

ТЕОРИЯ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

*В. Е. АЛЕМАСОВ
А. Ф. ДРЕГАЛИН
А. П. ТИШИН*

ТЕОРИЯ
РАКЕТНЫХ
ДВИГАТЕЛЕЙ

*В. Е. АЛЕМАСОВ
А. Ф. ДРЕГАЛИН
А. П. ТИШИН*

ТЕОРИЯ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

ТРЕТЬЕ ИЗДАНИЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

Под редакцией
академика В. П. ГЛУШКО

*Допущено
Министерством высшего и специального образования СССР
в качестве учебника для студентов
машиностроительных специальностей
высших учебных заведений*



МОСКВА «МАШИНОСТРОЕНИЕ» 1980

ББК 39.62
А48
УДК 629.7.036.5(075.8)

Алемасов В. Е. и др.

А48 Теория ракетных двигателей: Учебник для студентов машиностроительных специальностей вузов/В. Е. Алемасов, А. Ф. Дрегалин, А. П. Тишин; Под ред. В. П. Глушко. — М.: Машиностроение, 1980.— 533 с., ил.

В пер.: 1 р. 20 к.

А 31808-401
038(01)-80 191-79. 3607000000

ББК 39.62
6Т6

ОТ РЕДАКТОРА

Основы теории ракетных двигателей на химическом топливе заложены К. Э. Циолковским, его учениками и последователями. За несколько десятилетий на этом фундаменте выросла современная, сложная и разветвленная наука. Богатый арсенал методов и средств, которыми она располагает, в значительной мере способствовал успешному развитию отечественной ракетно-космической техники.

Трудной задачей является умелая передача накопленных фундаментальных знаний вновь подготавливаемым высшей школой специалистам. Современное состояние сложной отрасли науки и техники, а также ее нерешенные проблемы и перспективы необходимо представить в компактной учебной книге, удобной и для обучающего и для обучаемого.

На наш взгляд, значительные и все возрастающие успехи в области создания учебной литературы по теории ракетных двигателей имеют авторы предлагаемого учебника. Начиная с 1962 г., когда вышла первая учебная книга В. Е. Алемасова, и по сей день успешно выдержали проверку временем утверждаемые авторами важные принципы построения курса теории. Это, во-первых, наиболее логичная структура курса, существо которой состоит в том, что общие методы теории и расчета основных параметров излагаются применительно ко всем типам химических ракетных двигателей, а проблемы, специфичные для жидкостных, твердотопливных и комбинированных двигателей, рассматриваются отдельно. Во-вторых, это стремление к созданию возможно более строгих физических и математических моделей явлений и процессов, ориентированных на использование современных вычислительных средств.

При подготовке третьего издания учебника авторы сохранили упомянутые научно-методические принципы изложения курса и значительно дополнили, переработали фактические материалы, обновили справочный аппарат. При этом они с полным основанием широко использовали свои оригинальные разработки, представленные, например, в фундаментальном справочнике «Термодинамиче-

ские и теплофизические свойства продуктов сгорания». Вместе с тем умело проведены анализ и обобщение результатов многочисленных отечественных и зарубежных исследований. Сконцентрировав внимание на фундаментальных вопросах теории, авторы избежали перегрузки книги второстепенными и рецептурными сведениями. Заслуживает одобрения небезуспешное стремление авторов представить в учебнике и социально-экономические аспекты технических проблем. К ним относятся освещение истории развития отечественного ракетодвигателестроения, оценка экономической целесообразности технических решений, обсуждение экологических проблем и др.

Авторы осветили тенденции и перспективы развития ракетного двигателестроения, а одну из наиболее важных перспектив — создание систем автоматизированного проектирования — сопроводили достаточно подробными комментариями, включая описание пакетов прикладных программ расчета на ЭВМ.

В итоге можно с удовлетворением констатировать, что высокая научная квалификация и богатый педагогический опыт авторов позволили им создать современный полноценный учебник, необходимый высшей школе и полезный работникам промышленности. Представляется, что книга может быть положена в основу **комплекса** учебной литературы по теории ракетных двигателей, в который кроме учебника должны входить учебные пособия типа сборников примеров и задач, справочных руководств и т. п.

Академик *В. П. ГЛУШКО*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее издание отделено от предыдущего, второго издания, десятилетием. Подобный срок требует обычно довольно существенной переработки учебной литературы, особенно в такой быстро развивающейся отрасли науки и техники, как ракетная техника и космонавтика.

Авторы тщательно проанализировали многочисленные отзывы, замечания и пожелания преподавателей, студентов и работников промышленности относительно второго издания и, сохранив методическое построение книги, переработали многие ее разделы и дополнили их новыми главами.

Первая и вторая части книги излагают общие методы теории и расчета основных параметров применительно ко всем типам химических ракетных двигателей. Эти материалы в значительной мере приложимы и к другим типам тепловых ракетных двигателей, например, ядерных и солнечных. Вторая часть, посвященная термодинамике идеальных и реальных потоков, базируется в значительной степени на материалах фундаментального отечественного справочника «Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания». Существенно развиты и дополнены главы, излагающие вопросы неидеальных, неравновесных и отрывных течений. Вопросы, специфичные для ракетных двигателей, работающих на различных видах топлива, рассматриваются отдельно.

Часть третья, посвященная ЖРД, существенно дополнена материалами по физике рабочих процессов в камере сгорания, динамике и устойчивости процессов, элементам системы подачи топлива, особенностям двигателей малых тяг.

