [\sin \beta_1 / \sin \alpha_1]$.

Можно применять и меньшее число лопаток z , но не менее шести, при этом необходимо сделать поправку на увеличение потерь в колесе: $\psi' = \psi \xi_k$, где $\xi_k = z_{\min}(z - 0,1\alpha_1) / [z(z_{\min} - 0,1\alpha_1)]$.

По (14.138), (14.146) — (14.149) находят α_{2p} ; c_{2p} ; T_{w0} ; T_2 и T_{20} . Ширина колеса на входе $h_{л1} = h_{с1} D_{1с}/D_1$. Площадь на выходе из рабочего колеса $F_2 = m_1 RT_2 / (k_{2p} p_2 c_{2p} \cdot 10^4 \sin \alpha_{2p})$, где коэффициент стеснения $k_{2p} = 0,9 \div 0,84$.

При постоянной скорости потока по высоте лопаток

$$D_{2внут} = \sqrt{D_{2p}^2 - 2F_2/\pi}; \quad D_{2н} = \sqrt{2D_{2p}^2 - D_{2внут}^2}; \quad w_{2i} = u_{2p} D_{2i}/D_{2p}.$$

Если нет закрутки, то $c_{2up} = c_{2ин} = c_{2ивнут} = 0$. При наличии закрутки $c_{2up} = c_{2p} \cos \alpha_{2p}$ и $c_{2ui} = c_{2up} D_{2i}/D_{2p}$. При постоянной по высоте лопатки осевой составляющей абсолютной скорости (что обычно делается) $c_{2ар} = c_{2авнут} = w_{2p} \sin \beta_{2p}$.

Направление относительных скоростей потока $\beta_{2н} = \arctg [c_{2a}/(u_{2н} \pm c_{2ин})]$; $\beta_{2внут} = \arctg [c_{2a}/(u_{2внут} \pm c_{2ивнут})]$.

Знак плюс соответствует закрутке потока газа в сторону, обратную вращению колеса; знак минус — в сторону, совпадающую с вращением колеса. Для упрощения обозначим индексом «i» параметры на диаметрах $D_{н}$; D_p ; $D_{внут}$.

Относительная скорость $w_{2i} = c_{2a}/\sin \beta_{2i}$. Шаг $t_{2i} = \pi D_{2i}/z$. Угол выхода лопатки $\beta_{2pi} = \arctg (\tg \beta_{2i}/k_{2i})$, где коэффициент стеснения $k_{2i} = 0,9 \div 0,84$.

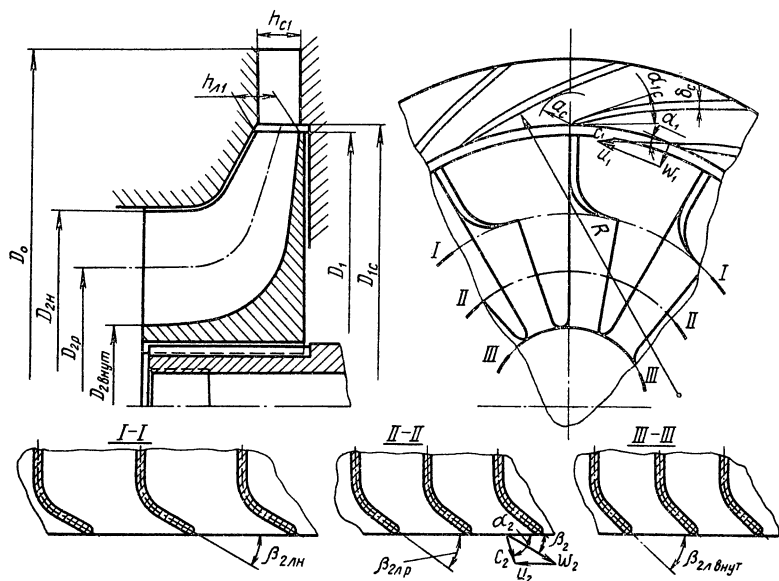


Рис. 14.59. Схема ступени центробежной турбины

Профилирование рабочего колеса. Проточную часть колеса в меридиональном сечении профилируют по значениям D_1 ; $h_{л1}$; $D_{2р}$; $D_{2н}$; $D_{2внут}$. Изменение ширины колеса от $h_{л1}$ до $h_{л2}$ должно быть плавным. Лопатки колеса представляют собой решетку из тонких гнутых пластин с углом установки на входе $\beta_{1л}$ и выходе $\beta_{2л}$. Толщина лопаток $\delta_{л}=3\div 4$ мм. Рабочие колеса обычно выполняют с радиальными лопатками, которые только на выходе загибают под углом $\beta_{2л}$ (рис. 14.59).

Определение потерь и КПД турбины. Работа на лопатках колеса

$$L_{л} = c_{1u} u_1 + c_{2u} u_{2р}.$$

КПД $\eta_{л} = L_{л} / L_{т0}$.

По (14.168) и (14.170) определяют потери энергии на трение $Z_{общ}$ и на утечку газа $Z_{газ}$. Обычно величина бокового зазора в радиальной турбине равна 0,5—2 мм. Внутренняя работа турбины $L_i = L_{л} - (Z_{общ} + Z_{газ})$, внутренний КПД $\eta_i = L_i / L_{т0}$.

Эффективный КПД турбины (расчетный) $\eta_{ер} = \eta_i \eta_{мех}$, где $\eta_{мех} = 0,97 \div 0,99$.

КПД $\eta_{ер}$ должен отличаться от принятого в начале расчета необходимого КПД η_e не более чем на 5%. Если он отличается более чем на 5%, то весь расчет необходимо повторить, задавшись иными геометрическими параметрами.

Некоторые особенности расчета и профилирования турбин малой мощности ($N_e < 10$ кВт). Эти турбины иногда называют микротурбинами. Как правило, их выполняют парциальными с газовыми каналами малого поперечного сечения. Так, сопла подобных турбин, обычно прямоугольной формы, могут иметь в узком сечении размеры $f_{кр} = 1 \div 3$ мм², а рабочее колесо $D_1 < 100$ мм. Считается, что сопла круглого и квадратного сечения равнозначны по коэффициенту потерь ϕ при условии $r_c = h/2$, т. е. если круг вписывается в квадрат. Специальное меридиональное профилирование сопел нецелесообразно.

Большая доля всех потерь в маломощных турбинах связана с парциальностью в области $\varepsilon_d < 0,2$.

В табл. 14.1 приведены зависимости изменения КПД η_e для некоторых осевых, активных, сверхзвуковых турбин с различными ε_d .

Оптимальной величиной густоты решетки рабочего колеса турбины (отношение ширины к шагу) можно считать $b/t = 1,8 \div 2,2$. В малогабаритных высокооборотных турбинах целесообразно применять бандажирование рабочего колеса, так как это обеспечивает повышение КПД до 8—12%.

Таблица 14.1

Парциальность ε_d	КПД η_e при значениях отношения u_1/c_{1t}				
	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4
1	0,125	0,22	0,375	0,48	0,53
0,4	0,12	0,21	0,36	0,44	0,46
0,2	0,11	0,19	0,32	0,36	0,27
0,1	0,1	0,17	0,28	0,25	—

§ 14.5. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА НАСОСОВ С ТУРБИНАМИ

Гидравлический тракт компонентов топлива ЖРД. Изменение режима работы ЖРД обычно связано с изменением расхода $\dot{V}'$ на $\dot{V}''$. При этом давление в камере сгорания p_k меняется прямо пропорционально расходу топлива, т. е. $p_k'/p_k'' = \dot{V}''/\dot{V}'$, а величина гидравлических сопротивлений тракта $\Delta p_{\text{трак}}$ пропорциональна квадрату расхода, т. е. $\Delta p_{\text{трак}}'/\Delta p_{\text{трак}}'' = (\dot{V}''/\dot{V}')^2$. Следовательно, при изменении расхода с $\dot{V}'$ на $\dot{V}''$ напор насоса

$$H'' = \frac{p_k'}{\rho} \left(\frac{\dot{V}''}{\dot{V}'} \right) + \frac{\Delta p_{\text{трак}}'}{\rho} \left(\frac{\dot{V}''}{\dot{V}'} \right)^2 - \frac{p_6}{\rho}, \quad (14.175)$$

где p_6 — давление подпора в баке с учетом высоты столба жидкости.

На гидравлической характеристике насоса (см. рис. 14.31) всегда можно найти точку, соответствующую режимам $\dot{V}'$ и H' или $\dot{V}''$ и H'' насоса при определенной частоте вращения.

Если по (14.174) при различных $\dot{V}''$ определить H'' и нанести полученные значения в виде графика $H''=f(\dot{V}'')$ на гидравлическую характеристику насоса (рис. 14.60), то получим дроссельную характеристику 1 гидросистемы — зависимость необходимого напора насоса при изменении расхода компонента топлива. Точка пересечения кривой 1 с напорной характеристикой насоса 3 при $\omega = \text{const}$ является расчетной точкой H_p и $\dot{V}_p$. Дроссельная характеристика 1 гидросистемы двигателя отличается от дроссельной характеристики 2 насоса, выражаемой зависимостью $H/\dot{V}^2 = \text{const}$.

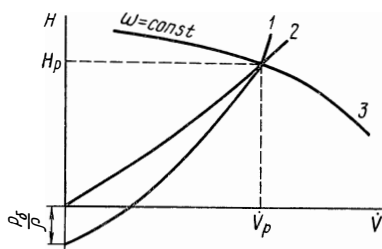


Рис. 14.60. Характеристики изменения напора насоса при изменении расхода компонента

Способы изменения режима работы насоса. Основные способы изменения режима работы насоса: дросселирование давления компонента на выходе из насоса, перепуск части расхода компонента из выходной во входную полость насоса, изменение частоты вращения вала насоса.

Способ изменения режима работы насоса дросселированием давления (рис. 14.61, а) состоит в изменении сопротивления гидромагистрали на выходе из насоса при постоянной частоте вращения, например изменение (увеличение) перепада давления на регуляторе от $\Delta p'_{\text{рег}}$ до значения $\Delta p''_{\text{рег}}$. При этом расчетная точка дроссельной характеристики гидросистемы двигателя переместится из положения 1 в положение 2 и насос будет работать при измененных параметрах $\dot{V}_p''$ и H_p'' . Этот способ изменения режима работы насоса прост, но неэкономичен, так как увеличивается гидравлическое сопротивление магистрали.

Способ изменения режима работы насоса за счет перепуска части расхода компонента $\dot{V}_{\text{пер}}$ из выходного трубопровода на вход в насос или в бак (рис. 14.61, б) состоит в том, что насос работает на постоянном режиме по частоте вращения, но

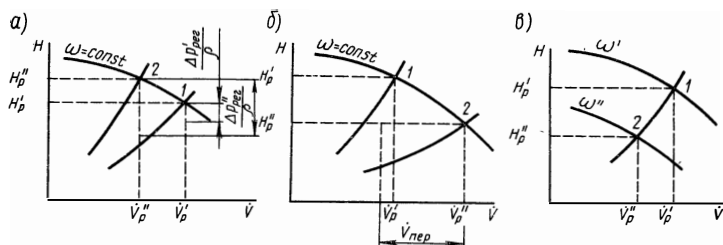


Рис. 14.61. Способы изменения режима работы насоса

с затратой дополнительной мощности, использованной для обеспечения перепуска компонента. Расчетная точка 1 переместится в положение 2 при несколько меньшем напоре H_p'' , но большем расходе $\dot{V}_p''$.

Способ изменения режима работы насоса путем изменения его частоты вращения с ω' на ω'' (рис. 14.61, в) состоит в переходе работы насоса на другую характеристику. Это наиболее экономичный способ регулирования.

Изменение режима работы турбины. При изменении работы турбины могут меняться параметры газа $p_{вх.0}$; $T_{вх.0}$; p_2 , частота вращения ω и расход газа $\dot{m}_t$.

Изменение давления газа $p_{вх.0}$ на входе в турбину при постоянной геометрии ее ступени связано с изменением расхода газа $\dot{m}_t$, что непосредственно прямо влияет на мощность турбины $N_t = \dot{m}_t L_{t0} \eta_e$.

Изменение $T_{вх.0}$ и p_2 влияет на работоспособность газа L_{t0} , что также прямо влияет на N_t . Изменение частоты вращения ТНА сказывается на КПД турбины η_e , так как при этом меняется отношение u/c_{t0} и возможно изменение коэффициентов ϕ и ψ . Изменения $\dot{m}_t$ достигают с помощью перепуска части газа из входной в выходную полость турбины, минуя рабочее колесо, или отключением нескольких сопл. Особенно часто применяют способ смены режима работы турбины путем изменения расхода газа $\dot{m}_t$, поступающего из газогенератора при изменении режимов его работы.

Каждому режиму работы ТНА соответствует определенная зависимость изменения мощности турбины по частоте вращения. Для определения параметров режима работы турбины можно воспользоваться опытными зависимостями ϕ и ψ при изменении скоростных параметров газа и экспериментальной зависимостью $\eta_e = f(u/c_{t0})$ (см. рис. 14.50). Обычно в сужающихся соплах ϕ мало зависит от режима работы турбины, в расширяющихся соплах ϕ меняется значительно на нерасчетных режимах.

Совместная работа насосов с турбиной. При совместной работе турбины с насосами необходимое условие — равенство мощности N_t , развиваемой турбиной, и мощности N_n , необходимой для привода насосов. Для изменения режима работы турбонасосного агрегата необходимо изменить режим работы турбины так, чтобы на новом режиме обеспечивалось равенство $N_n = N_t$. Мощность насосов на любом режиме определяется по их гидравлической характеристике (см. рис. 14.31).

С изменением частоты вращения мощность насосов изменяется по зависимости $N \approx A\omega^3$, где A — постоянный коэффициент; ω — частота вращения (в пределах автоматических режимов). Изменение параметров турбины при изменении режима работы ТНА во многом зависит от схемы турбонасосной системы подачи компонентов в газогенератор и способа регулирования ТНА.

Не разбирая подробно всевозможные схемы и способы регулирования турбонасосных систем подачи, остановимся на распространенных схемах: с автономным газогенератором, независимым от ТНА, и с подачей компонентов в газогенератор от насосов ТНА.

В схеме с автономным газогенератором выход турбины на рабочий режим $\omega_{\text{раб}}$ осуществляется при постоянном режиме работы газогенератора, т. е. при постоянных значениях $T_{\text{вх.о}}$; $p_{\text{вх.о}}$ и $\dot{m}_\tau$.

Для наглядности и удобства расчета характеристики изменения по частоте вращения мощности турбины N_τ и суммарной мощности насосов $N_\text{н}$ наносят на совмещенный график $N-\omega$, изображенный на рис. 14.62, а. Вначале, до $\omega_{\text{раб}}$, между кривыми $N_\text{н}$ и N_τ находится область (заштрихованная), избыточной мощности турбины $N_{\text{изб.т}} = N_\tau - N_\text{н}$. Если известны моменты инерции J вращающихся масс ТНА (и присоединенных масс жидкости) и частоты вращения ротора турбины ω , то в период запуска ТНА до момента его выхода на рабочий режим $\omega_{\text{раб}}$ избыточная мощность

$$N_{\text{изб.т}} = J\omega(d\omega/d\tau) = N_\tau - N_\text{н}.$$

Отсюда время выхода ТНА на режим рабочей частоты вращения

$$\tau_{\text{раб}} = \int_0^{\omega_{\text{раб}}} [J\omega / (N_\tau - N_\text{н})] d\omega.$$

В схемах с подачей компонентов в газогенератор от насосов ТНА по мере роста частоты вращения увеличиваются давление $p_{\text{вх.о}}$ и расход газа $\dot{m}_\tau$, при этом считается $T_{\text{вх.о}} = \text{const}$. Кривая роста N_τ по частоте вращения (рис. 14.62, б) вплоть до $\omega_{\text{раб}}$ будет располагаться значительно ниже кривой $N_\tau = f(\omega)$, нежели в схеме с независимым газогенератором, $N_{\text{изб.т}}$ будет невелика, а на некотором участке (в начале кривой до $\omega_{\text{мин}}$) может даже иметь отрицательное значение. Поэтому в подобных схемах для ускорения выхода турбины на рабочий режим начальный момент запуска

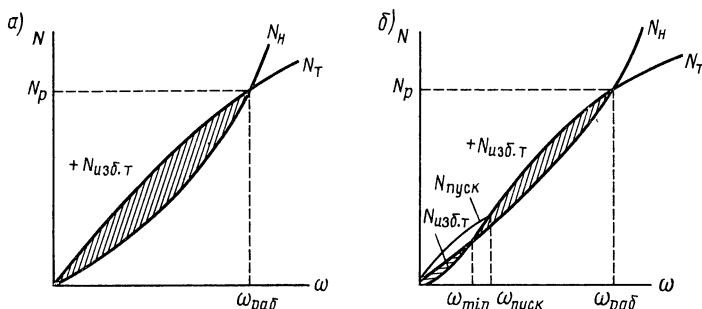


Рис. 14.62. Характеристики изменения совместной работы турбины и насосов

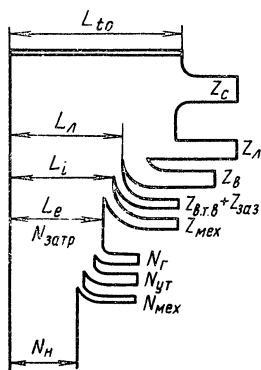


Рис. 14.63. Баланс работы ТНА с одноступенчатой активной турбиной

горючее. Обычно $\eta_{\text{ТНА}} = 0,2 \div 0,4$.

Баланс работ ТНА приведен на рис. 14.63 без учета возвращенной работы из-за потерь в решетках.

Некоторые удельные параметры ТНА. Качество ТНА зависит от экономичности турбины и насосов, кавитационных свойств насосов, массы ТНА, его габаритов и др.

По имеющимся некоторым статическим данным величина удельной массы ТНА (конструкции ТНА в кг), приходящихся на 1 кВт мощности турбины, составляет $0,08 \div 0,013$ кг/кВт. В настоящее время намечается уменьшение удельной массы ТНА до $0,034 - 0,011$ кг/кВт. Необходимо учитывать, что ТНА с малой мощностью турбины имеет большую удельную массу. В ТНА с микротурбинами удельная масса может достигать 0,55 кг/кВт.

Показатель экономичности — удельный расход газа привода ТНА (расход массы газа в граммах, приходящийся на 1 кВт мощности турбины) ориентировочно составляет $3,2 - 1,1$ г/кВт, причем с ростом мощности ТНА удельный расход газа уменьшается. Сейчас имеется тенденция к снижению удельного расхода до $1,9 - 1,1$ г/кВт. У микротурбин эта величина еще значительней и достигает $2,7 - 5,5$ г/кВт.

ТНА до режима $\omega_{\text{пуск}}$, несколько превышающего ω_{min} , осуществляется с помощью какого-либо постороннего источника энергии, например пускового независимого газогенератора (порохового, газового и др.) Обычно $\omega_{\text{пуск}} = (1,1 \div 1,2) \times \omega_{\text{min}}$, $N_{\text{пуск}} > N_{\text{т}}$ на участке от $\omega = 0$ до $\omega_{\text{пуск}}$. Время выхода ТНА на режим $\omega_{\text{пуск}}$

$$\tau_{\text{пуск}} = \int_0^{\omega_{\text{пуск}}} [J\omega / (N_{\text{пуск}} - N_{\text{н}})] d\omega.$$

Полный КПД ТНА на рабочем режиме

$$\eta_{\text{ТНА}} = \frac{H_o \dot{m}_o + H_r \dot{m}_r}{L_{\text{т}} \dot{m}_r} \left(\frac{N_{\text{н.о}}}{N_{\text{т}}} \eta_{\text{н.о}} + \frac{N_{\text{н.г}}}{N_{\text{т}}} \eta_{\text{н.г}} \right) \eta_e,$$

где индекс «о» для напора, расхода и мощности обозначает окислитель, индекс «г» —

РАСЧЕТ ЭЛЕМЕНТОВ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК

§ 15.1. ТОПЛИВНЫЕ БАКИ

Классификация топливных баков. Топливные баки, используемые в жидкостных ракетных двигательных установках (ДУ), в общих случаях могут быть предназначены для: а) хранения основного запаса жидкого ракетного топлива, т. е. топлива, предназначенного для получения всей или основной доли тяги двигателя. Эти емкости называют основными топливными баками ДУ; б) хранения вспомогательного жидкого ракетного топлива, предназначенного для работы вспомогательных систем и агрегатов ДУ; в) выполнения роли промежуточных (буферных) емкостей, предназначенных для периодического накопления и расходования топлива в процессе работы двигателя (см. рис. 13.25).

Конструкция и тип баков определяются схемой и условиями эксплуатации ДУ.

Конструкция баков должна быть устойчива под воздействием внешних (аэродинамических) и внутренних (давление вытеснения топлива, статическое и динамическое воздействия массы топлива, находящегося в баках) сил, инерционных перегрузок и должна обеспечить максимальную полноту выработки топлива, а также минимальное растворение (или конденсацию) газа, находящегося в баке в компоненте топлива. Наиболее эффективный способ выполнения последнего требования — исключение непосредственного контакта между газом и компонентом топлива путем применения устройств с механическим разделением фаз: оболочки, расширяющейся (сжимающейся) по мере расходования компонента топлива, упругой мембраны, деформирующейся в ходе процесса вытеснения (см. рис. 13.25), и т. п.

В зависимости от передаваемых на стенки топливного бака силовых нагрузок различают несущие, нагруженные и разгруженные баки. У несущих баков стенки воспринимают силовые нагрузки, действующие на ЛА. Нагруженными баками называют баки ДУ с вытеснительной системой подачи топлива. Разгруженные баки характерны тем, что силовые нагрузки на них сведены к минимуму. Этот тип баков используется в ДУ с ТНА.

Размещение топливных баков на ЛА определяется условиями центровки и обеспечения безкавитационной работы ТНА (максимального использования гидростатического напора столбов жидких компонентов топлива). Исходя из этих условий на большинстве ЛА бак окислителя располагается над баком горючего.

В конструкцию топливных баков в общем случае входят устройства, предназначенные для: забора компонента топлива из бака — заборное устройство, сброса избыточного давления из свободного объема бака, подачи газа в бак при падении давления в нем ниже уровня, допускаемого из условий прочностной устойчивости стенок (устройство «дыхания»), ввода газа наддува, демпфирования колебаний жидкости и др.

Расчет объема топливных баков. Объем топливных баков $V_{б.о}$ и $V_{б.г}$ рассчитывают из условия размещения в них заданных масс окислителя M_o и горючего M_r , называемых массовой заправкой компонентом топлива. Массовую заправку определяют из условий обеспечения теоретически необходимого для создания заданного суммарного импульса тяги количества топлива $M_{т.о}$ и $M_{т.г}$ (полезной массы топлива) и компенсации непроизводительных затрат топлива $M_{н.о}$ и $M_{н.г}$. Под непроизводительными затратами понимается масса компонентов топлива, не используемая для получения расчетной тяги при полете ЛА:

$$M_o = M_{т.о} + M_{н.о}; \quad (15.1)$$

$$M_r = M_{т.г} + M_{н.г}. \quad (15.2)$$

Наличие непроизводительных затрат вызывает уменьшение (против возможного при полном использовании запаса топлива) суммарного импульса тяги, увеличение конечного веса ДУ и, как следствие этого, снижение конечной скорости ЛА. На рис. 15.1 показано влияние полноты использования топлива на конечную скорость ЛА с относительным конечным весом $\mu_k = 0,2$. На рисунке $\bar{V}_{max} = V_d / V_r$ — отношение действительной конечной скорости V_d к конечной скорости возможной при 100%-ном использовании топлива — V_r , а $M_{ост}$ — процент неиспользованного топлива.

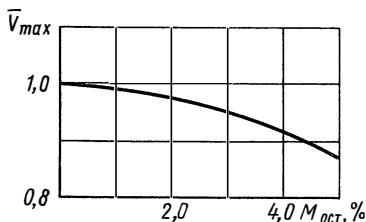


Рис. 15.1. Зависимость конечной скорости ракеты от полноты использования топлива

Величина непроизводительных затрат складывается из гидравлического остатка недозабора ΔM_r , конструктивных остатков недозабора ΔM_k , тепловых остатков недозабора ΔM_t , гарантийного остатка топлива к моменту окончания работы ДУ ΔM_c , расхода топлива на привод ТНА и наддув топливных баков (расход в систему газогенерации) ΔM_n , запаса

топлива на предстартовые потери (испарение, выброс через дренажные системы, расход на захлаживание магистралей и пр.) $\Delta M_{\text{п}}$, потерь на выброс непрореагировавшего топлива при запуске двигателя и на расход топлива до старта ЛА — ΔM_3 .

Гидравлические остатки недозабора обуславливаются тем, что к моменту обнажения заборного устройства в баке еще остается некоторое количество топлива. Гидравлические остатки недозабора могут быть сведены к минимуму путем рационального выбора конструкции и размещения заборного устройства. Если траектория ЛА задана заранее, то можно аналитически определить расположение свободной поверхности жидкости в момент окончания работы ДУ (при наличии действующих перегрузок) и соответствующим образом разместить приемный патрубок заборного устройства.

При более сложном законе перемещения жидкости используют передвижное заборное устройство «отслеживающее» перемещение поверхности жидкости в баке (рис. 15.2, а). Принцип действия такого устройства основан на том, что приемный патрубок получает возможность перемещаться под действием тех же сил, которые заставляют перемещаться жидкость. Недостаток такого устройства заключается в том, что при возникновении отрицательных перегрузок жидкость устремляется к противоположной стороне бака. Конструктивное решение подвижного заборного патрубка для работы в таких условиях затруднено. В таких случаях прибегают к устройствам с механическим разделением фаз или инерционным разделительным устройствам (см. § 13.7).

Гидравлические остатки недозабора объясняются тем, что при определенном расстоянии между входом в заборное устройство и поверхностью жидкости в баке может образовываться воронка, в результате чего газ прорывается в магистраль компонента топлива. При осесимметричном входе жидкости величина столба жидкости над входом в заборное устройство, при котором возможно это явление, $y_{\text{кр}}$ может быть определена по эмпирическому уравнению:

$$y_{\text{кр}} = 0,43 D \operatorname{th}(1,3 \operatorname{Fr}^{0,3}), \quad (15.3)$$

где D — диаметр топливного бака; $\operatorname{Fr} = v^2/(ad)$ — критерий, характеризующий условия течения потока; v — скорость перемещения

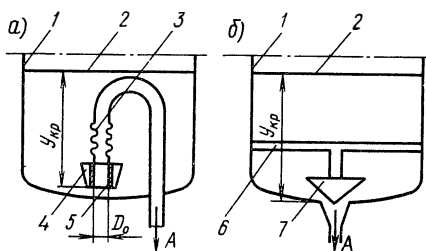


Рис. 15.2. Устройства для гашения воронки с подвижным (а) и неподвижным (б) заборными устройствами:

1 — топливный бак; 2 — зеркало жидкости; 3 — гибкий шланг; 4 — ребра для гашения воронки; 5 — наконечник заборного устройства; 6 — кронштейн крепления воронкогасящего конуса; 7 — воронкогасящий конус; А — выход из топливного бака

поверхности жидкости в баке; a — ускорение ЛА; d — диаметр входа в заборное устройство.

В общем случае величина $u_{кр}$ зависит от ряда факторов (вращение столба жидкости в баке, внешняя форма приемного патрубка и пр.). Для снижения величины $u_{кр}$ можно рекомендовать установку устройств, препятствующих возникновению воронки (рис. 15.2, б). Принцип действия этих устройств основан на механическом воздействии на вращающийся столб жидкости и к отдалению, за счет этого, момента возникновения воронки.

Тепловые остатки недозабора объясняются тем, что во время работы ДУ температура топлива, находящегося в баках, возрастает из-за аэродинамического нагрева стенок бака, притока тепла от газа наддува и воздействия ряда других факторов (например, вследствие перепуска компонента топлива из насоса обратно в топливные баки — работе на «закольцовку»). В результате часть топлива может быть нагрета до температур, исключающих возможность подачи к насосам из-за опасности возникновения кавитации. При останове ДУ эта часть топлива остается в баках и учитывается как тепловой остаток недозабора.

Гарантийный остаток топлива объясняется невозможностью точного поддержания в полете заданной величины соотношения компонентов топлива (из-за изменения их температуры, влияния перегрузок и ряда других факторов). Вследствие этого один из компонентов топлива может быть выработан преждевременно. Обычно, если не предъявляются какие-либо специальные требования, оставляют гарантийный остаток горючего, с тем чтобы окислитель (вследствие того, что он находится на борту ЛА в большем количестве) был выработан наиболее полно. Величина гарантийного остатка определяется заданным допуском на массовое соотношение компонентов топлива $k_m^{+\Delta k_m}$. Величина допуска зависит от принятой системы регулирования двигателя. С учетом изменения плотности топлива и давления на входе в насосы отклонение в соотношении компонентов в общем виде может быть описано уравнением

$$\Delta k_m = \frac{\partial k_m}{\partial \rho_o} (\rho_o - \rho'_o) + \frac{\partial k_m}{\partial \rho_r} (\rho_r - \rho'_r) + \frac{\partial k_m}{\partial p_{вх.о}} (p_{вх.о} - p'_{вх.о}) + \frac{\partial k_m}{\partial p_{вх.г}} (p_{вх.г} - p'_{вх.г}), \quad (15.4)$$

где $p_{вх.о}$ и $p_{вх.г}$ — давление на входе в насосы окислителя и горючего; ρ_o и ρ_r — плотность окислителя и горючего (штрихом обозначено максимальное отклонение от расчетных величин).

При наличии регулирования по соотношению компонентов уравнение (15.4) принимает вид

$$\Delta k_m = \frac{\partial k_m}{\partial \rho_o} (\rho_o - \rho'_o) + \frac{\partial k_m}{\partial \rho_r} (\rho_r - \rho'_r). \quad (15.5)$$

При проектировании можно принять: для систем без регулирования соотношения компонентов топлива

$$\Delta k_{mв} = \Delta k_{mн} = \Delta k_m = 3\% M_T; \quad (15.6)$$

для систем с регулированием соотношения компонентов топлива

$$\Delta k_{mв} = \Delta k_{mн} = \Delta k_m = 1\% M_T. \quad (15.7)$$

Соответственно гарантийный запас компонентов топлива может быть определен из уравнений:

$$\Delta M_{г.г} = M_{г.г} \Delta k_{mн} / [(k_m + 1) - \Delta k_{mн}]; \quad (15.8)$$

$$\Delta M_{г.о} = M_{г.о} \Delta k_{mв} / [k_m (k_m + 1 + \Delta k_{mв})]. \quad (15.9)$$

Расход топлива в системе газогенерации определяется при расчете соответствующих систем двигателя. Величина запаса топлива на предстартовые потери для стабильных компонентов жидких ракетных топлив принимается равной нулю. Для низкипящих и криогенных компонентов жидких ракетных топлив этот запас определяется факторами, не поддающимися аналитическому учету (условиями заправки и хранения ракеты на старте, объемом бака и совершенством его термоизоляции и т. д.). В проектных расчетах для жидкого кислорода можно принять: $\Delta M_{ст.о} = 1\% M_{г.о}$. Потери топлива при старте определяются программой запуска и выхода двигателя на режим. В проектных расчетах ориентировочно можно принять

$$\Delta M_3 = (2,5 \div 0,2) \dot{m}, \quad (15.10)$$

где $\dot{m}$ — массовый расход топлива ЖРД на стартовом режиме.

Бóльшие значения ΔM_3 относятся к криогенным и несамовоспламеняющимся компонентам, меньшие — к стабильным самовоспламеняющимся. В итоге уравнения (15.1) и (15.2) могут быть переписаны в виде

$$M_o = M_{т.о} + \Delta M_{г.о} + \Delta M_{к.о} + \Delta M_{т.г} + \Delta M_{с.о} + \Delta M_{н.о} + \Delta M_{п.о} + \Delta M_{3.о}; \quad (15.11)$$

$$M_{г} = M_{т.г} + \Delta M_{г.г} + \Delta M_{к.г} + \Delta M_{т.г} + \Delta M_{с.г} + \Delta M_{н.г} + \Delta M_{п.г} + \Delta M_{3.г}. \quad (15.12)$$

Объем топливных баков ЛА, стартующих непосредственно после заправки топливом, определяется уравнениями

$$V_{6.о} = M_o / (\rho_{\max о} k_o) + \Delta V_{т.о} + \Delta V_{д.о}; \quad (15.13)$$

$$V_{6.г} = M_{г} / (\rho_{\max г} k_{г}) + \Delta V_{т.г} + \Delta V_{д.г}, \quad (15.14)$$

где $\rho_{\max}$ — плотность компонента топлива при максимальной температуре эксплуатации; k_o , $k_{г}$ — коэффициент, учитывающий наличие незаполненных топливом полостей внутри бака (для

проектных расчетов можно принять $k_o = k_r = k = 0,990 \div 0,998$; ΔV_d — изменение (увеличение) объема бака из-за силовых воздействий (гидростатическое давление топлива, давление наддува топливных баков и т. п.); ΔV_T — изменение объема бака из-за температурных деформаций.

Полный объем бака с учетом свободного объема, необходимого для компенсации колебаний давления при изменении температуры топлива во время хранения заправленной ракеты, может быть найден из уравнений, определяющих изменение состояния газа в свободном объеме при максимальной $T_{\max}$ и минимальной $T_{\min}$ температурах эксплуатации:

$$V_{6.o} = \frac{M_o(p_{\max} T_{\min} \rho_{\min o} - p_3 T_{\max} \rho_{\max o})}{\rho_{\max o} \rho_{\min o} (p_{\max} T_{\min} - p_3 T_{\max})} + \Delta V_{T.o} + \Delta V_{d.o}; \quad (15.15)$$

$$V_{6.r} = \frac{M_r(p_{\max} T_{\min} \rho_{\min r} - p_3 T_{\max} \rho_{\max r})}{\rho_{\max r} \rho_{\min r} (p_{\max} T_{\min} - p_3 T_{\max})} + \Delta V_{T.r} + \Delta V_{d.r}, \quad (15.16)$$

где $p_{\max}$ — максимально допустимое давление в баке при хранении в заправленном состоянии; p_3 — давление в баке при заправке топливом.

Расчет объема топливных баков систем АСГ прямого расширения отличается от изложенного тем, что в этом случае величина p_3 не может выбираться произвольно, а определяется из условий вытеснения заданного количества топлива при обеспечении давления $p_{\min}$ в баках к концу вытеснения. Величина $p_{\min}$ равна давлению в топливных баках, обеспечивающих минимальное давление в камере сгорания в конце работы ЖРД.

В рассматриваемых системах к объему бака, определенному по уравнениям (15.15) и (15.16), должен быть добавлен объем, занимаемый газом, идущим на вытеснение топлива V_b :

$$V_{\Sigma o} = V_{6.o} + V_{b.o}; \quad (15.17)$$

$$V_{\Sigma r} = V_{6.r} + V_{b.r}. \quad (15.18)$$

В процессе вытеснения топлива происходит политропическое расширение газа в баке, описываемое уравнением

$$p_3 V_b^n = p_{\min} (V_{\Sigma} + V_b)^n, \quad (15.19)$$

где n — показатель политропы расширения газа в баках (при проектных расчетах можно принять $n = 1,28 \div 1,32$); V_{Σ} — объем, занимаемый компонентом топлива в баке.

Учитывая в уравнении (15.19) различие между температурой заправки компонента топлива в баки T_3 и минимальной температурой эксплуатации $T_{\min}$, получаем

$$p_3 V_b^n = p_{\min} \frac{T_3}{T_{\min}} \left(\frac{M_r}{\rho_{\min}} + V_b \right)^n. \quad (15.20)$$

Решая (15.20) относительно $V_{\text{в}}$, получаем

$$V_{\text{в}} = \frac{M_{\text{г}} (\rho_{\text{мин}} T_3)^{1/n}}{\rho_{\text{мин}} [(p_3 T_{\text{мин}})^{1/n} - (\rho_{\text{мин}} T_3)^{1/n}]} \quad (15.21)$$

С учетом (15.17), (15.18) и (15.21) получаем расчетные зависимости для определения полного объема топливных баков в системе АСГ прямого расширения:

$$V_{\Sigma 0} = \left[\frac{p_{\text{max}} T_{\text{мин}} \rho_{\text{мин} 0} - p_3 T_{\text{max}} \rho_{\text{max} 0}}{\rho_{\text{max} 0} (p_{\text{max}} T_{\text{мин}} - p_3 T_{\text{max}})} + \frac{(p_{\text{мин}} T_3)^{1/n}}{(p_3 T_{\text{мин}})^{1/n} - (p_{\text{мин}} T_3)^{1/n}} \right] \frac{M_0}{\rho_{\text{мин} 0}}; \quad (15.22)$$

$$V_{\Sigma \text{г}} = \left[\frac{p_{\text{max}} T_{\text{мин}} \rho_{\text{мин г}} - p_3 T_{\text{max}} \rho_{\text{max г}}}{\rho_{\text{max г}} (p_{\text{max}} T_{\text{мин}} - p_3 T_{\text{max}})} + \frac{(p_{\text{мин}} T_3)^{1/n}}{(p_3 T_{\text{мин}})^{1/n} - (p_{\text{мин}} T_3)^{1/n}} \right] \frac{M_{\text{г}}}{\rho_{\text{мин г}}}. \quad (15.23)$$

Следует иметь в виду, что уравнения (15.22), (15.23) определяют объем бака без учета его загромождения заборными устройствами, внутренними трубопроводами и другими конструктивными элементами.

§ 15.2. РАСЧЕТ СИСТЕМ ВЫТЕСНЕНИЯ (НАДДУВА)

Основная задача расчета систем вытеснения (наддува) — определение секундного массового расхода газа в топливные баки и количества газа, необходимого для вытеснения топлива из баков.

Секундный массовый расход газа $\dot{m}_i$ в зависимости от расхода компонента топлива из бака $\dot{m}$ определяется из условия замещения газом вытесненного объема жидкости и рассчитывается по уравнению

$$\dot{m}_i = p_6 \dot{m} / (\rho_{\text{г}} R_6 T_6), \quad (15.24)$$

где R_6 , p_6 , T_6 — газовая постоянная, давление и температура газа в топливном баке; $\rho_{\text{г}}$ — плотность компонента топлива.

Количество газа, необходимое для вытеснения топлива (запас газа), $M_{\text{ак}}$ складывается из количества газа, находящегося в топливных баках M_6 и газа $M'_{\text{ак}}$, оставшегося в газогенераторе к концу режима вытеснения:

$$M_{\text{ак}} = M_6 + M'_{\text{ак}}, \quad (15.25)$$

$$M_6 = p_6 V_6 / (R_6 T_6) = \varepsilon p_{\text{ак}} V_6 / (R_6 T_6); \quad (15.26)$$

$\varepsilon = p_6 / p_{\text{ак}}$, $p_{\text{ак}}$ — давление в газогенераторе;

$$M'_{\text{ак}} = V_{\text{ак}} p'_{\text{ак}} / (R'_{\text{ак}} T'_{\text{ак}}); \quad (15.27)$$

$V_{ак}$, $T'_{ак}$, $R'_{ак}$ — соответственно объем газогенератора, температура газа и газовая постоянная в газогенераторе к концу режима вытеснения.

Из (15.26) следует, что потребное для вытеснения компонента топлива количество газа помимо задаваемых V_6 , $p_{ак}$, p_6 , ϵ определяется температурой и газовой постоянной газа в баках. Величины T_6 и R_6 зависят от исходных параметров газа в системе газогенерации и тепло- и массообмена газа с жидкостью и стенками бака. Особо большое влияние оказывает тепло- и массообмен в тех случаях, когда температура газа выше температуры вытесняемой жидкости.

Рассмотрим методы определения температуры газа в баках при различных методах газогенерации.

Системы с жидкостным и твердотопливным газогенераторами. Объем собственно газогенераторов $V_{ак}$ в этих системах пренебрежимо мал по сравнению с V_6 и, как следствие этого, пренебрежимо мала величина $M'_{ак}$ по сравнению с $M_{ак}$. Поэтому количеством газа, остающегося в газогенераторе, при расчете запаса газа в системе вытеснения можно пренебречь, принимая $M_{ак} = M_6$. Необходимое количество газа рассчитывают по (15.26). В данном случае определяют величину $R T_6$, зависящую от процесса газогенерации (коэффициент избытка окислителя, давление в газогенераторе) и условий тепло- и массообмена газа с компонентом топлива в баках.

Связь между температурой газа в баке и газогенераторе выражается уравнением

$$T_6 = T_{ак} \pm \bar{Q}/c_p, \quad (15.28)$$

где $\bar{Q}$ — теплоподвод к 1 кг газа, находящегося в баках; c_p — теплоемкость газа.

Расчет величины $\bar{Q}$ сложен и может быть выполнен лишь на основании экспериментальных данных по результатам испытаний конкретного образца ракеты.

Для предварительных расчетов можно принять для систем ТГГ и ЖГГ

$$T_6 = (0,3 \div 0,5) T_{ак}. \quad (15.29)$$

Реальный запас средств газогенерации $M_{ак.д}$, как правило, увеличивают на некоторый поправочный эксплуатационный коэффициент ξ :

$$M_{ак.д} = \xi M_{ак}. \quad (15.30)$$

При проектировочных расчетах можно принять: для систем ЖГГ $\xi = 1,2 \div 1,4$; для систем ТГГ (с учетом изменения скорости горения заряда по температуре) $\xi = 2,0 \div 3,5$. При использовании нерегулируемых по производительности газогенераторов избыточное количество газа сбрасывается через предохранительный клапан.

Системы с аккумулятором сжатого газа. (АСГ). Объем аккумулятора сжатого газа может достигать 10—12% от объема баков, поэтому количество газа, остающегося в аккумуляторе, следует обязательно учитывать. В соответствии с уравнениями (15.25)—(15.27) при расчете запаса газа в АСГ должна быть определена температура газа в топливном баке и аккумуляторе. Температура газа в баках определяется начальной температурой газа в аккумуляторе, степенью расширения газа на редукторе (дросселе) и теплообменом газа со стенками бака и жидкостью. При вытеснении топлива расширение газа в аккумуляторе можно принять адиабатическим.

Процесс дросселирования газа на редукторе (дросселе) протекает с сохранением значения энтальпии. Величина изменения температуры газа вследствие влияния эффекта Джоуля—Томпсона может быть определена по диаграмме $J-S$ или $T-S$. В топливном баке вновь поступившие порции газа смешиваются с предыдущими, находящимися при более высокой температуре (из-за того, что они поступили из аккумулятора раньше, когда степень расширения газа в аккумуляторе была меньше).

Чтобы рассчитать рабочий процесс системы АСГ составим уравнение энергии.

Массой газа в трубопроводах и свободном объеме бака пренебрегаем. Допускаем, что давление в аккумуляторе в конце работы ЖРД равно давлению в топливном баке (допущение справедливо, так как перепад давления на редукторе менее 0,5% от начального давления в аккумуляторе). С учетом этого уравнение энергии в системе аккумулятор давления—бак имеет вид

$$\begin{aligned} M_{\text{ак}} T_{\text{ак}} c_V + (M_{\text{ак}} - M_{\text{ак}}^{\tau}) \bar{Q} = \\ = M_{\text{ак}}^{\tau} T_{\text{ак}}^{\tau} c_V + (M_{\text{ак}} - M_{\text{ак}}^{\tau}) c_V T_6 + \int_0^{V_6} p_6 dV_6. \end{aligned} \quad (15.31)$$

Индексом «т» обозначены текущие параметры газа в аккумуляторе.

Считая $p_6 = \text{const}$ (режим постоянного давления), получаем

$$\int_0^{V_6} p_6 dV_6 = (M_{\text{ак}} - M_{\text{ак}}^{\tau}) R_6 T_6. \quad (15.32)$$

Для условий расширения газа в аккумуляторе можно написать:

$$T_{\text{ак}}^{\tau} = T_{\text{ак}} (p_{\text{ак}}^{\tau} / p_{\text{ак}})^{(n-1)/n}, \quad (15.33)$$

$$M_{\text{ак}}^{\tau} = M_{\text{ак}} (p_{\text{ак}}^{\tau} / p_{\text{ак}})^{1/n}. \quad (15.34)$$

Переходя от текущих значений параметров к конечным (обозначаемым индексом «'») и учитывая, что $p_6 / p_{\text{ак}} = p'_{\text{ак}} / p_{\text{ак}} = \varepsilon$, запишем уравнения (15.33) и (15.34) в виде

$$T'_{\text{ак}} = T_{\text{ак}} \varepsilon^{(n-1)/n}; \quad (15.35)$$

$$M'_{\text{ак}} = M_{\text{ак}} \varepsilon^{1/n}. \quad (15.36)$$

Подставляя полученные значения в (15.31) и решая его относительно T_6 , после преобразований получаем

$$T_6 = T_{\text{ак}}(1 - \varepsilon) / [k(1 - \varepsilon^{1/n})] + \bar{Q}/c_p, \quad (15.37)$$

где $k = c_p/c_v$ — показатель адиабаты для используемого газа.

На основании уравнений (15.37) и (15.25) — (15.27) получаем зависимость для расчета количества газа, необходимого для наддува бака:

$$M_{\text{ак}} = \frac{np_6 V_6}{R T_{\text{ак}}(1 - \varepsilon) + k(1 - \varepsilon^{1/n}) \bar{Q}/c_p}. \quad (15.38)$$

В условиях термоизолированной системы, т. е. при $\bar{Q} = 0$,

$$M^*_{\text{ак}} = kp_6 V_6 / [R T_{\text{ак}}(1 - \varepsilon)]. \quad (15.39)$$

Потребный объем аккумулятора

$$V_{\text{ак}} = k V_6 R T_{\text{ак}} \varepsilon / [R T_{\text{ак}}(1 - \varepsilon) + k(1 - \varepsilon^{1/n}) \bar{Q}/c_p] \quad (15.40)$$

или для термоизолированной системы

$$V^*_{\text{ак}} = k \varepsilon V_6 (1 - \varepsilon). \quad (15.41)$$

Из (15.38) и (15.40) следует, что масса газа и потребный объем аккумулятора могут быть уменьшены подводом теплоты к газу (подогревом газа). Если система подогрева газа обеспечивает поддержание постоянной температуры в баке $T_6 = \text{const}$, то необходимый для заполнения заданного объема бака запас газа определится из (15.26) и (15.36):

$$M_{\text{ак}} = p_6 V_6 / [R T_6(1 - \varepsilon^{1/n})]. \quad (15.42)$$

Потребный подвод теплоты к 1 кг газа определится из уравнения (15.38):

$$\bar{Q}_{\text{п}} = c_p T_6 - \frac{c_p T_{\text{ак}}}{k} \frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon^{1/n}} + \bar{Q}_{\text{вн}}, \quad (15.43)$$

где $\bar{Q}_{\text{вн}}$ — потери теплоты 1 кг газа вследствие теплообмена.

При приблизительных расчетах можно принять $\bar{Q}_{\text{вн}} = (0,2 \div 0,6) \bar{Q}_{\text{п}}$. Более конкретных предварительных рекомендаций по выбору $\bar{Q}_{\text{вн}}$ дать нельзя, так как эта величина полностью зависит от конструкции и условий эксплуатации ракеты.

По заданной величине $\bar{Q}_{\text{вн}}$ можно определить расход подогревающего топлива $M_{\text{под}}$ на 1 кг газа:

$$M_{\text{под}} = \frac{1}{H_{\tau} \eta_{\text{п}}} \left[c_p T_6 + \bar{Q}_{\text{вн}} - \frac{c_p T_{\text{ак}}(1 - \varepsilon)}{k(1 - \varepsilon^{1/n})} \right], \quad (15.44)$$

где H_T — теплотворная способность топлива; η_n — КПД подогревателя.

Определение времени вытеснения топлива при заданном сечении регулятора расхода газа. Количество газа, находящегося в данный момент времени в топливном баке, M_6^T на основании уравнения (15.25) определяется в виде

$$M_6^T = V_{ак} / \vartheta_{ак} - V_{ак}^T / \vartheta_{ак}^T, \quad (15.45)$$

где $\vartheta_{ак}$ и $\vartheta_{ак}^T$ — соответственно начальный и текущий удельные объемы газа в аккумуляторе.

Дифференцируя (15.45) по времени τ , получаем

$$\frac{dM_6^T}{d\tau} = \frac{V_{ак}}{(\vartheta_{ак}^T)^2} \frac{d\vartheta_{ак}}{d\tau}. \quad (15.46)$$

Истечение газа из аккумулятора определяется уравнением

$$\frac{dM_{ак}^T}{d\tau} = F_d f_d \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{2/(k-1)} p_{ак}^T / \vartheta_{ак}^T}, \quad (15.47)$$

где F_d — площадь сечения регулирующего элемента; f_d — коэффициент расхода.

Обозначая

$$a = f_d \sqrt{\frac{2k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{2/(k-1)}} \quad (15.48)$$

и приравнявая правые части (15.46) и (15.47), получаем

$$\frac{V_{ак}}{(\vartheta_{ак}^T)^2} \frac{d\vartheta_{ак}}{d\tau} = F_d a \sqrt{p_{ак}^T / \vartheta_{ак}^T}. \quad (15.49)$$

Из (15.36)

$$\vartheta_{ак}^T = \vartheta_{ак} / \varepsilon^{1/k}. \quad (15.50)$$

Дифференцируя (15.50) по ε , получаем

$$d\vartheta_{ак}^T = -\frac{\vartheta_{ак}}{k} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^{(k-1)/k}}. \quad (15.51)$$

Подставляя значения $\vartheta_{ак}^T$ и $d\vartheta_{ак}^T$ из (15.50), (15.51) в (15.49) и решая его относительно $d\tau$, получаем

$$d\tau = -V_{ак} \varepsilon^{(1-3k)/2k} d\varepsilon / (k F_d a \sqrt{RT_{ак}}). \quad (15.52)$$

Интегрируя (15.52), определяем время вытеснения топлива

$$\tau = 2V_{ак} [\varepsilon^{(1-k)/2k} - 1] / [F_d a (k-1) \sqrt{RT_{ак}}] \quad (15.53)$$

Это уравнение позволяет также определить $p_{ак}^T$ по заданному времени вытеснения топлива или найти площадь F_d по заданным значениям τ и $p_{ак}^T$ (без учета теплообмена газа с окружающей средой).

Определение времени вытеснения при заданном секундном расходе компонента топлива. В соответствии с (15.40) полный объем вытеснения при заданном секундном расходе компонента топлива

$$V_6 = V_{\text{ак}} [R_{\text{ак}} T_{\text{ак}} (1 - \varepsilon) + n (1 - \varepsilon^{1/k}) (\bar{Q}/c_p)] / (\varepsilon n R_{\text{ак}} T_{\text{ак}}). \quad (15.54)$$

Отсюда получаем расчетную зависимость для определения времени вытеснения τ при заданном массовом расходе компонента топлива m :

$$\tau = V_{\text{ак}} \rho [R_{\text{ак}} T_{\text{ак}} (1 - \varepsilon) + n (1 - \varepsilon^{1/k}) (\bar{Q}/c_p)] / (\varepsilon n \dot{m} R_{\text{ак}} T_{\text{ак}}). \quad (15.55)$$

§ 15.3. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООБМЕНА НА РАБОТУ СИСТЕМЫ ПОДАЧИ ТОПЛИВА

Изменение давления в топливных баках при полете ракеты. Некоторые системы вытеснительной подачи топлива и наддува используют газ, температура которого значительно отличается от температуры компонента топлива, находящегося в баках. Вследствие этого в топливных баках возникает интенсивный тепломассообмен между жидкостью, стенками бака и газом. В полете вследствие аэродинамического нагрева стенок бака и эволюций ракеты происходит дополнительный нагрев и испарение топлива, а также интенсифицируется теплообмен газа со стенками бака и компонентом топлива.

Особо большое значение эти изменения имеют для ракет с вытеснительной подачей топлива, так как при отсутствии специальных систем регулирования изменение давления в топливных баках приводит к изменению тяги двигателя и нарушению заданного соотношения компонентов топлива, поступающих в камеру сгорания.

Изменение давления газа в баках в зависимости от его секундного расхода называют дроссельной характеристикой системы подачи топлива, которая строится в функции относительного (безразмерного) расхода газа, т. е.

$$p_6 = f(G/G_p), \quad (15.56)$$

где G_p и G — соответственно расчетный и действительный массовые расходы газа.

Для определения метода и диапазона регулирования вытеснительной подачи топлива и анализа работы ДУ при переменной температуре газа в топливных баках строят совмещенные дроссельные характеристики системы подачи топлива.

Совмещенные дроссельные характеристики (СДХ). Под СДХ понимается графическая зависимость, характеризующая относительное изменение расхода газа в бак и давления в баке по времени в функции относительного изменения температуры газа в баке.

На рис. 15.3 приведены СДХ для ЖРД с ВСП АСГ с подогревом и ТГГ.

Построение СДХ выполняется следующим образом:

1. В результате предварительного расчета траектории изделия и анализа работы опытных образцов задается закон изменения относительной температуры газа в баках (график в IV четверти).

2. По относительному изменению температуры газа в баках в соответствии с (15.27) определяется зависимость $M/M_p = f(T/T_p)$ (график в III четверти), которая связана через заданную дроссельную характеристику системы вытеснения (график во II четверти) с давлением в топливных баках (график в I четверти). Проведем анализ СДХ для систем с АСГ и ТГГ.

По системе подачи топлива «АСГ с подогревом» (рис. 15.3, а). Дроссельная характеристика системы АСГ совпадает с характеристикой редуктора (кривая 1 во II четверти). Участок эпюры вытеснения, соответствующий заданному (в пределах допуска) давлению в баках, выразится отрезком ab . Из рис. 15.3, а следует:

1. Тяга ЖРД с вытеснительной подачей топлива будет оставаться в пределах допуска, если изменение температуры газа в баках не будет выходить за пределы участка a_2b_2 .

2. Если при работе ЖРД имеют место большие колебания температуры газа в баках, то для сохранения постоянного давления вытеснения необходимо либо добиться более плавных характеристик редуктора (кривая 1), либо идти на сброс части газа в атмосферу (кривая 11). Второй способ экономически нецелесообразен.

По системе подачи топлива ТГГ (рис. 15.3, б). Так как в большинстве ТГГ газ подается в баки через нерегулируемое сечение (сопло), то дроссельная характеристика системы с ТГГ отличается большими величинами градиента dG/dp_b (кривая 1). Отрезок ab кривой соответствует рабочему диапазону дроссельной характеристики системы ТГГ. Из рассмотрения СДХ следует, что если ТГГ рассчитан на объемный расход газов, равный объемному расходу компонента топлива из баков, то такая система не имеет стационарного участка вытеснения, так как

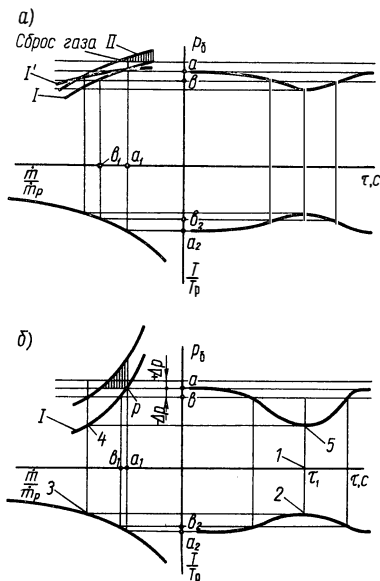


Рис. 15.3. Совмещенные дроссельные характеристики систем АСГ и ТГГ

незначительные отклонения от расчетной температуры газа вызывают дальнейшее однозначное изменение давления в баках. Действительно, если дроссельной характеристикой является кривая 1 и точка p соответствует расчетному режиму ТГГ, то изменению температуры газа (кривая 2), наступившему по каким-либо причинам в момент времени τ_1 , соответствует изменение потребного расхода (кривая 3), отвечающее точке 4 на дроссельной характеристике.

Методы снижения колебаний температуры газа в топливных баках. Основная причина изменения температуры газа в баках — колебания топлива, возникающие при эволюциях изделия. Максимальная величина колебаний имеет место в тот момент, когда собственная частота колебаний топлива в баках совпадает с частотой колебаний ракеты.

При исследовании колебаний для каждого бака создается математическая модель колебательного процесса, с помощью которой определяются не только интересующие нас в данном случае «всплески» жидкости, но и силы, воздействующие со стороны жидкости на стенки бака, учет которых необходим при исследовании динамики полета ракеты. Задача снижения изменений температуры газа в баках сводится к демпфированию колебаний столба топлива таким образом, чтобы они не совпадали с колебаниями ракеты в полете. Эта задача решается путем применения подвижных успокоителей различного типа, например использованием твердого диска, плавающего на свободной поверхности топлива в баке, заливкой свободной поверхности топлива жидкостями, обладающими большим коэффициентом поверхностного натяжения и т. д., или установкой в баке жесткой перегородки, изменяющей объем топлива, подвергающийся колебаниям. Так как в полете может быть несколько резонансных точек, то иногда необходимо устанавливать несколько таких перегородок. В этом случае следует учесть, что установка одной перегородки полностью изменит частотную характеристику столба топлива в баках. Поэтому, несмотря на наличие нескольких резонансных точек, можно подобрать место установки перегородки таким образом, что она либо практически будет снимать резонанс во всех точках, либо уменьшать количество и влияние околорезонансных гармоник.

§ 15.4. РАСЧЕТ ГАЗОГЕНЕРАТОРОВ

В ЖРД нашли применение следующие типы газогенераторов (ГГ): твердотопливный (ТГГ), однокомпонентный жидкостный (однокомпонентный ЖГГ), двухкомпонентный жидкостный (двухкомпонентный ЖГГ), испарительный жидкостный (испарительный ЖГГ), аккумулятор сжатого газа (АСГ).

АСГ, являясь источником газа, может рассматриваться как ГГ, отличающийся той особенностью, что газ в нем не вырабатывается во время работы ЖРД, а запасен заранее и расходуется по мере необходимости.

В настоящем разделе рассмотрена методика расчета указанных ГГ. В качестве исходных данных для расчета ГГ должны быть заданы вещества, служащие для получения газа; давление в топливных баках; температура газа на выходе из ГГ; секундный расход газа и допуски на его изменение; время работы и требования, предъявляемые к физико-химическим свойствам газа: кислородный баланс, наличие твердой или жидкой фазы, степень равновесности химического состава газа на выходе ГГ и т. д.

Твердотопливный газогенератор. В качестве источника газа в ТГГ используется заряд твердого вещества, генерирующий при сгорании или разложении газ с заданными физико-химическими характеристиками. Один из образцов ТГГ приведен на рис. 15.4.

К веществам, используемым в ТГГ, предъявляют следующие основные требования: возможно большее значение RT при конструктивно допустимых температурах, физическая и химическая стабильность при хранении и эксплуатации, способность устойчиво гореть при заданных температуре и давлении, однозначность физико-химических свойств в партии зарядов; отсутствие или минимальное количество твердых частиц в газе; минимальное коррозионное и эрозионное воздействие газа на конструктивные элементы, минимальное отклонение параметров газа от расчетных при работе в заданном диапазоне температур окружающей среды и др.

Выбор состава твердого топлива. В состав заряда ТГГ в общем случае могут входить окислитель, горючее, замедлители горения, флегматизаторы (добавки, уменьшающие чувствительность составов к трению и удару), связующие вещества (органические полимеры, обеспечивающие механическую прочность спрессованных составов), вещества технологического назначения (например, растворители для связующих). Следует отметить, что одно и то же вещество может выполнять в составе заряда несколько функций, например связующие выполняют функцию горючего, а в некоторых случаях и замедлителей горения. Основой всякого состава является смесь окислителя с горючим.

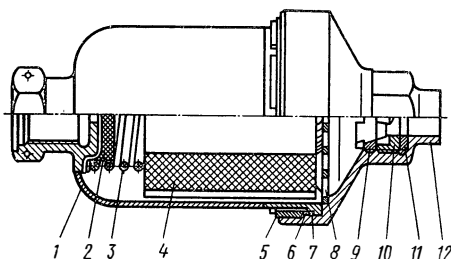


Рис. 15.4. Твердотопливный газогенератор:

1 — корпус ТГГ; 2 — воспламенитель; 3 — пружина; 4 — заряд; 5, 9 — гайки; 6, 11 — шайбы; 7 — прокладка; 8 — диафрагма; 10 — сопло; 12 — крышка

Наиболее часто в качестве окислителей используются кислородсодержащие вещества.

Помимо веществ, содержащих кислород, окислителями могут быть и простые вещества — неметаллы. Например, при горении могут протекать реакции соединения между высококалорийными металлами, (Mg, Al и др.) и такими веществами, как сера, фосфор, азот, углерод, бор, фтор и фторорганические соединения и др. В качестве горючего могут быть использованы металлы (магний, алюминий и его сплавы, титан, цинк, железо, марганец, вольфрам, сурьма), неметаллы (фосфор, углерод, сера, бор и др.), неорганические соединения (бороводороды и их производные, сульфиды фосфора и сурьмы, карбиды, силициды и фосфиды металлов).

Для ТГГ нашло применение органическое горючее: индивидуальные углеводороды (бензол, толуол, нафталин и др.), смеси углеводородов различных рядов (мазут, парафин и др.), углеводы (целлюлоза) и некоторые другие органические вещества (стеарин, дициандиамид, тиомочевина и др.).

В качестве связующих используют искусственные и естественные смолы (идитол, бакелит, эпоксидные смолы, канифоль, резинаты), высыхающие масла, различные асфальты и битумы, растворы нитроклетчатки и каучука в соответствующих растворителях, полиуретаны и т. п.

Во многих конструкциях ТГГ применяют нитроцеллюлозные (коллоидные) пороха, являющиеся гомогенным продуктом нитрации целлюлозы.

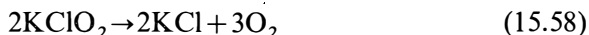
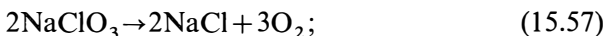
Нитраты целлюлозы с содержанием азота менее 12% называют коллоксилином, с более высоким содержанием — пироксилином. Для формирования порохового заряда в нитрат целлюлозы вводят растворитель. Пороха, созданные с использованием летучего растворителя (обычно спиртоэфирного раствора), называют пироксилиновыми порохами. Пороха, созданные с использованием труднолетучего растворителя (обычно нитраты многоатомных спиртов или нитроароматические соединения), называют баллиститами. Названия баллиститных порохов соответствуют техническим названиям растворителя, использованного для изготовления данного пороха. Например, в нитроглицериновом порохе в качестве растворителя применен нитроглицерин.

В ТГГ могут использоваться баллиститные пороха ракетного типа со специальными присадками, обеспечивающими получение того или иного качества газа (пониженная температура или скорость горения, снижение количества твердых частиц в газе и др.). Для снижения температуры могут быть использованы фталаты, нитропроизводные, производные мочевины и др. Такие пороха иногда называют «холодными».

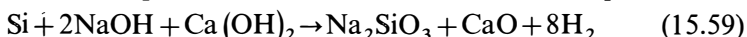
При горении баллиститных порохов образуются газообразные продукты, в основном состоящие из CO_2 ; CO ; H_2 ; N_2 ; CH_4 и H_2O . Газопроизводительность современных баллиститных по-

рохов лежит в диапазоне 800—1100 дм³/кг (приведенная к 0° С и 0,1 МПа) при температуре газа 1600—3200 К.

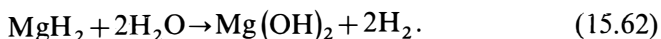
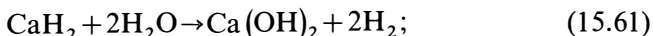
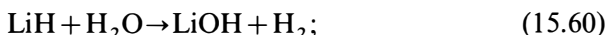
Некоторые типы твердотопливных зарядов могут быть использованы для генерации химически чистого газа наддува. Например, для получения кислорода используется реакция термического разложения хлоратов калия или натрия:



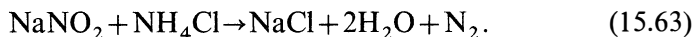
Для поддержания этих реакций в смесь добавляется небольшое количество горючего (полисульфидный каучук, полиуретан и т. п.). Для получения водорода может быть использована реакция



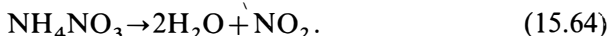
или реакция гидридов лития, калия или магния с водой



Азот можно получить по реакции нитрита натрия и хлорида аммония:



Газообразная закись азота может быть получена путем термического разложения нитрата аммония:



Для удаления побочных продуктов в ряде случаев появляется необходимость в установке сепараторов и фильтров.

Горение твердотопливного заряда. Согласно современным представлениям, процесс горения твердого топлива — это совокупность экзо- и эндотермических химических процессов, протекающих одновременно с физическими процессами диффузии и теплопередачи.

Процесс горения можно представить по следующей схеме. В тонком слое заряда — Δh , граничащем с газом, при средней температуре T_n происходит разложение твердого вещества. Газообразные продукты разложения реагируют на некотором расстоянии от поверхности заряда, повышая температуру до T_r . По мере выгорания слой Δh перемещается перпендикулярно поверхности горения. Скорость горения заряда u при $\Delta t \rightarrow 0$ характеризуется скоростью этого перемещения

$$u = \Delta h / \Delta t. \quad (15.65)$$

Толщина слоя Δh зависит от условий теплообмена между газом и поверхностью заряда, его начальной температуры и физико-химических свойств.

В эксплуатации возможны случаи, когда на разных участках поверхности горения заряда получаются различные скорости обтекания газом и, как следствие этого, разные скорости горения. Поэтому принятое положение о горении заряда параллельными слоями справедливо лишь при условии, что все процессы, определяющие прогрев заряда, одинаковы по всей поверхности горения.

Скорость горения твердотопливного заряда. Законы изменения скорости горения в зависимости от начальной температуры заряда и давления определяются экспериментально. В диапазоне давлений, обычно применяемых в ТГГ (до 30 МПа), наибольшую точность дает эмпирическая зависимость

$$u = A p_k^v. \quad (15.66)$$

Ниже приведены результаты экспериментов по определению величины A и v при сжигании баллиститного пороха при постоянном давлении и различных начальных температурах заряда:

Температура	+50°С	+20°С	0°С	-20°С	-40°С
A	0,538	0,417	0,387	0,359	0,342
v	0,622	0,654	0,656	0,660	0,600

Из этих данных следует, что с изменением начальной температуры заряда меняется главным образом коэффициент A , в то время как значение показателя степени v остается практически неизменным. Изменение коэффициента A показывает, что начальная температура заряда оказывает значительное влияние на скорость горения.

При расчетах изменение скорости горения, а следовательно, и давления в камере ТГГ в зависимости от температуры заряда оценивается коэффициентом термостабильности k_t , определяемым экспериментально:

$$u_{i3} = u_{i15} / [1 - k_t(t_3 - 15)], \quad (15.67)$$

где u_{i3} — скорость горения пороха при заданной температуре заряда; u_{i15} — скорость горения пороха при температуре +15°С.

Чем меньше коэффициент термостабильности, тем меньше изменяется скорость сгорания пороха в зависимости от температуры заряда.

Секундный расход газа. Давление в камере ТГГ. В ТГГ, работающих при сверхкритическом перепаде давления (сверхкритических ТГГ), на выходе из камеры ТГГ устанавливается сопло (дроссель), перепад давления на котором больше или равен сверхкритическому. Применение сверхкритического ТГГ позволяет исключить влияние изменения давления за соплом ТГГ на давление в камере и работать при достаточно высоких давлениях в камере, что стабилизирует процесс горения заряда.

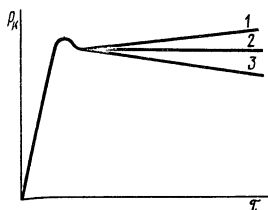


Рис. 15.5. Характер горения заряда

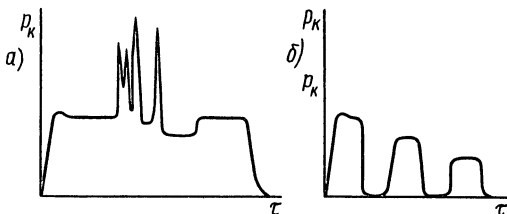


Рис. 15.6. Аномальное горение заряда:
а — горение с забросом давления; б — прерывистое горение

Поэтому в дальнейшем изложении все расчетные зависимости будут выведены для случая сверхкритического ТГГ.

При заданной поверхности горения S_r и скорости горения u секундный приток газа от заряда (газопроизводительность заряда)

$$\dot{m}_{пр} = \dot{S}_r u \rho_n, \quad (15.68)$$

где ρ_n — плотность твердого топлива.

Расход газа через сопло

$$\dot{m}_p = \beta F_{кр} p_k, \quad (15.69)$$

где $F_{кр}$ — площадь критического сечения сопла; β — постоянный коэффициент.

Приравнявая уравнения (15.68) и (15.69) и подставляя значение u из (15.66), получаем зависимость, связывающую давление в камере ТГГ с площадями критического сечения сопла и поверхности горения заряда:

$$p_k = [A \rho_n S_r / (\beta F_{кр})]^{1/(1-\nu)}. \quad (15.70)$$

Во время работы ТГГ площадь поверхности горения может оставаться постоянной, увеличиваться или уменьшаться в зависимости от принятой геометрии заряда. Из (15.70) следует, что

$$\frac{dp_k}{d\delta} = K S_r^{\nu/(1-\nu)} \frac{dS_r}{d\tau}, \quad (15.71)$$

где K — постоянный коэффициент.

На рис. 15.5 приведена диаграмма изменения давления в камере ТГГ по времени, соответствующая условиям стабильной работы газогенератора. Кривые 1, 2, 3, соответствуют разным законам изменения площади поверхности горения во времени. Кривая 2 соответствует постоянной площади поверхности горения $dS_r/d\tau=0$; кривая 1 — возрастающей по времени поверхности горения $dS_r/d\tau>0$. Заряды с возрастающей по времени поверхностью горения называют зарядами с прогрессивной формой (поверхностью); кривая 3 — уменьшающейся по времени поверхности горения $dS_r/d\tau<0$. Заряды с уменьшающейся по времени поверхностью горения называют зарядами с дегрессивной формой

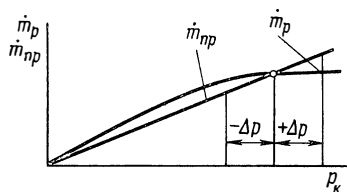


Рис. 15.7. Устойчивость работы ТГГ

(поверхностью). Степенью дегрессивности заряда называют разность максимальной и минимальной поверхностей заряда, выраженную в процентах к начальной поверхности.

Уравнение (15.70) и соответствующие ему кривые (рис. 15.5) характеризуют нормальный процесс горения заряда.

На практике могут быть случаи аномального (рис. 15.6), неустойчивого горения. Большинство случаев неустойчивого горения ТГГ объясняется локальным изменением скорости и поверхности горения. Например, при горении трубчатых зарядов на диаграмме давления могут иметь место забросы (рис. 15.6, а). Анализ этого явления показал, что на внутренней поверхности трубчатого заряда ближе к выходу из ГГ из-за увеличения скорости газа не только увеличивается скорость горения, но и возникают своеобразные кольцевые волны, дополнительно увеличивающие поверхность горения.

Другой характерный вид неустойчивого горения заряда связан с обратным явлением — созданием настолько неблагоприятных условий для горения, что сгорание протекает чрезвычайно вяло, с неполным выделением энергии (до 50%). В некоторых случаях горение может иметь пульсационный характер с периодическим падением давления в камере до значений, близких к нулю (рис. 15.6, б).

Стабильность работы ТГГ. Рассмотрим условия совместного горения заряда и истечения продуктов сгорания из камеры ТГГ при сверхкритическом перепаде. Секундный приток газа $\dot{m}_{\text{пр}}$ определяется газопроизводительностью заряда и уравнениями (15.66) и (15.68):

$$\dot{m}_{\text{пр}} = AS_{\text{г}} \rho_{\text{п}} v_{\text{к}}^{\nu}. \quad (15.72)$$

Расход газа из ТГГ определяется зависимостью (15.69). Сопоставляя уравнения (15.69) и (15.72), на рис. 15.7 приходим к выводу, что различие показателей степени при давлениях в уравнениях прихода и расхода газа приводит к саморегулированию давления горения в камере ТГГ. Действительно, пусть по какой-либо причине давление в камере, характеризующееся равновесной точкой С, увеличилось на $+\Delta p$, что нарушает равновесие в сторону увеличения расхода газа над его приходом. Давление падает, и ТГГ возвращается к исходному расчетному режиму. Легко проследить обратное явление. Это называется процессом саморегулирования работы ТГГ и имеет место в пределах действия степенного закона изменения скорости горения при $0 < \nu < 1$.

Влияние показателя степени. Показатель степени ν оказывает большое влияние на эксплуатационный диапазон изменения

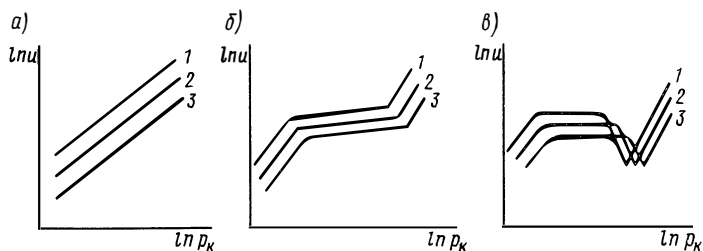


Рис. 15.8. Зависимость скорости горения от давления:

а — обычные топлива; *б* — топлива, имеющие «плато» в законе скорости горения; *в* — меза-топлива; 1 — при повышенной начальной температуре; 2 — при нормальной начальной температуре; 3 — при пониженной начальной температуре

давления в ТГГ. Если для различных топлив построить зависимость (15.66) в логарифмических координатах (рис. 15.8, *а*), то можно проследить, что v определяет тангенс угла наклона кривой изменения давления по скорости сгорания $v = d(\ln u)/d(\ln p_k)$. Отсюда следует, что при заданном эксплуатационном диапазоне изменения скорости горения [определяющемся в соответствии с (15.67) эксплуатационным диапазоном температур] величина предельного отклонения давления определяется значением v .

Некоторые топлива не следуют линейному закону $u = f(p_k)$ в логарифмических координатах. Для них существуют области в характеристике $u = f(p_k)$, в которых параметр v изменяется по величине, уменьшается или даже имеет отрицательное значение. Если v заметно уменьшается на каком-либо участке изменения p_k (рис. 15.8, *б*), то такое топливо относится к классу топлив, имеющих «плато» в законе скорости горения. Если величина v становится отрицательной в некотором интервале давлений (рис. 15.8, *в*), то такое топливо относится к классу так называемых меза-топлив. При малом значении v уменьшается чувствительность скорости горения к изменениям давления. Из (15.70) следует, что при уменьшении показателя v влияние коэффициента A на давление в камере ТГГ уменьшается, т. е. чем меньше показатель v , тем меньше разность давлений в камере ТГГ при заданном интервале температур заряда. Это позволяет создавать более легкие конструкции камер ТГГ. В ряде случаев становится предпочтительным применение меза-топлив. В области отрицательного наклона кривой рост давления (в результате, например, внезапного увеличения поверхности горения при нарушении целостности бронирования) сопровождается снижением скорости горения или увеличение скорости горения (вследствие увеличения температуры заряда) сопровождается снижением давления в камере. Это приводит к стабилизации горения заряда

и позволяет существенным образом снизить эксплуатационный разброс давлений, а следовательно, и массу ТГГ. Данный вывод можно проверить с помощью уравнения (15.70). При $v=0,75$ получаем $1/(1-v)=4$, поэтому увеличение коэффициента A на 10% приводит к увеличению давления p_k на $1,1^4=1,464$, т. е. на 46%; при уменьшении v до 0,25 получаем $1/(1-v)=1,33$ и аналогичное изменение A сопровождается ростом давления лишь на 14%. Если v принимает отрицательное значение, то $1/(1-v)<1$ и p_k изменяется на меньшую величину, чем коэффициент A .

Расчет размеров заряда. Время сгорания заряда (время работы ТГГ) определяют скорость горения и линейный размер, соответствующий длине заряда по направлению, перпендикулярному поверхности горения. Этот размер называют сводом заряда и обозначают через h :

$$\tau_{\Sigma}=h/u_{\text{ср}}, \quad (15.73)$$

где $u_{\text{ср}}$ — средняя скорость горения заряда за время τ_{Σ} при $t_{3\text{max}}$.

Величину свода рассчитывают исходя из заданного τ_{Σ} по уравнению (15.73). Секундную газопроизводительность заряда определяют по уравнению (15.72). При постоянных поверхности горения заряда и скорости горения количество генерируемого газа постоянно.

Закон изменения расхода газа задается техническим заданием на проектирование. Наиболее часто стремятся получить постоянную по времени газопроизводительность, что соответствует постоянной поверхности горения. Самым простым методом обеспечения постоянной поверхности горения является применение заряда цилиндрической формы, горящего с одного или обоих торцов. Чтобы предохранить наружную цилиндрическую поверхность заряда от горения, ее необходимо бронировать, т. е. покрывать специальным негорючим составом. Такие заряды называют зарядами с торцовым горением. Небронированный трубчатый заряд обладает слабой депрессивностью (6—10%). Трубчатый заряд, бронированный с наружной цилиндрической поверхности, — прогрессивное горение. Цилиндрический небронированный заряд без центрального отверстия — депрессивное горение.

При расчете зарядов, горящих одновременно с нескольких поверхностей, следует учитывать соответствующее уменьшение расчетной величины свода, так как поверхности горения могут пересекаться друг с другом. Например, у трубчатого заряда, горящего одновременно с обеих цилиндрических поверхностей, расчетная величина свода соответственно равна половине разности радиусов наружной и внутренней поверхностей.

При расчете ТГГ следует учитывать потери на теплоотдачу газа, которые только до выходного сечения ТГГ могут достигать

(10—20)% от исходного теплосодержания генерируемого газа. Наибольшие теплотери возникают в начале работы ТГГ.

Заряд для ТГГ рассчитывают следующим образом:

1) задаются: давление в газогенераторе p_k ; время работы τ_Σ ; закон изменения газопроизводительности по времени $\dot{m}_{\text{пр}} = f(\tau)$; температурный диапазон эксплуатации T_{max} и T_{min} ; коэффициент термостабильности заряда K_t , коэффициент A и показатель степени ν , характеризующие скорость горения при $t = +15^\circ \text{C}$;

2) определяется по уравнению (15.66) скорость горения u_{t15} заряда при заданном давлении и температуре $+15^\circ \text{C}$;

3) определяются по уравнению (15.67) скорости горения u_{max} и u_{min} , соответствующие наибольшей и наименьшей температуре в заданном температурном диапазоне эксплуатации;

4) определяется по уравнению (15.68) расчетная поверхность горения S_r по заданной газопроизводительности заряда $\dot{m}_{\text{пр}}$ и минимальной скорости горения u_{min} ;

5) рассчитывается по уравнению (15.73) свод заряда h по заданному времени работы ТГГ τ_Σ и максимальной скорости горения u_{max} .

Поверочный расчет ТГГ—определение давления в камере при заданной площади критического сечения сопла $F_{\text{кр}}$, коэффициенте β и поверхности горения заряда S_r —выполняется по уравнению (15.70).

Расчет воспламенителя. Воспламенитель предназначен для воспламенения и вывода на заданный режим горения заряда ТГГ.

Обычно зажигание самого воспламенителя осуществляется пирозапалом от электрического импульса, подаваемого при включении ТГГ. Зажигание основного заряда ТГГ осуществляется нагревом продуктами сгорания воспламенителя поверхности заряда до температуры воспламенения и создания в камере ТГГ давления, необходимого для стабильного горения заряда.

Воспламенитель должен удовлетворять следующим требованиям:

1) продукты сгорания воспламенителя должны быстро и равномерно нагреть поверхности горения заряда до температуры воспламенения и обеспечить быстрый подъем давления в камере ТГГ до заданной величины;

2) заброс давления при срабатывании воспламенителя и зажигании заряда должен быть минимальным;

3) надежно срабатывать при заданных условиях эксплуатации;

4) должен содержать ПС, активно иницирующие при попадании на поверхность горения заряда его воспламенение.

Масса воспламенителя M_v зависит от площади поверхности, расчетного давления горения заряда, свободного объема камеры ТГГ, состава, используемого для воспламенителя и для основного заряда, теплотер в камере ТГГ в момент запуска, наличия мембраны, предотвращающей истечение газа из камеры до набора заданного давления, устойчивости горения заряда и т. д.

На практике параметры воспламенителя выбирают на основании экспериментальных данных.

Для расчетов ТГГ с мембранной в первом приближении можно использовать уравнение

$$M_b = p_b V_{cp} \eta_0 / (R_b T_b), \quad (15.74)$$

где p_b — давление, необходимое для устойчивого горения заряда; V_{cp} — свободный объем в камере ТГГ; R_b , T_b — газовая постоянная и температура продуктов сгорания воспламенителя; η_0 — коэффициент тепловых потерь.

При ориентировочных расчетах можно принимать $\eta_0 = 1,2 - 1,4$. Масса воспламенителя $M_b = 0,5 - 2,5\%$ от массы основного заряда ТГГ.

Расчет сопла ТГГ. Выбор сечений для прохода газа. Давление в камере ТГГ для заданной конструкции камеры и вида твердого топлива определяется газопроизводительностью заряда и расходом газа через критическое сечение сопла. Связь между этими параметрами определяется уравнением (15.70). С помощью этого уравнения можно по заданному давлению в камере сгорания и поверхности горения заряда определить площадь сопла:

$$F_{кр} = A p_n S_r / (\beta p_k^{1-\gamma}). \quad (15.75)$$

При проектировании нужно стремиться к снижению гидравлического сопротивления по газовому тракту и обеспечению его постоянства по времени. Наибольшая величина гидравлических сопротивлений обычно приходится на диафрагму, поддерживающую заряд (см. рис. 15.4). Через отверстия диафрагмы газ истекает в предсопловый объем. Гидравлическое сопротивление диафрагмы рассчитывают по общим формулам газодинамического расчета трактов. Обычно площадь сечений диафрагмы принимается в 3—5 раз больше площади сопла ТГГ. Рекомендуется, чтобы скорость течения газа не превышала 100—150 м/с.

Гибридный ТГГ. Работа гибридного ТГГ основана на введении во внутренний объем камеры ТГГ жидкого или газообразного окислителя, в результате взаимодействия которого с твердым горючим, находящимся в камере, генерируется газ. Преимущество гибридного ТГГ — возможность регулирования его газопроизводительности и параметров газа.

В качестве примера можно указать на гибридный ТГГ, у которого в качестве твердого горючего использована смесь литий+полибутадиен; в качестве жидкого окислителя — смесь фтора с кислородом. Этот ТГГ устойчиво работает в широком диапазоне изменения соотношения компонентов топлива (стехиометрическое соотношение 2,8) и обеспечивает генерацию газа как с избытком, так и с недостатком окислителя.

В системах с ТГГ иногда устанавливают фильтры и устройства для охлаждения и регулирования расхода газа. Фильтры ис-

пользуют для устранения твердых продуктов, образующихся при горении многих типов твердых топлив. Применяют фильтры динамического (сепарационного), сетчатого, а иногда комбинированных типов. В последнем случае грубая очистка осуществляется в сепараторе, мелкая — сетками. Расход газа можно регулировать путем установки клапанов сброса или регуляторов, изменяющих сечение сопла ТГГ, при этом потребное изменение площади сопла можно определить из уравнения (15.75). Последний способ регулирования может обеспечить наиболее полное полезное использование всей массы заряда. Его конструктивное решение осложняется требованием создания малоинерционного регулятора, работающего в условиях термического и эрозионного воздействия продуктов сгорания твердотопливного заряда.

Однокомпонентный ЖГГ. Работа однокомпонентного ЖГГ основана на использовании компонента топлива, обладающего экзотермической реакцией разложения (перекиси водорода, гидразина, изопропилнитрата, аммиака, несимметричного диметилгидразина и др.). Основными условиями, определяющими возможность использования компонента топлива в однокомпонентном ЖГГ, являются способность к каталитическому или термическому разложению и устойчивость протекания процесса разложения (постоянство давления, температуры, химического состава и др.). Температура газа на выходе из ЖГГ не должна превышать допустимую для конструктивных элементов, находящихся под воздействием газового потока.

Разложение компонента топлива может осуществляться каталитическим или термическим методом. Каталитическое разложение осуществляется подачей компонента топлива на активную поверхность твердого катализатора, размещенного во внутреннем объеме ЖГГ, или вводом жидкого катализатора в камеру ЖГГ. Последний способ разложения в современных двигателях применяется лишь для некоторых специальных целей, так как он влечет за собой усложнение схемы и увеличение массы ЖРД.

При термическом методе реакция протекает под действием тепла, получающегося за счет разложения ранее поступивших порций компонента топлива или подводимого от внешнего источника. Для запуска пусковой расход компонента топлива должен быть прогрет от постороннего источника тепла до температуры саморазложения (электросвеча, химический источник тепла и т. д.). Возможен изотопный подогрев, при котором во внутреннем объеме камеры ЖГГ размещают капсулы с радиоизотопом. В зависимости от потребного ресурса в качестве радиоизотопа может быть использован Po^{201} и Sm^{242} (период полураспада несколько месяцев), Sm^{244} (период полураспада 18,6 года) и Po^{238} (период полураспада 90 лет).

При расчете однокомпонентного ЖГГ задаются физико-химическими параметрами газа, потребным количеством ката-

лизатора, эффективным объемом и площадью смесительной головки ЖГГ. Параметры газа определяются на основании термодинамического расчета реакции разложения заданного компонента топлива.

Под эффективным объемом понимают внутренний объем ЖГГ (от головки до выходного сечения) за вычетом объема, занимаемого катализатором или тепловым аккумулятором. Потребное количество катализатора определяется условиями протекания реакции разложения и количеством разлагаемого компонента топлива.

Количество катализатора $\dot{m}_k$ рассчитывают из условия обеспечения разложения секундного расхода компонента топлива $\dot{m}_t$:

$$\dot{m}_k = \dot{m}_t / S, \quad (15.76)$$

где S — допустимая секундная нагрузка компонента на 1 кг катализатора (выбирается на основании экспериментальных данных), кг·с/кг.

Если во время работы ЖГГ имеет место расход катализатора (частичная реакция с образованием побочных продуктов или унос катализатора с генерируемым газом), то количество катализатора, полученное по (15.76), должно быть проверено на условие обеспечения ресурса:

$$\dot{m} = \dot{m}_t \tau / L, \quad (15.77)$$

где τ — время работы ЖГГ; L — экспериментальный коэффициент, определяющий ресурс катализатора.

Для ЖГГ, использующих жидкий катализатор, уравнения (15.76) и (15.77) определяют секундный расход катализатора и необходимый его запас.

Эффективный объем газогенератора $V_{г.г}$ определяется временем пребывания компонента τ_b в камере:

$$\tau_b = V_{г.г} \rho_g / \dot{m}_t, \quad (15.78)$$

где ρ_g — плотность газа в камере ЖГГ.

Время пребывания в свою очередь определяется условиями протекания реакции разложения и находится экспериментально. Для большинства компонентов топлив, используемых в однокомпонентных ЖГГ, $\tau_b = (0,8 \div 6,0) \cdot 10^{-3}$ с.

В некоторых случаях нецелесообразно доводить процесс разложения до химически равновесного состояния (например, чтобы обеспечить более высокое значение RT газа на выходе ЖГГ), и тогда, варьируя эффективным объемом ЖГГ, можно обеспечить заданный состав газа.

Полный объем ЖГГ определяется как сумма эффективного объема $V_{г.г}$, объема V_k , занимаемого катализатором (тепловым аккумулятором), и объема $V_{п.}$, заключенного между смесительной головкой и поверхностью катализатора:

$$V_{\Sigma} = V_{г.г} + V_{к} + V_{п}. \quad (15.79)$$

Площадь плоских смесительных головок

$$F_{г} = \dot{m}_{г}/k_{р}, \quad (15.80)$$

где $k_{р}$ — коэффициент расхода напряженности смесительной головки, зависящий от типа форсунок и принятой системы смесеобразования.

Большинство компонентов топлива, поддающихся каталитическому разложению, способны и к термическому разложению. Для таких компонентов можно подобрать условия, при которых только часть компонентов разлагается с помощью катализатора, а остальная часть подвергается термическому разложению путем смешения с продуктами разложения, полученными на катализаторе. Это позволяет существенно уменьшить потребное количество катализатора и обеспечить более устойчивое протекание процесса разложения, что имеет существенное значение для повышения экономичности и надежности ЖРД.

Двухкомпонентный ЖГГ. Работа двухкомпонентного ЖГГ основана на химической реакции между жидким окислителем и горючим, подаваемыми во внутренний объем ЖГГ. Процесс горения топлива в двухкомпонентном ЖГГ протекает при таких значениях коэффициента избытка окислителя при которых обеспечивается заданная температура газа на выходе из ЖГГ. Соответственно процесс в ЖГГ может идти при избытке (восстановительные продукты ГГ) или недостатке горючего (окислительные продукты ГГ).

Выбор восстановительных или окислительных продуктов ГГ определяется конкретными задачами, решаемыми при проектировании ЖРД. При этом нужно учитывать, что величина RT восстановительных продуктов $ГГ$, полученных из углеводородных топлив, при прочих равных условиях выше RT окислительных. Применение окислительных продуктов $ГГ$ обуславливает повышенные требования к коррозионной стойкости конструктивных элементов; при генерации восстановительного газа возможно наличие твердой фазы, вызывающей повышенный эрозионный износ конструктивных элементов, загромождение проходных сечений газовых трактов и т. п.

В результате отложения твердых продуктов неполного сгорания во внутреннем объеме ЖГГ может изменяться расчетное время пребывания газа в камере ЖГГ, условия смесеобразования и, как следствие этого, химический состав генерируемого газа.

На рис. 15.9 даны графики, характеризующие изменение температуры горения и произведения RT продуктов ГГ при различных значениях коэффициента избытка окислителя для топливных пар: кислород и керосин, азотная кислота и керосин.

Специфика рабочего процесса двухкомпонентного ЖГГ заключается в том, что он проходит при соотношении компонентов

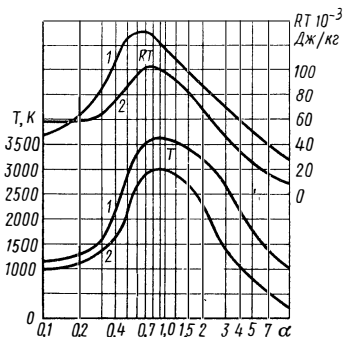


Рис. 15.9. Зависимость T и RT продуктов сгорания от α :
1 — керосин + O_2 ; 2 — керосин + HNO_3

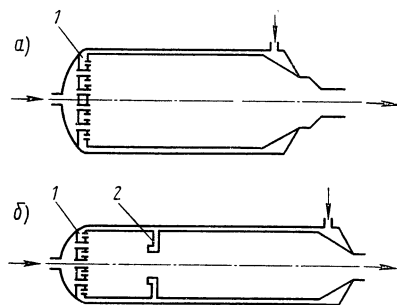


Рис. 15.10. Схемы двухкомпонентных ЖГГ

топлива, значительно отличающемся от стехиометрического. Это обуславливает необходимость обеспечения стабильного горения при относительно низких температурах.

Наиболее простым типом двухкомпонентного ЖГГ является однозонный (рис. 15.10, а), в котором расход компонентов топлива осуществляется только через смесительную головку 1. Недостаток такого ЖГГ — сложность обеспечения устойчивого горения, протекающего в условиях относительно низких температур. Этому недостатка лишен многозонный газогенератор (рис. 15.10, б). В этом газогенераторе имеются: смесительная головка 1, обеспечивающая подачу топлива для генерации высокотемпературного газа, пояс (пояса) разбавления 2, обеспечивающий подачу и смешение с высокотемпературным газом компонента топлива, находящегося в избытке. Конструкция, условия работы и методы расчета смесительной головки аналогичны головке камеры сгорания ЖРД. Соответственно внутренний объем таких ЖГГ делится на две зоны: горения и разбавления.

Рассматриваемый тип газогенератора позволяет: иметь в газогенераторе стабильный высокотемпературный очаг пламени (зону горения); организовывать наиболее эффективным образом ввод избыточного компонента топлива, обеспечивая тем самым минимальный объем зоны разбавления и равномерное поле температур по сечению газогенератора; подбирать объем зоны разбавления, обеспечивающий оптимальные параметры газа на выходе из газогенератора.

При проектировании двухкомпонентного ЖГГ рассчитывают: объем ЖГГ, площади смесительной головки и пояса разбавления, смесеобразование и охлаждение.

Расчет смесеобразования и охлаждения в основных положениях аналогичен расчету камеры сгорания и в данном разделе не

рассматривается. При заданном виде топлива, температуре и давлении газа на выходе из газогенератора первой задачей расчета газогенератора является выполнение термодинамического расчета процесса газогенерации. Этот расчет основан на кинетике горения термического разложения и испарения топлива.

Кинетика горения топлив при больших избытках и недостатках окислителя изучена еще недостаточно. Вследствие этого точный термодинамический расчет двухкомпонентного ЖГГ затруднителен и в настоящее время в ряде случаев невозможен.

В общем виде процесс газогенерации можно рассматривать как одновременное протекание взаимосвязанных процессов — горения и испарения топливных компонентов, идущих одновременно с разложением избыточного компонента топлива. Полнота реакций, протекающих при этих процессах, во многом зависит от организации рабочего процесса в ЖГГ и от времени пребывания в нем топлива.

В ряде случаев время пребывания топлива оказывает определяющее влияние на химическое равновесие протекающей реакции, следовательно, на температуру и химический состав генерируемого газа. Например, для ЖГГ, вырабатывающего восстановительный газ, время пребывания, с одной стороны, должно быть достаточным для того, чтобы был завершен процесс частичного сгорания, испарения и разложения избыточного горючего, а с другой — при слишком большом времени пребывания и установлении химически равновесного процесса, из избыточного горючего могут образоваться побочные продукты с большой молекулярной массой (кокс, тяжелые смолы), что помимо снижения газовой постоянной может привести к загромождению газового тракта. Чтобы этого избежать, в ЖГГ, генерирующих восстановительный газ, иногда заведомо стремятся создать химически неравновесный рабочий процесс путем задания меньшего времени пребывания. Для каждого топлива при заданной температуре газа и конструктивном типе ЖГГ время пребывания подбирается экспериментально из условий получения наибольшего значения газовой постоянной и обеспечения стабильного протекания рабочего процесса.

При температуре газа порядка (1000—1200) К время пребывания топлива в однозонном ЖГГ $\tau_{\text{п}} = (0,004 \div 0,008)$ с.

Объем ЖГГ

$$V_{\text{г.г}} = \tau_{\text{п}} \dot{m}_{\text{т}} / \rho_{\text{п.г}}, \quad (15.81)$$

где $\dot{m}_{\text{т}}$ — массовый расход топлива; $\rho_{\text{п.г}}$ — плотность газа в камере.

Объем многозонного ЖГГ складывается из объемов зон горения $V_{\text{з.г}}$ и разбавления $V_{\text{з.п}}$:

$$V_{\text{г.г}} = V_{\text{з.г}} + V_{\text{з.п}}. \quad (15.82)$$

Величины $V_{\text{з.г}}$ и $V_{\text{з.п}}$ зависят от времени пребывания в соответствующих зонах $\tau_{\text{з.г}}$ и $\tau_{\text{з.п}}$ и расходов через них $\dot{m}_{\text{з.г}}$ и $\dot{m}_{\text{з.п}}$:

$$V_{3,г} = \tau_{3,г} \dot{m}_{3,г} / \rho_{п,г}; \quad (15.83)$$

$$V_{3,р} = \tau_{3,р} (\dot{m}_{3,г} + \dot{m}_{3,р}) / \rho_{п,р}. \quad (15.84)$$

Здесь $\rho_{п,г}$ и $\rho_{п,р}$ — плотность газа в зонах горения и разбавления. Расходы через зоны горения и разбавления определяются по формулам:

для ЖГГ, вырабатывающего окислительный газ ($\alpha > 1$),

$$\dot{m}_{3,г} = \dot{m}_T (k_{мг} + 1) / (k_m + 1); \quad (15.85)$$

$$\dot{m}_{3,р} = \dot{m}_T (k_m - k_{мг}) / (k_m + 1); \quad (15.86)$$

для ЖГГ, вырабатывающего восстановительный газ ($\alpha < 1$),

$$\dot{m}_{3,г} = \dot{m}_T k_m (k_{мг} + 1) / [k_{мг} (k_m + 1)]; \quad (15.87)$$

$$\dot{m}_{3,р} = \dot{m}_T (k_{мг} - k_m) / [k_{мг} (k_m + 1)]. \quad (15.88)$$

Здесь $k_{мг}$ — соотношение компонентов в зоне горения; k_m — соотношение компонентов расходуемых ЖГГ.

Время пребывания топлива в зоне горения $\tau_{3,г} = (0,002 \div 0,004)$ с. Время пребывания в зоне разбавления определяется временем испарения избыточного компонента. В первом приближении при диаметре капель $\leq 60 \mu$ и температуре газа на выходе из газогенератора не меньше 1100 К можно принять $\tau_{3,р} = (0,001 \div 0,003)$ с.

Величина $k_{мг}$ выбирается таким образом, чтобы обеспечить устойчивое горение и равномерную по сечению температуру в зоне горения.

Из условия заданной расходонапряженности определяются площади соответственно головки горения и пояса разбавления:

$$F_c = \dot{m}_{3,г} / k_{ж,г}; \quad (15.89)$$

$$F_p = \dot{m}_{3,р} / (k_{ж,р} + \dot{m}_{3,г} / k_{г}), \quad (15.90)$$

где $k_{ж,г}$ и $k_{ж,р}$ — коэффициенты расходонапряженности по жидкости; $k_{г}$ — коэффициент расходонапряженности по газу.

Величины $k_{ж,г}$, $k_{ж,р}$ и $k_{г}$ зависят от большого количества факторов (рода топлива, конструкции форсунок, диапазона регулирования газогенератора и др.) и подбираются по экспериментальным данным.

Испарительный ЖГГ. Принцип работы испарительного ЖГГ основан на газификации жидкости путем подвода к ней тепла, осуществляемого обычно в специальном теплообменном устройстве. В качестве такой жидкости может быть использован либо один из компонентов топлива, либо вещество, специально для этого предназначенное, запасы которого находятся на борту ЛА в отдельных емкостях.

Широкое применение в качестве испарительного ЖГГ систем наддува для криогенных топлив получил трубчатый змеевик, расположенный в выхлопном коллекторе турбины.

Расчет испарительного ЖГГ сводится к расчету теплообменных систем (теплообменник газ — жидкость или газ — газ).

Аккумулятор сжатого газа. Расчет АСГ сводится к определению количества газа и объема аккумулятора, потребного для размещения этого газа. Соответствующие расчетные зависимости приведены в § 15.2.

§ 15.5. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА СИСТЕМ ПОДАЧИ КОСМИЧЕСКИХ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Специфика работы ЖРД в космических условиях. Основная и наиболее важная особенность эксплуатации ЖРД в космосе — работа в условиях невесомости. Практически под невесомостью понимается такое состояние, когда воздействие гравитационных сил пренебрежимо мало или их влияние уравнивается инерционными силами (как это имеет место, например, в орбитальном полете).

В условиях практической невесомости существуют внешние и внутренние силы, влияние которых в ряде случаев следует учитывать. Сюда относятся: притяжение космических тел; аэродинамическое сопротивление; торможение, обусловленное корпускулярным и электрическим сопротивлением при солнечных вспышках и прохождении радиационных поясов; силы, возникающие под влиянием взаимодействия электрического заряда ЛА с магнитными полями космических тел; эффект светового давления; силы, возникающие в результате вращения ЛА относительно его центра тяжести; силы, внутренней гравитации между элементами летательного аппарата.

В табл. 15.1 приведены данные сравнительных по отношению к ускорению на уровне Земли ($g = 9,81665 \text{ м/с}^2$) величин ускорений, возникающих под действием некоторых перечисленных сил для ЛА массой в 45,36 т.

Таблица 15.1

Силы, обуславливающие возникновение ускорения	Высота орбиты (км) при ускорении $g, \text{ м/с}^2$	
	240	1610
Аэродинамическое сопротивление	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$4,6 \cdot 10^{-12}$
Геомагнетизм	$9,5 \cdot 10^{-12}$	$5,1 \cdot 10^{-13}$
Световое давление	$3,1 \cdot 10^{-9}$	$3,1 \cdot 10^{-8}$
Внутренняя гравитация	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$3,3 \cdot 10^{-8}$

Из изложенного следует, что вероятность полного уравновешивания всех внешних сил, действующих на корабль, практически исключена. Однако абсолютная величина этих сил пренебрежимо мала.

При работе двигателя космического корабля (при наличии тяги), как правило, возникают инерционные силы, достаточные для обеспечения нормального функционирования всех систем двигательной установки. Иначе обстоит дело в момент подготовки двигателя к запуску и в процессе запуска. Основные осложнения здесь заключаются в необходимости забора жидкого топлива из баков при исключении возможности попадания газа в топливные магистрали, т. е. в обеспечении сплошности жидкости на входе в заборное устройство. Поведение жидкости в условиях невесомости отличается от поведения жидкости при воздействии гравитации, так как при отсутствии или пренебрежимо малом влиянии гравитации поведение жидкости в топливных баках определяется межмолекулярными силами.

Таким образом, специфику работы ЖРД при невесомости можно определить как эксплуатацию в условиях, при которых влияние межмолекулярных сил, действующих в жидкости, становится преобладающим.

К межмолекулярным силам относятся силы адгезии, действующие между молекулами жидкости и твердых тел; силы когезии, действующие между молекулами в объеме жидкости и поверхностное натяжение жидкости. Особо большое влияние на поведение жидкости в условиях невесомости оказывает поверхностное натяжение, величина которого является физической константой жидкости.

Величина поверхностного натяжения уменьшается с повышением температуры и зависит от наличия в жидкости примесей.

Выразим величину межмолекулярных сил, F_c в зависимости от величины поверхностного натяжения $\sigma_{ед}$ на границе газ—жидкость и характерного линейного размера S (за этот параметр примем диаметр бака):

$$F_c = \sigma_{ед} S. \quad (15.91)$$

Определяем инерционные силы:

$$F_i = \rho_i n g_0 V_i, \quad (15.92)$$

где ρ_i —плотность жидкости; n —действующая перегрузка; V_i —объем жидкости; g_0 —гравитационное ускорение.

Отсюда условие превалирующего влияния межмолекулярных сил может быть определено неравенством

$$F_i/F_c < 1 \text{ или } n \rho_i V_i / (\sigma_{ед} S) < 1. \quad (15.93)$$

Принимая объем жидкости зависимым от характерного линейного размера

$$V_i \approx S^3, \quad (15.94)$$

переписываем уравнение (15.93) в виде

$$Bo = n \rho g_0 S^2 / \sigma_{ед}. \quad (15.95)$$

Отношение (15.95), характеризующее связь между гравитационными силами и силами поверхностного натяжения, называется числом (критерием) Бонда и обозначается символом Bo .

Таким образом, в условиях невесомости изменяется характер сил, действующих на жидкость, что приводит к изменению условий работы системы подачи и в первую очередь к изменению условий заборки жидкости из топливных баков.

После прекращения действия гравитационных сил масса жидкости в баке принимает определенную форму, характер которой зависит главным образом от условий смачивания жидкостью поверхности топливных баков. Определение конфигурации массы жидкости в топливных баках в условиях невесомости и обеспечение такого состояния жидкости, при котором гарантирована сплошность струи жидкого топлива на входе в заборное устройство, при повторном запуске является одной из важнейших задач, решаемых при проектировании космического ЖРД. Для решения этой задачи рассмотрим поведение топлива в баках в условиях невесомости.

Топливо в условиях невесомости. Поведение жидкости в топливных баках при отсутствии действия инерционных сил определяется характеристиками ее растекания, которые зависят от условий смачивания стенок топливных баков. Смачивающая жидкость в отличие от несмачивающей стремится растечься по поверхности. С точки зрения межмолекулярных сил растекание жидкости имеет место в том случае, если адгезия жидкости к стенке бака больше, нежели сила когезии, соединяющая однородные частицы жидкости.

На рис. 15.11 приведена схема действия межмолекулярных сил на границе раздела жидкость *II*—твердое тело *III*—газ *I*. Условие равновесия сил в горизонтальной плоскости можно выразить уравнением

$$\sigma_{sg} - \sigma_{se} = \sigma_{eg} \cos \theta + k, \quad (15.96)$$

где σ_{sg} —поверхностное натяжение на границе раздела твердое тело—газ; σ_{se} —поверхностное натяжение на границе раздела твердое тело—жидкость; σ_{eg} —поверхностное натяжение на границе раздела жидкость—газ; θ —краевой угол; k —коэффициент растекания.

Уравнение (15.96) можно преобразовать к виду

$$\sigma_{sg} - \sigma_{se} - \sigma_{eg} \cos \theta = k. \quad (15.97)$$

Если $k > 0$, то жидкость растекается, при $k < 0$ —жидкость не растекается.

При необходимости можно активно воздействовать на условия

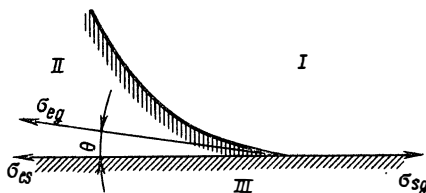


Рис. 15.11. Диаграмма действия сил на границе раздела сред

растекания жидкости вплоть до изменения знака коэффициента растекания путем нанесения на стенки топливного бака специальных покрытий. Как будет показано в дальнейшем, это может быть необходимо для создания определенной конфигурации массы жидкости в топливном баке.

На практике оказывается более удобным характеризовать способность растекания жидкости величиной краевого угла, которую можно получить из (15.96) при $k=0$:

$$\cos \theta = (\sigma_{sg} - \sigma_{es}) / \sigma_{eg}. \quad (15.98)$$

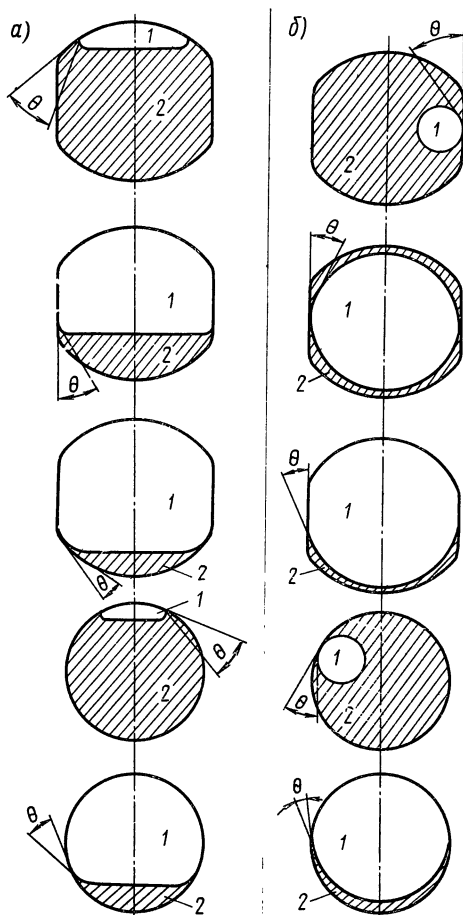


Рис. 15.12. Статическое состояние смачивающей жидкости в баках при различных степенях заполнения:

a—в нормальном гравитационном поле; *б*—в условиях невесомости

Для смачивающей жидкости $\theta < 90^\circ$, для несмачивающей — $\theta > 90^\circ$. Обычно величину θ находят экспериментально, так как определение значений σ_{sg} и σ_{eg} — значительно более сложная задача.

Величина краевого угла практически остается неизменной как в условиях невесомости, так и под действием гравитационных сил. При увеличении давления газа краевой угол возрастает. С ростом температуры жидкостей $\theta > 90^\circ$ краевой угол возрастает, при $\theta < 90^\circ$ — уменьшается.

Большинство стабильных топлив смачивают металлические стенки и стенки с керамическим покрытием. Краевой угол, образующийся при соприкосновении жидких криогенных топлив со стеклом и металлом, равен нулю.

На рис. 15.12 и 15.13 показаны случаи статического состояния смачивающих и несмачивающих жидкостей в топливных баках различного заполнения при воздействии и отсутствии инерционных сил. Смачивающие жидкости 2 растекаются по внутренней поверхности бака, стремясь заключить внутри себя «газовый пузырь» 1. На формирование

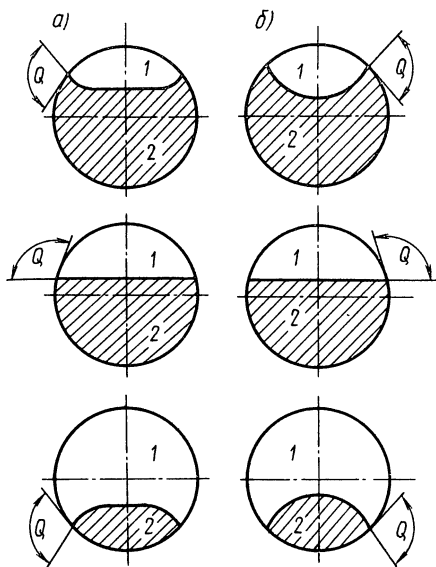


Рис. 15.13. Статическое состояние несмазывающей жидкости в сферическом баке при различных степенях заполнения:

a — в нормальном гравитационном поле; *б* — в условиях невесомости

«пузырь» всегда стремится переместиться к наиболее нагретому участку поверхности. Это обстоятельство может быть использовано при проектировании.

Следует учитывать, что непосредственно после резкого изменения динамических условий (например, после отключения двигателя или всплеска топлива в баках) образуется значительное количество относительно мелких пузырьков (рис. 15.14), которые сливаются в один по прошествии определенного промежутка времени. Поэтому стабилизация газового «пузыря» методом локального теплоотвода неприемлема для космических двигателей с малыми интервалами времени между повторными запусками.

Физический смысл описанного равновесия системы жидкость — пар (газ) может быть объяснен на основе принципа минимума полной свободной энергии. Согласно этому принципу при устойчивой конфигурации жидкости полная свободная энергия поверхности минимальна. С учетом (15.96) полная свободная энергия поверхности

$$E_s = (\sigma A)_{sg} + (\sigma A)_{se} + (\sigma A)_{eg}, \quad (15.99)$$

где A — площадь поверхности жидкости.

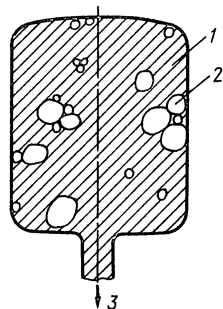


Рис. 15.14. Вероятная структура распределения системы жидкость — газ в условиях невесомости при всплескиваниях:

1 — жидкость; *2* — газ; *3* — направление истечения

и место расположения «пузыря» могут оказать значительное влияние скорость изменения действующих перегрузок и условия теплообмена жидкости со стенками бака. В частности, газовый «пузырь» всегда стремится переместиться к наиболее нагретому участку поверхности.

Это обстоятельство может быть использовано при проектировании.

Следует учитывать, что непосредственно после резкого изменения динамических условий (например, после отключения двигателя или всплеска топлива в баках) образуется значительное количество относительно мелких пузырьков (рис. 15.14), которые сливаются в один по прошествии определенного промежутка времени. Поэтому стабилизация газового «пузыря» методом локального теплоотвода неприемлема для космических двигателей с малыми интервалами времени между повторными запусками.

Физический смысл описанного равновесия системы жидкость — пар (газ) может быть объяснен на основе принципа минимума полной свободной энергии. Согласно этому принципу при устойчивой конфигурации жидкости полная свободная энергия поверхности минимальна. С учетом (15.96) полная свободная энергия поверхности

$$E_s = (\sigma A)_{sg} + (\sigma A)_{se} + (\sigma A)_{eg}, \quad (15.99)$$

где A — площадь поверхности жидкости.

В соответствии с конфигурацией жидкости, представленной на рис. 15.12, при невесомости жидкость растекается по стенкам бака, образуя на них жидкий слой. После наступления невесомости минимизация поверхностной энергии происходит только по поверхности раздела газ — жидкость:

$$E_s = \sigma_{eg} A_{eg} \rightarrow \min, \quad (15.100)$$

что для условия $\sigma_{eg} = \text{const}$ соответствует $A_{eg} \rightarrow \min$.

Минимальной поверхностью при заданном объеме обладает сфера.

Повторный запуск космического ЖРД. Качественным отличием, характеризующим космический двигатель, является требование запуска в условиях невесомости, сводящееся к обеспечению сплошности струи жидкого топлива, направляемого из бака в систему подачи. Это значит, что проектировщик должен разработать комплекс мероприятий, обеспечивающих подачу топлива в гарантированно жидкой фазе в момент запуска и поддержание этого режима в течение определенного времени, необходимого для перехода топлива, находящегося в баках, из стабильного состояния, соответствующего преобладающему действию межмолекулярных сил, в стабильное состояние, характерное для преимущественного влияния сил инерции. Этот режим называется *переходным*.

Расчет переходного режима. Включение двигателя возможно лишь после гарантированного устранения газовой фазы от заборного устройства системы питания. Предполагаем, в наихудшем случае, что газовый пузырь находится вблизи заборного устройства. Всю продолжительность переходного процесса τ_Σ можно разбить на два периода времени: время τ_1 , необходимое для прилива топлива к заборному устройству бака, и время τ_2 , необходимое для прохождения через слой жидкости находящихся в ней пузырьков газа:

$$\tau_\Sigma = \tau_1 + \tau_2. \quad (5.101)$$

Соответствующая расчетная схема приведена на рис. 15.15. На схеме также нанесены силы, действующие на пузырек;

$$F_i = m_g a_v; \quad F_d = 0,5 C_{dg} \rho_e u_g^2 \omega_g^2; \quad F_b = V_g \rho_e a_v.$$

Суммируя вертикальные составляющие этих сил, получаем

$$m_g a_g = V_g \rho_e a_v - 0,5 C_{dg} \rho_e u_g^2 \omega_g^2 - m_g a_v, \quad (15.102)$$

где m_g , a_g , V_g — масса, ускорение и объем газового пузырька; ρ_e — плотность жидкости; a_v — ускорение ракеты; C_{dg} — коэффициент сопротивления газового пузырька; u_g — скорость движения газового пузырька.

При $a_g = 0$ величина u_g определяет конечную скорость пузырька. Соответственно (15.102) можно переписать в виде

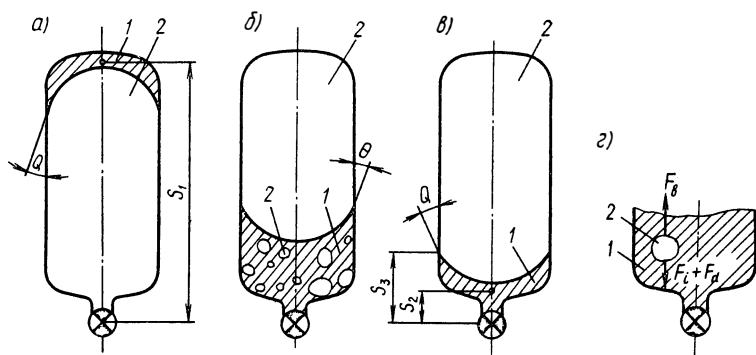


Рис. 15.15. Расчетная схема решения задачи о приливе топлива к заборному отверстию бака:

1—жидкость; 2—газ; а—состояние системы жидкость—газ при $\tau_z=0$; б—состояние системы при $\tau_z=\tau_1$; в—система готова к включению двигателя, $\tau_z=\tau_1+\tau_2$; г—схема сил, действующих на пузырек

$$u_g = \sqrt{\frac{8}{3} \frac{r_d a_v}{C_{dg}} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_e}\right)}, \quad (15.103)$$

где r_d —радиус газового пузырька; ρ_e —плотность газа. По опытным данным можно принять $C_{dg}=2,6$; тогда

$$u_g = 1,012 \sqrt{r_d a_v (1 - \rho_g / \rho_e)}. \quad (15.104)$$

Время, в течение которого пузырек проходит через слой жидкости,

$$\tau_2 = \frac{S_3}{u_g} = 0,989 S_3 \sqrt{1 / [r_d a_v (1 - \rho_g / \rho_e)]}, \quad (15.105)$$

где S_3 —максимальный путь, проходимый пузырьком.

Уравнения (15.103), (15.105) получены при условиях $a_g=0$ и $u_g=\text{const}$. Не представляет труда с помощью аналогичных, но более громоздких преобразований получить значение τ_2 для $u_g=\text{var}$.

Время, необходимое для прилива топлива к заборному устройству,

$$\tau_1 = \sqrt{2 M_v S_e / F}, \quad (15.106)$$

где M_v —масса ракеты без топлива; $S_e = S_1 - S_2$ —расстояние между центрами масс при исходном и конечном положениях топлива; F —сила, приложенная к ракете для компенсации влияния межмолекулярных сил при переходном режиме.

С учетом (15.105) и (15.106) зависимость между временем переходного режима и приложенной силой можно записать в виде

$$\tau_z = 1,414 \sqrt{2 M_v S_e / F + 0,989 S_3 \sqrt{1 / [r_d a_v (1 - \rho_g / \rho_e)]}}. \quad (15.107)$$

Это уравнение можно использовать для выбора параметров устройств, предназначенных для обеспечения переходного режима.

Расчет устройств с капиллярным отбором топлива (КОТ). Основной элемент, обеспечивающий работу устройств КОТ, капиллярный фазоразделяющий экран—*разделитель*, основной функциональный элемент разделителя—система плоских ячеек или объемных каналов, изготавливаемых из материалов, обладающих определенными адгезионными свойствами («смачиваемостью») по отношению к заданному виду компонента топлива.

Разделитель препятствует свободному прохождению через него жидкости или газа за счет воздействия на жидкость капиллярных сил, возникающих при смачивании жидкостью стенок капилляров или ячеек сетки разделителя.

Для установления основных расчетных зависимостей, характеризующих работу разделителя, рассмотрим силы, действующие на жидкость, находящуюся в достаточно малом канале (рис. 15.16). Из-за смачиваемости жидкостью стенок канала ее поверхность, примыкающая к стенке, искривляется. Вследствие этого направленные к ней по касательной к поверхности жидкости силы поверхностного натяжения при сложении дают равнодействующую, приложенную в центре мениска и направленную в сторону его вогнутости. Давление, развивающееся на поверхности раздела, определяется уравнением Лапласа

$$\Delta p = \sigma (1/R_1 + 1/R_2), \quad (15.108)$$

где σ —поверхностное натяжение; R_1 и R_2 —главные радиусы кривизны мениска.

Для сферической поверхности (что характерно для достаточно малых капилляров)

$$R_1 = R_2 = R \text{ и } \Delta p = 2\sigma/R, \quad (15.109)$$

для плоской поверхности $R_1 = R_2 = \infty$ и $\Delta p = 0$.

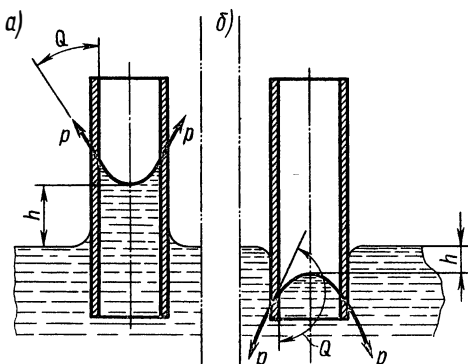


Рис. 15.16. Статика жидкости в капилляре

Из рис. 15.16, а следует, что для смачивающей жидкости, образующей вогнутый мениск, равнодействующая поверхностного натяжения направлена вверх и под ее действием жидкость поднимается в канале (капилляре). У несмачивающей жидкости (рис. 15.16, б) мениск выпуклый, равнодействующая направлена вниз и жидкость опускается. Величина перемещения жидкости определя-

ется условием равновесия равнодействующей сил поверхностного натяжения, действующих по периметру капилляра,

$$F = 2\pi R\sigma \cos \theta \quad (15.110)$$

и объемной силы, стремящейся вернуть столбик жидкости в исходное положение,

$$p = \pi R^2 h \rho n, \quad (15.111)$$

где R — радиус капилляра; ρ — плотность жидкости; n — ускорение, действующее в направлении оси капилляра, т. е. $F = p$ или $2\pi R\sigma \cos \theta = \pi R^2 h \rho n$, откуда

$$h = 2\sigma \cos \theta / (R \rho n). \quad (15.112)$$

Из (15.112) следует, что высота подъема жидкости в капилляре пропорциональна поверхностному натяжению жидкости и обратно пропорциональна радиусу капилляра.

Из (15.109) следует, что можно за счет изменения геометрии капилляра создавать разность капиллярных сил, действующих на жидкость в различных его сечениях, а следовательно, обеспечивать тем самым перемещение жидкости в канале (рис. 15.17, а). Смачивающие жидкости (рис. 15.17, б) движутся в направлении $dR < 0$, несмачивающие (рис. 15.17 в) — в направлении $dR > 0$.

Таким образом, в соответствии с (15.109) удерживающая способность разделителя определяется соотношением

$$\Delta p = 2\sigma / R > H \rho n \cos \varphi, \quad (15.113)$$

где H — высота столба жидкости над разделителем; ρ — плотность жидкости; n — действующее ускорение; φ — угол между направ-

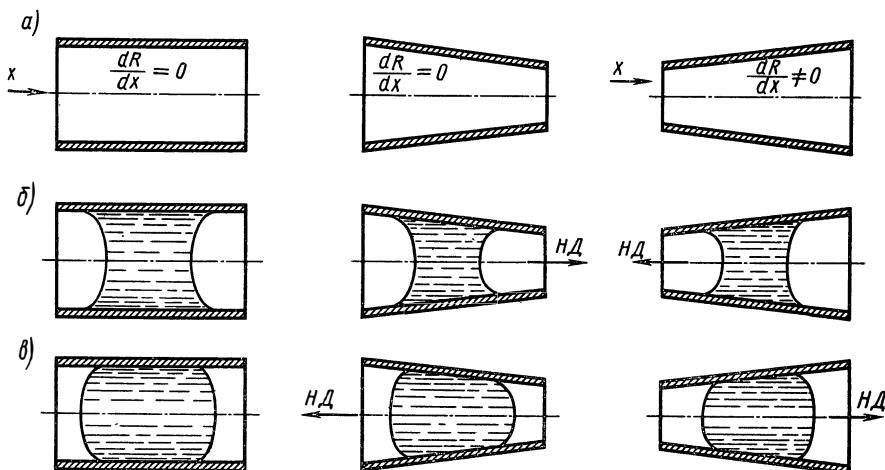


Рис. 15.17. Движение жидкости в капиллярах

лением действия ускорения и осью бака (нормалью к поверхности разделителя).

Для сетчатых разделителей за радиус капилляра принимают радиус окружности, описанной вокруг ячейки сетки с размером δ .

Помимо удержания жидкости в заданном объеме бака разделители позволяют задерживать (сепарировать) газовые включения, находящиеся в потоке жидкости (см. рис. 15.16). Действительно подошедший к капилляру пузырек газа для своего дальнейшего движения должен «выдавить» из канала капилляра жидкость, удерживаемую там капиллярными силами $\Delta p = 2\sigma/R$. Газ действует на жидкость с давлением, определяемым величиной потерь давления на разделителе $\Delta R = \xi \rho w^2/2$. Условием удержания пузырька является

$$\Delta p = 2\sigma/R > \Delta R = \xi \rho w^2/2, \quad (15.114)$$

где ξ — коэффициент гидравлического сопротивления разделителя; w и ρ — скорость течения и плотность газа.

§ 15.6. ПНЕВМОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Специфика работы ЖРД обуславливает наличие ряда характерных особенностей, которые необходимо учитывать при выполнении пневмогидравлического расчета двигательной установки. К таким особенностям можно отнести: применение многофазных топлив, наличие газа в топливе, широкий диапазон изменения эксплуатационных температур и ряд других. Вследствие этого общие методы расчета должны быть дополнены рядом специальных положений.

Задачи расчета. Для обеспечения работы на заданном режиме камеры ЖРД, газогенераторов, насосов, турбин и других агрегатов на входе в них должно поддерживаться определенное давление жидкости или газа. Это давление условно называют давлением потребителя p_n . Для выполнения этого требования служат системы, создающие (поддерживающие) заданное давление — источники давления. Давление на выходе из этих систем называют давлением источника p_n .

Задачей пневмогидравлического расчета является определение зависимости $p_n = f(p_n)$. Эта зависимость определяется из уравнения сохранения механической энергии:

$$p_n = p_n + a\rho\Delta z + \sum_{i=1}^{i=n} \Delta p_i + \frac{\alpha\rho}{2} (\omega_n^2 - \omega_n^2), \quad (15.115)$$

где a — действующее ускорение; ρ — плотность, Δz — координата источника относительно потребителя в направлении действия ускорения; Δp_i — гидравлические сопротивления отдельных конструктивных элементов по тракту, связывающему источник с по-

требителем; α — коэффициент кинетической энергии (коэффициент Кориолиса), представляющий собой поправку при исчислении средней удельной кинетической энергии по сечению потока; $\omega_{\text{в}}$ и $\omega_{\text{вх}}$ — скорости потока на входе к потребителю и на выходе из источника соответственно.

Величина α зависит от распределения скорости по сечению потока. При параболическом распределении скоростей, характерном для ламинарного течения, $\alpha \approx 2$. Для турбулентных потоков в практических расчетах можно принимать $\alpha = 1,0 \div 1,1$.

Уравнение (15.115) может быть решено при условии задания зависимостей, определяющих взаимосвязь между гидравлическим сопротивлением отдельных участков (агрегатов) и их геометрическими размерами в функции расхода протекающей через них жидкости (газа).

Некоторые свойства жидкостей и газов, применяемые в ЖРД. Важной характерной особенностью топлив ЖРД является наличие в них газа в виде раствора или механической смеси. В двигателях, в которых не предусмотрено принудительное отделение газа от топлива, содержание газа в топливе может достигать до 5—10%, а для криогенных топлив 18% и более. Наличие даже очень небольшого количества газа (до 1%) в значительной степени изменяет физические свойства жидкого топлива по сравнению с капельной жидкостью (однофазной) и обязательно должно быть учтено при расчете.

Рассмотрим методы определения основных физических параметров и характеристик топлив с учетом возможного наличия в них газа.

Сжимаемость и растворение газа в топливе. Сжимаемость жидкости характеризуется коэффициентом объемного сжатия

$$\beta_c = -\frac{dV}{V} \frac{1}{dp} = \frac{dp}{\rho} \frac{1}{dp} = \frac{1}{\rho c^2}, \quad (15.116)$$

где ρ — плотность жидкости; c — скорость распространения звука в жидкости.

Можно охарактеризовать сжимаемость жидкости с помощью величины $K = 1/\beta_c$, называемой модулем объемной упругости. Для большинства однофазных жидкостей модуль упругости имеет очень большую величину, например для воды $K = 2 \cdot 10^3$ МПа. При увеличении давления модуль упругости жидкостей возрастает. Зависимость для определения величины модуля упругости от давления имеет вид

$$K = (1 + \alpha p + \beta p^2) / (\alpha + 2\beta p), \quad (15.117)$$

где α и β — эмпирические константы.

Для топлив на органической основе $\alpha = (60 \div 64) \cdot 10^6$; $\beta = (1,4 \div 1,5) \cdot 10^{-8}$. С повышением температуры модуль упругости

уменьшается. Это уменьшение тем больше, чем выше давление. При относительно небольших давлениях и гарантированном отсутствии газа в топливе сжимаемостью можно пренебречь. Однако в ЖРД с высоким давлением подачи и подогревом компонента сжимаемость должна приниматься во внимание. Особенно важен учет сжимаемости при наличии в топливе газа.

Присутствие нерастворенного газа значительно понижает модуль упругости. Например, при содержании в углеродном топливе воздуха в количестве 0,1% по объему модуль упругости снижается приблизительно в 10 раз. Установлено, что для большинства топлив, при наличии в них газа в количестве свыше 0,1% по объему, явление кавитации наступает при давлениях на входе в насос, меньших, чем при давлениях, определенных по величине давления насыщенных паров топлива. Присутствие газа в топливе приводит к изменению характеристик и запаздыванию действия гидравлических регуляторов и следящих систем, а также к потере устойчивости гидравлической системы против автоколебаний. Это должно быть учтено при проектировании всех двигателей, в которых топливо может содержать газовую фазу. Наиболее надежными способами борьбы с растворенным газом являются механическое разделение газовой и жидкостной фаз в топливных баках и установка газожидкостных сепараторов (см. гл. 13).

При заданной температуре количество газа, растворенного в жидкости, определяется уравнением

$$V_f = k_{\text{ж}} p V_{\text{ж}}, \quad (15.118)$$

где p — давление; $k_{\text{ж}}$ — коэффициент растворимости (для большинства стабильных топлив $k_{\text{ж}} = 0,9 \div 1,8$); $V_{\text{ж}}$ — объем жидкости.

Плотность топлива. Плотность смеси веществ определяется по уравнению

$$\rho_{\text{см}} = (\rho_1 V_1 + \rho_2 V_2 + \dots + \rho_n V_n) / 100, \quad (15.119)$$

где $\rho_1, \dots, \rho_n$ — плотность вещества, входящего в смесь; $V_1, \dots, V_n$ — объемная доля вещества смеси, %.

При определении плотности топлива, состоящего из смеси различных жидкостей, следует учитывать, что для каждой жидкости закон изменения плотности по температуре может быть различным, поэтому (15.119) справедливо лишь для заданной, постоянной температуры.

Для сжимаемых жидкостей (в том числе топлив, содержащих газ) плотность будет зависеть от давления. Рассматривая изменение плотности и давления в виде конечных разностей, получаем выражение для определения плотности с учетом сжимаемости:

$$\rho = \rho_0 / (1 - \beta_c \Delta p). \quad (15.120)$$

Влияние температуры на плотность топлива может быть учтено введением коэффициента объемного расширения

$$\beta_t = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho}{dt}. \quad (15.121)$$

Для органических топлив, не содержащих газ, величина β_t может быть принята равной:

$$\beta_t = (7,5 \div 9,0) \cdot 10^{-4}. \quad (15.122)$$

При наличии в жидкости газа величина β_t возрастает. Для определения плотности жидкости при совместном изменении давления и температуры может быть использовано уравнение

$$\rho = \rho_0 / (1 - \beta_c \Delta p) (1 + \beta_t \Delta t). \quad (15.123)$$

Изменение плотности газа при изменении температуры и давления описывается уравнением

$$\rho_p = (\rho_n + m) \frac{273}{T_p} \frac{1}{1 + m/0,804} \frac{P_p}{P_n}, \quad (15.124)$$

где ρ_p — плотность при давлении p и температуре T_p ; ρ_n — плотность при давлении p_n и температуре 273 K ; P_p и T_p — расчетное давление и температура газа; m — содержание паров жидкости, %.

Обычно газ, используемый в двигательных установках, имеет очень высокую степень осушки, что позволяет принимать $m=0$.

Вязкость топлива. Для жидкостей вязкость в зависимости от температуры изменяется по экспоненциальному закону:

$$\eta = \eta_0 \exp[-\lambda(T - T_0)], \quad (15.125)$$

где λ — коэффициент, зависящий от рода жидкости; η — динамическая вязкость при T , К; η_0 — динамическая вязкость при $T_0 = 273\text{ K}$.

Для органических топлив можно принять $\lambda = 0,020 \div 0,035$. Для топлив смешанного агрегатного состояния вязкость может быть определена по уравнению

$$\eta = \eta_0 + \mu d\omega/dy, \quad (15.126)$$

где μ — коэффициент, учитывающий так называемое «напряжение сдвига»; $d\omega/dy$ — градиент изменения скорости по сечению потока.

Вязкость реальных газов можно считать не зависящей от давления (при температурах, меньших, чем температура начала ионизации).

Для большинства стабильных топлив с ростом давления кинематическая вязкость увеличивается, причем для разных температур эта зависимость может быть различной. Изменение вязкости жидкости в зависимости от давления характеризуется уравнением

$$\nu_p = \nu_0 e^{\alpha(p - p_0)}, \quad (15.127)$$

где α — коэффициент изменения вязкости при заданной температуре.

В практических расчетах для определения изменения кинематической вязкости топлива на органической основе в зависимости от давления пользуются эмпирической зависимостью

$$\nu_p = \nu(1 + kp), \quad (15.128)$$

где ν_p и ν — кинематические коэффициенты вязкости при давлениях p и 0,1 МПа соответственно; k — коэффициент, зависящий от вида топлива (для керосина $k = 2,5 \cdot 10^{-3}$).

Для одновременного учета влияния давления и температуры можно использовать обобщенную зависимость

$$\nu = \nu_0 \exp [\alpha(p - p_0) - \lambda(t - t_0)]. \quad (15.129)$$

Наличие в топливе нерастворенного газа вызывает увеличение вязкости, которое может быть вычислено по уравнению

$$\nu_b / \nu_0 = 1 + 0,015 b, \quad (15.130)$$

где ν_b — вязкость топлива, содержащего « b » пузырьков газа (в процентах к объему); ν_0 — вязкость топлива без газа.

Теплоемкость и теплопроводность. Теплоемкость c_p [кДж/(кг·К)] и теплопроводность c_t [кДж/(м·с·К)] топлива определяются экспериментально. Как теплоемкость, так и теплопроводность зависят от изменения температуры.

Для стабильных компонентов жидкого ракетного топлива эти изменения с достаточной степенью точности могут быть определены уравнениями

$$c_p = \alpha_1 4,19 / \sqrt{g\rho_{15}} (0,403 + 0,00081 t); \quad (15.131)$$

$$c_t = \alpha_2 (1 + 0,012 t) 0,0419, \quad (15.132)$$

где ρ_{15} — плотность топлива при температуре $+15^\circ \text{C}$; t — температура топлива; α_1 и α_2 — коэффициенты, зависящие от вида топлива; g — ускорение силы тяжести. В проектных расчетах можно принять: $\alpha_1 = 0,970 \div 1,05$; $\alpha_2 = (22 \div 35) \cdot 10^{-5}$ (например, для керосина $\alpha_1 = 1,00$; $\alpha_2 = 27 \cdot 10^{-5}$).

Потеря сплошности (разрыв потока топлива). При определенных условиях действующие на жидкость силы могут стать больше сил межмолекулярного взаимодействия (сил когезии), и сплошность струи жидкости нарушается — наступает разрыв потока.

В частности, такое явление имеет место при давлениях, близких к давлению упругих паров. Это объясняется тем, что с увеличением температуры силы когезии уменьшаются и при кипении практически исчезают. При расчетах систем и элементов ЖРД (в частности, параметров потока на входе в насос) обычно считают, что поток топлива разрывается (наступает кавитация) при давлениях, равных или близких к давлению насыщенных паров при данной температуре. Однако в большинстве эксплу-

атационных случаев поток топлива разрывается при значительно более высоких давлениях, причем критическое давление, соответствующее началу кавитации, зависит от количества газа, содержащегося в топливе в нерастворенном виде.

Гидравлические сопротивления. При расчете гидравлических сопротивлений (потерь давления) пользуются безразмерным коэффициентом гидравлического сопротивления ξ , представляющим собой отношение величины потерь давления Δp к скоростному напору $\rho\omega^2/2$ в данном сечении:

$$\xi = 2\Delta p / (\rho\omega^2). \quad (15.133)$$

При установившемся течении жидкости и отсутствии кавитации коэффициенты сопротивления определяются, главным образом, конструктивными параметрами проточной части рассматриваемого элемента и режимом течения жидкости, характеризруемыми критериями Рейнольдса (**Re**) и Маха (**M**). Поэтому методика определения ξ практически одинакова для любой среды. Ниже приведена методика вычисления коэффициентов сопротивления при движении потока по трубам и через некоторые типы конструктивных элементов, применяемых в ЖРД.

Потери давления по длине канала. Потери при изотермическом течении. Потери на трение при движении потока по прямой трубе или кольцевому каналу вычисляются по формулам

$$\Delta p = \xi \rho \omega^2 / 2; \quad (15.134)$$

$$\xi = \lambda / D_r, \quad (15.135)$$

где λ — коэффициент сопротивления трения единицы относительной длины трубы (длины, равной гидравлическому диаметру); l — длина трубы; ξ — коэффициент сопротивления трения всего рассчитываемого участка; ρ — плотность; D_r — гидравлический диаметр.

При числе $M < 0,7 \div 0,8$ сжимаемостью жидкости можно пренебречь и величина коэффициента ξ зависит от числа **Re** и относительной шероховатости трубы $\bar{\Delta}$. Под относительной шероховатостью понимают отношение средней высоты бугорков на внутренней поверхности трубы Δ (абсолютной геометрической шероховатости) к гидравлическому диаметру трубы D_r :

$$\bar{\Delta} = \Delta / D_r. \quad (15.136)$$

Труба считается гладкой, т. е. ее шероховатость может не учитываться, если соблюдается условие

$$\bar{\Delta} \leq 23 / \text{Re}. \quad (15.137)$$

Ориентировочные значения абсолютной шероховатости Δ (мм) некоторых типов цельнотянутых труб, применяемых в ЖРД, приведены ниже:

Трубы стальные	0,02 ÷ 0,10
Трубы из алюминия	0,015 ÷ 0,06
Трубы из латуни, меди и свинца	0,0015 ÷ 0,0100
Трубы с внутренним полимерным покрытием	0,15 ÷ 0,28
Трубы стальные оцинкованные	0,07 ÷ 0,10

При проектировании ДУ следует обратить особое внимание на то, чтобы исключить возможность затекания металла во внутреннюю полость трубы при сварке стыка, образования «гарта», а также появления буртов или выступающих элементов в местах фланцевых соединений, так как в этих случаях гидравлическое сопротивление трубы возрастает.

Расчетные формулы для определения коэффициентов сопротивления трения λ в различных диапазонах числа Re приведены в табл. 15.2.

Таблица 15.2

$Re < Re_{кр},$ $Re_{кр} = 3500$	$Re_{кр} < Re \frac{560}{\Delta},$ $Re_{кр} = 3500$	$\frac{560}{\Delta} < Re$
$\lambda = \frac{64\omega}{Re}$	В диапазоне $0,01 \leq \Delta \leq 0,6001$ $\lambda = 0,1 \left(1,46 \Delta + \frac{100}{Re} \right) \omega^{0,25}$ В диапазоне $0,0001 \leq \Delta \leq 0,01$ $\lambda = \frac{1,42\omega}{\left[\lg \left(\frac{Re}{\Delta} \right) \right]^2}$	$\lambda = \frac{\omega}{\left[2 \lg \left(\frac{3,7}{\Delta} \right) \right]^2}$

В этой таблице ω — коэффициент, характеризующий форму канала. Для круглого канала $\omega = 1$. Для кольцевого канала (кольцевой щели) и межрубашечного зазора тракта охлаждения камеры ЖРД и ЖГГ $\omega = 1,5$. Для прямоугольного сечения со сторонами a/b величина коэффициента приведена ниже:

a/b	< 0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0
ω	1,5	1,32	1,25	1,10	1,03	0,97	0,91	0,90

Для винтового канала (спиральный канал тракта охлаждения камеры ЖРД и ЖГГ)

$$\omega = (1 \div 3,5) D_r / d_n, \quad (15.138)$$

где d_n — диаметр винтовой линии в расчетном сечении.

Коэффициент сопротивления трения в сифонах $\lambda = 0,0055 \div 0,100$. Коэффициент сопротивления трения гибких шлангов при $5000 < Re < 12 \cdot 10^4$ определяется по уравнению

$$\lambda = A / Re^{0,265}, \quad (15.139)$$

где $A = 0,38 \div 0,62$ (в зависимости от качества гибкого шланга).

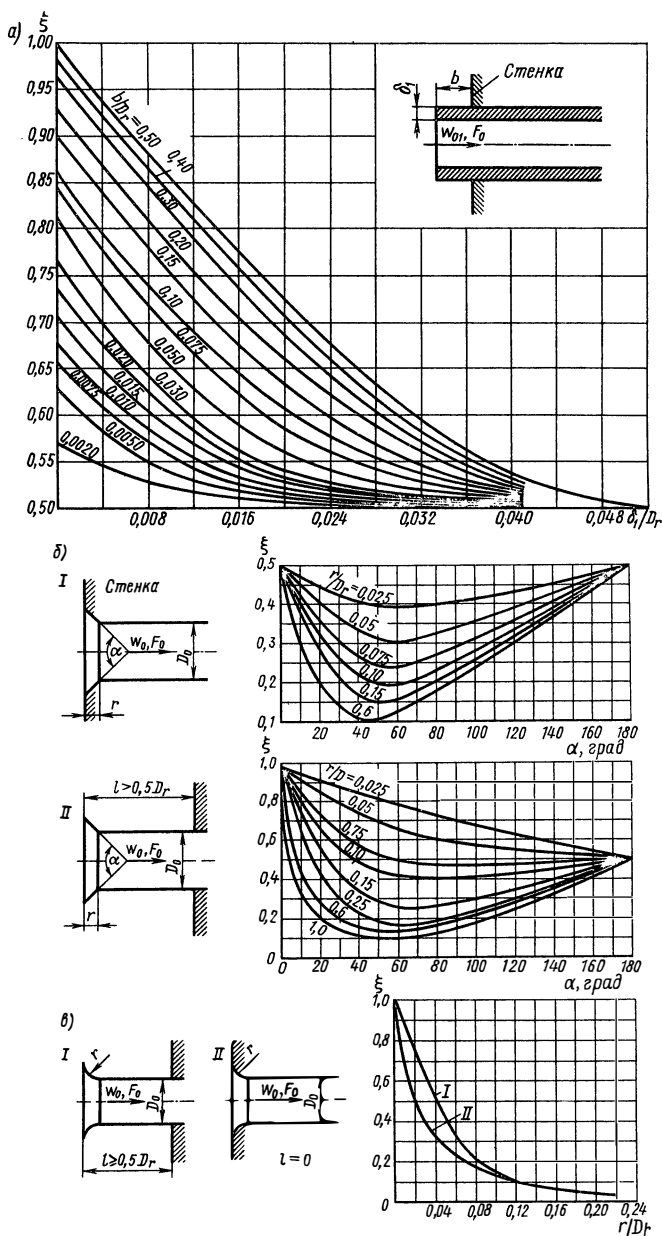


Рис. 15.18. Зависимость коэффициента местного сопротивления:

а—для прямого входа в трубу постоянного сечения; б—для входа в трубу постоянного сечения с коническим диффузором; в—при удалении входа в трубу от стенки бака на величину свыше 0,5 диаметра трубы; I—при заделке входа в трубу «заподлицо» со стенкой; II—при входе в трубу с плавным коллектором; I—без торцевой стенки; II—с торцевой стенкой

При предварительных расчетах можно определить диаметры трубопроводов, задавшись скоростями потока 1,5—3 м/с для коммуникаций низкого давления (до насосов) и 2—7 м/с для коммуникаций высокого давления (за насосами). Скорость потока в напорных трубопроводах двигателей с дожиганием может быть принята значительно большей (до 20 м/с).

При течении жидкостей, температура которых значительно отличается от температуры окружающей среды, следует учитывать влияние изменения температуры на вязкость жидкости, а следовательно, и на гидравлические сопротивления, которые получаются большими при течении с нагреванием и меньшими при изотермическом течении. Влияние теплообмена можно учесть с помощью уравнения

$$\lambda_T = \lambda_0 \sqrt{v_{ж}/v_{ст}}, \quad (15.140)$$

где λ_T и λ_0 — коэффициенты сопротивления трения с учетом и без учета изменения температуры соответственно; $v_{ж}$ — вязкость при средней температуре жидкости; $v_{ст}$ — вязкость, соответствующая средней температуре стенки.

Вход потока в трубы. Вход с увеличением скорости. Сопротивление входа зависит от формы переходного участка и соотношения чисел Re на участках с большим и меньшим сечением. В наиболее неблагоприятном случае коэффициент сопротивления входа $\xi = 1$. Сопротивление входа можно значительно уменьшить, если осуществить плавный переход от широкого сечения к узкому. На рис. 15.18 — приведены данные, необходимые для вычисления коэффициента местного сопротивления входа переходных участков различных форм при истечении из бесконечно большого объема. Зависимость отношения r/D_r от ξ при торцовой стенке и без торцовой стенки приведена ниже:

r/D_r	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,12	0,16	0,20
ξ при $l > 0,5 D_r$...	1,0	0,65	0,49	0,39	0,32	0,27	0,22	0,18	0,10	0,06	0,03
ξ при $l = 0$	0,50	0,43	0,36	0,31	0,26	0,22	0,20	0,15	0,09	0,06	0,03

Ниже приведены данные для определения коэффициента гидравлического сопротивления при резком увеличении скорости течения в трубопроводе:

$\frac{F_0}{F_1}$	Re													
	10	20	30	40	50	10^2	$2 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$	10^3	$2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	10^4	$> 10^4$
0,1	5,00	3,20	2,40	2,00	1,80	1,30	1,04	0,82	0,64	0,50	0,80	0,75	0,50	0,45
0,2	5,00	3,10	2,30	1,84	1,62	1,20	0,95	0,70	0,50	0,40	0,60	0,60	0,40	0,40
0,3	5,00	2,95	2,15	1,70	1,50	1,10	0,85	0,60	0,44	0,30	0,55	0,55	0,35	0,35
0,4	5,00	2,80	2,00	1,60	1,40	1,00	0,78	0,50	0,35	0,25	0,45	0,50	0,30	0,30
0,5	5,00	2,70	1,80	1,46	1,30	0,90	0,65	0,42	0,30	0,20	0,40	0,42	0,25	0,25
0,6	5,00	2,60	1,70	1,35	1,20	0,80	0,56	0,35	0,24	0,15	0,35	0,35	0,20	0,20

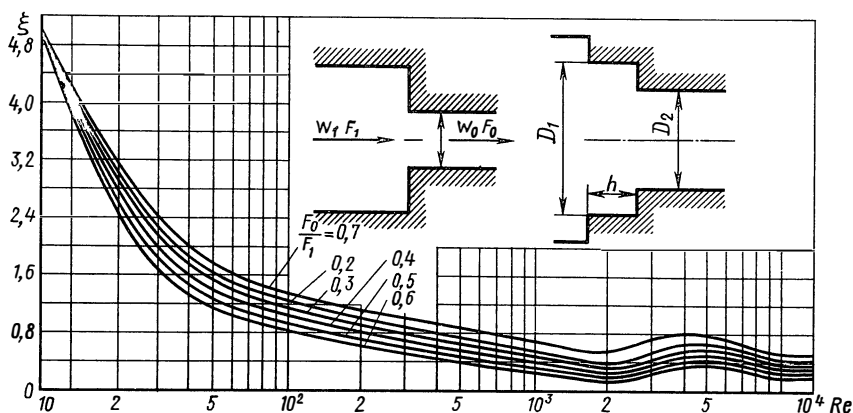


Рис. 15.19. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления при резком увеличении скорости течения в трубопроводе

Зависимость коэффициента сопротивления при резком увеличении скорости течения в трубопроводе показана на рис. 15.19.

Учет влияния скорости в объеме истечения осуществляется по уравнению

$$\xi' = \xi(1 - F_0/F_1), \quad (15.141)$$

где коэффициент ξ определяется при условии $F_1 = \infty$.

При установке трубопровода под углом к торцевой стенке коэффициент сопротивления

$$\xi = 0,5 + 0,3 \cos \delta + 0,2 \cos^2 \delta, \quad (15.142)$$

где δ — угол между осью трубы и стенкой.

Коэффициент сопротивления входа для труб, заделываемых в торец, может быть снижен путем установки перед входом кольцевого ребра или расточки (рис. 15.19). Гидравлическое сопротивление снижается из-за того, что возникающий в срывной области вихрь способствует плавному, безотрывному течению потока в сечении трубы. Это обстоятельство следует учитывать при проектировании соединений трубопроводов с агрегатами ЖРД.

В качестве примера можно указать следующие соотношения: для расточки при $D_1/D_0 = 1,2$ оптимальное соотношение $h/D_0 = 0,2$, при этом коэффициент сопротивления снижается с $\xi = 0,5$ до $\xi = 0,1$.

Вход с уменьшением скорости. При равномерном распределении скоростей в сечении с малой площадью (F_0), $Re \geq 3500$ (турбулентное течение) и внезапном расширении

$$\xi = (1 - F_0/F_2)^2. \quad (15.143)$$

В реальных условиях распределение скоростей перед внезапным расширением неравномерно, что создает дополнительные потери, величина которых зависит от закона распределения скоростей по сечению канала. Коэффициент гидравлического сопротивления при внезапном расширении с учетом неравномерного распределения скоростей определяется по формуле Идельчика

$$\xi = 1/N^2 + N - 2M/N, \quad (15.144)$$

где $M = \frac{1}{F_0} \int_{F_0} \left(\frac{\omega}{\omega_{\max}} \right)^2 dF$ коэффициент количества движения на выходе

из узкого канала; $N = \frac{1}{F_0} \int_{F_0} \left(\frac{\omega}{\omega_{\max}} \right)^3 dF$ — коэффициент кинетической энергии потока на выходе из узкого канала.

Величины M и N зависят от закона распределения скоростей (профиля скоростей) по сечению канала. При турбулентном движении в длинных трубах и диффузорах с малым углом раствора (до 10°) профиль распределения скоростей описывается степенным законом:

$$\omega/\omega_{\max} = (1 - 2y/D_0)^{1/m}, \quad (15.145)$$

где $\omega_{\max}$ — максимальная скорость потока в сечении; y — расстояние от стенки трубы.

Значения m , соответствующие диффузорам с различными углами раскрытия α , даны ниже:

α , град	2	4	6	8
m	6	4	3	2

При степенном распределении скоростей для труб и диффузоров

$$M = (2m+1)^2 (m+1) / [4m^2 (m+2)]; \quad (15.146)$$

$$N = (2m+1)^3 (m+1)^3 / [4m^4 (2m+3)(m+3)]. \quad (15.147)$$

При выходе потока в объем, где скорость пренебрежимо мала и потери сводятся к потерям кинетической энергии, коэффициент сопротивления $\xi = N$.

При подводе жидкости в сопловой коллектор камеры ЖРД (рис. 15.20) гидравлические сопротивления в значительной степени зависят от правильного выбора геометрических размеров диффузора и рас-

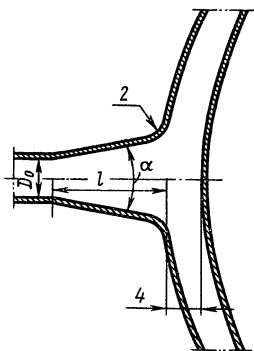
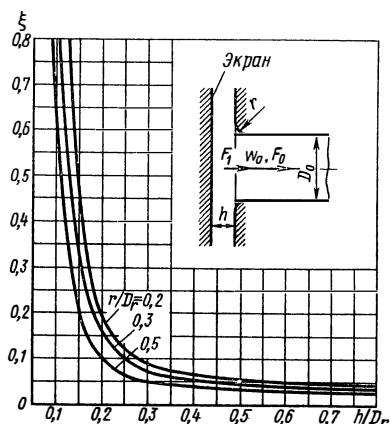


Рис. 15.20. Выход потока из диффузора в коллектор

Рис. 15.21. Зависимость коэффициента местного сопротивления при входе в трубу из коллектора



стояния между срезом трубы и экраном h . Проведенные экспериментальные работы рекомендуют следующие параметры этого узла: относительная длина диффузора с закругленными краями $l/D_r = 2,5$ (D_r — гидравлический диаметр трубы); угол раскрытия $\alpha = 14 \div 10$; относительное расстояние экрана от диффузора $h/D_r = 0,24 \div 0,26$. Коэффициент сопротивления такого ввода $\xi = 0,25 \div 0,35$. Ниже показана зависимость отношения h/D_r от коэффициента ξ :

$\frac{h}{D_r} = 0,10$	0,125	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,80
ξ при $r/D_r = 0,2$	0,80	0,45	0,19	0,12	0,09	0,07	0,06	0,05	0,05
ξ при $r/D_r = 0,3$	0,50	0,34	0,17	0,10	0,07	0,06	0,05	0,04	0,04
ξ при $r/D_r = 0,5$	0,65	0,36	0,10	0,07	0,05	0,04	0,04	0,03	0,03

На рис. 15.21 приведена зависимость коэффициента местного сопротивления при входе из коллектора в трубу. В заключение следует указать, что при всех режимах течения потери на внезапное расширение можно снизить на (30—40)% путем установки в зоне вихреобразования соответствующих дефлекторов.

Поворот потока. Коэффициент местного сопротивления при повороте потока в трубах вычисляется по формулам: для гнутых труб

$$\xi = A_1 B_1; \quad (15.148)$$

для труб, сваренных под углом δ , встык,

$$\xi = k \left(0,95 \sin^2 \frac{\delta}{2} + 2,05 \sin^4 \frac{\delta}{2} \right), \quad (15.149)$$

где A_1 — коэффициент, учитывающий влияние угла поворота δ , при $\delta = 90^\circ$ $A_1 = 1,0$; при $\delta = 70^\circ$ $A_1 = 0,9$; при $\delta = 100^\circ$ $A_1 = 0,6$; B_1 —

коэффициент, учитывающий влияние относительного радиуса закругления;

при $R_0/D_r < 1$ $B_1 = 0,21/(R_0/D_r)^{2,5}$;

при $R_0/D_r > 1$ $B_1 = 0,45/(R_0/D_r)^{0,5}$.

Поправочный коэффициент k для различных углов поворота δ приведен ниже:

δ , град	20	30	45	60	75	90	110	130	150	180
k	2,50	2,22	1,87	1,50	1,28	1,20	1,20	1,20	1,20	1,20

Приведенная методика определения коэффициентов местных сопротивлений при повороте потока справедлива при $Re > 2 \cdot 10^5$. При меньших числах Re должны быть введены поправки, учитывающие влияние трения:

а) для $0,5 < Re/D_r < 0,55$; $3 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$

$$\xi = 0,45\lambda\xi_{Re > 2 \cdot 10^5}; \quad (15.150)$$

б) для $Re/D_r > 0,55$; $3 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$

$$\xi = 0,64\xi_{Re > 2 \cdot 10^5}, \quad (15.151)$$

где λ — коэффициент сопротивления трения единицы относительной длины гладкой трубы, определяемый по методике, рассмотренной выше; $\xi_{Re > 2 \cdot 10^5}$ — коэффициент местного сопротивления при повороте, определенный для $Re > 2 \cdot 10^5$.

Потери при повороте потока могут быть существенно снижены путем установки на участке поворота дефлекторов (направляющих лопаток), препятствующих отрыву струи.

Слияние и разделение потоков. Расчетная схема дана на рис. 15.22. Расчетные формулы для определения коэффициента сопротивления, оценивающего потери, возникающие при слиянии и разделении потоков следующие:

1. Слияние потоков при $F_\pi = F_c$

$$\xi_{сб} = A \left[1 + \left(\frac{Q_6 F_c}{Q_c F_6} \right)^2 - 2 \left(1 - \frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 - 2 \frac{F_c Q_6^2}{F_6 Q_c^2} \cos \alpha \right]; \quad (15.152)$$

$$\xi_{сн} = 1 - \left(1 - \frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 - 2 \frac{F_c}{F_6} \left(\frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 \cos \alpha. \quad (15.153)$$

2. Слияние потоков при $F_6 + F_\pi = F_c$

$$\xi_{сб} = 1 + \left(\frac{Q_6 F_c}{Q_c F_6} \right)^2 - 2 \frac{F_c}{F_\pi} \left(1 - \frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 - 2 \frac{F_c Q_6^2}{F_6 Q_c^2} \cos \alpha + k_6; \quad (15.154)$$

$$\xi_{сн} = 1 + \left(\frac{F_c}{F_\pi} \right)^2 \left(1 - \frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 - 2 \frac{F_c}{F_\pi} \left(1 - \frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 \cos \alpha + k_\pi. \quad (15.155)$$

3. Разделение потоков при $F_{\Pi} = F_c$

$$\xi_{сб}^* = 1 + \left(\frac{Q_6 F_6}{Q_c F_c} \right)^2 - 2 \frac{Q_6 F_c}{Q_c F_6} \cos \alpha; \quad (15.156)$$

$$\xi_{с\pi} = 0,4 \left[1 - \left(1 - \frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 \right]. \quad (15.157)$$

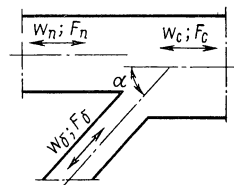


Рис. 15.22. Схема слияния (разделения) потоков

4. Разделение потоков при $F_6 + F_{\Pi} = F_c$

$$\xi_{сб} = \xi_{сб}^* k_6' \left(\frac{Q_6 F_c}{Q_c F_6} \right)^2. \quad (15.158)$$

Здесь F —площадь сечения трубы; α —угол отвода боковой трубы; Q —расход через трубу; индексы «б», «п», «с» обозначают параметр, относящийся к боковой трубе, прямой трубе и трубе, по которой проходит суммарный расход соответственно; $\xi_{сб}$ —коэффициент сопротивления боковой трубы; $\xi_{с\pi}$ —коэффициент сопротивления прямой трубы; $\xi_{сб}^*$ —коэффициент сопротивления, вычисленный по уравнению (15.156). Значения коэффициентов A приведены ниже:

F_6/F_c	0,0÷0,2	0,3÷0,4	0,6	0,8	1,0
A при $\alpha=0\div60^\circ$	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
A при $\alpha=90^\circ$	1,0	0,75	0,70	0,65	0,60

Значения коэффициентов k_6 , k_{π} , k_6' приведены в табл. 15.3.

Таблица 15.3

α	F_6/F_c								k_6'
	0,10		0,20		0,35		0,5		
	k_6	k_{π}	k_6	k_{π}	k_6	k_{π}	k_6	k_{π}	
15	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,14	0,00	0,40	0,4
30	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,17	0,00	0,35	0,16
45	0,00	0,05	0,00	0,14	0,00	0,14	0,00	0,30	0,36
60	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,10	0,10	0,25	0,64
90	0,00	0,00	0,10	0,00	0,20	0,00	0,25	0,00	1,00

В ЖРД широко применяют симметричные тройники (рис. 15.23). Коэффициент сопротивления этих тройников для слияния потоков при $F_c = 2F_6$ рассчитывается по уравнению

$$\xi_{сб} = 4 \frac{Q_6}{Q_c} (0,9 + \cos^2 \alpha) + \left(\frac{Q_6}{Q_c} \right)^4 \left[1 + \left(\frac{Q_c}{Q_6} - 1 \right)^4 \right] (1 - \cos \alpha) - 4 \left(\frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 \cos^2 \alpha - 4 (0,2 + 0,5 \cos^2 \alpha). \quad (15.159)$$

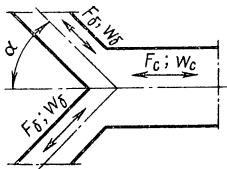


Рис. 15.23. Симметричный тройник

Для определения коэффициента сопротивления симметричного тройника при разделении потоков может быть использована следующая зависимость:

$$\xi_{с6} = 1 + \left(\frac{Q_6 F_6}{Q_c F_c} \right)^2 - 2 \frac{Q_6 F_c}{Q_c F_6} \cos \alpha. \quad (15.160)$$

Для снижения гидравлического сопротивления тройников можно рекомендовать: уменьшение угла отвода боковой линии, оформление подвода боковой линии в виде диффузора и скругление кромок на месте стыка отводов.

При проектировании тройников, рассчитанных на большие объемные расходы криогенных топлив, особое внимание должно быть обращено на исключение возможности возникновения в месте разделения потоков замкнутого циркуляционного вихря. Образование такого вихря может вызвать пульсации столба топлива в трубопроводе, возникновение нерасчетных, переменных по времени гидравлических сопротивлений (и, как следствие этого, перераспределение расходов топлива), а также возникновение гидравлических ударов при срывах вихря. Для устранения этих явлений рекомендуется обеспечить наибольшую плавность сопряжения боковых отводов путем введения направляющих лопаток, а также применение диффузора для бокового отвода.

В крестовинах характер движения потока в основном аналогичен движению потока в тройниках.

Для расчета коэффициентов сопротивления крестовин при разделении потока могут быть использованы уравнения (15.156) — (15.159). Коэффициент сопротивления крестовин в случае слияния потоков при боковом отводе ($F_c = F_n$)

$$\begin{aligned} \xi_{1с6} = 1 + \left(\frac{Q_{161} F_c}{Q_c F_{16}} \right)^2 - 8 \left(\frac{Q_{161}}{Q_c} \right)^2 \frac{\left[\frac{Q_c}{Q_{16}} - \left(1 + \frac{Q_{261}}{Q_{161}} \right)^2 \right]}{\left[4 - \left(1 + \frac{Q_{26}}{Q_{16}} \right) \frac{Q_{16}}{Q_c} \right]} - \\ - 2 \left(\frac{Q_{161}}{Q_c} \right)^2 \frac{F_c}{F_{16}} \left[1 + \left(\frac{Q_{26}}{Q_{16}} \right)^2 \right] \cos \alpha. \end{aligned} \quad (15.161)$$

При определении коэффициента сопротивления другого бокового ответвления $\xi_{2с6}$ индексы «1» и «2» в уравнении (15.161) меняются местами.

При прямом проходе ($F_c = F_n$)

$$\xi_{1сн} = 1 + \frac{Q_n}{Q_c} - \frac{(1 + Q_n/Q_c)}{(0,75 + 0,25 Q_n/Q_c)} \left(\frac{Q_n}{Q_c} \right)^2 -$$

$$-2 \left(\frac{Q_n}{Q_c} \right)^2 \frac{F_c}{F_{16}} \frac{[1 + (Q_{26}/Q_{16})^2]}{(1 + Q_{26}/Q_{16})^2} \left(\frac{Q_c}{Q_n} - 1 \right)^2 \cos \alpha. \quad (15.162)$$

Течение через дроссель. Для обеспечения заданного гидравлического сопротивления в ряде элементов ЖРД применяются дроссели, обеспечивающие снижение давления в потоке на определенную величину. Обычно в качестве дросселей используют диафрагмы (рис. 15.24, а), устанавливаемые либо в трубопроводе, либо на входе в агрегат.

Для диафрагмы с острыми краями при $Re > 10^5$ и $l/D \leq 0,15$ расчетная формула для определения коэффициента сопротивления имеет вид:

при $F_1 = F_2$

$$\xi = \left(1 + 0,707 \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1} - \frac{F_0}{F_1}} \right)^2 \left(\frac{F_1}{F_0} \right)^2 k_m, \quad (15.163)$$

при $F_1 \neq F_2$

$$\xi = \left(1 + 0,707 \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1} - \frac{F_0}{F_2}} \right)^2 k_m, \quad (15.164)$$

где k_m — коэффициент, учитывающий влияние сжимаемости жидкости (газа), его величину определяют по графику, изображенному на рис. 15.25. Следует обратить внимание на правильность конструктивного оформления места установки диафрагмы. Местное изменение скорости перед диафрагмой, вызванное, например, наличием соединения трубопроводов, может в 2—3 раза изменить ее расчетное сопротивление. При необходимости срабатывания на дросселе сверхкритических перепадов давления проточная часть дросселя может быть выполнена в виде сопла Лавала (трубки Вентури). Характерной особенностью такого дросселя является его способность изменять срабатываемый перепад давления в зависимости от изменения давления потребителя. Соответствующие расчетные зависимости даны в § 3.8 при анализе условий работы сопла, работающего в режиме перерасширения.

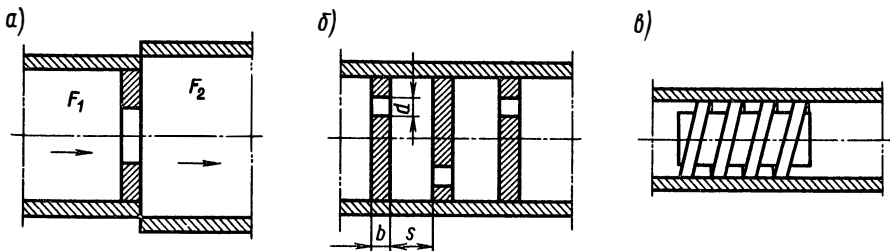


Рис. 15.24. Дроссель

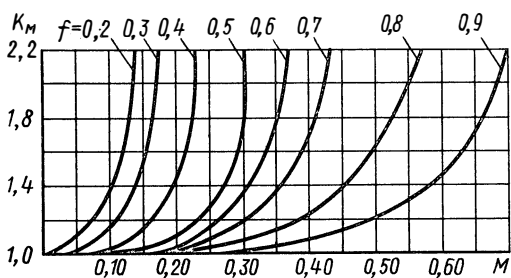


Рис. 15.25. Зависимость коэффициента, учитывающего влияние сжимаемости жидкости для различных $f = D_0/D$ при $D = D_1 = D_2$

В некоторых случаях дроссель должен иметь большое по абсолютной величине гидравлическое сопротивление (свыше нескольких мегапаскалей). Однако снижать диаметр отверстия менее чем на 0,5 мм нежелательно, так как при столь малых размерах дроссель будет работать нестабильно из-за возможности обмерзания или засорения. В этих

случаях можно устанавливать последовательно несколько дроселирующих отверстий, смонтированных в общем корпусе (многоступенчатый дроссель). В многоступенчатом дросселе (см. рис. 15.24, б) толщина стенки каждой шайбы $b = (1,5—2,5) d$, а расстояние между шайбами $S = (3—7) d$, где d — диаметр отверстия дросселя. Отверстия в шайбах должны быть смещены с оси и расположены в диаметрально противоположных точках.

Коэффициент сопротивления n ступенчатого дросселя меньше коэффициента сопротивления n дросселей. Это отличие объясняется взаимным влиянием дросселей друг на друга. Коэффициент сопротивления многоступенчатого дросселя

$$\xi_n = 1,27 \xi_1 \sqrt{n}, \quad (15.165)$$

где ξ_1 — коэффициент сопротивления единичного дросселя.

Большие перепады давления могут обеспечить также винтовые дроссельные устройства (см. рис. 15.24, в), создающие высокие гидравлические сопротивления главным образом за счет потерь на трение в винтовом канале.

Ориентировочные значения коэффициентов местного сопротивления для некоторых агрегатов и деталей, устанавливаемых в топливных коммуникациях ЖРД, приведены ниже:

Сильфон (без поворота потока)	0,05—0,100
Угольник (поворот потока на 90°)	1,2—1,3
Тройник-ответвление	3,5
Кран золотниковый	1,0—2,5
Обратный клапан грибовый	2,0—2,4
Обратный клапан шариковый	2,2—2,8
Фильтр сетчатый	1,5—2,5
Кран-дроссель (заслонка) открытый	0,2—0,3
Мембранный клапан прямооточный	0,10—0,15
Пневмокран отсечной (поворот потока на 90°)	1,5—1,8
Пневмокран отсечной прямооточный	0,4—0,7
Вход в охлаждающую рубашку	0,2—3,5
Фланцевое соединение трубопроводов	0,1

Шаровое соединение трубопроводов	0,2
Ниппельное соединение трубопроводов	~ 0,3
Направляющая решетка	0,05—0,10
Кран-дроссель грибовый (поворот на 90°) открытый	2,0—4,0
Датчик расходомера турбинный:	
при вращающейся крыльчатке	~ 7,0
при заторможенной крыльчатке	11,0—12,0
Выход из топливного бака (коллектора)	~ 1,0
Вход в топливный бак (коллектор)	~ 0,5

Основы расчета течения сжимаемой жидкости. Расчет газопроводов. Для ЖРД характерно наличие газа в топливе. Если газ присутствует в виде механической смеси с жидкостью, то такая смесь не может рассматриваться как капельная жидкость. В этом случае течение топлива следует рассматривать как течение сжимаемой жидкости, законы движения которой подчиняются законам течения газа. Отсюда все полученные в настоящем параграфе зависимости в равной степени применимы как для расчета условий течения газа (пневматический расчет), так и топлива, содержащего газ в механической смеси.

Течение вязкого газа по каналу. Уравнение неразрывности для установившегося течения газа по каналу постоянного сечения имеет вид

$$m/F = \omega_1 \rho_1 = \omega_2 \rho_2 = \omega \rho = \text{const}, \quad (15.166)$$

где m — массовый расход газа; F — площадь сечения; ω — средняя скорость течения в данном сечении; ρ — плотность газа в том же сечении.

Рассмотрим элемент dx горизонтальной цилиндрической трубы с площадью F . Для левого сечения элемента скорость и давление имеют значения ω и p . Для правого — $\omega + d\omega$ и $p + dp$. Секундный прирост количества движения для выделенного элементарного объема определится зависимостью

$$md\omega = \rho F \omega d\omega, \quad (15.167)$$

где m — масса элементарного объема.

На выделенный объем действуют две внешние силы — сила давления и сила трения.

Секундный импульс равнодействующей внешних сил

$$dR = [pF - (p + dp)F - \tau_0 S dx] = -F dp - \tau_0 S dx, \quad (15.168)$$

где τ_0 — касательное напряжение на стенке трубы, обусловленное наличием сил трения; S — периметр поперечного сечения трубы.

Приравнявая уравнения (15.167) и (15.168), получаем

$$-F dp - \tau_0 S dx = \rho F \omega d\omega,$$

или

$$dp + \rho \omega^2 / 2 + \tau_0 S dx / F = 0. \quad (15.169)$$

Потери на трение по длине трубы могут быть выражены через перепад давления — $\Delta p_{\text{тр}}$ в виде

$$\pi d^2 \Delta p_{\text{тр}} / 4 - \pi \tau_0 dl = 0 \quad (15.170)$$

или, используя (15.134),

$$\lambda = 4\tau_0 / (\rho \omega^2 / 2). \quad (15.171)$$

Подставляя уравнение (15.171) в (15.169), получаем

$$dp + \rho d\left(\frac{\omega^2}{2}\right) + \frac{\lambda \rho \omega^2 S}{2F} dx = 0. \quad (15.172)$$

Основное уравнение движения сжимаемой среды имеет вид

$$\frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{\omega_1^2}{2} = \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{\omega_2^2}{2} = \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0}, \quad (15.173)$$

где индексом «0» обозначены заторможенные параметры. С помощью уравнения состояния это уравнение может быть преобразовано к виду

$$\frac{k}{k-1} \mathbf{R} T_1 + \frac{\omega_1^2}{2} = \frac{k}{k-1} \mathbf{R} T_2 + \frac{\omega_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} \mathbf{R} T_0. \quad (15.174)$$

Для нашего рассмотрения практический интерес представляют два крайних случая течения: при постоянной температуре газа по длине канала — изотермическое течение и при полном отсутствии теплообмена — адиабатическое течение.

Первый случай характерен для течения двухфазного топлива (так как большая теплоемкость жидкости обеспечивает практически постоянную температуру содержащегося в ней газа); второй — для течения газа по газопроводу.

Рассмотрим подробнее эти два случая.

Адиабатическое течение. Из (15.173) определяем давление в произвольном сечении трубопровода:

$$p - \frac{\rho}{\rho_1} p_1 = \frac{k-1}{k} \frac{\rho}{2} (\omega_1^2 - \omega^2). \quad (15.175)$$

Индексом «1» обозначены параметры, относящиеся к начальному сечению газопровода, параметры без индексов относятся к произвольному сечению.

Из (15.167) следует

$$\rho / \rho_1 = \omega_1 / \omega. \quad (15.176)$$

Теперь (15.175) может быть переписано в виде

$$p = \frac{\omega_1}{\omega} p_1 + \frac{k-1}{k} \frac{\rho}{2} \left(\frac{\omega_1^3}{\omega} - \omega \omega_1 \right). \quad (15.177)$$

Дифференциал этого уравнения по скорости имеет вид

$$dp = \left[-\frac{(k-1)p_1}{2k} \left(\frac{\omega_1^3}{\omega^2} + \omega_1 \right) - \frac{\omega_1}{\omega} p_1 \right] d\omega. \quad (15.178)$$

Подставляя полученное значение dp в (15.172), получаем

$$\frac{\lambda}{d} dx = \frac{2p_1}{\rho_1} \frac{d\omega}{\omega^3} + \frac{k-1}{k} \left(\frac{\omega_1^2}{\omega^3} + \frac{1}{\omega} \right) d\omega - \frac{d(\omega^2)}{l\omega^2}. \quad (15.179)$$

Интегрируя это уравнение при допущении $\lambda = \text{const}$ на участке длиной l от начального сечения до заданного, получаем

$$\lambda \frac{l}{d} = \left(\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{k-1}{2k} \omega_1^2 \right) \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega^2} \right) - \frac{k+1}{k} \ln \frac{\omega}{\omega_1}. \quad (15.180)$$

На основании (15.163), (15.164) можно записать

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{k-1}{k} \omega_1^2 = \frac{p_{01}}{\rho_{01}} = \mathbf{R}T_0 \quad (15.181)$$

(индексом «0» обозначены параметры торможения). С учетом (15.181) зависимость (15.180) может быть переписана в виде

$$\lambda \frac{l}{d} = \mathbf{R}T_0 \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega^2} \right) - \frac{k+1}{k} \ln \frac{\omega}{\omega_1}. \quad (15.182)$$

Записываем (15.174) для источника давления (аккумулятор газа, бак и др.) и начального сечения газопровода:

$$\omega_1^2 = \frac{k}{k-1} 2\mathbf{R}T_0 \left(1 - \frac{T_1}{T_0} \right). \quad (15.183)$$

Это уравнение с помощью термодинамических преобразований может быть приведено к виду

$$\omega_1^2 = \frac{2k}{k-1} \mathbf{R}T_0 \left[1 - \left(\frac{p\omega}{p_{01}\omega_1} \right)^{k-1} \left(1 - \frac{k-1}{k} \frac{\omega^2}{2\mathbf{R}T} \right)^{1-k} \right]. \quad (15.184)$$

Учитывая $a = \sqrt{kp/\rho} = \omega_{кр}$, заменяя в (15.182) и (15.183) величины абсолютных скоростей относительными скоростями $\bar{M}_1 = \omega_1 \bar{M} / \omega_{кр} = \omega / \omega_{кр}$ и используя понятие приведенной длины трубопровода

$$\bar{l} = \lambda l / d, \quad (15.185)$$

переписываем (15.182) и (15.183) в виде

$$\bar{l} = \frac{k-1}{2k} \left(\frac{1}{\bar{M}_1^2} - \frac{1}{\bar{M}^2} - 2 \ln \frac{\bar{M}}{\bar{M}_1} \right); \quad (15.186)$$

$$\frac{p}{p_{01}} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \bar{M}_1^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \left(1 - \frac{k-1}{k+2} \bar{M}^2 \right) \frac{\bar{M}_1}{\bar{M}}. \quad (15.187)$$

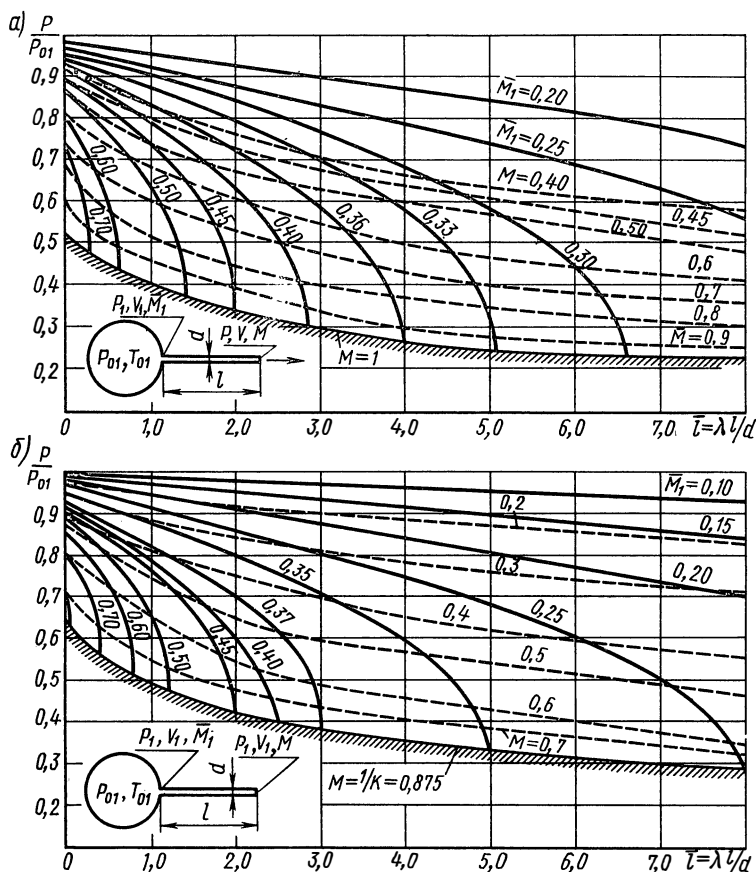


Рис. 15.26. Графики для расчета течения газов в газопроводе

Уравнения (15.186), (15.187) позволяют построить семейство кривых, характеризующих зависимость $p/p_{01} = f(l)$ для ряда фиксированных значений относительной скорости M_1 в начальном сечении трубы и нанести на этой же диаграмме кривые постоянных значений M . Соответствующий график приведен на рис. 15.26, а. Кривая АВ соответствует предельному значению $M=1$, т. е. скорости звука в рассматриваемом сечении.

Расчет трубопровода с помощью рассмотренной методики выполняется следующим образом:

Пример. 15.1. Пусть задан массовый расход газа m и геометрические размеры газопровода l и d . Требуется определить перепад давления между заданным сечением и резервом с давлением p_{01} .

Решение. Задаваясь некоторой средней температурой газа в трубопроводе, определяем среднее значение вязкости ν , число Re и соответствующее ему

значение λ . На основании (15.174) записываем уравнение потока от ресивера до расчетного сечения трубопровода:

$$\frac{k}{k-1} \text{Re} T_{01} = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} + \frac{\omega^2}{2g},$$

где $\rho = 4m/(\pi d^2 \omega)$. Это уравнение решается как квадратичное относительно ω . Затем по зависимостям $\omega_{\text{кр}} = \sqrt{k p / \rho}$; $\bar{M} = \omega / \omega_{\text{кр}}$ определяем величину $\bar{M}$. Рассчитываем приведенную длину трубопровода $\bar{l} = l/d$ и по графику, изображенному на рис. 15.26, а, с помощью определенных ранее величин $\bar{l}$, $\bar{M}$ находим p/p_{01} и искомое значение давления в заданном сечении трубопровода. В случае, если коэффициент λ существенно изменяется при изменении числа Re , можно с помощью найденного значения $\bar{p}$ по уравнению $\bar{p}_{01} = p(T_{01}/T)^{k/(k-1)}$ определить температуру газа в расчетном сечении и, произведя вычисление числа Re для новых значений средней температуры и соответствующей ей вязкости, выполнить повторный, уточняющий расчет.

Пример 15.2. Давления в ресивере и расчетном сечении заданы. Задана геометрия трубопровода. Определить секундный расход газа.

Решение. Задаемся значением коэффициента λ в предположении турбулентного режима течения ($\lambda = 0,02 \div 0,03$), определяем приведенную длину трубопровода $\bar{l}$ и по известному значению p/p_{01} с помощью графика, данного на рис. 15.26, а, находим $\bar{M}_1$. Далее по (15.135) определяем $a_{\text{кр}}$, а затем $w_1 = a_{\text{кр}} \bar{M}_1$. Из (15.174), записанного для ресивера и начального сечения газопровода $T_1 = T_{01} - \frac{k-1}{k} \frac{w_1^2}{2}$, определяем T_1 .

Далее, используя уравнение адиабаты $\rho_1/\rho_{01} = (T_{01}/T_1)^{1/(k-1)}$, определяем с помощью уравнения состояния плотность газа в начальном сечении трубопровода и находим в первом приближении искомый массовый расход газа $m = \omega \rho \pi D^2/4$.

Изотермическое течение. При постоянной температуре связь между давлением и плотностью газа описывается уравнением $p_1/\rho_1 = p/\rho = \text{const}$. Дифференцируя, (15.176) с учетом этого уравнения получаем

$$dp = -p_1 \frac{\omega_1}{\omega^2} d\omega.$$

Подставляя полученное значение dp в (15.179), разделив на $\omega^2/(2\rho)$, проведя преобразования и интегрируя в пределах от начального до заданного сечения трубопровода с учетом уравнения состояния, получим

$$\lambda \bar{l}/d = RT(1/\omega_1^2 - 1/\omega^2) - 2 \ln(\omega/\omega_1). \quad (15.188)$$

Переписываем это уравнение в безразмерных величинах:

$$\bar{l} = \frac{1}{k} \left(\frac{1}{\bar{M}_1^2} - \frac{1}{\bar{M}^2} \right) - 2 \ln \frac{\bar{M}_1}{\bar{M}}.$$

Уравнение (15.188), полученное для изотермического течения, соответствует уравнению (15.186), справедливому для адиабатического течения.

Дифференцируя (15.188) по $\bar{M}$, полагая $\bar{M}_1 = \text{const}$, получаем

$$d\bar{M} = \bar{M} d\bar{l} / [2(1/k\bar{M}^2 - 1)].$$

Анализ этого уравнения показывает, что при $\bar{M}^2 < 1/k$ скорость вдоль потока возрастает, при $\bar{M}^2 > 1/k$ скорость вдоль потока

уменьшается. Значение $M=1/\sqrt{k}$ для изотермического течения в трубе является таким же критическим, как $M=1$ для адиабатического течения. Перейти через это значение M (которое при $k=1,4$ равно $M_{кр}=0,84$), сохраняя изотермическое течение, невозможно, так как любые отклонения от критического значения числа M меняют знак приращения dM и возвращают поток вновь к критическому состоянию.

Для получения второго расчетного уравнения воспользуемся, как и в предыдущем случае, преобразованием уравнения (15.183), выполняемым с учетом уравнения изотермы $p_1 \rho_1 = p \rho$. В результате получаем

$$\omega_1^2 = \frac{2k}{k-1} R T_{01} \left[1 - \left(\frac{p\omega}{p_{01}\omega_1} \right)^{(k-1)/k} \right]. \quad (15.189)$$

Вводя число M и решая относительно p/p_{01} , получаем

$$p/p_{01} = M_1 / \left[M \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)^{k/(k-1)} \right]. \quad (15.190)$$

Уравнения (15.189) и (15.190) позволяют построить для изотермического течения сетку кривых M_1 и M в системе координат $p/p_{01} = f(\bar{l})$. Такой график приведен на рис. 15.26, б. Расчет трубопровода с помощью полученных зависимостей и графика производится следующим образом:

1. При заданных геометрических размерах трубопровода l и d , давлении в расчетном сечении p и массовом расходе m через это сечение определить требуемое давление p_{01} на выходе из газогенератора (аккумулятора сжатого газа, регулятора и др.). По температуре $T_{01} = T = \text{const}$ находим M , затем последовательно Re , λ и l . По заданным T и p с помощью уравнения состояния определяем плотность газа ρ . В заданном сечении скорость

$$\omega = 4m/(\pi d^2 \rho). \quad (15.191)$$

Определяем значение a и рассчитываем M , после чего для вычисленных величин $\bar{l}$ и M по графику рис. 15.26, б определяем p/p_{01} и вычисляем искомую величину p_{01} .

2. При заданных геометрических размерах трубопровода l и d , давлении на выходе из газогенератора p_{01} и давлении в заданном сечении p определить массовый расход газа m через это сечение. Задаемся величиной коэффициента $\lambda = 0,02 \div 0,03$, соответствующей развитому турбулентному течению. Рассчитываем $\bar{l}$ и p/p_{01} и с помощью графика, представленного на рис. 15.26, б, определяем число M . Затем с помощью уравнения состояния по заданным величинам T и p определяем ρ , а потом искомую величину массового расхода газа $m = \omega \pi d^2 \rho / 4$. Расчет второго приближения сводится к определению величины λ , соответствующей скорости потока, рассчитанной при первом приближении и повторении

вышеизложенного расчета для этого вновь найденного коэффициента λ . Цикл последовательных приближений повторяется до получения отличия между двумя последовательными значениями меньше 10%.

3. Рассмотрим пример, наиболее часто встречающийся в практике проектирования: определить диаметр трубопровода при заданных давлении p_{01} в газогенераторе и p в расчетном сечении, массовом расходе газа λ и длине трубопровода l .

Методика расчета в данном случае идентична как для адиабатического, так и для изотермического течений.

Задаемся тремя-четырьмя значениями диаметра трубопровода d . При этом целесообразно приблизительно определить диаметр, соответствующий $\bar{l}_{кр}$, при котором заданное соотношение давлений p/p_{01} обеспечивает предельную скорость в расчетном сечении, и использовать это значение при первоначальном задании диаметра трубопровода. Далее, для каждого принятого значения диаметра в зависимости от вида течения (условий теплообмена газа, текущего по трубопроводу) методами, изложенными выше, находим давление в газогенераторе. Затем строим графическую зависимость $p_{01}=f(d)$ и по ней для заданного p_{01} находим искомый диаметр трубопровода d . За проектный размер принимаем ближайший больший диаметр в стандартном числовом ряду.

Порядок выполнения пневмогидравлического расчета. При выполнении пневмогидравлического расчета схема ЖРД разбивается на участки таким образом, чтобы в конце участка находился потребитель, к которому должно быть подведено заданное давление p_n , а в начале участка — источник, давление на выходе из которого p_n определяется гидравлическими сопротивлениями участка, соединяющего источник с потребителем.

Величина гидравлических сопротивлений элементов участка определяется в результате пневмогидравлического расчета.

Возможен вариант расчета, когда давление источника p_n и давление потребителя p_n заданы. В этом случае расчет сводится к определению геометрии проточных участков, выполненному таким образом, чтобы сумма гидравлических сопротивлений была равна разности давлений между источником и потребителем.

В обоих вариантах основой расчета является определение коэффициента сопротивлений отдельных элементов участка.

Гидравлическая характеристика. При анализе условий регулирования ЖРД представляется целесообразным выполнить построение гидравлических характеристик топливного тракта. *Гидравлическая характеристика* представляет собой зависимость, характеризующую изменение потребного давления (давления источника) в зависимости от расхода топлива (тяги двигателя, давления в камере сгорания). Топливный тракт состоит из соединяемых в различном порядке (последовательно и параллельно) трубопроводов, агрегатов пускорегулирующей системы,

насоса (насосов) и камеры ЖРД (газогенератора) с трактом охлаждения и элементами смесеобразования.

Рассмотрим методы составления гидравлической характеристики, начиная с простейших ее элементов.

Трубопровод постоянного сечения. Пренебрегая разностью скоростных напоров $\omega_n^2 - \omega_{\text{н}}^2$, уравнение сохранения энергии применительно к рассматриваемому случаю может быть переписано в виде

$$p_n = p_{\text{н}} + \Delta z_n \rho + \sum_{i=1}^{i=n} \Delta p_i,$$

$$\text{где } \sum_{i=1}^{i=n} \Delta p_i = \sum_{i=1}^{i=n} \left(\xi + \lambda \frac{l}{D_i} \right) \frac{\rho \omega^2}{2}.$$

Это уравнение является гидравлической характеристикой простого трубопровода постоянного сечения.

Последовательное соединение трубопроводов. Для этой схемы справедливо (по участкам) $Q_1 = Q_2 = Q_3 = Q$; $\Delta p_{\text{тр}} = \Delta p_1 + \Delta p_2 + \Delta p_3$.

Каждый участок данной системы можно рассматривать как простой трубопровод. Общее сопротивление системы будет равно сумме гидравлических сопротивлений участков при одинаковых расходах через них.

Параллельное соединение трубопроводов. Для данного случая справедливо $Q_{\text{м}} = Q_1 + Q_2 + Q_3$; $\Delta p_1 = \Delta p_2 = \Delta p_3 = p_{\text{н}} - p_i$. Но $\Delta p = k Q^2$, где k — постоянный коэффициент. Следовательно,

$$\sum k_1 Q_1^2 = \sum k_2 Q_2^2 = \sum k_3 Q_3^2.$$

Полученные уравнения позволяют решать задачи, связанные с определением распределения расходов и расчетом гидравлических сопротивлений трубопроводов при их параллельном соединении. Для графического построения гидравлической характеристики системы, состоящей из параллельно соединенных трубопроводов, следует сложить значения абсцисс на характеристиках при одинаковых значениях ординат.

Разветвленные трубопроводы. *Разветвленным трубопроводом* называют систему, состоящую из нескольких труб, имеющих одно общее сечение — место разветвления или соединения этих труб. В рассматриваемом случае, так же как и при параллельном соединении,

$$Q_{\text{м}} = Q_1 + Q_2 + Q_3.$$

Уравнение Бернулли для общего (например, начального) и конечного сечений любого трубопровода (например, первого) имеет вид

$$p_{\text{м}} = p_1 + \rho g z_1 + \Delta p_1.$$

Выражая гидравлические сопротивления через расход, получаем

$$p_m = p_1 + \alpha p z_1 + k_1 Q_1^2.$$

Аналогично для остальных труб:

$$p_m = p_2 + \alpha p z_2 + k_2 Q_2^2; \quad p_m = p_3 + \alpha p z_3 + k_3 Q_3^2.$$

В результате получаем систему из четырех уравнений с четырьмя неизвестными: Q_1 , Q_2 , Q_3 и p_m . Наиболее простой метод решения этого уравнения — графический. Для каждого трубопровода строят зависимость $p_m = f(Q_i)$, после чего складывают их характеристики по аналогии со сложением характеристик при параллельном соединении трубопроводов (складываются абсциссы при постоянных ординатах). Полученная кривая представляет собой гидравлическую характеристику разветвленного трубопровода, позволяющую определить значения давления источника по заданным значениям расходов (или наоборот).

Изложенное справедливо и для обратного направления потока с тем отличием, что построение графика производится в обратном порядке (с заданных давлений p_1 ; p_2 ; p_3).

Расчет трубопроводов в общем случае. Рассмотренные выше случаи являются частными вариантами расчета трубопровода, в общем случае — сложного трубопровода. Под *сложным трубопроводом* понимается система трубопроводов, состоящих из одного или нескольких разветвлений и включающая в себя как параллельное, так и последовательное соединение трубопроводов различного диаметра.

Рассчитывают и строят гидравлические характеристики сложного трубопровода графо-аналитическим методом. При этом сложный трубопровод разбивается на ряд простых элементов, методы расчета которых рассмотрены выше. Производится построение гидравлических характеристик этих элементов. Затем выполняется сложение полученных кривых по правилам параллельно соединенных участков или разветвленного трубопровода. Далее производится сложение полученной кривой с кривыми, полученными для последовательно соединенных участков. Окончательная суммарная кривая является гидравлической характеристикой сложного трубопровода.

Гидравлическая характеристика системы. Мы рассмотрели гидравлические характеристики элементов, входящих в произвольную пневматическую или гидравлическую систему двигательной установки. В некоторых случаях, в основном при разработке эскизного проекта, целесообразно составление пневмогидравлической характеристики на систему, включающую в себя значительное количество различных элементов (трубопроводов, агрегатов, переходных узлов и др.). Обычно в качестве такой системы принимаются участки, заключенные между основными агрегатами

двигателя. Например, между баками и ТНА, между ТНА и агрегатом регулирования, между ТНА и газогенератором и др.

Построение такой характеристики осуществляют последовательным сложением гидравлических характеристик отдельных участков, анализ которых выполнен выше.

При эксплуатации ЛА изменяются (отклоняются от расчетных значений) температура топлива и действующие перегрузки. Это приводит к изменению давления потребителя p_n при постоянном значении давления источника p_n и объясняется влиянием перегрузок на гидростатическое давление и косвенным влиянием изменения температуры за счет изменения плотности и вязкости. Из-за этого режимы работы отдельных агрегатов ЖРД могут отклоняться от расчетных.

При выполнении пневмогидравлического расчета ЖРД эти изменения должны быть учтены и их влияние проанализировано. Для этого выполняются два пневмогидравлических расчета: один — соответствующий условиям наибольшего, другой — условиям наименьшего влияния эксплуатационных факторов. По полученным величинам отклонений давления у потребителя оценивают изменение характеристик двигателя в результате изменения условий эксплуатации ЛА. Если оказывается, что изменения давлений, имеющие место при различных условиях эксплуатации, недопустимы для заданного типа двигателя, то в конструкцию ЖРД вводятся регулирующие элементы, обеспечивающие снижение влияния эксплуатационных факторов.

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С ДОЖИГАНИЕМ ПРОДУКТОВ ГАЗОГЕНЕРАЦИИ

§ 16.1. РАСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ

ЖРД с дожиганием топлива по сравнению с ЖРД без дожигания характеризуются более глубокими взаимными связями между параметрами агрегатов и систем. Поагрегатный расчет с последующей стыковкой параметров агрегатов в схеме двигателя, применяемый при проектировании ЖРД без дожигания, требует для ЖРД с дожиганием большого числа последовательных приближений, что в значительной степени осложняет процесс проектирования двигателя. Выбор и расчет параметров ЖРД с дожиганием топлива выполняются на основании уравнения энергетического баланса. Под *уравнением энергетического баланса* понимается уравнение, характеризующее равенство потребляемых и располагаемых мощностей в системе подачи. Это уравнение включает в себя все основные параметры двигателя (давление в камере сгорания, температуру и перепад давления газа на турбине, гидравлические сопротивления охлаждающих трактов и элементов смесеобразования) и отражает влияние различных способов регулирования на эти параметры.

В случае расчета ЖРД с дожиганием топлива при заданных давлениях в КС, температуре газа на турбинах, КПД турбин и насосов и гидравлических сопротивлениях элементов двигателя подлежат определению давление, развиваемое насосами, и перепад давления на турбинах. Если рассматривается двигатель с регулируемой тягой, то дополнительно рассчитывают изменение давления в КС, в функции регулирующего параметра. Выполнение этих расчетов также основывается на уравнении энергетического баланса.

На рис. 16.1 приведены некоторые варианты ЖРД с дожиганием. Они отличаются видом газа, используемого для привода турбины (окислительный или восстановительный)* методом его

* Далее турбины, работающие на восстановительном газе, будем называть турбинами горючего, а турбины, работающие на окислительном газе, — турбинами окислителя.

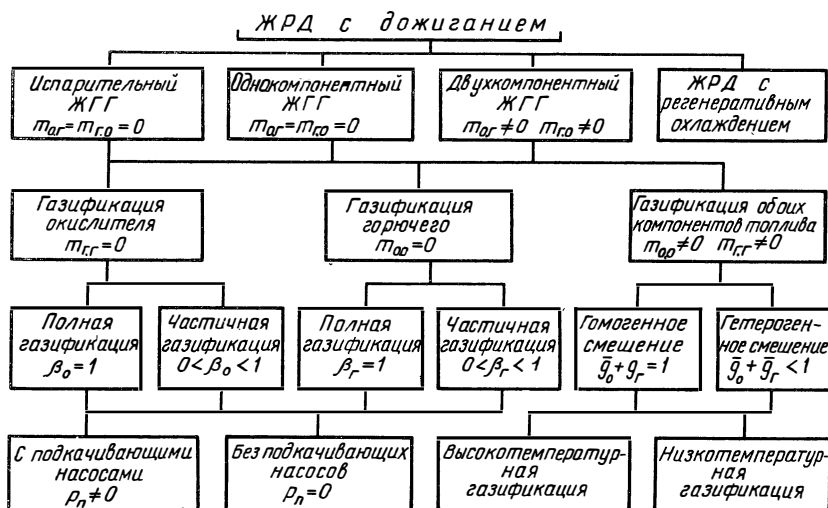


Рис. 16.1. Классификация ЖРД с дожиганием

генерации (испарительный, одно- и двухкомпонентный ЖГГ), количеством газа, используемого для турбины.

Для сокращения изложения примем в данной главе следующие основные термины и обозначения. Под газифицируемым компонентом топлива будем понимать тот компонент, который присутствует в реакции горения в ЖГГ в избыточном против стехиометрического соотношения количестве; под присадочным — компонент топлива, присутствующий в недостаточном количестве.

Под ЖГГ, турбиной, насосом окислителя (горючего) будем понимать агрегаты, через которые проходит компонент топлива (жидкий, газообразный) с окислительными (восстановительными) свойствами; под окислительным газом — окислительные продукты газогенерации; под восстановительным газом — восстановительные продукты газогенерации.

При выводе уравнений не учитываются гидравлические сопротивления агрегатов и коммуникаций. Это допущение справедливо, так как гидравлические сопротивления трубопроводов всегда могут быть введены в расчет и учтены формальным их объединением с так называемыми конструктивными гидравлическими сопротивлениями (сопротивлениями в охлаждающем тракте, элементов смешения и др.).

Уравнение энергетического баланса в наиболее общем виде отражает равенство потребляемых $N_{\Sigma n}$ и располагаемых $N_{\Sigma p}$ мощностей турбонасосной системы:

$$N_{\Sigma n} = N_{\Sigma p}. \quad (16.1)$$

К потребляемым относят мощности, затрачиваемые на привод основных и бустерных насосов. Располагаемые мощности—это мощности, снимаемые с турбин.

Задача расчета систем—составление и анализ уравнения энергетического баланса в функции этих переменных и выбор на основании этого анализа оптимальных параметров ЖРД заданной схемы.

Так как уравнение энергетического баланса может быть использовано не только для выбора исходных параметров, но и для анализа условий регулирования ЖРД, то основные соотношения обычно выражают в относительных величинах (к 1 кг массового расхода компонентов топлива через двигатель). Условимся называть такие величины *удельными*—удельный расход, удельная мощность и т. д. Например, удельный расход окислителя $\dot{m}_{ок} = \dot{m}_{ок} / \dot{m}$, где $\dot{m}_{ок}$ и $\dot{m}$ —соответственно массовые расходы окислителя и компонентов топлива.

За расчетную схему принимаем наиболее общий случай—ЖРД с дожиганием, с частичной газификацией окислителя и горючего в отдельных ЖГГ. Из зависимостей, полученных для этой схемы, путем введения соответствующих граничных условий и упрощающих допущений можно получить расчетные уравнения для схем ЖРД с дожиганием других типов.

Уравнения энергетического баланса составляют в такой последовательности:

1. Считают заданными из условий термостойкости используемых материалов предельно допустимые температуры газа перед турбинами T_o и T_r .

2. Определяют коэффициент массового соотношения компонентов в ЖГГ $\kappa_{то} = f(T_o)$, $\kappa_{тг} = f_2(T_r)$, показатели политропы k_o , k_r и величины газовых постоянных R_o , R_r в функции температур газа T_o и T_r перед турбинами—по результатам термодинамического расчета горения заданной пары топливных компонентов.

3. Определяют распределение расхода топлива и газа в газогенераторы и камеру сгорания двигателя (см. § 16.2).

4. Находят по заданным (предварительно рассчитанным) величинам гидравлических сопротивлений потребное давление на выходе из насосов p_n в функции давления в камере сгорания p_k и перепада давления газа, срабатываемого на турбине (см. § 16.3).

5. Определяют располагаемую мощность (см. § 16.4) в функции расхода и перепада давления газа на турбинах.

6. Рассчитывают мощность, потребляемую насосами, по заданным расходу и давлению на выходе из насосов.

7. Составляют и анализируют уравнение энергетического баланса. Анализ сводится к тому, что при заданных величинах p_k , T_o , T_r , коэффициентах полезного действия турбин и насосов и некоторых других исходных данных по уравнению энергетического баланса определяют значение перепада давления на турбине,

обеспечивающее минимальное давление $p_{н.о}$ и $p_{н.г}$ на выходе из насосов, или при заданных значениях $p_{н.о}$ и $p_{н.г}$ определяют значение перепадов на турбинах, обеспечивающих максимальное давление в камере сгорания p_k .

8. Рассматривают условия изменения энергетического баланса при различных методах регулирования двигателями в случае необходимости оценки возможности и диапазона регулирования тяги.

§ 16.2. ВЫВОД УРАВНЕНИЙ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАСХОДА ТОПЛИВА В ГАЗОГЕНЕРАТОРЫ И КАМЕРУ СГОРАНИЯ

Задача расчета — вывод зависимостей, определяющих распределение массового расхода компонентов топлива через газогенераторы турбины и КС в зависимости от заданных значений соотношения компонентов топлива, расходуемых газогенератором окислителя $k_{мо}$, горючего $k_{мг}$ и ЖРД в целом k_m .

Из теории ЖРД расход окислителя $\dot{m}_{ок}$ и горючего $\dot{m}_г$ при заданном расходе $\dot{m}$ топлива ЖРД определяется уравнениями

$$\dot{m}_{ок} = \dot{m} k_m / (k_m + 1); \quad \dot{m}_г = \dot{m} / (k_m + 1). \quad (16.2)$$

Относя получаемые расходы компонентов топлива к расходу топлива ЖРД (определяя удельные расходы), получаем:

$$\bar{m}_{ок} = \dot{m}_{ок} / \dot{m} = \dot{m} k_m / (k_m + 1) \dot{m} = k_m / (k_m + 1);$$

$$\bar{m}_г = \dot{m}_г / \dot{m} = \dot{m} / \dot{m} (k_m + 1) = 1 / (k_m + 1). \quad (16.3)$$

Расход компонентов топлива в газогенераторы определяется из следующих соотношений:

расход окислителя в ЖГГ окислителя

$$\dot{m}_{о.о} = \beta_o \dot{m} k_m / (k_m + 1); \quad (16.4)$$

$$\bar{m}_{о.о} = \dot{m}_{о.о} / \dot{m} = \beta_o k_m / (k_m + 1); \quad (16.5)$$

расход окислителя в ЖГГ горючего

$$\dot{m}_{о.г} = k_{мг} \beta_g \dot{m} / (k_m + 1); \quad (16.6)$$

$$\bar{m}_{о.г} = \dot{m}_{о.г} / \dot{m} = k_{мг} \beta_g / (k_m + 1); \quad (16.7)$$

расход горючего в ЖГГ горючего

$$\dot{m}_{г.г} = \beta_g \dot{m} / (k_m + 1); \quad (16.8)$$

$$\bar{m}_{г.г} = \dot{m}_{г.г} / \dot{m} = \beta_g / (k_m + 1); \quad (16.9)$$

расход горючего в ЖГГ окислителя

$$\dot{m}_{г.о} = \dot{m} \beta_o k_m / [k_{мо} (k_m + 1)], \quad (16.10)$$

$$\bar{m}_{г.о} = \dot{m}_{г.о} / \dot{m} = \beta_o k_m / [k_{мо} (k_m + 1)], \quad (16.11)$$

где $\beta_o = \dot{m}_{o.o}/\dot{m}_{ок}$ и $\beta_r = \dot{m}_{г.г}/\dot{m}_r$ — коэффициенты газификации окислителя и горючего, определяющие относительное количество компонента топлива, расходуемого через ЖГГ.

Удельный расход жидкого (не газифицированного) окислителя через камеру

$$\bar{m}_{к.о} = \bar{m}_{о.к} - \bar{m}_{о.о} - \bar{m}_{о.г}. \quad (16.12)$$

Удельный расход жидкого (не газифицированного) горючего через камеру

$$\bar{m}_{к.г} = \bar{m}_r - \bar{m}_{г.г} - \bar{m}_{г.о}. \quad (16.13)$$

Подставляя в уравнения (16.12) и (16.13) значения $\bar{m}_{к.о}$; $\bar{m}_r$; $\bar{m}_{о.о}$; $\bar{m}_{г.г}$; $\bar{m}_{о.г}$; $\bar{m}_{г.о}$ из (16.2) и (16.3), получаем зависимости для определения удельного расхода жидкого окислителя и горючего через камеру:

$$\begin{aligned} \bar{m}_{к.о} &= \frac{\kappa_m}{\kappa_m + 1} \left(1 - \beta_o - \beta_r \frac{\kappa_{mг}}{\kappa_m} \right); \\ \bar{m}_{к.г} &= \frac{1}{\kappa_m + 1} \left(1 - \beta_r - \beta_o \frac{\kappa_m}{\kappa_{mo}} \right). \end{aligned} \quad (16.14)$$

Рассмотрим частный случай полной газификации всего окислителя и горючего, расходуемых ЖРД. В этом случае $\bar{m}_{к.о} = \bar{m}_{к.г} = 0$. Подставим это условие в (16.14), тогда $\kappa_m(1 - \beta_o) = \beta_r \kappa_{mг}$; $\kappa_{mo}(1 - \beta_r) = \beta_o \kappa_m$.

Решая эти уравнения относительно β_o и β_r , находим значения коэффициентов газификации, соответствующие рассматриваемому случаю:

$$\begin{aligned} \beta_o &= \kappa_{mo}(\kappa_{mг} - \kappa_m) / [\kappa_m(\kappa_{mг} - \kappa_{mo})]; \\ \beta_r &= (\kappa_m - \kappa_{mo}) / (\kappa_{mг} - \kappa_{mo}). \end{aligned} \quad (16.15)$$

В общем виде уравнения, определяющие расход газа через ЖГГ окислителя $\bar{g}_o$ и горючего $\bar{g}_r$, имеют вид

$$\bar{g}_o = \dot{m}_{о.о} + \dot{m}_{г.о} = \frac{\beta_o \dot{m}_{к.о}}{\kappa_m + 1} \left(1 + \frac{1}{\kappa_{mo}} \right); \quad \bar{g}_o = \frac{\beta_o \kappa_m (\kappa_{mo} + 1)}{\kappa_{mo} (\kappa_m + 1)}; \quad (16.16)$$

$$\bar{g}_r = \dot{m}_{г.г} + \dot{m}_{г.о} = \beta_r \dot{m}_{к.г} \frac{1 + \kappa_{mг}}{1 + \kappa_m}; \quad \bar{g}_r = \beta_r \frac{1 + \kappa_{mг}}{1 + \kappa_m}. \quad (16.17)$$

В схемах с дожиганием в качестве одного из методов регулирования ЖРД можно использовать перепуск газа части из газогенератора, минуя турбину, непосредственно в камеру. В этом случае расход газа через турбины окислителя $\bar{g}_{о.т}$ или горючего $\bar{g}_{г.т}$ определяется соотношениями

$$\bar{g}_{о.т} = \xi_o \bar{g}_o = \xi_o \beta_o \frac{\kappa_m (\kappa_{mo} + 1)}{\kappa_{mo} (\kappa_m + 1)}; \quad \bar{g}_{г.т} = \xi_r \bar{g}_r = \xi_r \beta_r \frac{\kappa_{mг} + 1}{\kappa_m + 1}, \quad (16.18)$$

где $\xi_r = \bar{g}_{r.т}/\bar{g}_r$; $\xi_o = \bar{g}_{o.т}/\bar{g}_o$ — соответственно коэффициенты перепуска газа мимо турбин горючего и окислителя.

Уравнения (16.14) и (16.18) позволяют рассчитать расходы топлива, поступающего в ЖГГ и камеру. Частные расчетные формулы для любого конкретного варианта схемы, приведенной на рис. 16.1, могут быть получены введением соответствующих граничных условий.

Располагаемая мощность турбины при прочих равных условиях пропорциональна количеству газа, проходящего через нее. Чем больше располагаемая мощность, тем выше максимальное давление в КС. Поэтому представляет интерес анализ возможностей различных схем с точки зрения обеспечения максимального расхода газа. Наибольший расход газа обеспечивают схемы, основанные на полной газификации обоих компонентов топлива. Газификация всего топлива — теоретически идеальный случай. Однако в практике используются и схемы с газификацией одного из компонентов топлива. Для обоснования выбора газифицируемого компонента в этом варианте рассмотрим отношение $\bar{g}_o/\bar{g}_r$ при $\beta_o = \beta_r$ и отсутствии перепуска газа мимо турбины $\xi_o = \xi_r = 1$. На основании (16.18) получаем

$$\bar{g}_o/\bar{g}_r = k_m(1 + k_{mo})/[k_{mo}(1 + k_{mr})].$$

Массовый расход газа через турбину окислителя будет больше, чем массовый расход газа через турбину горючего при

$$k_m(k_{mo} + 1) > k_{mo}(1 + k_{mr}).$$

Преобразуем полученное уравнение к следующему виду $\bar{g}_o/\bar{g}_r = k_m \{1/(k_{mr} + 1) + 1/[k_{mo}(1 + k_{mr})]\}$ и, учитывая, что при $k_{mo} > k_{mr}$ выражение $\{1/(1 + k_{mr}) + 1/[k_{mo}(1 + k_{mr})]\} < 1$, получаем, что возможен случай, когда расход газа через турбину окислителя будет меньше, чем расход газа через турбину горючего (т. е. возможен вариант, когда $\bar{g}_o/\bar{g}_r < 1$).

Таким образом, при решении вопроса о выборе газифицируемого компонента с точки зрения получения максимального расхода рабочего тела на турбину недостаточно условия $k_m > 1$. Выбор должен производиться на основании решения уравнения энергетического баланса с учетом величин газовой постоянной R_o и R_r и показателей k_o и k_r , определяющих работоспособность 1 кг газа.

§ 16.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТРЕБНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ВЫХОДЕ ИЗ НАСОСОВ

В ЖРД с дожиганием расчет давления в КС (а следовательно, и давления на выходе из насосов) выполняется в функции перепада давления на турбине. Соответствующая функциональная

зависимость отражается уравнением энергетического баланса. Для составления этого уравнения нужно выразить давление на выходе из насосов в функции давления в КС, перепада давления на турбине и гидравлических сопротивлений по газовым и жидкостным трактам двигателя.

Для упрощения соответствующих выкладок рационально предварительно оценить гидравлические сопротивления Δp_i элементов двигателя не по абсолютной величине перепада давления, а через соответствующие коэффициенты гидравлических сопротивлений.

Используя известные уравнения, связывающие массовый расход компонента топлива $\dot{m}$ с давлением в КС и гидравлическими сопротивлениями $p_k = A\dot{m}$ и $\Delta p_i = B\dot{m}^2$ элементов двигателя, для условий регулирования двигателя с достаточной степенью точности можно записать: $p_{k1}/p_{k2} = \dot{m}_1/\dot{m}_2$; $\Delta p_1/\Delta p_2 = \dot{m}_1^2/\dot{m}_2^2$, откуда $\Delta p_1/\Delta p_2 = p_{k1}^2/p_{k2}^2$ и $\Delta p_1/p_{k1}^2 = \Delta p_2/p_{k2}^2 = \text{const}$, где Δp_1 и Δp_2 — величины гидравлических сопротивлений при давлениях в камере сгорания p_{k1} и p_{k2} соответственно.

Переходя к конкретным гидравлическим сопротивлениям, принимаем:

$$\Delta p_{p.k}/p_{k.p}^2 = \alpha; \Delta p_{ж.к}/p_{к.р}^2 = \mu_{ж}; \Delta p_{г.к}/p_{к.р}^2 = \mu_{г};$$

$$\Delta p_{ф.г}/p_{к.р}^2 = \pi; \Delta p_{p.г}/p_{к.р}^2 = \varepsilon, \quad (16.19)$$

где $\Delta p_{p.к}$; $\Delta p_{ж.к}$; $\Delta p_{г.к}$; $\Delta p_{ф.г}$; $\Delta p_{p.г}$; α ; $\mu_{ж}$; $\mu_{г}$; π ; ε — гидравлические сопротивления на расчетном режиме тяги ЖРД и коэффициенты гидравлических сопротивлений соответственно тракта охлаждения, жидкостных и газовых форсунок камеры сгорания, форсунок и тракта охлаждения ЖГГ; $p_{к.р}$ — давление в камере сгорания на расчетном режиме тяги.

Определим перепад давления δ на турбине окислителя и горючего (отношение давления на выходе из турбины к давлению на входе в турбину) в функции давления в КС и коэффициентов гидравлических сопротивлений:

$$\delta_o = (p_k + \mu_{г.к} p_k^2)/p_{г.o}; \quad \delta_{г} = (p_k + \mu_{г.к} p_k^2)/p_{г.г}, \quad (16.20)$$

где $p_{г.o}$ и $p_{г.г}$ — соответственно давление в ЖГГ окислителя и горючего; p_k — текущее давление в КС.

Вводим упрощающие допущения:

- 1) $\delta_o = \delta_{г} = \delta$ (это не влияет на методику расчета);
- 2) принимаем, что гидравлические сопротивления по газовым и жидкостным трактам не зависят от рода жидкости или газа, проходящих через них. В соответствии с этим индексация, обозначающая вид компонента топлива, в данном разделе не проставляется. Например, давление в ЖГГ $p_{г.o} = p_{г.г} = p_{г}$, давление за насосами $p_{н.o} = p_{н.г} = p_{н}$ и т. п.

Рассмотрим уравнения, определяющие требуемые давления на выходе из насосов для различных гидравлических и газовых

трактов, применительно к некоторым возможным вариантам охлаждения камер и ЖГГ, при этом выразим Δp через соответствующие коэффициенты гидравлических сопротивлений.

Охлаждение камеры ЖРД. Охлаждающие камеры:

с отводом охлаждающей жидкости к форсункам камеры сгорания

$$p_n = p_k^2(\mu_{\text{ж}} + \alpha) + p_{\text{к}}; \quad (16.21)$$

с отводом охлаждающей жидкости к форсункам ЖГГ

$$p_n = (p_{\text{к}} + \mu_{\text{г}} p_{\text{к}}^2) / \delta + p_{\text{к}}^2(\pi + \alpha); \quad (16.22)$$

с отводом охлаждающей жидкости в тракт охлаждения ЖГГ

$$p_n = (p_{\text{к}} + \mu_{\text{г}} p_{\text{к}}^2) / \delta + p_{\text{к}}^2(\pi + \varepsilon + \alpha). \quad (16.23)$$

Подача газифицируемого компонента топлива в ЖГГ:

без охлаждения камеры сгорания и ЖГГ

$$p_n = (p_{\text{к}} + \mu_{\text{г}} p_{\text{к}}^2) / \delta + p_{\text{к}}^2 \pi; \quad (16.24)$$

с охлаждением ЖГГ

$$p_n = (p_{\text{к}} + \mu_{\text{г}} p_{\text{к}}^2) / \delta + p_{\text{к}}^2(\pi + \varepsilon); \quad (16.25)$$

охлаждение камеры сгорания и ЖГГ с отводом жидкого компонента топлива в камеру сгорания

$$p_n = p_{\text{к}} + p_{\text{к}}^2(\mu_{\text{ж}} + \alpha + \varepsilon). \quad (16.26)$$

Отвод жидкого компонента топлива в камеру ЖРД:

$$p_n = p_{\text{к}} + p_{\text{к}}^2 \mu_{\text{ж}}. \quad (16.27)$$

Уравнения (16.20)—(16.27) определяют зависимости между давлением, развиваемым насосом, и давлением в КС в функции перепада давления на турбине и коэффициентов гидравлических сопротивлений.

В схемах с гетерогенным смешением расход топлива на выходе из насоса в общем случае распределяется на: подачу жидких компонентов топлива в камеру сгорания ЖРД; подачу присадочного компонента топлива в ЖГГ; подачу газифицируемого компонента топлива в ЖГГ.

Потребное давление подачи топлива в камеру сгорания ЖРД определяется уравнениями (16.21), (16.26) и (16.27), в ЖГГ — уравнениями (16.24)—(16.27).

Так как величина $(p_{\text{к}} + p_{\text{к}}^2 \mu_{\text{г}}) / \delta$, входящая в уравнения (16.21)—(16.25), для большинства типов двигателей значительно больше величины $p_{\text{к}}^2(\pi + \dots)$, то давление подачи жидких компонентов топлива в камеру сгорания ЖРД, как правило, получается меньшим, чем давление подачи топлива в ЖГГ. Поэтому в некоторых случаях становится нецелесообразным обеспечивать всему расходу топлива, проходящему через насос, давление, соответствующее подаче в ЖГГ. При таком решении используют

установку дополнительных (подкачивающих) насосов, увеличивающих давление компонента газогенерации на величину $\Delta p_{\text{п}}$, соответствующую разности давлений на турбине:

$$\Delta p_{\text{п}} = (p_{\text{к}} + \mu_{\text{г}} p_{\text{к}}^2) / \delta - p_{\text{к}} - p_{\text{к}}^2 \mu_{\text{ж}}.$$

Это уравнение можно упростить, если принять, что $\mu_{\text{г}} = \mu_{\text{ж}} = \mu$, тогда

$$\Delta p_{\text{п}} = (p_{\text{к}} + \mu p_{\text{к}}^2) [(1 - \delta) / \delta]. \quad (16.28)$$

Вопрос об установке дополнительных насосов решается на основании комплексного анализа схемы и конструкции ЖРД (соотношение компонентов топлива в жидкой и газообразной фазах, предельное возможное давление на выходе из насосов, условия охлаждения ЖГГ и камеры ЖРД, уменьшение надежности и увеличение массы двигателя, обусловливаемые введением дополнительного агрегата и т. п.).

§ 16.4. РАСПОЛАГАЕМАЯ МОЩНОСТЬ

Располагаемая мощность $\bar{N}_{\Sigma \text{р}}$ определяется как сумма мощностей турбин окислителя $\bar{N}_{\text{о.р}}$ и горючего $\bar{N}_{\text{г.р}}$. Величина $\bar{N}_{\Sigma \text{р}}$ зависит от степени расширения газа на турбинах окислителя $\delta_{\text{о}}$ и горючего $\delta_{\text{г}}$, количества газа, поступающего на турбины $\bar{g}_{\text{о.т}}$ и $\bar{g}_{\text{г.т}}$, располагаемой работы 1 кг газа $L_{\text{о}}$, $L_{\text{г}}$ и коэффициентов полезного действия турбин $\eta_{\text{о.т}}$, $\eta_{\text{г.т}}$:

$$\bar{N}_{\Sigma \text{р}} = \bar{N}_{\text{о.р}} + \bar{N}_{\text{г.р}} = \bar{g}_{\text{о.т}} L_{\text{о}} \eta_{\text{о.т}} + \bar{g}_{\text{г.т}} L_{\text{г}} \eta_{\text{г.т}}. \quad (16.29)$$

Подставляя в (16.29) зависимости, известные из термодинамики,

$$L_{\text{о}} = \frac{k_{\text{о}}}{k_{\text{о}} - 1} R_{\text{о}} T_{\text{о}} (1 - \delta_{\text{о}}^{(k_{\text{о}} - 1)/k_{\text{о}}});$$

$$L_{\text{г}} = \frac{k_{\text{г}}}{k_{\text{г}} - 1} R_{\text{г}} T_{\text{о}} (1 - \delta_{\text{г}}^{(k_{\text{г}} - 1)/k_{\text{г}}}),$$

а также значения $\bar{g}_{\text{о.т}}$ и $\bar{g}_{\text{г.т}}$ из (16.18), получаем зависимости для определения удельной располагаемой мощности в функции коэффициентов перепуска газа, коэффициентов газификации, состава и температуры газа и перепада давления на турбине:

$$\begin{aligned} \bar{N}_{\text{о.р}} &= \xi_{\text{о}} \beta_{\text{о}} \frac{\kappa_{\text{м}} (1 + \kappa_{\text{мо}})}{\kappa_{\text{мо}} (1 + \kappa_{\text{м}})} \frac{k_{\text{о}}}{k_{\text{о}} - 1} R_{\text{о}} T_{\text{о}} \eta_{\text{о.т}} (1 - \delta_{\text{о}}^{(k_{\text{о}} - 1)/k_{\text{о}}}); \\ \bar{N}_{\text{г.р}} &= \xi_{\text{г}} \beta_{\text{г}} \frac{1 + \kappa_{\text{мг}}}{1 + \kappa_{\text{м}}} \frac{k_{\text{г}}}{k_{\text{г}} - 1} R_{\text{г}} T_{\text{г}} \eta_{\text{г.т}} (1 - \delta_{\text{г}}^{(k_{\text{г}} - 1)/k_{\text{г}}}). \end{aligned} \quad (16.30)$$

Величины $T_{\text{о}}$, $T_{\text{г}}$; $\xi_{\text{о}}$, $\xi_{\text{г}}$; $\beta_{\text{о}}$, $\beta_{\text{г}}$; $\eta_{\text{о.т}}$, $\eta_{\text{г.т}}$ зависят от типа двигателя и характеристики турбины. Величины $\kappa_{\text{мо}}$, $\kappa_{\text{мг}}$; $R_{\text{о}}$, $R_{\text{г}}$; $k_{\text{о}}$, $k_{\text{г}}$ определяют термодинамическим расчетом в зависимости от температуры газа на турбинах $T_{\text{о}}$ и $T_{\text{г}}$.

При расчете двигателя задаются диапазоном изменения δ_0 и δ_r , оценивают $\eta_{0,\tau}$ и $\eta_{r,\tau}$ в функции δ_0 и δ_r , после чего строят графические зависимости $N_{0,p}=f_1(\delta_0; \eta_{0,\tau})$; $N_{r,p}=f_2(\delta_r; \eta_{r,\tau})$; $\bar{N}_{\Sigma p}=\bar{N}_{0,p}+\bar{N}_{r,p}$ при постоянных значениях прочих величин, входящих в уравнения (16.30). Если предусмотрено регулирование двигателя путем изменения температур газа T_0 и T_r , коэффициентов газификации β_0 и β_r или коэффициентов перепуска газа ξ_0 и ξ_r , то строят дополнительные графики $\bar{N}_{0,p}=f_3(T_0; \beta_0; \xi_0)$; $\bar{N}_{r,p}=f_4(T_r; \beta_r; \xi_r)$ и $\bar{N}_{\Sigma p}=\bar{N}_{0,p}+\bar{N}_{r,p}$.

§ 16.5. ПОТРЕБЛЯЕМАЯ МОЩНОСТЬ

Чем меньше потребляемая мощность, тем выше при прочих равных условиях достижимое для данной схемы максимальное давление в камере сгорания (или при заданном давлении в камере сгорания минимальное потребное давление на выходе из насосов). Поэтому при проектировании ЖРД с дожиганием следует стремиться к получению минимально возможных значений потребляемой мощности.

Потребляемая мощность

$$\bar{N}_{\Sigma п} = \bar{N}_{0\Sigma} + \bar{N}_{r\Sigma}, \quad (16.31)$$

где $\bar{N}_{0\Sigma}$ и $\bar{N}_{r\Sigma}$ — соответственно суммарная мощность насосов окислителя и горючего.

Суммарная мощность насосов определяется как мощность основного N_n и подкачивающего $N_{пн}$ насосов:

$$\bar{N}_{0\Sigma} = \bar{N}_{0,n} + \bar{N}_{0,пн}; \quad \bar{N}_{r\Sigma} = \bar{N}_{r,n} + \bar{N}_{r,пн}. \quad (16.32)$$

Мощность, потребляемая насосом любого типа,

$$N = \left(\frac{p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}}}{\rho} + \frac{c_{\text{вых}}^2 - c_{\text{вх}}^2}{2} \right) \frac{\dot{m}}{\eta_n},$$

где $p_{\text{вх}}$, $c_{\text{вх}}$ и $p_{\text{вых}}$, $c_{\text{вых}}$ — соответственно давление и скорость потока на входе и выходе из насоса; η_n — КПД насоса; $\dot{m}$ — массовый расход через насос; ρ — плотность компонента топлива.

Применительно к насосам ТНА ЖРД с дожиганием $p_{\text{вх}} < 1\% p_{\text{вых}}$, $\frac{c_{\text{вых}}^2 - c_{\text{вх}}^2}{2} < 1\% p_{\text{вых}}$, поэтому уравнение для определения потребляемой

мощности применительно к рассматриваемому случаю может быть переписано в виде $N = \dot{m} p_n / (\rho \eta_n)$ или в относительных величинах:

$$\bar{N} = p_n / (\rho \eta_n), \quad (16.33)$$

где p_n — давление на выходе из насоса.

Для использования (16.33) в уравнении энергетического баланса необходимо выразить величины $\dot{m}$ и p_n через соответствующие безразмерные коэффициенты, характеризующие работу рассматриваемой схемы, давление в КС и перепад давления газа на турбине. В соответствии с полученными в предыдущих параграфах

зависимостями мощность основных и дополнительных насосов определяется уравнениями:

$$\begin{aligned} N_{o,н} &= \frac{\dot{m} \kappa_m}{\kappa_m + 1} \frac{p_{o,н}}{\rho_o \eta_{o,н}}; & N_{г,н} &= \frac{\dot{m}}{\kappa_m + 1} \frac{p_{г,н}}{\rho_{г,н}}; \\ N_{o,п} &= \dot{m}_{o,п} \Delta p_{o,п} / (\rho_o \eta_{o,п}); & N_{г,п} &= \dot{m}_{г,п} \Delta p_{г,п} / (\rho_{г,п}); \\ \bar{N}_{o,н} &= \frac{\kappa_m p_{o,н}}{\rho_o \eta_{o,н} (\kappa_m + 1)}; & \bar{N}_{г,н} &= \frac{p_{г,н}}{\rho_{г,п} (\kappa_m + 1)}; \\ \bar{N}_{o,п} &= \Delta p_{o,п} \bar{m}_{o,п} / (\rho_o \eta_{o,п}); & \bar{N}_{г,п} &= \Delta p_{г,п} \bar{m}_{г,п} / (\rho_{г,п}), \end{aligned} \quad (16.34)$$

где $\bar{m}_{o,п} = \dot{m}_{o,п} / \dot{m}$, $\bar{m}_{г,п} = \dot{m}_{г,п} / \dot{m}$ — относительные расходы окислителя и горючего через дополнительные насосы; $\Delta p_{o,п}$, $\Delta p_{г,п}$ — перепад давления на дополнительных насосах.

В общем случае через дополнительный насос должен быть пропущен расход компонентов, равный сумме расходов газифицируемого и присадочного компонентов:

$$\bar{m}_{o,п} = \bar{m}_{o,o} + \bar{m}_{г,o}; \quad \bar{m}_{г,п} = \bar{m}_{г,г} + \bar{m}_{г,o}. \quad (16.35)$$

Используя зависимости (16.4)—(16.11), получаем

$$\begin{aligned} \bar{m}_{o,п} &= (\beta_o \kappa_m + \beta_{г, \kappa_{mг}}) / (\kappa_m + 1); \\ \bar{m}_{г,п} &= (\beta_o \kappa_m + \beta_{г, \kappa_{mо}}) / [\kappa_{mо} (\kappa_m + 1)]. \end{aligned} \quad (16.36)$$

Подставляя значения $\bar{m}_{o,п}$ и $\bar{m}_{г,п}$ в уравнения (16.34), получаем

$$\begin{aligned} \bar{N}_{o,п} &= \frac{\beta_o \kappa_m + \beta_{г, \kappa_{mг}}}{\kappa_m + 1} \frac{\Delta p_{o,п}}{\rho_o \eta_{o,н}}; \\ \bar{N}_{г,п} &= (\beta_o \kappa_{mо} + \beta_{г, \kappa_{mо}}) \Delta p_{г,п} / [\rho_{г,п} \kappa_{mо} (\kappa_m + 1)]. \end{aligned} \quad (16.37)$$

Для составления уравнения энергетического баланса нужно выразить уравнения, определяющие потребляемую мощность, в функциях тех же переменных величин, что и для уравнений, определяющих располагаемую мощность, т. е. p_k и δ , для чего следует заменить величины $p_{o,н}$ и $p_{г,н}$, $p_{o,п}$ и $p_{г,п}$ в (16.34) и (16.37) соответствующими зависимостями, отражающими связь давления на выходе из насосов с давлением в КС и степенью расширения газа на турбине (эти зависимости были получены в § 16.4).

Вывод единого уравнения, включающего в себя все частные случаи, нецелесообразен из-за его громоздкости. Более рационально составлять уравнения потребных мощностей применительно к конкретным типам схем, наиболее часто встречающихся на практике.

В качестве примера разберем наиболее сложный случай — схему с двухкомпонентным ЖГГ, частичной газификацией обоих компонентов топлива и дополнительными насосами. Проанализируем эту схему применительно к нескольким вариантам охлаждения камеры и ЖГГ. Вначале рассмотрим двигатель, в котором

камера охлаждается негазифицируемым расходом горючего $\dot{m}_{к.г.}$, ЖГГ охлаждаются расходом газифицируемого компонента, ЖГГ окислителя — расходом $\dot{m}_{о.о.}$, ЖГГ горючего — расходом $\dot{m}_{г.г.}$.

Потребные давления на выходе из насосов определяются давлением в КС, гидравлическими сопротивлениями и условиями охлаждения камеры и ЖГГ. Для заданного варианта на основании уравнений (16.19), (16.20), (16.28), (16.34), (16.37), вводя упрощения

$$\delta_o = \delta_r = \delta; \quad \eta_{о.н} = \eta_{г.н} = \eta_{г.п} = \eta_{о.п} = \eta_n; \quad \mu_{о.ж} = \mu_{о.г} = \mu_{г.г} = \mu_{г.ж} = \mu; \\ \pi_o = \pi_r = \pi; \quad \varepsilon_o = \varepsilon_r = \varepsilon; \quad \alpha_o = \alpha_r = \alpha, \quad (16.38)$$

получим

$$\left. \begin{aligned} p_{о.н} &= p_k + \mu p_k^2; & p_{г.н} &= p_k + p_k^2 (\mu + \alpha); \\ \Delta p_{о.п} &= (p_k + \mu p_k^2) [(1 - \delta)/\delta] + p_k^2 (\pi + \varepsilon); \\ \Delta p_{г.п} &= (p_k + \mu p_k^2) [(1 - \delta)/\delta] + p_k^2 (\pi + \varepsilon - \alpha). \end{aligned} \right\} \quad (16.39)$$

Подставляя $p_{о.н}$, $p_{г.н}$; $\Delta p_{о.п}$; $\Delta p_{г.п}$ в (16.34), (16.37), получаем

$$\bar{N}_{о.н} = p_k \kappa_m (1 + \mu p_k) / [\rho_o \eta_n (\kappa_m + 1)]; \\ \bar{N}_{г.н} = p_k (1 + \mu p_k + \alpha p_k) / [\rho_r \eta_n (\kappa_m + 1)]; \quad (16.40)$$

$$\bar{N}_{о.п} = \frac{p_k (\beta_o \kappa_m + \beta_r \kappa_{mr})}{\rho_o \eta_n (\kappa_m + 1)} \left[(1 + \mu p_k) \left(\frac{1 - \delta}{\delta} \right) + p_k (\pi + \varepsilon) \right]; \\ \bar{N}_{г.п} = \frac{p_k (\beta_o \kappa_m + \beta_r \kappa_{mo})}{\rho_r \eta_n \kappa_{mo} (\kappa_m + 1)} \left[(1 + \mu p_k) \left(\frac{1 - \delta}{\delta} \right) + p_k (\pi + \varepsilon - \alpha) \right]. \quad (16.41)$$

Суммарные мощности, потребляемые насосами окислителя и горючего, будут выражены уравнениями

$$\bar{N}_{о\Sigma} = \bar{N}_{о.н} + \bar{N}_{о.п} = \frac{p_k (1 + \mu p_k) (\beta_o \kappa_m + \beta_r \kappa_{mr})}{\rho_o \eta_n (\kappa_m + 1)} \left[\frac{1 - \delta}{\delta} + \frac{\kappa_m}{\beta_o \kappa_m + \beta_r \kappa_{mr}} + \frac{p_k (\pi + \varepsilon)}{1 + \mu p_k} \right]; \\ \bar{N}_{г\Sigma} = \bar{N}_{г.н} + \bar{N}_{г.п} = \frac{p_k (\beta_o \kappa_m + \beta_r \kappa_{mo})}{\rho_r \eta_n \kappa_{mo} (\kappa_m + 1)} \times \\ \times \left[(1 + \mu p_k) \frac{1 - \delta}{\delta} + \frac{1 + \mu p_k + \alpha p_k}{\beta_o \kappa_m + \beta_r \kappa_{mo}} + p_k (\pi + \varepsilon + \alpha) \right]. \quad (16.42)$$

Далее не представляет затруднений по уравнению (16.31) определить суммарную потребляемую мощность.

Из уравнений (16.42) можно получить расчетные зависимости для определения потребляемой мощности при различных условиях охлаждения камеры и ЖГГ двигателя рассматриваемой схемы. Для случая охлаждения камеры сгорания негазифицируемым расходом окислителя $\alpha = 0$, для неохлаждаемых ЖГГ $\varepsilon = 0$ и др.

При расчете конкретной схемы ЖРД строят графики при различных значениях δ для $\bar{N}_{о.н} = f_1(p_k)$; $\bar{N}_{о.п} = f_2(p_k)$; $\bar{N}_{г.н} = f_3(p_k)$; $\bar{N}_{г.п} = f_4(p_k)$; $\bar{N}_{\Sigma п} = \bar{N}_{о.н} + \bar{N}_{г.н} + \bar{N}_{г.п} = f_5(p_k)$.

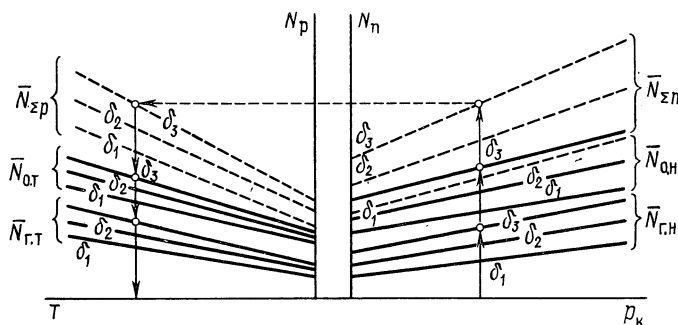


Рис. 16.2. Типовая совмещенная характеристика ЖРД с до-
жиганием

Пример соответствующего графика для рассматриваемой схемы (но без подкачивающих насосов) дан на рис. 16.2. Если предусмотрено регулирование двигателя по β_o или β_r , то на графики дополнительно наносят значения функций $f_1—f_5$ для различных β_o или β_r .

§ 16.6. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА И СОВМЕЩЕННАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СИСТЕМЫ

Рассмотрим на конкретных примерах методику составления уравнения энергетического баланса, анализа этого уравнения и определения основных параметров двигателя.

Схема с полной газификацией окислителя путем испарения в тракте охлаждения камеры. Исходные условия: $N_{\Sigma p} = N_{o.p}$; $\beta_o = 1$. На основании уравнения (16.30)

$$\bar{N}_{\Sigma p} = \xi_o \frac{\kappa_m \eta_o}{\kappa_m + 1} \frac{\kappa_o}{\kappa_o - 1} R_0 T_0 (1 - \delta^{(k_o - 1)/k_o}). \quad (16.43)$$

Потребляемая мощность при условии, что $\eta_{o.n} = \eta_{г.н} = \eta_n$, определяется уравнениями (16.31), (16.42) с учетом того, что для данной схемы $\varepsilon = \alpha$; $\pi = 0$:

$$\bar{N}_{\Sigma n} = \bar{N}_{o.n} + \bar{N}_{г.н} = \frac{p_k}{\eta_n (1 + \kappa_m)} \left[\frac{\kappa_m}{\delta_o \rho_o} + \frac{1}{\rho_r} + p_k \left(\frac{\kappa_m \mu_r}{\delta_o \rho_o} + \frac{\mu_{ж}}{\rho_r} + \frac{\kappa_m \alpha}{\rho_o} \right) \right]. \quad (16.44)$$

Приравнявая (16.43) и (16.44) и проводя преобразования, получаем

$$R_k = \frac{\xi_o \kappa_{m o} R_0 T_0 \eta_{o.т} \eta_n \frac{\kappa_o}{\kappa_o - 1} (1 - \delta^{(k_o - 1)/k_o})}{\frac{\kappa_m}{\delta_o \rho_o} + \frac{1}{\rho_r} + p_k \left(\frac{\kappa_m \mu_r}{\delta_o \rho_o} + \frac{\mu_{ж}}{\rho_r} + \frac{\kappa_m}{\rho_o} \alpha \right)}. \quad (16.45)$$

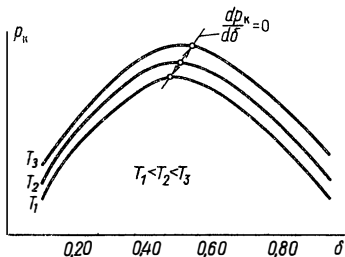


Рис. 16.3. Зависимость расчетного давления в КС от перепада давления на турбине

стижки μ_r , $\mu_{ж}$ и α заданы конструкцией двигателя. Величина ξ_o , характеризующая перепуск газа мимо турбины, является регулирующим параметром и в проектном расчете принимается равной единице. Таким образом, (16.45) отражает зависимость $p_k = f(\delta_o)$ (рис. 16.3).

В случае если давление в камере задано, то уравнение (16.45) дает возможность определить значение δ_o , удовлетворяющее заданной величине p_k . По найденному значению δ_o и гидравлическим характеристикам системы с помощью (16.21) определяют давление на выходе из насосов окислителя и горючего.

Для определения качественного влияния составляющих уравнений энергетического баланса упростим уравнение (16.45), считая схему двигателя, в котором отсутствуют (или пренебрежимо малы) гидравлические сопротивления, идеализированной: $\alpha = \mu_r = \mu_{ж} = 0$.

Тогда

$$p_k = \frac{R_o T_o K_o \eta_{\Sigma} K_m}{(k_o - 1) [K_m / (\sigma_o \rho_o) + 1 / \rho_r]} (1 - \delta_o^{(k_o - 1) / k_o}), \quad (16.46)$$

где $\eta_{\Sigma} = \eta_{o.r} \eta_n$ — суммарный КПД ТНА.

Из (16.46) следует, что в ЖРД с дожиганием давление в КС пропорционально располагаемой мощности, суммарному КПД ТНА и обратно пропорционально мощности, потребляемой насосами:

$$p_k = C (N_{\Sigma p} / N_{\Sigma n}) \eta_{\Sigma}, \quad (16.47)$$

где C — постоянный коэффициент.

Это является доказательством высказанных ранее положений о необходимости увеличения располагаемой и снижения потребляемой мощностей.

Из графика, изображенного на рис. 16.3, следует, что зависимость $p_k = f(\delta)$ имеет экстремальное значение. Это значит, что для заданной схемы и температуры газа перед турбиной всегда

Уравнение (16.45) является уравнением энергетического баланса для заданной схемы двигателя.

Рассмотрим методы определения параметров двигателя по этому уравнению. В испарительных системах величина T_o определяется видом газифицируемого компонента топлива и условиями его газификации. Соответственно определены и постоянные величины R_o ; K_o ; ρ_o ; ρ_r . Коэффициенты полезного действия турбины и насосов $\eta_{o.r}$ и η_n , гидравлические характери-

имеется такое максимально возможное значение перепада давления, срабатываемого на турбине, что дальнейшее увеличение его снижает давление в камере сгорания. Физический смысл этого положения сводится к тому, что с ростом перепада давления на турбине (снижением δ) темп увеличения располагаемой мощности отстает от темпа увеличения потребляемой мощности.

Отсюда следует, что для каждого варианта схемы ЖРД с дожиганием и заданной температурой газа перед турбиной всегда существует предельно возможное для данной схемы давление в КС. Численная величина этого давления и соответствующее значение перепада давления на турбине в каждом конкретном случае могут быть получены путем определения максимума частной производной $dp_k/d\delta$ из уравнения энергетического баланса схемы двигателя. Решение этой задачи выполняется обычными методами математического анализа. Следует отметить, что аналогичным путем могут быть найдены экстремальные значения и для других параметров, входящих в уравнение энергетического баланса.

В заключение рассмотрим методику составления и анализа уравнения энергетического баланса для наиболее сложной схемы — с частичной газификацией обоих компонентов топлива и подкачивающими насосами.

Уравнения, определяющие изменение потребляемых и располагаемых мощностей применительно к этой схеме, соответствуют уравнениям (16.30), (16.42). Соответствующее уравнение энергетического баланса при $\eta_{o,\tau} = \eta_{г,\tau} = \eta_{\tau}$; $\beta_o = \beta_{г} = \beta$; $\xi_o = \xi_{г} = \xi$; $T_o = T_{г} = T$ имеет вид

$$\begin{aligned}
 p_k = & \frac{T\eta_{\tau}\xi\beta\left[\frac{\kappa_m(\kappa_{mo}+1)}{\kappa_{mo}}R_o\frac{k_o}{k_o-1}(1-\delta_o^{(k_o-1)/k_o})+\right. \\
 & \left.\frac{\beta_o\kappa_m+\beta_{г}\kappa_{mг}}{\rho_o}\left[(1+p_k\mu_{г})\left(\frac{1-\delta_o}{\delta_o}\right)+(1+p_k\mu_{ж})\times\right.\right. \\
 & \left.\left.+(\kappa_{mг}+1)R_{г}\frac{\kappa_{г}}{\kappa_{г}-1}\left(1-\delta_{г}^{(k-1)/\kappa_{г}}\right)\right]\right] \dots \rightarrow \\
 & \dots \rightarrow \frac{\kappa_m}{\beta_o\kappa_m+\beta_{г}\kappa_{mг}}+p_k(\pi+\varepsilon+\mu_{г}-\mu_{ж})+\frac{\beta_o\kappa_m+\beta_{г}\kappa_{mo}}{\rho_{г}\kappa_{mo}}\left.\right] \dots \rightarrow \\
 & \dots \rightarrow \left[\frac{(1+p_k\mu_{г})\left(\frac{1-\delta_{г}}{\delta_{г}}\right)+(1+\mu_{ж}p_k+\alpha p_k)\frac{\kappa_{mo}}{\beta_o\kappa_m+\beta_{г}\kappa_{mo}}+p_k(\pi+\varepsilon+\mu_{г}-\mu_{ж}-\alpha)}{\dots}\right]
 \end{aligned}
 \tag{16.48}$$

Аналитическое решение (16.48) относительно p_k громоздко. При исследовании уравнений энергетического баланса сложных

схем, подобных рассматриваемому, обычно используется графо-аналитический метод, с помощью которого исследование выполняется следующим образом:

1. Для заданной пары компонентов топлива по результатам термодинамического расчета строят графические зависимости k_{m0} ; $k_{mг}$; k_0 ; k_r ; R_0 и R_r от температур T_0 и T_r .

2. По заданным гидравлическим характеристикам α ; π ; μ_r ; $\mu_{ж}$ и ε схемы и КПД насосов по уравнениям (16.21), (16.27), (16.34), (16.37) строят графики зависимостей $\bar{N}_{0,н}$; $\bar{N}_{г,н}$; $\bar{N}_{0,п}$; $\bar{N}_{г,п}$ и $\bar{N}_{\Sigma п}$ в функции p_k для нескольких значений δ (см. рис. 16.2, б). В некоторых случаях на этот же график наносят зависимости $p_{0,н}=f_1(p_k)$ и $p_{г,н}=f_2(p_k)$.

3. По (16.30) строят графики зависимостей $\bar{N}_{0,т}$; $\bar{N}_{г,т}$ и $\bar{N}_{\Sigma р}$ в функции температуры газа перед турбинами для тех же значений δ , что и в предыдущем расчете (см. рис. 16.2, а).

Полученный комплекс графиков называют совмещенной характеристикой ЖРД с дожиганием. Совмещенная характеристика является графическим отображением уравнения энергетического баланса и его отдельных составляющих.

Параметры двигателя по его совмещенной характеристике выбирают следующим образом. При заданном давлении в КС p_k , предварительно задаваясь достаточно большим значением δ , находят $\bar{N}_{\Sigma п}$. Полученное значение $\bar{N}_{\Sigma п}$ должно соответствовать $\bar{N}_{\Sigma р}$ при той же величине δ , для чего по графикам $\bar{N}_{0,р}=f(T_0)$ и $\bar{N}_{г,р}=f(T_r)$ подбирают T_0 и T_r таким образом, чтобы при этих температурах соблюдалось $\bar{N}_{\Sigma р}=\bar{N}_{\Sigma п}$. Все построения производят для первоначально принятого значения δ . Если полученные значения температур не удовлетворяют конструктивным или эксплуатационным требованиям, то проводят расчет второго приближения, задаваясь новым значением δ . После получения величин δ_0 ; T_0 ; T_r , удовлетворяющих заданным требованиям, по зависимостям, приведенным в § 16.3, определяют давление на насосах, соответствующее заданному p_k и подобранным значениям δ . Для выполнения обратной операции — определения параметров двигателя (p_k ; p_n ; δ) по заданным температурам газа на турбинах — не требуется специальных пояснений.

В целях подтверждения выводов, полученных при анализе схемы с газификацией компонента топлива в тракте охлаждения камеры, рассмотрим уравнение (16.48) применительно к полной газификации обоих компонентов топлива при допущении, что $\alpha=\mu_r=\mu_{ж}=\varepsilon=\pi=0$.

Уравнение энергетического баланса для рассматриваемой схемы при $k_{m0}=k_{mг}=k_m$; $k_0=k_r=k$; $R_0=R_r=R$; $T_0=T_r=T$; $\delta_0=\delta_r=\delta$; $\xi_0=\xi_r=\xi$ имеет вид

$$\xi \eta_{\Sigma} R T \frac{k}{k-1} (1 - \delta^{(k-1)/k}) = \frac{p_k}{\delta(k_m+1)} \left(\frac{k_m}{\rho_0} + \frac{1}{\rho_r} \right). \quad (16.49)$$

Решая это уравнение относительно p_k , получаем

$$p_k = \eta_\Sigma \xi R T \frac{\delta k (1 + \kappa_m)}{(k-1)(\kappa_m/\rho_o + 1/\rho_r)} (1 - \delta^{(k-1)/k}). \quad (16.50)$$

Сопоставляя (16.50) и (16.46), легко убедиться, что они отличаются лишь на величину расхода газа через турбину (это отличие обусловлено газификацией компонента топлива). Все выводы, сделанные для (16.46), справедливы и для уравнения (16.50). Следует отметить, что рассматриваемая схема представляет собой как бы предельный вариант ЖРД с дожиганием. В двигателях такой схемы могут быть получены наибольшие давления в камере сгорания.

Следующей задачей расчета ЖРД с дожиганием является анализ и обоснование методов регулирования этих схем.

§ 16.7. РЕГУЛИРОВАНИЕ ТЯГИ В ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ С ДОЖИГАНИЕМ

Принцип регулирования тяги (давления в камере сгорания) в ЖРД с дожиганием основан на изменении энергетического баланса системы насосы—турбины и переходе двигателя на новую энергетически равновесную точку работы.

Исходя из уравнения энергетического баланса изменение режима, приводящее к изменению давления в камере сгорания, может быть осуществлено изменением как потребной, так и располагаемой мощностей. Теоретически любой параметр, входящий в уравнение энергетического баланса, может быть использован как параметр регулирования.

Методы регулирования. ЖРД с дожиганием можно регулировать изменением расхода и температуры газа на турбине и гидравлических характеристиках (дросселирование).

Метод регулирования изменением расхода. Этот метод включает в себя наибольшее количество параметров регулирования. Сюда относится регулирование: а) перепуском топлива на всасывающую линию насоса; б) изменением коэффициентов газификации β_o и β_r [что в соответствии с уравнением (16.30) приводит к изменению располагаемой мощности]; в) перепуском газа мимо турбины [изменением коэффициентов перепуска газа ξ_o и ξ_r , что в соответствии с уравнениями (16.30) приводит к изменению располагаемой мощности].

При регулировании изменением расхода температура газа на входе в турбину остается постоянной. Реализация большинства методов регулирования путем изменения расхода обуславливает необходимость введения в конструкцию ЖРД дополнительных трубопроводов, предназначенных для перепуска жидкого топлива или газа.

Метод регулирования изменением температуры газа перед турбиной. Из (16.46) следует, что давление в КС в первом приближении пропорционально температуре газа на турбине. На этом основан высокоэффективный способ регулирования ЖРД с дожиганием. Изменение температуры зависит от коэффициентов соотношения компонентов топлива в ЖГГ ($\kappa_{то}$ и $\kappa_{тг}$), которое в свою очередь зависит от количества присадочного компонента топлива $\bar{m}_{о,г}$ и $\bar{m}_{г,о}$. Следует отметить, что изменение $\kappa_{то}$ и $\kappa_{тг}$ одновременно приводит в соответствии с (16.18) к некоторому изменению расхода через турбины, а следовательно, к изменению располагаемой мощности. Однако влияние этого изменения пренебрежимо мало по сравнению с влиянием изменения температуры.

Метод регулирования изменением гидравлических характеристик. Регулирование изменением гидравлических характеристик основано на дросселировании жидких или газообразных компонентов топлива в трактах ЖРД. При дросселировании жидкого топлива можно изменять коэффициенты α ; $\mu_{ж}$; ϵ и π . В этом случае в соответствии с уравнениями (16.21)—(16.27) изменяется давление в КС.

При дросселировании газа изменяется величина $\mu_{г}$, что в соответствии с (16.48) приводит к изменению располагаемой мощности турбины.

Следует указать на еще один метод регулирования, основанный на изменении перепада давления δ на турбине. Практическое осуществление этого метода затруднительно из-за осложнений конструктивного характера, возникающих при его реализации.

Выбор метода регулирования определяется схемой ЖРД. Например, для схемы с газификацией компонента топлива в тракте охлаждения камеры в соответствии с (16.45) возможно регулирование перепуском, дросселированием по $\mu_{г}$; $\mu_{ж}$ и α и изменением количества газа, поступающего на турбину. В то же время для схемы с генерацией окислительного и восстановительного газа возможны все перечисленные выше методы регулирования. В ряде случаев задание диапазона регулирования предопределяет выбор схемы ЖРД.

После выбора метода регулирования приступают к построению регулировочных характеристик заданного типа двигателя.

Регулировочные характеристики. Под регулировочной характеристикой ЖРД с дожиганием понимается графическая зависимость, характеризующая изменение давления в КС в функции регулирующего параметра. Регулировочные характеристики строят на совмещенной характеристике ЖРД. Рассмотрим методы построения регулировочной характеристики по совмещенной характеристике и заданному диапазону изменения давления в КС. Построение осуществляется в следующем порядке.

Оценка изменения КПД насосов и турбин. За расчетный прием режим, соответствующий максимальному дав-

лению в камере сгорания $p_{к.р}$. Обозначим параметры, соответствующие расчетному режиму, индексом «р», текущему режиму — индексом «т» к минимальному режиму — индексом «м». При изменении режима работы двигателя от $p_{к.р}$ до $p_{к.м}$ КПД турбин и насосов также меняется. Первым этапом расчета является задание относительных характеристик изменения суммарного КПД, $\eta_{\Sigma т}/\eta_{\Sigma р}$ в зависимости от относительного изменения давления в КС:

$$\eta_{\Sigma т}/\eta_{\Sigma р} = f(p_{к.т}/p_{к.р}).$$

Определение изменения потребляемой мощности. По уравнениям (16.34), (16.37) строят графики изменения $\bar{N}_{о.н}$; $\bar{N}_{о.п}$; $\bar{N}_{г.р}$; $\bar{N}_{г.п}$; $\bar{N}_{\Sigma п}$ в функции $p_{к.г}$ для нескольких значений регулирующего параметра. При расчете принимают $\eta_{\Sigma т}$ в соответствии с зависимостью $\eta_{\Sigma т} = \eta_{\Sigma р} f(p_{к.г}/p_{к.р})$, полученной ранее.

При расчете потребляемой мощности вместо величины $\eta_{н.т}$ введена величина суммарного КПД $\eta_{\Sigma} = \eta_{н} \eta_{г}$, вследствие чего величина потребляемой мощности оказывается несколько завышенной. Однако это увеличение автоматически учитывается при расчете располагаемых мощностей (за счет принятия КПД турбины равным единице), поэтому не сказывается на энергетическом балансе двигателя.

Определение изменения располагаемых мощностей. По уравнениям (16.30) строят графическую зависимость изменения $\bar{N}_{о.р}$; $\bar{N}_{г.р}$; $\bar{N}_{\Sigma р}$ в функции регулирующего параметра. При этом принимают $\eta_{т} = 1$, так как изменение КПД турбины было учтено при расчете потребляемых мощностей.

Определение равновесных точек. Соединяя точки $\bar{N}_{\Sigma р} = \bar{N}_{\Sigma п}$ при равных значениях регулирующего параметра, получаем кривую, характеризующую изменение $p_{к.т}$ при регулировании. Так как регулирующий параметр, как правило, избирательно воздействует на $\bar{N}_{\Sigma р}$ или $\bar{N}_{\Sigma п}$, то обычно или располагаемая, или потребляемая мощность практически не зависит от регулирующего параметра. Это существенно упрощает построение регулировочной характеристики и определение точек энергетического равновесия. Например, при регулировании изменением потребляемой мощности (изменение α ; $\mu_{ж}$; π и ε) располагаемая мощность вообще не меняется.

Построение зависимости давления в камере сгорания от изменения регулирующего параметра. Соответствующую графическую зависимость получают построением кривой, определяющей изменение давления в КС по изменению регулирующего параметра.

РАСЧЕТ И ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

§ 17.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В этой главе изложены подход к расчету и выбору оптимальных параметров ЖРД (оптимальных давлений в КС и на срезе сопла камеры и др.), выбор системы подачи топлива, а также общий подход к расчету и выбору параметров ЖРД. Выбор оптимальных параметров ЖРД возможен лишь при учете совместной работы ЖРД с ракетой и условий ее эксплуатации. Причем под *оптимальными* будем понимать *параметры*, обеспечивающие потребную конечную скорость полета ракеты (ракетного аппарата) при минимальной начальной ее массе.

Для понимания расчета и выбора оптимальных параметров ЖРД рассмотрим их влияние на основные характеристики ракеты.

Важнейшая характеристика ракеты — конечная скорость полета, которая, в частности, для баллистических ракет определяет дальность полета. Без учета сил земного тяготения и аэродинамического сопротивления конечную скорость полета ракеты, которую в этих условиях называют *конечной идеальной скоростью*, определяют по уравнению К. Э. Циолковского:

$$V_{к.и} = I_{у.ср} \ln \mu_k, \quad (17.1)$$

где $I_{у.ср} = \int_0^{\tau} I_y d\tau / \tau$ — средний удельный импульс на активном участке траектории полета ракеты; $\mu_k = M_0 / M_k$ — коэффициент, характеризующий отношение масс ракеты в момент старта и в момент окончания работы двигателя; τ — время работы двигателя.

С учетом сил земного тяготения и аэродинамических сил конечная скорость полета ракеты

$$V_k = V_{к.и} - \Delta V_{з.т} - \Delta V_{а.с}, \quad (17.2)$$

где $\Delta V_{з.т}$, $\Delta V_{а.с}$ — соответственно потери скорости ракеты за счет сил земного тяготения и аэродинамического сопротивления.

Расчет по (17.2) показывает, что наибольшее влияние на величину конечной скорости полета ракеты оказывает $V_{к.и}$. Влияние на конечную скорость сил земного тяготения и аэро-

динамического сопротивления не является определяющим. Кроме того, последние два члена в основном зависят от траектории полета ракеты и незначительно от параметров ЖРД. Поэтому рассмотрим влияние параметров ЖРД на конечную идеальную скорость ракеты при постоянной начальной массе $M_0 = \text{const}$.

Из (17.1) видно, что на конечную скорость оказывают влияние $I_{y, \text{cp}}$ и μ_k . Чем больше $I_{y, \text{cp}}$ и μ_k , тем больше $V_{k, \text{и}}$ ракеты. Коэффициент μ_k характеризует степень конструктивного совершенства ракеты в целом. Чем больше μ_k , тем больше запас топлива в ракете: $M_T = M_0 - M_k$ — двигатель проработает большее время и ракета достигнет большей скорости $V_{k, \text{и}}$ полета (в массу ракеты входит и масса двигателя). Следовательно, снижение массы двигателя позволяет увеличить μ_k и конечную скорость полета ракеты. В массовом балансе ракеты доля массы двигателя составляет значительную величину, поэтому уменьшение массы двигателя имеет существенное значение в снижении массы ракеты.

Конструктору важно знать степень влияния увеличения удельного импульса и уменьшения массы двигателя на конечную скорость или дальность полета, например в случае баллистической ракеты.

На рис. 17.1 приведены результаты расчетов влияния удельного импульса на дальность полета баллистических ракет. Из рисунка видно, что влияние удельного импульса возрастает с ростом дальности полета ракеты. Так, для межконтинентальной ракеты с дальностью 11 000 км и $I_{y, \text{cp}} = 3000$ увеличение удельного импульса на 10 единиц дает прирост дальности на 170 км, а при увеличении $I_{y, \text{cp}}$ на 1% — около 500 км.

Чтобы оценить степень влияния $I_{y, \text{cp}}$ и μ_k на конечную идеальную скорость, предположим, что ракета должна иметь $V_{k, \text{и}} = \text{const}$, тогда после дифференцирования уравнения (17.1) и элементарных преобразований получим

$$d\mu_k / \mu_k = -(dI_{y, \text{cp}} / I_{y, \text{cp}}) \ln \mu_k. \quad (17.3)$$

Начиная с $\mu_k > e$ (где e — основание натуральных логарифмов), прирост $I_{y, \text{cp}}$ на 1% дает значительно больший выигрыш в $V_{k, \text{и}}$ или дальности полета, чем изменение μ_k на 1%. При $\mu_k = e$ влияние изменения на 1% удельного импульса и степени конструктивного совершенства μ_k одинаково, а при $\mu_k < e$ влияние μ_k больше, чем $I_{y, \text{cp}}$ (рис. 17.2, а).

Для современных баллистических ракет, ракет-носителей космических кораблей, зенитных управляемых ракет характерной

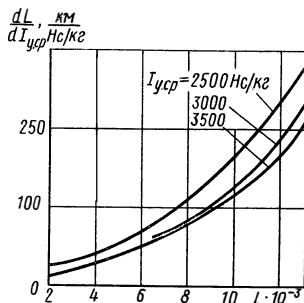


Рис. 17.1. Зависимость дальности полета от изменения удельного импульса $I_{y, \text{cp}}$

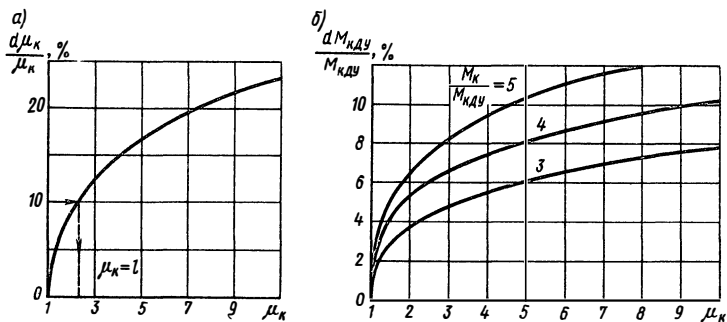


Рис. 17.2. Зависимость коэффициента массовой отдачи ракеты μ_k (а) и массы двигателя M (б) от эквивалентного изменения $I_{y,sp}$ на 1%

является область с $\mu_k > e$. Лишь для некоторых ракет класса ближнего боя характерна область с $\mu_k < e$.

Двигателю важно знать влияние на дальность полета ракеты массы собственно ЖРД. Для этого положим, что запас топлива на борту ракеты неизменен, т. е. $M_T = M_0 - M_k = \text{const}$, и, далее, проделав те же преобразования, что и для выяснения влияния μ_k и $I_{y,sp}$ на конечную скорость $V_{к.и}$, получим

$$\frac{dM_k}{M_k} = \frac{\mu_k}{\mu_k - 1} \ln \mu_k \frac{dI_{y,sp}}{I_{y,sp}}. \quad (17.4)$$

Учитывая, что изменение массы конструкции ракеты производим только за счет изменения массы ЖРД $dM_k = dM_{кд}$, уравнение (17.4) примет вид

$$\frac{dM_{кд}}{M_{кд}} = \frac{M_k}{M_{кд}} \frac{\mu_k}{\mu_k - 1} \ln \mu_k \frac{dI_{y,sp}}{I_{y,sp}}. \quad (17.5)$$

Результаты расчетов по формуле (17.5) представлены на рис. 17.2, б. Из графика видно, что увеличение удельного импульса на 1% влияет значительно более интенсивно на конечную скорость, чем уменьшение массы ЖРД на 1%.

Для современных μ_k и $M_k/M_{кд}$ увеличение удельного импульса на 1% по своему влиянию на $V_{к.и}$ или дальность полета равноценно уменьшению массы двигателя на 10—15%.

В результате можно отметить, что при заданной начальной массе ракеты ее конечную скорость полета можно увеличить за счет повышения удельного импульса ЖРД и снижения массы ракеты, в частности массы ЖРД. Для достижения заданной конечной скорости полета увеличение удельного импульса ЖРД и уменьшение его массы позволит снизить начальную массу ракеты.

Таким образом, степень совершенства ЖРД нельзя оценивать по величине удельного импульса или его массе, а только

в совокупном влиянии этих параметров на характеристики ракеты. Наиболее полно степень совершенства ракеты при $M_0 = \text{const}$ характеризует суммарный импульс ракеты $I_\Sigma = I_{y, \text{ср}} M_T$.

Чем больше удельный импульс $I_{y, \text{ср}}$ ЖРД и запас топлива на борту ракеты, который можно увеличить при $M_0 = \text{const}$ за счет снижения массы ракеты M_k , и, в частности, за счет снижения массы ЖРД, тем больше суммарный импульс ракеты. Следовательно, I_Σ характеризует степень совершенства ЖРД и ракеты в целом. Для оценки степени совершенства различного типа ракет в качестве критерия можно взять отношение суммарного импульса к начальной массе ракеты, т. е. I_Σ/M_0 . Действительно, разделив левую и правую части выражения $I_\Sigma = I_{y, \text{ср}} M_T$ на M_0 и учитывая, что $M_T = M_0 - M_k$ или $M_T/M_0 = 1 - M_k/M_0 = 1 - 1/\mu_k$, получим

$$I_\Sigma/M_0 = I_{y, \text{ср}} (1 - 1/\mu_k). \quad (17.6)$$

Сравнивая (17.1) и (17.5), замечаем, что $V_{k, \text{н}}$ и I_Σ/M_0 зависят от одних и тех же параметров — удельного импульса $I_{y, \text{ср}}$ и массового совершенства ракеты μ_k , с ростом которых и $V_{k, \text{н}}$, и I_Σ/M_0 увеличиваются. Поэтому для оценки эффективности ракет можно применять как $V_{k, \text{н}}$, так и I_Σ/M_0 .

Из выражения (17.6) следует, что при $\mu_k \rightarrow \infty$ отношение $I_\Sigma/M_0 \rightarrow I_{y, \text{ср}}$, т. е. теоретическим пределом I_Σ/M_0 является средний удельный импульс ЖРД и степень приближения I_Σ/M_0 к $I_{y, \text{ср}}$ — критерием степени совершенства ракеты. Для оценки двигательной установки (ДУ) можно также использовать параметр $I_\Sigma/M_{\text{ДУ}}$. Имея параметр (критерий) оценки эффективности ДУ, можно рассчитать и выбрать оптимальные параметры ЖРД.

В камеру и другие агрегаты ЖРД топливо подается вытеснительной или насосной системой. При вытеснительной системе подачи необходимое давление подачи топлива осуществляется созданием этого давления непосредственно в топливных баках с помощью АСГ и ЖГГ и др. Характерно для этого типа подачи топлива высокое давление в баках (больше давления в КС). При насосной системе подачи необходимое давление подачи создается обычно центробежными насосами. Топливные баки при этом находятся под давлением, необходимым для обеспечения нормальной безкавитационной работы насосов, устойчивости баков и др.

Тип системы подачи топлива выбирают из условия обеспечения максимального значения $I_\Sigma/M_{\text{ДУ}}$, что позволяет получить заданную величину I_Σ при минимальной начальной массе ракеты.

Рассмотрим влияние давления в КС на отношения $I_\Sigma/M_{\text{ДУ}}$ для ЖРД с вытеснительной и насосной системами подачи топлива.

В ЖРД с вытеснительной системой подачи топлива входит камера с арматурой и ее автоматикой; с насосной системой — камера с турбонасосным агрегатом и необходимой арматурой

и автоматикой. Для правильного выбора параметров ЖРД необходимо рассмотреть влияние этих параметров на характеристики ракетной жидкостной ДУ, в которую входят топливные баки со средствами газогенерации сжатого газа для наддува баков с необходимой арматурой и автоматикой. Ниже будет показана невозможность правильного выбора параметров ЖРД без учета влияния их на характеристики агрегатов ДУ. Как правило, баковую систему ДУ со средствами наддува баков и автоматики проектируют конструкторы ракет.

§ 17.2. РАСЧЕТ И ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ДЛЯ ВЫТЕСНИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ПОДАЧИ ТОПЛИВА

За начальную массу ДУ с вытеснительной системой подачи топлива условимся принимать

$$M_{\text{ДУ}} = M_{\text{к+арм}} + M_{\text{с.п}} + M_{\text{т}}, \quad (17.7)$$

где $M_{\text{к+арм}}$ — масса камеры с арматурой; $M_{\text{т}}$ — масса топлива; $M_{\text{с.п}} = M_6 + M_{\text{г.г}} + M_{\text{арм+авт}}$ — масса системы подачи топлива; M_6 — масса топливных баков; $M_{\text{г.г}}$ — масса системы газогенератора; $M_{\text{арм+авт}}$ — масса арматуры и автоматики системы подачи топлива.

Из уравнения (17.7) запас топлива

$$M_{\text{т}} = M_{\text{ДУ}} - M_{\text{к+арм}} - M_{\text{с.п}}$$

или

$$M_{\text{т}}/M_{\text{ДУ}} = 1 - M_{\text{к+арм}}/M_{\text{ДУ}} - M_{\text{с.п}}/M_{\text{ДУ}}. \quad (17.8)$$

Умножив левую и правую части (17.8) на $I_{\text{у.ср}}$, получим

$$I_{\Sigma}/M_{\text{ДУ}} = I_{\text{у.ср}} (1 - M_{\text{к+арм}}/M_{\text{ДУ}} - M_{\text{с.п}}/M_{\text{ДУ}}), \quad (17.9)$$

где $I_{\text{у.ср}} = f(p_{\text{к}})$; $M_{\text{к+арм}}/M_{\text{ДУ}} = f(p_{\text{к}})$; $M_{\text{с.п}}/M_{\text{ДУ}} = f(p_{\text{к}})$ — функции давления в КС. Если эти функции задать аналитически, то, продифференцировав выражение по $p_{\text{к}}$, можно найти такое $p_{\text{к}}$, при котором $I_{\Sigma}/M_{\text{ДУ}}$ достигнет своего максимального значения.

Аналитическая зависимость выражения (17.9) от $p_{\text{к}}$ получается сложной и ее решают графически, используя полуэмпирические зависимости или статистические данные. Для графического построения и выявления физических причин наличия оптимального давления преобразуем (17.9), предварительно сделав несколько замечаний. Масса камеры малой тяги (от долей килограмма до нескольких тонн), что характерно для ЖРД с вытеснительной подачей топлива, мало зависит от давления в КС. Поэтому можно положить, что $M_{\text{к+арм}} = \text{const} \neq f(p_{\text{к}})$.

Основная доля массы конструкции ДУ приходится на систему подачи топлива, которая сильно зависит от давления подачи

(давления в КС), т. е. $M_{к+арм} \ll M_{с.п} = f(p_n)$, где p_n — давление подачи топлива, связанное с давлением в КС.

Степень совершенства системы подачи топлива характеризует отношение $\rho_{с.п} = M_{с.п}/M_1$, или $\rho_{с.п} = K p_n$, где $K = M_{с.п}/(M_1 p_n)$ — коэффициент, характеризующий степень конструктивного совершенства системы подачи топлива, чувствительность к увеличению массы системы подачи из-за увеличения p_n . Чем более совершенна система подачи топлива и чем меньше увеличивается ее масса с ростом давления подачи, тем меньше ее коэффициент конструктивного совершенства. Используя соотношение $M_{с.п} + M_T = M_T(1 + \rho_{с.п}) = M_{ДУ} - M_{к+арм}$, получим

$$M_T/M_{ДУ} = (1 - M_{к+арм}/M_{ДУ})/(1 + \rho_{с.п}).$$

Тогда, умножив левую и правую части этого выражения на $I_{у.ср}$, имеем

$$I_{\Sigma}/M_{ДУ} = I_{у.ср}(1 - M_{к+арм}/M_{ДУ})/(1 + \rho_{с.п}). \quad (17.10)$$

На рис. 17.3 представлена типичная зависимость величин, входящих в (17.9) и (17.10), от давления в КС при заданной начальной массе ДУ.

Относительная масса камеры малых тяг $\bar{M}_{к+арм}$ мало изменяется с ростом давления p_k , поэтому при построении графика считали, что $M_{к+арм} = \text{const}$.

Чтобы увеличить давление в камере, необходимо повысить давление подачи p_n топлива. Исходя из прочности толщина стенок топливных баков должна увеличиваться, поэтому растет масса баков. С повышением давления подачи p_n увеличивается масса системы генератора газа за счет увеличения потребного запаса рабочего тела и массы его конструкции. В результате растет масса системы подачи, а запас топлива M_T уменьшается.

Из рис. 17.3 видно, что вначале I_y с ростом p_k ($p_a = \text{const}$) увеличивается очень интенсивно и значительно перекрывает потери в импульсе I_{Σ} за счет уменьшения запаса топлива.

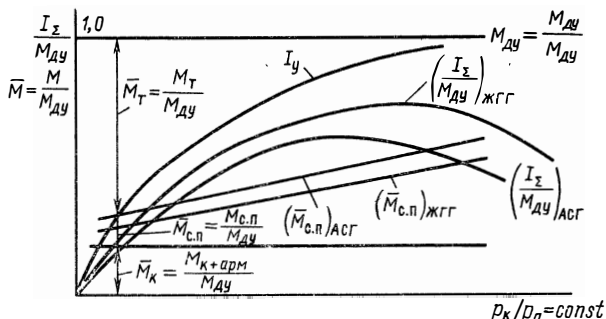


Рис. 17.3. Зависимость $I_{\Sigma}/M_{ДУ}$ от давления в КС для вытеснительной системы подачи топлива

В результате растет $I_{\Sigma}/M_{\text{ду}}$. По мере увеличения давления (степени расширения) интенсивность роста удельного импульса уменьшается и с некоторого оптимального значения прирост удельного импульса не компенсирует уменьшения запаса топлива, суммарный импульс уменьшается, уменьшается отношение $I_{\Sigma}/M_{\text{ду}}$. Дальнейшее увеличение давления в КС, несмотря на рост удельного импульса, нецелесообразно, так как в этом случае ЖРД будет сообщать ракете меньший суммарный импульс и дальность ее полета будет уменьшаться. Следовательно, лишь при оптимальном отношении ($I_{\Sigma}/M_{\text{ду}}$) ракета с $M_0 = \text{const}$ будет иметь максимальную конечную скорость или заданную конечную скорость при меньшей начальной массе. Для вытеснительной системы подачи топлива повышают $I_{\Sigma}/M_{\text{ду}}$ за счет уменьшения массы топливных баков путем применения новых материалов и улучшения массовых характеристик средств генерации сжатого газа. Так, применение вместо АСГ жидкостного или твердо-топливного ГТ позволяет за счет большей работоспособности (RT) 1 кг газа уменьшить массу системы газогенерации рабочего тела. В результате зависимость $I_{\Sigma}/M_{\text{ду}}$ с жидкостным газогенератором идет выше аналогичной зависимости с АСГ при большем значении оптимального давления p_k . Так же как и для СГ, имеется свое оптимальное давление p_k для ЖРД с ЖГГ, ТГГ и др., после которого нецелесообразно повышать давление в КС.

§ 17.3. РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ПРИ НАСОСНОЙ СИСТЕМЕ ПОДАЧИ ТОПЛИВА

Для насосной системы подачи топлива преобразуем уравнение (17.10) с учетом специфики работы ЖРД с ТНА. При вытеснительной системе подачи топлива весь расход топлива проходит через КС и удельный импульс камеры является одновременно удельным импульсом ЖРД.

При насосной системе подачи для ЖРД без дожигания часть топлива расходуется на генерацию рабочего тела турбины, тогда

$$I_{y, \text{д}} = P(\dot{m}_k + \dot{m}_{\text{т.т}}) = I_y / (1 + \xi). \quad (17.11)$$

Из уравнения (17.11) видно, что с ростом ξ удельный импульс ЖРД уменьшается. Причем чем совершеннее ЖРД, тем больше относительный расход топлива на привод турбины. Последнее объясняется тем, что увеличение удельного импульса камеры сопровождается ростом давления в КС. Для подачи топлива в КС насосы должны создавать все большие и большие давления подачи, что требует повышения мощности турбины и расхода топлива на нее.

На рис. 17.4 изображено изменение удельного импульса камеры I_y и относительного расхода топлива ξ от давления

в КС ($p_a = \text{const}$) и удельного импульса ЖРД. Из рисунка видно, что до определенного давления в КС уменьшение расхода топлива через камеру в связи с ростом I_y компенсирует увеличение расхода топлива на привод турбины — удельный импульс ЖРД возрастает. После определенного давления, когда I_y менее интенсивно растет, уменьшение расхода топлива через камеру не компенсирует увеличение расхода топлива на турбину, и удельный импульс ЖРД уменьшается. Дальнейшее увеличение удельного импульса с турбонасосной системой подачи топлива за счет повышения давления в КС возможно при улучшении КПД насосов, турбины, повышении температуры рабочего тела турбины, т. е. за счет снижения ξ . К сожалению, наиболее эффективный путь снижения $\xi(\dot{m}_{т.т})$ — повышение температуры газа перед турбиной — трудноосуществим ввиду большой конструктивной сложности создания охлаждаемых лопаток и отсутствия приемлемых для этих условий материалов лопаток турбины ЖРД. Указанная трудность и ограничивает для ЖРД без дожигания рост давления в КС и дальнейшее повышение удельного импульса ЖРД.

Найдем применительно к турбонасосной системе подачи топлива зависимость $I_{\Sigma}/M_{\text{ДУ}}$. В ДУ при насосной системе подачи топлива начальная масса

$$M_{\text{ДУ}} = M_{\text{к}} + M_{\text{с.п}} + M_{\text{т}},$$

где $M_{\text{с.п}} = M_{\text{ТНА}} + M'_{\text{с.п}} + M'_{\text{т}} + M_{\text{б+гг}}$; $M_{\text{ТНА}}$ — масса турбонасосного агрегата; $M'_{\text{с.п}}$ — масса системы подачи топлива для генерации рабочего тела турбины; $M'_{\text{т}}$ — запас топлива для генерации рабочего тела турбины; $M_{\text{б+гг}}$ — масса топливных баков с системой наддува баков.

Первые три члена в $M_{\text{с.п}}$ относятся к ЖРД. Тогда

$$I_{\Sigma}/M_{\text{ДУ}} = I_{y, \text{ср.д}} (1 - M_{\text{к+арм}}/M_{\text{ДУ}}) / (1 + \rho_{\text{с.п}}). \quad (17.12)$$

Зная аналитическую или опытную зависимость $I_{y, \text{ср.д}}$, массы камеры и системы подачи топлива от давления в КС, можно по уравнению (17.12) построить зависимость $I_{\Sigma}/M_{\text{ДУ}}$ от давления и найти оптимальное давление в КС.

На рис. 17.5 видно, что с ростом давления $p_{\text{к}}$ отношение $I_{\Sigma}/M_{\text{ДУ}}$ вначале интенсивно растет и достигает максимального значения, а далее плавно уменьшается. Давление в КС, при котором достигается максимальное значение $I_{\Sigma}/M_{\text{ДУ}}$, является оптимальным. Дальнейшее повышение давления в КС нецелесообразно.

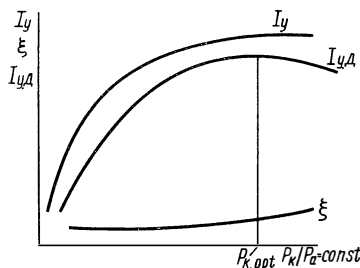


Рис. 17.4. Зависимость I_y и ξ от давления в камере сгорания

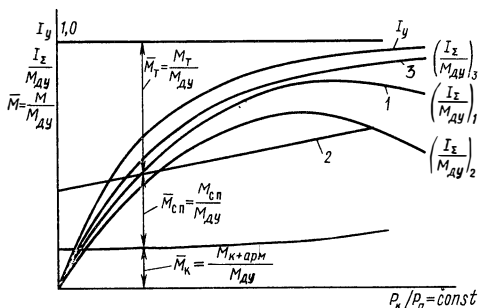


Рис. 17.5. Зависимость $I_z/M_{дy}$ от давления в КС для турбонасосной системы подачи топлива:

1 — газогенератор на основных компонентах; 2 — газогенератор на вспомогательных компонентах; 3 — ЖРД с дожиганием рабочего тела турбины в КС

Сравнивая характер изменения $I_z/M_{дy}$ для вытеснительной и насосной систем подачи топлива, замечаем, что для насосной системы зависимость $I_z/M_{дy}$ изменяется в районе оптимума более плавно, что позволяет без большого ущерба для $I_z/M_{дy}$ несколько варьировать в выборе p_k исходя из других соображений, например из проблемы охлаждения камеры и др.

Как видно из рис. 17.5, имеется дальнейшая возможность повышать удельный импульс камеры за счет увеличения давления в ней ($p_a = \text{const}$).

Чтобы использовать резерв повышения удельного импульса КС с целью увеличения $I_z/M_{дy}$, идут по пути совершенствования рабочего процесса ТНА и снижения массы системы подачи топлива. Например, можно улучшить турбонасосную систему подачи за счет генерации рабочего тела турбины из основных компонентов топлива с питанием ГГ от основных насосов вместо применения третьего компонента, например перекиси водорода, со специальной системой подачи в газогенератор. В этом случае появляется возможность улучшить работоспособность 1 кг рабочего тела (уменьшение ξ); уменьшить массу системы подачи топлива (нет баков для вспомогательного топлива — используются основные, нет специальной системы подачи топлива в газогенератор — используются основные насосы и др.), уменьшить массу системы наддува топливных баков за счет использования выхлопных газов турбины (не требуется специальных емкостей для системы наддува) и др.

Применение более совершенной системы подачи топлива позволяет повысить основную характеристику $I_z/M_{дy}$, максимальное значение которой достигается при более высоком значении p_k , по сравнению с менее совершенными системами подачи топлива (рис. 17.5).

Несмотря на возможность дальнейшего совершенствования ЖРД без дожигания для увеличения $I_z/M_{дy}$ за счет совершенствования системы ТНА, этот путь ограничен и не позволяет существенно улучшить $I_z/M_{дy}$. В то же время возможности увеличения удельного импульса за счет повышения давления

(степени расширения) в КС весьма большие. Выходом из этого положения является применение ЖРД с дожиганием, у которых продукты газогенерации ТНА с неиспользованным запасом химической энергии дожигаются в КС при $\alpha_{оп}$.

На рис. 17.5 показан характер изменения $I_y = I_{y.д}$ и $I_z/M_{ду}$ от давления в камере ЖРД с дожиганием. Из рисунка видно, что отношения $I_z/M_{ду}$ достигают большей величины, чем для ЖРД без дожигания.

Применение ЖРД с дожиганием особенно выгодно при высоких давлениях p_k для ЖРД больших тяг.

§ 17.4. ВЫБОР ТИПА СИСТЕМЫ ПОДАЧИ ТОПЛИВА

Для определенной ракеты выбирают ту систему подачи топлива, которая при заданном суммарном импульсе будет обеспечивать лучшее отношение $I_z/M_{ду}$. Для этого при оптимальном давлении для вытеснительной и турбонасосной систем подачи топлива определяется значение $I_z/M_{ду}$.

Опытному конструктору, как правило, заранее ясно, какую систему подачи топлива нужно выбрать для ракеты в зависимости от I_z . Заранее известно, что оптимальной системой подачи топлива для баллистических ракет среднего и дальнего действия, межконтинентальных ракет, ЗУР и т. п., т. е. для ракет с большим суммарным импульсом I_z , выгоднее турбонасосная система подачи топлива. В этом случае уточняется величина давления, допустимого для данного типа ЖРД с учетом современного состояния ракетного двигателестроения. Для ракет с малым суммарным импульсом более выгодна вытеснительная система подачи топлива.

В случае когда по величине суммарного импульса проектируемая ракета стоит на границе применимости той или иной системы подачи топлива, следует провести вышеуказанный анализ и определить, при какой системе подачи топлива достигается большее значение $I_z/M_{ду}$, учитывая, что ранее разработанные рекомендации могут быть устаревшими в связи с развитием и совершенствованием того или иного типа системы подачи топлива.

На выбор типа системы подачи топлива могут оказать влияние не только величина суммарного импульса, но и условия работы ракеты, в которых эта величина должна быть получена. Если ракета работает в плотных слоях атмосферы, то добиться роста удельного импульса можно за счет (при прочих равных условиях) повышения степени расширения при одновременном росте давления в КС, а для двигателей, работающих в вакууме, можно добиться высоких удельных импульсов при низких давлениях в КС за счет понижения давления на срезе сопла. В этом случае может оказаться более выгодной для определенных

значений суммарного импульса вытеснительная система подачи топлива, так как можно в топливных баках держать низкое давление подачи топлива. Системы подачи топлива и параметров ЖРД выбирают после анализа отношений $I_{\Sigma}/M_{\text{Ду}}$, I_{Σ}/M_0 и окончательно по V_k .

§ 17.5. РАСЧЕТ И ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ НА СРЕЗЕ СОПЛА

Тяга и удельный импульс сильно зависят от соотношения давлений на срезе сопла и окружающей среды. Максимальное значение P и I , при каком-либо противодавлении реализуется на расчетном режиме работы сопла. При большем или меньшем значении давления на срезе сопла по сравнению с давлением окружающей среды тяга и удельный импульс меньше аналогичных величин на расчетном режиме. При движении по траектории ракета находится в среде с переменным давлением. Если бы обеспечить работу сопла во все время полета на расчетном режиме, то ракета при заданной начальной массе достигла бы максимальной конечной скорости или заданной конечности скорости при минимальной начальной массе M_0 .

Современные ЖРД с нерегулируемыми соплами работают в расчетных условиях только на одной какой-то высоте полета. Поэтому они сообщают ракете значительно меньший импульс, чем могли бы сообщить ЖРД с регулируемыми соплами. В настоящее время пока разрабатывают регулируемые сопла.

Какое же давление выбрать на срезе сопла, чтобы ЖРД с нерегулируемым соплом обеспечил ракете возможно больший суммарный импульс? Необходимо выбрать такую высотность сопла, которая обеспечила бы максимальную конечную скорость полета ракеты при заданной начальной массе. При этом ЖРД сообщит ракете максимальный суммарный импульс.

Ниже изложена методика расчета оптимального давления на срезе сопла, разработанная В. Д. Курпатенковым и М. В. Мельниковым. Для нахождения оптимальной высотности сопла используем уравнение движения ракеты

$$M(dV/dt) = P - X - Mg \sin \theta, \quad (17.13)$$

где $M = M_0 - m\tau$ — текущая масса ракеты; V — скорость полета ракеты; X — аэродинамическое сопротивление; g — гравитационная постоянная; θ — угол между касательной к траектории полета и горизонтом; $\dot{m}$ — секундный массовый расход топлива; M_0 — начальная масса ракеты; τ — время работы ЖРД.

Используя выражение текущей массы и тяги, преобразуем (17.13) к виду

$$dV = \left[(\dot{m}w_a + p_a F_a) / (M_0 - \dot{m}\tau) \right] d\tau - \left[p_{\text{н}} F_a / (M_0 - \dot{m}\tau) \right] d\tau - g \sin \theta d\tau - \left[X / (M_0 - \dot{m}\tau) \right] d\tau. \quad (17.14)$$

Проинтегрировав уравнение (17.14), получим значение конечной скорости ракеты

$$V_k = (\dot{m}w_a + p_a F_a) \int_0^{\tau_k} d\tau / (M_0 - \dot{m}\tau) - F_a \int_0^{\tau_k} [p_n / (M_0 - \dot{m}\tau)] d\tau - \int_0^{\tau_k} g \sin \theta d\tau - \int_0^{\tau_k} [X / (M_0 - \dot{m}\tau)] d\tau. \quad (17.15)$$

За знак интеграла вынесены величины, не зависящие от времени работы ЖРД.

Для отыскания максимума конечной скорости V_k от величины давления на срезе сопла возьмем производную dV_k/dp_a и приравняем ее нулю. Применительно к ракетам дальнего действия последние два члена (17.15), учитывающие аэродинамическое сопротивление и силу земного тяготения, очень мало зависят от давления на срезе сопла, но значительно от траектории полета. Траектория полета мало изменяется от изменения давления на срезе сопла. Поэтому при дифференцировании два последних члена (17.15) приравнивают нулю. Тогда

$$(\dot{m}dw_a/dp_a + F_a dp_a/dp_a + \rho_a dF_a/dp_a) \int_0^{\tau_k} d\tau / (M_0 - \dot{m}\tau) - dF_a/dp_a \int_0^{\tau_k} [p_n / (M_0 - \dot{m}\tau)] d\tau = 0. \quad (17.16)$$

Для преобразования (17.16) используем уравнение Бернулли в дифференциальной форме, т. е. $dp_a/\rho_a + w_a dw_a = 0$, откуда $dw_a/dp_a = -1/(\rho_a w_a)$.

Подставив dw_a/dp_a в (17.16), получим

$$p_a dF_a/dp_a \int_0^{\tau_k} d\tau / (M_0 - \dot{m}\tau) - dF_a/dp_a \int_0^{\tau_k} [p_n / (M_0 - \dot{m}\tau)] d\tau = 0, \\ p_{aopt} = \left(\int_0^{\tau_k} p_n \frac{d\tau}{M_0 - \dot{m}\tau} \right) / \left(\frac{1}{\dot{m}} \ln \frac{M_0}{M_k} \right),$$

или, меняя пределы интегрирования,

$$p_{aopt} = \left[\int_{M_k}^{M_0} p_n (dM/M) \right] / \ln (M_0/M_k). \quad (17.17)$$

Для определения $\int_{M_k}^{M_0} p_n dM/M$ необходимо знать траекторию полета ракеты.

Уменьшение оптимального давления на срезе сопла с увеличением M_0/M_k вызвано тем, что на борт ракеты при $M_0 = \text{const}$ можно взять больше топлива, при этом время работы двигателя увеличивается, а следовательно, большее время будет работать двигатель в разреженных слоях атмосферы.

Аналогичное влияние на оптимальное давление оказывает и величина удельного импульса. Чем больше I_y , тем при

$M_0 = \text{const}$ большее время проработает двигатель в разреженных слоях атмосферы, а при $\dot{m} = \text{const}$ двигатель с большим удельным импульсом I_y разовьет большую тягу и ракета быстрее достигнет больших высот, больше проработает в разреженных слоях атмосферы.

Повышение эффективности ракеты с ЖРД, имеющим оптимальное давление на срезе сопла, поясняется тем фактом, что суммарный импульс I_Σ или $V_{\kappa,н}$ ракеты определяется не значением удельного импульса на Земле или в пустоте, а каким-то средним удельным импульсом по траектории полета; чем больше он будет, тем больший суммарный импульс сообщит ЖРД ракете. Оптимальное давление на срезе сопла позволяет ЖРД работать в среднем, как бы в расчетном, режиме, т. е.

$$p_{\text{a opt}} = p_{\text{н. ср}} = \int_{M_\kappa}^{M_0} p_n (dM/M) / \ln(M_0/M_\kappa). \quad (17.18)$$

ЖРД с большим средним удельным импульсом обеспечит большую конечную скорость (дальность) полета ракеты при заданной начальной массе или заданную конечную скорость при меньшей начальной массе. В расчетное значение $p_{\text{a opt}}$ по (17.17) иногда необходимо внести коррективы.

При малых значениях p_a размеры закритической части сопла увеличиваются, что приводит к росту массы ЖРД, пренебречь которым уже нельзя. Значит, необходимо внести коррективы в значение M_κ формулы (17.17) и уже с новым значением M_κ определить оптимальное давление на срезе сопла. На выбор оптимального давления может оказать влияние охлаждение камеры, например, когда в закритическую часть сопла входит скачок уплотнения, что вызывает резкое увеличение теплового потока от ПС к стенке сопла. Также на выбор оптимального давления может оказать влияние компоновка сопла ЖРД в хвостовой части ракеты, так как взаимодействие струи ЖРД и набегающего потока может влиять на донное сопротивление ракеты. Особое внимание следует уделять выбору оптимального давления на срезе сопла ЖРД последних ступеней многоступенчатых ракет, траектория которых проходит практически в безвоздушном пространстве. В этом случае уменьшение давления на срезе сопла приводит к росту удельного импульса. Одновременно возрастает масса и габариты сопла. Принятые габариты сопла могут не позволить удовлетворительно компоновать ЖРД в хвостовом отсеке ракеты. (Здесь особо важное значение приобретут, например, раскрывающиеся сопла.) Поэтому необходимо, чтобы прирост конечной скорости за счет повышения $I_{y,н}$ перекрывался уменьшением конечной скорости за счет увеличения массы сопла ЖРД.

Прирост скорости i -й ступени

$$V_{\kappa i} - V_{\kappa(i-1)} = \Delta V_\kappa = I_{y,н} \ln(M_0/M_\kappa). \quad (17.19)$$

На рис. 17.6 показан характер изменения прироста конечной скорости ΔV_k от безразмерной площади (давления на срезе сопла) сопла ЖРД. Из графика видно, что до определенного значения площади выходного сечения сопла $\bar{F}_a$ прирост удельного импульса перекрывает влияние увеличения массы конструкции сопла на величину конечной скорости ΔV_k , и она возрастает. После некоторого оптимального значения $\bar{F}_a$ увеличение массы сопла не компенсирует повышение $I_{y,п}$ и уменьшается ΔV_k . Естественно, дальнейшее повышение $\bar{F}_a$ будет ухудшать характеристики ракеты.

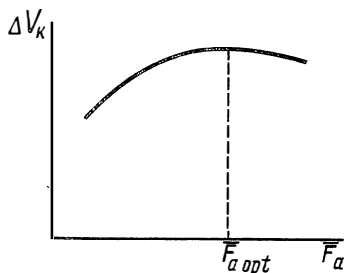


Рис. 17.6. Влияние площади сопла на изменение V_k

Дальнейшее повышение $I_{y,ср}$ или $I_{y,п}$ при одновременном росте суммарного импульса должно идти за счет снижения массы конструкции ракеты, ЖРД и, в частности, сопла ЖРД. Учитывая, что температура газового потока в ЖРД с большими степенями расширения достаточно низка, вполне возможно обойтись без внешнего охлаждения концевой части сопла. Тогда надежную работу однооболочной части сопла можно обеспечить за счет термостойких материалов и покрытий.

Ликвидация рубашки КС на значительной части сопла позволит уменьшить массу сопла и ЖРД в целом. Следовательно, появится дальнейшая возможность уменьшить давление на срезе сопла и увеличить $I_{y,ср}$ и $I_{y,п}$.

§ 17.6. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ТОПЛИВА

Топливо, которое при всех прочих равных условиях обеспечивает достижение ракетой максимальной конечной скорости при заданной начальной массе ракеты или заданной конечной скорости при ее минимальной массе, является наиболее эффективным.

В этом параграфе не рассматривают влияния на выбор топлива его эксплуатационных и других качеств, которые учитываются при окончательном выборе того или иного топлива.

Для получения сравнительной оценки эффективности того или иного топлива достаточно дать оценку удельному импульсу на расчетном режиме, т. е. при $p_a = p_n$, или по значению удельного импульса в пустоте. Тогда уравнение (17.1) примет вид

$$V_{k,н} = I_{y,ср} \ln \mu_k. \quad (17.20)$$

Используя зависимости $\mu_k = 1 + M_T/M_k$ и $M_T = V_6 \rho_T$, где V_6 — объем топливных баков; ρ_T — плотность топлива, преобразуем (17.20) к виду

$$V_{\kappa.и} = I_{y.c.p} \ln(1 + \sigma_{\kappa} \rho_{\tau}), \quad (17.21)$$

где $\sigma_{\kappa} = V_6 / M_{\kappa}$.

Чем больше σ_{κ} , тем больше относительный запас топлива на борту ракеты.

Из (17.21) видно, что на $V_{\kappa.и}$ влияет соотношение компонентов или коэффициент избытка окислителя α , так как I_y и ρ_{τ} являются функцией α .

Достижение максимальной конечной скорости при коэффициенте избытка окислителя большем, чем для получения $I_{y_{\max}}$, объясняется характером изменения $\rho_{\tau} = f(\alpha)$, значение которого для топлива ЖРД возрастает с увеличением коэффициента избытка окислителя. Причем это расхождение возрастает с ростом разницы между плотностями горючего и окислителя.

Следовательно, оценка эффективности топлива по $V_{\kappa.и}$ более объективна, чем по I_y . Продифференцировав (17.21) по σ_{κ} , получим

$$dV_{\kappa.и} / d\sigma_{\kappa} = I_y \rho_{\tau} / (1 + \sigma_{\kappa} \rho_{\tau}). \quad (17.22)$$

Из уравнения (17.22) следует, что с увеличением σ_{κ} влияние плотности топлива уменьшается, а удельного импульса возрастает.

В заключение необходимо отметить, что при выборе тех или иных параметров ЖРД всегда надо помнить о том, как они влияют на $I_{\Sigma} / M_{\text{ду}}$. Окончательным критерием для обоснования тех или иных решений по выбору схемы ЖРД и других параметров является определение их влияния на конечную скорость полета ракетного аппарата.

ОСНОВНЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В РАЗВИТИИ СОВРЕМЕННЫХ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Изучая исторический путь, пройденный ракетной техникой и жидкостными ракетными двигателями, а также современное их состояние, можно выделить ряд характерных направлений развития ЖРД.

Первая характерная черта развития ЖРД — значительное расширение номенклатуры двигательных установок с ЖРД в зависимости от назначения и области применения, параметров и особенностей режимов, эксплуатационных свойств и качеств, а также и других специфических особенностей, предъявляемых к ЖРД.

Увеличение типов ракет соответственно расширило и виды двигательных установок с ЖРД. При этом стали более жесткими требования к повышению удельного импульса, снижению массы и габаритов, к упрощению эксплуатации двигателей, готовности к немедленному действию, повышению надежности, сроков хранения, к снижению стоимости и др.

Исследования и эксплуатация космического пространства — появление автоматических и пилотируемых космических кораблей и спутников, вывод на земную орбиту постоянно действующих с длительным временем существования автоматических спутников разнообразного назначения (метеорологических, навигационных, связи и телевидения, геологических, разведовательных и т. д.), запуск крупных обитаемых космических станций, посылка автоматических космических кораблей к ближним и дальним планетам — открыли для ракетного двигателестроения новую и обширную область применения ЖРД, которая предъявляет к ним сложные и порой противоречивые требования.

В этой области, с одной стороны, появились двигательные установки с большой тягой, достигающей $(4—35)10^6$ Н. Примером таких двигательных установок служат двигатели мощных ракетопосителей типа «Восток» и его модификаций, «Сатурн 1 В», «Сатурн 5», «Протон», «Энергия».

С другой стороны, различные космические ЛА потребовали создания двигательных установок разнообразного назначения со специфическими параметрами и условиями работы и эксплуатации.

Во-первых, это двигатели разгонные и тормозные, служащие для вывода космического объекта с земной на планетарную орбиту и обратно, а также для посадки на Луну и планеты: двигатели для коррекции и изменения параметров орбиты; для совершения маневров на орбите при стыковке космических кораблей и т. п. Эти двигатели имеют тягу порядка $10^3 - 10^4$ Н. Во-вторых, это двигатели, предназначенные для обеспечения: стабилизации и ориентации космического ЛА в пространстве; компенсации малых изменений орбиты, происходящих вследствие малых изменений гравитационного поля и других малых возмущений; коррекции импульса более мощных двигателей; создания линейных ускорений с целью разделения газа наддува от жидкого компонента при запуске больших двигателей. Все эти двигатели отличаются малыми значениями тяги ($10^2 - 10^{-2}$) Н, имеют специфические особенности режимов работы по длительности действия, регулирования режима, многократности запуска, работы в условиях космоса, невесомости, длительности существования и т. п.

Дальнейшее развитие космонавтики и ее практическое народнохозяйственное освоение привели к созданию нового класса космического ракетоплана-самолета, сочетающего свойства и возможности ракеты и самолета. Этот новый класс летательных аппаратов называют многоразовыми транспортно-космическими аппаратами — МТКА. Основное назначение МТКА — совершать регулярные рейсы на околоземную орбиту с полезным грузом и снизить затраты, которые пока что велики. Созданы и эксплуатируются летные экземпляры первого поколения таких МТКА — советский «Буран» и американский «Спейс шаттл», проектируются в некоторых странах и другие подобные МТКА. Прорабатываются проекты МТКА второго поколения.

Развитие МТКА вызывает появление нового класса ЖРД, который отличается многократностью применения, большим ресурсом работы, высокой надежностью и экономичностью. Заметим, что эти качества двигателей МТКА являются развитием на базе современных технических и научных достижений тех качеств, которыми обладали первые «самолетные» ЖРД. Одним из пионеров отечественного ракетостроения авиационного назначения был Л. С. Душкин, который разработал первые советские ЖРД с насосной подачей — РД-2М и РД-2МЗВ.

Современное развитие техники наметило еще одно направление использования ЖРД, связанное с получением электрической энергии на принципах МГД-генератора. Здесь основой является низкотемпературная плазма, ускоренная до больших скоростей. Оказалось, что для получения низкотемпературной плазмы и ее разгона до больших скоростей наиболее подходящим устройством в ряде случаев будет камера сгорания и сопло ЖРД. В такой камере сгорания организуется по обычной схеме сжигание жидкого топлива, состоящего из окислителя и горючего, а также добавок

легкоионизирующихся щелочных металлов и их соединений. Затем ионизированные продукты сгорания, представляющие собой низкотемпературную плазму, разгоняются до сверхзвуковой скорости в обычном сопле Лаваля и далее поступают в специальный канал с магнитным полем, в котором происходит преобразование кинетической энергии потока плазмы в электрическую.

Таким образом, расширение областей применения ЖРД и появление новых типов двигательных установок—это, несомненно, одна из наиболее характерных и постоянных тенденций развития ЖРД.

Вторая характерная черта развития ЖРД—освоение более энергетически мощных топлив, с целью максимального повышения удельного импульса.

На первом этапе (примерно до середины 50-х годов) использовались топлива, в которых в качестве окислителя применялась азотная кислота (с добавкой или без добавки четырехоксида азота) с керосином и эквивалентным ему по энергетике, но самовоспламеняющимся горючим—тонкой. Также использовались топлива на основе жидкого кислорода, когда наиболее часто горючим с ним был спирт (керосин с кислородом только начинал внедряться в практику).

На втором этапе (к концу 50-х годов) стали использовать более эффективные топлива: в качестве окислителя—четыреоксида азота; в качестве горючего—несимметричный диметилгидразин, гидразин и их смесь. Широкое распространение получили энергетически мощные топлива на основе жидкого кислорода со специальными углеводородами типа керосина, а также топливо на основе жидкого кислорода с несимметричным диметилгидразином.

Создание мощных ЖРД на кислородно-углеводородном топливе позволило в этот период ракетной техники решить такие эпохальные задачи, как запуск пилотируемых космических кораблей и орбитальных станций.

В последующие годы начался этап освоения еще более мощных топлив. Были созданы и получили практическое применение ЖРД, работающие на кислородно-водородном топливе. Началось освоение топлива на основе самого энергетически мощного окислителя—жидкого фтора, и были созданы первые опытные ЖРД, работающие с этим окислителем.

Появляются сообщения и о практическом освоении одного из самых эффективных ныне химических топлив—фтороводородного, что позволяет существенно повысить сразу две важные характеристики—удельный импульс ЖРД и плотность топлива.

Наряду с освоением высокоэнергетических жидких топлив большие работы ведутся в направлении создания и освоения жидких топлив с добавками к горючему некоторых металлов и их соединений, например Li, Be, Mg, Al, LiH, BeH₂. Напомним,

что композиция $O_2 + H_2 + He$ на сегодня является наиболее энергетически мощным топливом.

Использование металлов и их соединений в ракетных топливах, обеспечивающих повышение удельного импульса и плотности топлива, позволяет значительно улучшить характеристики ракет и космических ЛА. Хотя надо отметить, что разработка отвечающих всем требованиям эксплуатации способов использования этих добавок в жидкостных ракетных двигателях наталкивается на большие трудности.

Вместе с тем из-за возросшего значения в последнее время экологических проблем, топлива, которые сами и их продукты сгорания сильно загрязняют среду, подвергаются серьезной критике. С этих позиций предполагают, что такие компоненты, как несимметричный диметилгидразин, фтор и его производные, бериллий и др., несмотря на их большие энергетические достоинства, будут использоваться в будущем в ограниченном масштабе.

С другой стороны, наиболее перспективным топливом является кислородно-водородное, которое не загрязняет среду и будет все шире применяться в ракетной технике.

В будущем несомненно эти двигатели найдут применение на одноступенчатых ракетах-носителях, например, при схемах так называемых трехкомпонентных ЖРД. Эти двигатели на первом участке траектории работают на «тяжелом» топливе $O_2 + UBG + H_2$, а на втором участке траектории переходят на «легкое» топливо $O_2 + H_2$.

Третья характерная черта развития ЖРД — постоянное формирование и улучшение его основных параметров.

С одной стороны, имеет место значительное повышение тяги одиночного двигателя, например, самый «большой» ЖРД конца второй мировой войны имел $P \approx 0,246 \cdot 10^6$ Н, современные двигатели имеют $P \approx (5,0 \div 10) \cdot 10^6$ Н. Прорабатываются и изучаются двигатели и с большими значениями тяги, которые могут быть необходимы для дальнейших космических программ, а с другой — значительный рост давления в КС. Если двигатели конца второй мировой войны имели $p_k = (15 \div 25) 10^5$ Па, то в современных двигателях давление в КС достигает $p_k = (150 \div 300) 10^5$ Па и имеет тенденцию к дальнейшему повышению.

Увеличение давления в КС сразу улучшает три важных показателя: повышается удельный импульс, уменьшаются габариты и масса.

Удельный импульс увеличивается ввиду увеличения степени расширения газов в сопле, т. е. p_k/p_a . Если при $p_k/p_a = 20 \div 25$ удельный импульс $I_y = (0,6 \div 0,65) I_{y\max}$, то при $p_k/p_a = 2000 \div 4000$ удельный импульс $I_y = (0,80 \div 0,85) I_{y\max}$, где $I_{y\max}$ — максимально возможный удельный импульс данного топлива при бесконечном расширении, т. е. при $p_k/p_a = \infty$. Хотя современные ЖРД ис-

пользуют возможности по удельному импульсу топлив достаточно хорошо—80—85%, однако часть этих возможностей все же теряется. Это резерв, за счет которого будет увеличиваться I_y при дальнейшем повышении p_k .

Габариты двигателя уменьшаются с повышением p_k . Дело в том, что при одной и той же тяге и одинаковом давлении на срезе сопла p_a увеличение p_k пропорционально уменьшает площадь критического сечения $F_{кр}$, причем из-за увеличения удельного импульса уменьшение $F_{кр}$ происходит даже сильнее увеличения p_k . Вместе с этим несколько уменьшаются площадь среза F_a и длина сопла, хотя степень расширения газов в сопле p_k/p_a и соответственно относительная площадь среза $\bar{F}_a = F_a/F_{кр}$ увеличились. Одновременно с этим уменьшаются поперечные и продольные размеры самой КС.

Таким образом, контуры КС и сопла с большим p_k полностью вписываются внутрь контуров КС и сопла с меньшим p_k . Если еще учесть, что с ростом p_k повышается требуемое давление подачи, которое вызывает увеличение оборотов ТНА и соответствующее снижение поперечных размеров последнего, то в целом двигатель с большим p_k будет иметь меньшие габариты по сравнению с аналогичным двигателем, но с меньшим p_k .

Все это, вместе взятое, не увеличивает, а снижает, как показывает практика, массу двигателя. Это связано с тем, что хотя агрегаты и элементы двигателя работают с большими давлениями и сильнее нагружены, но ввиду их меньших размеров упрощаются проблемы обеспечения прочности конструкции. Это сказывается на снижении общей металлоемкости конструкции двигателя и, следовательно, на ее массе.

Количественно улучшение массовых характеристик современных ЖРД можно видеть по снижению удельной массы двигателя—отношению массы двигателя к тяге. Так, если двигатели конца второй мировой войны имели удельную массу $\bar{m}_д = (0,037 \div 0,050) 10^{-1}$ кг/Н, то современные двигатели с $p_k = (150 \div 200) 10^5$ Па имеют $\bar{m}_д = (0,0075 \div 0,010) 10^{-1}$ кг/Н, т. е. на 10 000 Н тяги приходится меньше 10 кг массы двигателя. Конечно, снижение удельной массы современных двигателей достигнуто не только за счет «чистого» повышения p_k , но и за счет совершенствования конструкции и применения новых материалов.

Четвертая характерная черта развития ЖРД—все более глубокое изучение рабочего процесса в камере и других агрегатах двигателя. Практика показывает, что без достаточных знаний рабочего процесса в КС, ГГ, ТНА и систем регулирования трудно с большой полнотой использовать энергетические возможности современных топлив, создавать высоконадежные с большим ресурсом двигатели, совершенствовать конструкцию и снижать массу двигателя.

Глубокие исследования рабочего процесса в камере позволили, с одной стороны, снизить потери удельного импульса из-за несовершенства организации процессов, протекающих в КС и сопле, а с другой — снизить потребные объемы и размеры КС и длину сопла. Появились и широко используются более совершенные смесительные элементы и головки, малогабаритные и форсированные КС, повсеместно используются профилированные сопла.

Продолжается интенсивное изучение теплозащиты и охлаждения стенки камеры: отрабатываются экономичные системы внутреннего охлаждения; появляются пористые стенки в разрабатываемых конструкциях двигателей. Все это позволяет обеспечить надежную теплозащиту и охлаждение современных двигателей с высокоинтенсивным рабочим процессом. Вместе с этим удастся снизить потери удельного импульса, связанные с организацией теплозащиты стенки.

Большое внимание уделяется проблеме устойчивости горения топлив в КС и ГГ: разрабатываются новые теории, лучше и точнее учитывающие многие факторы гидродинамической и химико-физической природы; применяются новые методы исследований, а также испытаний натурных двигателей с целью экспериментального определения их «вибрационных» характеристик и прогнозирования устойчивости рабочего процесса на рабочих режимах; разрабатываются проблемы моделирования рабочего процесса, что особенно важно при создании двигателей с большими тягами [$P > (0,1 \div 1) 10^6$ Н].

Вместе с этим интенсивно ведутся исследования процессов в других агрегатах и элементах ЖРД — газогенераторах, насосах, турбинах, системах наддува баков и бустерных ТНА, в агрегатах управления и регулирования.

Большое внимание уделяется исследованиям надежности ЖРД как в целом, так и составляющих его агрегатов. Здесь много проблем: разработка путей и методов повышения надежности ЖРД и его агрегатов, методов количественной оценки и сравнения этих путей; как экспериментально определять и оценивать надежность двигателя по «малому» числу экспериментов и испытаний; как вести расчеты надежности ЖРД в целом и отдельных его элементов в процессе проектирования; как проводить «ускоренные» испытания для определения надежности и др.

Особое место занимают исследования методов испытания ЖРД в процессе его отработки и доводки. Здесь стоит важная задача — как вести испытания, какие параметры задавать, сколько проводить запусков и т. п., чтобы путем испытаний небольшого числа экземпляров двигателя получить наибольшую информацию о его работоспособности, параметрах и соответствии требованиям технического задания.

Развивается новое направление исследований — теория и практика диагностики ЖРД, его агрегатов и систем. Стремятся

найти способы оценки и определения состояния и работоспособности агрегатов и систем ЖРД в процессе его работы по каким-то поддающимся измерению параметрам. На основе получаемой информации разрабатывают определенные методы предупреждения аварийных состояний агрегатов и систем. Внедрение в практику диагностических систем предполагается повысить надежность ЖРД.

Таким образом, одна из характерных современных тенденций в развитии ЖРД—усиление всесторонних исследований во всех областях ЖРД. Эти исследования составляют ту основу, на которой происходит создание с меньшими затратами и в более короткие сроки высокоэффективных и надежных ЖРД, способных решать все усложняющиеся задачи ракетной техники.

Пятая характерная черта развития ЖРД—непрерывное совершенствование конструкции всех агрегатов, систем и элементов ЖРД. Вместе с этим совершенствуется и сама принципиальная схема двигательной установки, объединяются все составные части ЖРД в одно целое, обеспечивая их рациональную связь взаимодействия.

Для улучшения характеристик, упрощения эксплуатации и совершенствования конструкции ЖРД рабочее тело привода турбины ТНА генерируют, как правило, из основных компонентов топлива в газогенераторе, в который они подаются тем же ТНА.

В дальнейшее совершенствование ЖРД существенный вклад внесло широкое распространение схем ЖРД с дожиганием генераторного газа различного типа. Эти схемы позволили значительно улучшить рабочие, эксплуатационные и конструктивные параметры современных ЖРД.

Наметилась тенденция: при схеме ЖРД с дожиганием иметь единую компоновку ТНА с камерой, при которой турбины ТНА расположены непосредственно в ней. В конструкции ЖРД применяют неразъемные соединения, различного рода пластические материалы, теплостойкие покрытия, тугоплавкие материалы, которые повышают надежность, снижают массу и позволяют повысить значение удельного импульса.

Изучаются различные схемы трехкомпонентных ЖРД, в том числе работающие полностью на криогенных компонентах $O_2 + CH_4$ или $C_3H_8 + H_2$ с высоким давлением в камере сгорания—40—50 МПа.

Коренному улучшению подверглась конструкция камер, которые делаются паяными с развитым оребрением внутренней стенки или трубчатыми. Для интенсификации наружного проточного охлаждения используют в трактах искусственную шероховатость и другие эффективные методы. Благодаря таким конструкциям удалось сделать внутреннюю стенку камеры весьма тонкой. При высокотеплопроводном материале стенки в большой мере облегчает решение проблемы охлаждения камеры при

высоких тепловых потоках, достигающих до $(100—150)10^6$ Вт/м², что свойственно камерам с высоким давлением и повышенной температурой в пристеночном слое. Это позволяет значительно повысить удельный импульс и не повышать удельную массу камеры.

Наблюдаются в некоторых случаях тенденции к созданию камер, имеющих элементы без наружного проточного охлаждения. Стенки этих камер защищаются внутренним охлаждением, а также применением теплозащитных покрытий и тугоплавких материалов. Это позволяет упростить конструкцию, снизить массу камеры. Например, у некоторых двигателей концевая часть сопла с большим расширением не имеет наружного охлаждения. Отвод тепла от этой части сопла осуществляется за счет излучения в окружающее пространство.

Продолжают совершенствоваться турбины и насосы ТНА. Так, в современных ТНА часто используется генераторный газ с повышенной температурой. Это улучшает эффективность турбины и характеристики всего ТНА. С этой же целью при разработке ТНА большое внимание уделяется повышению КПД турбины и насосов, увеличению напорности крыльчаток, антикавитационных свойств, более рациональной конструкции соплового блока и проточной части турбины и насосов. Получила развитие тенденция применения бустерных насосов, устанавливаемых непосредственно на баках и приводимых специальной турбиной — БТНА. Все это повышает эффективность современных ТНА; позволяет быстроходным ТНА, имеющим малые габариты и массу, подавать большие расходы компонентов с высокими давлениями подачи и малыми давлениями наддува топливных баков.

Для многих современных ЖРД стала обязательной система управления вектором тяги (УВТ). Эта система вызвала появление разнообразных конструктивных решений. Она может быть обеспечена: специальной конструкцией карданной подвески камеры или всего двигателя; устройством специальных управляющих сопел, работающих на генераторном газе, особенно после выхлопа из ТНА; дополнением основного двигателя специальными рулевыми двигателями малой тяги и т. п. Введение системы УВТ усложняет конструкцию двигателя, но, с другой стороны, дает большой выигрыш в летных характеристиках ракеты.

Частой особенностью многих современных ЖРД большой тяги является их многокамерная или многодвигательная конструктивная схема. Это направление в развитии ЖРД имеет определенные преимущества: используются надежные и проверенные узлы и агрегаты, дешевле и быстрее используются производственные и испытательные возможности; проще решается проблема УВТ; сокращаются габариты двигателя.

Новым конструктивным элементом современных двигательных установок в некоторых случаях является оснащение их специаль-

ной электронно-вычислительной системой—своего рода электронным «мозгом» двигателя. Назначение такого электронного блока—обеспечение полной автоматизации управления работой двигателя: от предполетного контроля и запуска до останова и послеполетного контроля (при многократном применении двигателя). Такой электронный блок непрерывно получает и обрабатывает обширную информацию, поступающую от многочисленных датчиков, измеряющих различные параметры во многих точках двигательной установки. На основе обработки этой информации электронный блок в каждый момент знает состояние практически всех агрегатов и элементов двигателя, контролирует их работу и вырабатывает соответствующие команды—решения различным исполнительным органам и системам. На такой электронный блок могут быть возложены и задачи диагностики двигателя.

Такой электронный блок обеспечивает надежную работу двигателя, оптимизацию его режимов работы и согласование параметров двигателя с характеристиками ЛА на всем протяжении полета.

Наконец, прорабатываются и моделируются новые компоновки ЖРД на основе использования сопл с центральным телом. Главные преимущества—сокращение продольных габаритов двигателя и увеличение среднего по траектории удельного импульса за счет эффекта авторегулирования высотности сопла.

Например, для двигателя большой тяги (порядка 10^7 Н) прорабатывается компоновка, при которой используется связка большого числа модульных камер, объединенных одной общей сверхзвуковой частью сопла с центральным телом, внешнего или внутреннего расширения. Кроме того, для этой схемы в случае двигателей мощных ракетоносителей есть предложение использовать при полете в атмосфере воздух для увеличения удельного импульса. Для этого организовывается забор и приток воздуха в центральную часть сопла.

Прорабатывается подобная компоновка двигателя и для следующего МТКС, одна из них, называемая «линейный» двигатель, предполагает объединение нескольких модульных камер сверхзвуковой частью сопла с центральным телом, имеющим прямоугольную форму в сечении.

В связи с разработкой многоразовых транспортно-космических аппаратов (МТКА), в основе которых находится космический ракетоплан, сочетающий свойства и возможности ракеты и самолета, появляется новое направление в ракетном двигателестроении. При этом ЖРД должны иметь высокую эффективность, надежность, многократность использования и значительный ресурс. Чтобы создать такие двигатели, приходится сталкиваться со сложными задачами, которые исходя из предшествующего опыта, знаний и достижений в области конструкции и технологии

успешно решаются. Хотя сначала МТКА не вышли за пределы первых испытаний, но уже сейчас исследуются и прорабатываются пути их дальнейшего развития и совершенствования. В этом направлении особый интерес представляет одноступенчатая система, как наиболее простая и надежная. Основой таких МТКС второго поколения, как их называют, является высокоэффективная двигательная установка. Предложены и изучаются ряд схем и проектов таких двигателей, например трехкомпонентный ЖРД. Этот двигатель в начале траектории полета работает на кислородно-углеводородном топливе, а достигнув больших высот, переходит на кислородно-водородное топливо. Изучаются варианты, в которых вместо углеводорода типа керосин будет криогенный углеводород типа жидкого метана. При таком горючем улучшаются эксплуатационные характеристики многофазового двигателя.

Наконец, исследуются комбинированные двигательные установки, сочетающие в одной конструкции турбокомпрессорный, прямоточный и ракетный двигатели. Интересна схема так называемого воздушного жидкостного ракетного двигателя (ВЖРД): здесь за счет хладоресурса жидких водорода и кислорода при движении летательного аппарата в атмосфере осуществляется ожигание кислорода воздуха и его накопление в баках.

Все эти схемы перспективных двигателей существенно повышают эффективность ЖРД.

Другим двигателем для МТКС второго поколения может быть разрабатываемый ЖРД, работающий на кислородно-водородном топливе, но с изменением коэффициента избытка окислителя α в большем диапазоне. В начале полета двигатель работает с коэффициентом $\alpha \gg 1$. При этом удельный импульс существенно меньше максимального и соответствует удельному импульсу кислородно-углеводородного топлива, но плотность топлива значительно выше, что важно для начального этапа полета. После достижения большой высоты двигатель переходит на режим с номинальным $\alpha < 1$.

В заключение нельзя не сказать о резервах повышения эффективности ЖРД. Это, во-первых, более тщательный выбор основных проектных параметров двигателя путем точного согласования их с характеристиками ЛА и с последующей оптимизацией этих параметров. Во-вторых, более точный выбор и расчет вариантов схемы, агрегатов и устройств самого двигателя. Проведение тщательного и точного анализа вариантов схемы, агрегатов и устройств двигателя, использование высокоточных методов расчета рабочих процессов и конструкций позволяют получить оптимальный вариант двигателя для данного ЛА. В-третьих, используя методы математического моделирования, можно на стадии проектирования проанализировать все основные режимы работы двигателя, установить и выяснить

динамические и статические характеристики. Проведение подобных модельных испытаний позволяет получить не только картину работы двигателя до его изготовления и натурных испытаний, но и добиться оптимального соответствия и увязки параметров двигателя с характеристиками ЛА. Условия повышения эффективности ЖРД тесно связаны между собой, так как они опираются на расчетно-теоретические методы исследования и анализа и математическое моделирование процессов в двигателе с использованием ЭВМ. Для проведения расчетных исследований предполагается комплексное использование ЭВМ, при котором расчеты двигателя тесно связаны с расчетом характеристик ЛА. Более полное использование резервов повышения эффективности ЖРД возможно при разработке системы автоматизированного проектирования двигателя (САПР), которая должна обеспечить организацию целенаправленного поиска оптимальных вариантов двигателя исходя из заданных условий его работы и применения на данном ЛА. Поэтому разработка САПР—актуальная задача двигателестроения.

Отмеченные характерные черты не исчерпывают всех направлений развития ЖРД, однако они являются главными. В будущем можно ожидать новых значительных успехов в ракетном двигателестроении и, как следствие этого, новых достижений в развитии ракетной и космической техники.

ПРИЛОЖЕНИЯ

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ
НЕКОТОРЫХ ТОПЛИВ И ГАЗООБРАЗНОГО ВОДОРОДА,
НЕОБХОДИМЫЕ ПРИ РАСЧЕТАХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ
И НАРУЖНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ВОДОРОДОМ

Таблица П.1. Функция теплофизических параметров ($S \cdot 10^{-3}$)*
для продуктов сгорания топлива $O_2 + H_2$

T_{cr}, K		600	800	1000	1200	1400	1600	P_a
α	0,3	5,00	4,25	3,50	2,80	2,20	1,50	0,745
	0,4	6,20	5,40	4,75	4,10	3,40	2,75	0,754
	0,5	7,10	6,40	5,75	5,05	4,40	3,75	0,760
	0,6	7,90	7,25	6,60	5,90	5,30	4,70	0,770
	0,7	8,60	8,00	7,30	6,70	6,05	5,50	0,778
	0,8	9,25	8,65	8,00	7,35	6,75	6,25	0,783
	0,9	9,80	9,25	8,65	7,95	7,30	6,80	0,790
	1,0	10,4	9,70	9,15	8,50	7,95	7,30	0,800
	1,1	9,75	9,40	8,75	8,20	7,65	6,95	0,797
	1,2	9,20	8,70	8,15	7,55	7,00	6,40	0,792

* $q \sim S$, Вт/м².

**Таблица П.2. Функция теплофизических параметров ($S \cdot 10^{-3}$) *
для продуктов сгорания топлива $O_2 + CH_{1,956}$**

$T_{ст}, K$		600	800	1000	1200	1400	1600	P_q
α	0,4	4,00	3,50	3,00	2,60	2,20	1,75	0,728
	0,5	5,50	4,90	4,40	3,90	3,50	3,05	0,739
	0,6	6,80	6,20	5,65	5,10	4,70	4,25	0,750
	0,7	7,95	7,30	6,75	6,20	5,75	5,25	0,764
	0,8	8,85	8,25	7,75	7,20	6,70	6,20	0,776
	0,9	9,70	9,10	8,55	7,95	7,50	7,00	0,786
	1,0	10,4	9,75	9,25	8,75	8,25	7,75	0,798
	1,1	9,75	9,20	8,70	8,20	7,70	7,20	0,785
	1,2	9,10	8,50	8,05	7,75	7,10	6,60	0,789

* $q \sim S$, Вт/м².

**Таблица П.3. Функция теплофизических параметров ($S \cdot 10^{-3}$) *
для продуктов сгорания топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2N_2H_2$**

$T_{ст}, K$		600	800	1000	1200	1400	1600	P_q
α	0,4	3,50	3,05	2,60	2,20	1,75	1,30	0,733
	0,5	4,25	3,80	3,30	2,90	2,45	2,15	0,740
	0,6	4,90	4,50	4,05	3,65	3,20	2,75	0,748
	0,7	5,60	5,10	4,70	4,25	3,75	3,30	0,755
	0,8	6,20	5,70	5,20	4,75	4,30	3,90	0,762
	0,9	6,70	6,20	5,75	5,25	4,80	4,40	0,768
	1,0	7,20	6,70	6,20	5,75	5,25	4,80	0,773
	1,1	6,70	6,25	5,75	5,30	4,80	4,40	
	1,2	6,25	5,80	5,35	4,90	4,50	4,15	

* $q \sim S$, Вт/м².

Таблица П.4 Относительные парциальные давления водяного пара и температура горения топлива ($O_2 + H_2$)

p_{co} , МПа	Параметр	α											
		0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,5	2,0	5,0
0,1	$\bar{p}_{H_2O}$	0,2996	0,3939	0,4742	0,5354	0,5770	0,6021	0,6152	0,6202	0,6200	0,5940	0,5460	0,3294
	T	2056	2466	2719	2873	2962	3009	3029	3032	3026	2954	2833	2042
0,2	$\bar{p}_{H_2O}$	0,2997	0,3952	0,4779	0,5422	0,5867	0,6139	0,6282	0,6336	0,6333	0,6053	0,5513	0,3300
	T	2050	2488	2765	2937	3039	3039	3116	3120	3112	3030	2895	2047
0,5	$\bar{p}_{H_2O}$	0,2998	0,3966	0,4826	0,5514	0,6003	0,6308	0,6469	0,6530	0,6525	0,6210	0,5655	0,3306
	T	2062	2512	2821	3019	3140	3206	3234	3239	3229	3131	2974	2052
1,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,2999	0,3974	0,4859	0,5582	0,6109	0,6444	0,6623	0,6689	0,6683	0,6334	0,5741	0,3310
	T	2064	2526	2858	3078	3216	3293	3326	3332	3320	3208	3032	2056
2,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,2999	0,3981	0,4887	0,5648	0,6217	0,6587	0,6787	0,6860	0,6850	0,6462	0,5825	0,3314
	T	2065	2537	2890	3133	3290	3379	3419	3426	3413	3284	3088	2058
5,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,2999	0,3987	0,4919	0,5728	0,6358	0,6784	0,7018	0,7102	0,7087	0,6634	0,5934	0,3318
	T	2066	2548	2925	3198	3383	3493	3543	3552	3536	3382	3157	2061
10,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,3000	0,3991	0,4938	0,5781	0,6461	0,6936	0,7202	0,7296	0,7275	0,6765	0,6013	0,3320
	T	2066	2554	2945	3241	3448	3576	3637	3648	3629	3452	3205	2063
15,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,3000	0,3992	0,4948	0,5810	0,6518	0,7024	0,7313	0,7414	0,7388	0,6840	0,6057	0,3321
	T	2067	2556	2956	3263	3483	3623	3691	3704	3683	3492	3232	2064
25,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,3000	0,3994	0,4958	0,5842	0,6586	0,7134	0,7454	0,7565	0,7533	0,6933	0,6110	0,3323
	T	2067	2559	2966	3287	3524	3679	3757	3773	3749	3540	3263	2065
50,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,3000	0,3996	0,4969	0,5879	0,6669	0,7278	0,7647	0,7775	0,7732	0,7054	0,6178	0,3324
	T	2067	2562	2978	3315	3574	3751	3845	3865	3837	3602	3301	2066

Таблица П.5 Относительные парциальные давления водяного пара, углекислого газа и температура горения топлива ($O_2 + CH_{1,956}$)

p_{co} , МПа	Параметр	α											
		0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,5	2,0	4,0
1,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0786	0,1971	0,2735	0,3012	0,3056	0,3018	0,2950	0,2871	0,2790	0,2560	0,2245	0,1224
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0180	0,0447	0,0813	0,1183	0,1476	0,1696	0,1861	0,1984	0,2075	0,2219	0,2222	0,1259
	T	2134	2825	3203	3356	3403	3407	3393	3371	3344	3250	3077	1966
2,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0786	0,1985	0,2795	0,3101	0,3148	0,3104	0,3028	0,2943	0,2856	0,2612	0,2282	0,1226
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0180	0,0445	0,0818	0,1213	0,1529	0,1765	0,1939	0,2067	0,2160	0,2301	0,2284	0,1260
	T	2135	2849	3267	3446	3502	3508	3494	3469	3439	3350	3144	1967
5,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0786	0,2000	0,2868	0,3223	0,3276	0,3224	0,3139	0,3044	0,2948	0,2684	0,2333	0,1227
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0180	0,0443	0,0825	0,1256	0,1609	0,1869	0,2056	0,2190	0,2256	0,2417	0,2366	0,1260
	T	2136	2874	3343	3563	3636	3647	3631	3604	3569	3450	3229	1969
10,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0787	0,2009	0,2918	0,3315	0,3378	0,3320	0,3226	0,3123	0,3021	0,2740	0,2372	0,1228
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0180	0,0442	0,0830	0,1290	0,1677	0,1958	0,2156	0,2295	0,2391	0,2512	0,2429	0,1260
	T	2137	2888	3393	3650	3739	3754	3738	3708	3670	3537	3292	1969
15,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0788	0,2013	0,2945	0,3369	0,3439	0,3378	0,3279	0,3171	0,3064	0,2774	0,2394	0,1228
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0181	0,0442	0,0832	0,1311	0,1720	0,2015	0,2220	0,2362	0,2457	0,2569	0,2465	0,1260
	T	2138	2895	3420	3698	3799	3818	3802	3720	3729	3587	3327	1970
25,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0792	0,2017	0,2975	0,3436	0,3517	0,3453	0,3348	0,3233	0,3120	0,2817	0,2423	0,1229
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0181	0,0441	0,0835	0,1337	0,1777	0,2091	0,2350	0,2450	0,2545	0,2644	0,2509	0,1260
	T	2140	2902	3449	3757	3875	3898	3882	3848	3805	3651	3370	1970
50,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0805	0,2022	0,3011	0,3524	0,3625	0,3558	0,3443	0,3319	0,3198	0,2876	0,2461	0,1229
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0185	0,0441	0,0839	0,1372	0,1858	0,2202	0,2431	0,2579	0,2671	0,2747	0,2566	0,1260
	T	2149	2909	3483	3832	3976	4009	3993	3956	3908	3736	3424	1971

Таблица П.6 Относительные парциальные давления, водяного пара, углекислого газа и температура горения топлива ($N_2O_4 + (CH_3)_2N_2H_2$)

p_{co} , МПа	Параметр	α											
		0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,5	2,0	5,0
1,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0450	0,1371	0,2190	0,2798	0,3134	0,3253	0,3256	0,3207	0,3134	0,2796	0,2420	0,1469
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0066	0,0156	0,0264	0,0411	0,0587	0,0756	0,0898	0,1010	0,1094	0,1245	0,1206	0,0744
	T	1754	2314	2728	3001	3148	3207	3216	3201	3173	3015	2783	1941
2,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0451	0,1372	0,2200	0,2836	0,3202	0,3335	0,3339	0,3284	0,3204	0,2843	0,2448	0,1470
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0066	0,0156	0,0263	0,0411	0,0596	0,0779	0,0934	0,1054	0,1144	0,1289	0,1229	0,0744
	T	1755	2317	2746	3042	3211	3281	3294	3279	3248	3072	2817	1941
5,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0455	0,1374	0,2212	0,2879	0,3208	0,3444	0,3451	0,3359	0,3299	0,2904	0,2481	0,1471
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0067	0,0156	0,0262	0,0412	0,0608	0,0813	0,0988	0,1120	0,1215	0,1348	0,1256	0,0744
	T	1758	2321	2765	3088	3288	3378	3398	3382	3347	3144	2855	1942
10,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0468	0,1375	0,2218	0,2906	0,3348	0,3528	0,3537	0,3469	0,3371	0,2949	0,2504	0,1472
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0068	0,0156	0,0261	0,0413	0,0617	0,0840	0,1032	0,1175	0,1274	0,1392	0,1273	0,0745
	T	1766	2322	2775	3116	3340	3448	3475	3459	3421	3195	2880	1943
15,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0485	0,1375	0,2221	0,2919	0,3380	0,3575	0,3587	0,3515	0,3413	0,2974	0,2517	0,1472
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0070	0,0156	0,0261	0,0413	0,0622	0,0856	0,1059	0,1209	0,1310	0,1417	0,1282	0,0745
	T	1776	2323	2780	3130	3367	3488	3520	3504	3464	3223	2894	1943
25,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0520	0,1377	0,2224	0,2934	0,3418	0,3632	0,3649	0,3574	0,3465	0,3005	0,2531	0,1473
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0074	0,0156	0,0261	0,0413	0,0628	0,0876	0,1055	0,1254	0,1357	0,1447	0,1292	0,0745
	T	1798	2324	2785	3146	3399	3535	3575	3560	3517	3257	2908	1944
50,0	$\bar{p}_{H_2O}$	0,0596	0,1380	0,2228	0,2951	0,3464	0,3706	0,3732	0,3652	0,3535	0,3044	0,2549	0,1473
	$\bar{p}_{CO_2}$	0,0082	0,0156	0,0261	0,0414	0,0635	0,0904	0,1146	0,1317	0,1423	0,1486	0,1303	0,0745
	T	1844	2326	2790	3162	3436	3595	3648	3634	3587	3299	2926	1944

Таблица П.7. Плотность ρ , кг/м³ газообразного водорода

T, К		50	75	100	150	200	250	300	350	400	500	600	700
p, МПа	5	32,8	18,0	13,0	8,5	5,75	4,5	3,75	3,25	2,5	1,75	1,25	0,05
	10	51,75	33,5	24,0	15,0	11,0	9,0	8,0	7,0	5,75	3,75	2,75	2,0
	15	60,0	43,5	32,5	20,75	15,5	12,75	10,05	8,75	7,5	5,25	4,50	4,25
	20	66,5	50,0	39,0	27,0	20,75	16,5	13,75	12,0	10,05	8,50	7,50	6,75
	30	74,25	61,5	51,0	37,5	28,5	23,5	20,0	18,0	16,0	12,5	10,75	10,05
	40	79,0	67,0	57,5	43,75	34,5	29,25	25,25	22,0	20,0	16,75	14,25	12,75
	50	83,5	73,5	64,0	50,0	41,0	35,0	30,05	27,0	24,25	20,05	17,0	15,75

Таблица П.8. Комплекс теплофизических параметров K^* для охладителя — газообразного водорода

T, К		50	75	100	150	200	250	300	350	400	500	600	700
p, МПа	5	1600	1360	1430	1615	1705	1760	1790	1820	1855	1920	1985	2035
	10	1680	1530	1525	1670	1750	1790	1820	1845	1870	1930	1990	2035
	15	1620	1615	1605	1720	1790	1815	1830 *	1855	1885	1940	1995	2035
	20	1605	1620	1610	1760	1820	1830	1845	1865	1890	1950	2000	2040
	30	1570	1590	1620	1820	1870	1860	1855	1880	1905	1960	2005	2050
	40	1580	1595	1635	1850	1950	1880	1875	1895	1920	1970	2020	2060
	50	1600	1600	1645	1950	1920	1900	1895	1915	1940	1985	2030	2070

* $q \sim K$, Вт/м².

Таблица П.9. Теплоемкость газообразного водорода C_p^* и приращение энтальпии газообразного водорода ΔI^{**} при его нагреве

p , МПа	T , К	50	60	80	100	120	140	160	180	200	220	240	260
10	C_p	16,0	16,4	15,6	15,8	16,7	17,25	17,25	17,10	16,75	16,30	16,05	15,75
	ΔI	0	162	482	796	1121	1460,5	1805,5	2149,0	2487,5	2881,0	3141,5	3459,5
20	C_p	12,75	13,90	15,05	16,20	17,30	17,75	17,75	17,50	17,10	16,70	16,30	16,00
	ΔI	0	133,25	422,75	735,25	1070,3	1420,8	1775,8	2128,3	2474,3	2812,3	3142,3	3465,3
30	C_p	11,7	12,55	14,15	15,65	17,20	17,80	17,90	17,65	17,25	16,75	16,35	16,10
	ΔI	0	121,25	388,25	686,25	1014,8	1364,8	1721,8	2077,3	2426,3	2766,3	3097,3	3421,8
40	C_p	11,2	12,05	13,75	15,40	17,15	17,95	18,10	17,80	17,35	16,90	16,50	16,20
	ΔI	0	116,25	374,25	665,75	991,25	1342,3	1702,8	2061,8	2413,3	2755,8	3089,8	3416,8

* C_p , кДж/(кг · К) ** $\Delta I = \int_{50}^T C_p dT$, кДж/кг

p , МПа	T , К	280	300	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500
10	C_p	15,35	15,25	15,15	14,98	14,85	14,80	14,75	14,72	14,70	14,65	14,62	14,62
	ΔI	3770,5	4076,5	4380,5	4681,8	4980,1	5276,6	5572,1	5866,8	6161,0	6454,5	6747,2	7039,6
20	C_p	15,70	15,40	15,20	15,15	15,00	14,95	14,85	14,80	14,77	14,76	14,75	14,74
	ΔI	3782,3	4093,3	4399,3	4702,8	5004,3	5303,8	5601,8	5898,3	6193,9	6489,3	6784,4	7079,5
30	C_p	15,75	15,45	15,25	15,20	15,00	14,95	14,85	14,80	14,77	14,76	14,75	14,74
	ΔI	3740,3	4051,8	4358,3	4662,8	4964,8	5264,3	5562,3	5858,8	6154,5	6449,8	6744,9	7039,8
40	C_p	15,80	15,50	15,30	15,20	15,08	14,98	14,92	14,86	14,80	14,75	14,74	14,73
	ΔI	3736,8	4049,8	4357,8	4662,8	4965,6	5266,2	5565,2	5862,9	6159,6	6455,1	6749,9	7044,7

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамович Г. Н.* Прикладная газовая динамика.—М.: Наука, 1976.
2. *Алемасов В. Е., Дрегалин А. Ф., Тишин А. П.* Теория ракетных двигателей/Под ред. *В. П. Глушко*.—М.: Машиностроение, 1989.
3. *Антуфьев В. М.* Эффективность различных форм конвективных поверхностей нагрева.—М.: Энергия, 1966.
4. *Ваничев А. П.* Термодинамический расчет горения и истечения в области высоких температур.—М.: Изд. БНТ, 1947.
5. *Волков Е. Б., Голованов Л. Г., Сырицын Т. А.* Жидкостные ракетные двигатели.—М.: Воениздат, 1970.
6. *Гликман Б. Ф.* Автоматическое регулирование ЖРД.—М.: Машиностроение, 1974.
7. *Глушко В. П.* Путь в ракетной технике//Избранные труды (1924—1946).—М.: Машиностроение, 1977.
8. *Глушко В. П.* Развитие ракетостроения и космонавтики в СССР.—М.: Машиностроение, 1987.
9. *Дейч М. Е.* Техническая газодинамика.—М.: Госэнергоиздат, 1974.
10. *Добровольский М. В.* Жидкостные ракетные двигатели.—М.: Машиностроение, 1968.
11. *Зельдович Я. Б., Полярный А. И.* Расчеты тепловых процессов при высоких температурах.—М.: Изд. БНТ, 1947.
12. *Иевлев В. М.* Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред.—М.: Наука, 1975.
13. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Сухомел А. С.* Теплопередача.—М.: Энергия, 1975.
14. *Карапетьянци М. Х.* Химическая термодинамика.—М.: Химия, 1975.
15. *Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А.* Интенсификация теплообмена в каналах.—М.: Машиностроение, 1981.
16. *Квасников А. В.* Теория жидкостных ракетных двигателей.—Л.: Судпром, 1959.
17. *Колесников К. С.* Динамика ракет.—М.: Машиностроение, 1980.
18. *Гахун Г. Г., Баулин В. И.* и др. Конструкция и проектирование жидкостных ракетных двигателей/Под ред. *Г. Г. Гахуна*.—М.: Машиностроение, 1989.
19. Космонавтика. Энциклопедия/Главный редактор *В. П. Глушко*.—М.: Советская энциклопедия, 1985.
20. *Кочин Н. Е., Кибель Н. А., Розе Н. В.* Теоретическая гидромеханика. Ч. II.—М.—Л.: Гостехиздат, 1948.
21. *Крокко Л., Чжен Синь И.* Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях.—М.: Иностранная литература, 1958.
22. *Кудрявцев В. М.* Охлаждение ЖРД.—М.: Оборонгиз, 1952.
23. *Курпаченков В. Д.* Расчет профиля сопла с изломом образующей (угловое сопло).—М.: Изд. МАИ, 1975.
24. *Михеев М. А., Михеева И. М.* Основы теплопередачи.—М.: Энергия, 1973.
25. *Михайлов В. В., Базаров В. Г.* Дросселируемые жидкостные ракетные двигатели.—М.: Машиностроение, 1985.
26. *Мошкин Е. К.* Нестационарные режимы работы ЖРД.—М.: Машиностроение, 1970.
27. *Натанзон М. С.* Продольные автоколебания жидкостной ракеты.—М.: Машиностроение, 1977.

28. Натанзон М. С. Неустойчивость горения.—М.: Машиностроение, 1986.
29. Неустойчивость горения ЖРД/Под ред. Д. Т. Харье и Ф. Г. Рирдона: Пер. с англ.—М.: Мир, 1975.
30. Овсянников Б. В., Боровский Б. И. Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей.—М.: Машиностроение, 1986.
31. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей/Под ред. Кудрявцева В. М.—М.: Высшая школа, 1983.
32. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике/Под ред. В. К. Кошкина.—М.: Машиностроение, 1975.
33. Пирумов У. Г., Росляков Г. С. Течение газа в соплах.—М.: Изд. МГУ, 1978.
34. Поляев В. М., Майоров В. А., Васильев Л. А. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкции летательных аппаратов.—М.: Машиностроение, 1988.
35. Поляев В. М., Чернов В. А. Диаграммы энтальпия-энтропия для сгорания с воздухом углеводородного горючего.—М.: Изд. МВТУ, 1961.
36. Пневмогидравлические системы двигательных установок с жидкостными ракетными двигателями/В. Н. Челомей, Д. А. Полухин, Н. Н. Миркин и др.—М.: Машиностроение, 1978.
37. Присняков В. Ф. Динамика жидкостных ракетных установок.—М.: Машиностроение, 1983.
38. Распыливание жидкостей/В. А. Бородин, Ю. Ф. Дитякин, Л. А. Клячко и др.—М.: Машиностроение, 1967.
39. Сарнер С. Химия ракетных топлив.—М.: Мир, 1969.
40. Селифонов В. С., Овсянников Б. В., Боровский Б. И. Теория и расчет агрегатов питания двигателей/Под ред. Б. В. Овсянникова.—М.: Машиностроение, 1980.
41. Сточек Н. П., Шатино А. С. Гидравлика жидкостных ракетных двигателей.—М.: Машиностроение, 1978.
42. Творческое наследие С. П. Королева // Избр. труды и документы/Под ред. акад. М. В. Келдыша.—М.: Наука, 1980.
43. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Справочник в 10 т./Под ред. В. П. Глушко.—М.: ВИНТИ АН СССР, 1971—1979.
44. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник в 4 т./Под ред. В. П. Глушко.—М.: Наука, 1978—1982.
45. Теория тепломассообмена/Под ред. А. И. Леонтьева.—М.: Машиностроение, 1979.
46. Феодосьев В. И., Синярев Г. Б. Введение в ракетную технику.—М.: Оборонгиз, 1961.
47. Феодосьев В. И. Основы техники ракетного полета.—М.: Наука, 1981.
48. Цандер Ф. А. Проблемы полета при помощи реактивных аппаратов.—М.: Оборонгиз, 1947.
49. Циолковский К. Э. Труды по ракетной технике.—М.: Оборонгиз, 1947.
50. Чебаевский В. Ф., Петров В. И. Кавитационные характеристики высокооборотных шнекоцентробежных насосов.—М.: Машиностроение, 1973.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 11. Основы теории теплообмена в камере жидкостных ракетных двигателей	5
§ 11.1. Особенности конвективного теплообмена в условиях камеры жидкостных ракетных двигателей	5
§ 11.2. Уравнения пограничного слоя	12
§ 11.3. Метод решения интегральных соотношений пограничного слоя	17
§ 11.4. Расчетные соотношения для конвективного теплового потока и трения в камере жидкостных ракетных двигателей	25
§ 11.5. Методы расчета конвективного теплообмена на основе теории подобия	36
§ 11.6. Лучистый теплообмен в камере жидкостных ракетных двигателей	42
Глава 12. Теплозащита стенок камеры жидкостных ракетных двигателей и расчет охлаждения	53
§ 12.1. Особенности и схемы теплозащиты стенок камеры жидкостных ракетных двигателей	53
§ 12.2. Физические основы различных схем теплозащиты	55
§ 12.3. Основные особенности и требования, предъявляемые к наружному охлаждению	66
§ 12.4. Теплоотдача обрешенной поверхности стенки в охлаждающую жидкость	77
§ 12.5. Интенсификация наружного проточного охлаждения	81
§ 12.6. Особенности расчета тепловых потоков в стенку при завесном охлаждении	87
§ 12.7. Примерный порядок расчета охлаждения	91
Глава 13. Пневмогидравлические системы жидкостных ракетных двигателей	101
§ 13.1. Системы подачи топлива	101
§ 13.2. Системы наддува	118
§ 13.3. Бустерные насосы	121
§ 13.4. Запуск жидкостных ракетных двигателей	122
§ 13.5. Останов жидкостных ракетных двигателей	128
§ 13.6. Регулирование жидкостных ракетных двигателей	131
§ 13.7. Системы космических жидкостных ракетных двигателей	133
Глава 14. Насосная подача топлива	141
§ 14.1. Общая теория лопаточных машин	141
§ 14.2. Насосы ТНА	155
§ 14.3. Насосы автономных агрегатов	200
§ 14.4. Турбины	203
§ 14.5. Совместная работа насосов с турбинами	240
Глава 15. Расчет элементов жидкостных ракетных двигательных установок	245
§ 15.1. Топливные баки	245
§ 15.2. Расчет систем вытеснения (наддува)	251
§ 15.3. Влияние теплообмена на работу системы подачи топлива	256
§ 15.4. Расчет газогенераторов	258
§ 15.5. Особенности расчета систем подачи космических жидкостных ракетных двигателей	275
§ 15.6. Пневмогидравлический расчет жидкостных ракетных двигателей	284
	367

Глава 16. Особенности расчета жидкостных ракетных двигателей с дожиганием продуктов газогенерации	311
§ 16.1. Расчетные схемы	311
§ 16.2. Вывод уравнений, определяющих распределение расхода топлива в газогенераторы и камеру сгорания	314
§ 16.3. Определение потребного давления на выходе из насосов	316
§ 16.4. Располагаемая мощность	319
§ 16.5. Потребляемая мощность	320
§ 16.6. Уравнение энергетического баланса и совмещенная характеристика системы	323
§ 16.7. Регулирование тяги в жидкостных ракетных двигателях с дожиганием	327
Глава 17. Расчет и выбор оптимальных параметров жидкостных ракетных двигателей	330
§ 17.1. Общие сведения	330
§ 17.2. Расчет и выбор оптимального давления в камере сгорания для вытеснительной системы подачи топлива	334
§ 17.3. Расчет оптимального давления в камере сгорания при насосной системе подачи топлива	336
§ 17.4. Выбор типа системы подачи топлива	339
§ 17.5. Расчет и выбор оптимального давления на срезе сопла	340
§ 17.6. Оценка эффективности топлива	343
Глава 18.* Основные тенденции в развитии современных жидкостных ракетных двигателей	345
Приложения	356
Литература	365

Учебное издание

Васильев Анатолий Павлович. **Кудрявцев** Вадим Михайлович. **Кузнецов** Владимир Алексеевич. **Курпатенков** Вячеслав Данилович. **Обельницкий** Александр Моисеевич. **Поляев** Владимир Михайлович. **Полуян** Борис Яковлевич

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Кн. 2

Заведующая редакцией Н. И. Хрусталева. Ведущий редактор Н. И. Компанец. Редактор Н. В. Панюшкина. Художник Ю. Д. Федичкин. Художественный редактор Т. М. Скворцова. Технический редактор А. К. Нестерова. Корректор В. В. Кожуткина

ИБ № 9582

Изд. № Стд-771 а. Сдано в набор 28.08.91. Подп. в печать 26.06.92. Формат 60×88¹/₁₆. Бум. офс. № 2. Гарнитура литературная. Печать офсетная. Объем 22,54 усл. печ. л. 22,54 усл. кр.-отт. 23,56 уч.-изд. л. Тираж 300 экз. Зак. № 3161

Издательство «Высшая школа», 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14

Набрано в ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО «Первая Образцовая типография» Министерства печати и массовой информации РСФСР. 113054, Москва, Валовая, 28. Отпечатано в московской типографии № 8 Министерства печати и массовой информации РСФСР. 101898, Москва, Центр, Хохловский пер., 7