Часть четвертая, в которой рассматриваются РДТТ, включает новые сведения по твердым ракетным топливам и закономерностям их горения, по устойчивости процессов.

Авторы стремились к строгой постановке и четкой алгоритмизации рассматриваемых задач, исходя из требований быстро развивающихся систем автоматизированного проектирования (САПР). В связи с этим в каждой части книги описываются пакеты приклад-

ных программ расчета, а в заключительной части — основные вопросы создания систем автоматизированного проектирования ракетных двигателей.

Обновлена большая часть привлекаемого в методических целях цифрового и графического материала. Материал этот заимствован из отечественной и зарубежной печати или основан на условных данных, не относящихся к конкретной двигательной или энергетической установке. Обновлена библиография.

Терминология и обозначения в книге приняты в соответствии с государственными стандартами и сборниками рекомендуемых терминов АН СССР.

В книге используется Международная система единиц (СИ). Случаи вынужденного отступления от нее (например, при использовании справочных данных, не представленных в единицах СИ) специально оговариваются.

В сборе материалов для книги, в работе над рукописью и ее оформлении авторам оказали большую помощь коллеги по работе. Всем им авторы выражают свою искреннюю признательность.

Авторы приносят глубокую благодарность ведущим специалистам ГДЛ—ОКБ, сделавшим ряд ценных замечаний, а также коллективному рецензенту — кафедре, возглавляемой д-ром техн. наук проф. В. Я. Лихушиным, и отдельным лицам за помощь при рецензировании и обсуждении рукописи.

Авторы чрезвычайно признательны академику В. П. Глушко, принявшему на себя труд научного редактирования книги и очень много сделавшему для ее улучшения.

Отзывы, замечания и пожелания следует направлять в издательство «Машиностроение» (107885, Москва, ГСП-6, 1-й Басманный пер., 3).

ОСНОВНЫЕ СОКРАЩЕНИЯ И УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

СОКРАЩЕНИЯ

- ВРД — воздушно-реактивный двигатель;
ГРД — гибридный ракетный двигатель;
ДУ — двигательная установка;
ЖРД — жидкостный ракетный двигатель;
ЖРДМТ — жидкостный ракетный двигатель малой тяги;
ЛА — летательный аппарат;
РД — ракетный двигатель;
РДТТ — ракетный двигатель на твердом топливе;
РПД — ракетно-прямоточный двигатель;
ТЗП — теплозащитное покрытие;
ТНА — турбонасосный агрегат;
ЭРД — электроракетный двигатель;
ЯРД — ядерный ракетный двигатель.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- a — скорость звука;
 α — коэффициент теплоотдачи;
 $\alpha_{ок}$ — коэффициент избытка окислителя;
 α_p — изобарный коэффициент расширения;
 β_T — изотермический коэффициент сжатия;
 β — расходный комплекс;
 c_p, c_p — мольная и массовая удельные теплоемкости при постоянном давлении;
 C_m, c_v — мольная и массовая удельные теплоемкости при постоянном объеме;
 d — диаметр;
 E, e — мольная и массовая внутренняя энергия;
 ε — степень расширения газа в сопле;
 F — площадь;
 \bar{F} — геометрическая степень расширения сопла (степень расширения сопла);
 g — массовая доля; ускорение свободного падения;
 η — коэффициент динамической вязкости;
 I, i — мольная и массовая энтальпия; импульс;
 ζ — потери удельного импульса;
 χ — отношение удельных теплоемкостей;
 χ, χ^o — мольное и мольное стехиометрическое соотношение компонентов топлива;
 k_m, k_m^o — массовое и массовое стехиометрическое соотношение компонентов топлива;

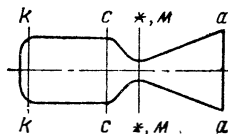
- m — масса;
 \dot{m} — массовый расход (секундный);
 M — число Маха;
 μ — молекулярная масса; коэффициент расхода;
 λ — приведенная скорость; коэффициент теплопроводности;
 N — мощность;
 n — число молей; средний показатель изохоры;
 ν — коэффициент кинематической вязкости; показатель степени в формуле скорости горения твердого топлива;
 P — тяга;
 p — давление;
 q — плотность теплового потока;
 R_0, R — универсальная и удельная газовая постоянная;
 r — радиус;
 ρ — плотность;
 S, s — мольная и массовая удельная энтропия;
 S^0 — стандартная мольная энтропия;
 T — температура по шкале Кельвина;
 t — температура по шкале Цельсия;
 τ — время, касательное напряжение;
 u — линейная скорость горения твердого топлива;
 V — скорость полета; объем;
 v — удельный объем;
 Φ — импульсные коэффициенты;
 Φ_I — коэффициент удельного импульса;
 Φ_c — коэффициент сопла;
 Φ_k — коэффициент камеры сгорания;
 w — скорость рабочего тела;
 x — мольная доля;
 z — массовая доля вещества в конденсированном состоянии.

ИНДЕКСЫ

- $г$ — горючее;
 $г$ — газ; горячий;
 $дв$ — двигатель;
 $ж$ — жидкость;
 $з$ — на земле;
 H — на высоте;
 $ид$ — идеальный;
 $к$ — камера; конечный;
 $н$ — неравновесный; насыщенный;
 $ок$ — окислитель;
 $п$ — в пустоте;
 $с$ — сопло;
 $ст$ — стенка;
 $т$ — топливо;
 $у$ — удельный;
 Σ — суммарный;
 $х$ — холодный;
 0 — состояние торможения.

СЕЧЕНИЯ КАМЕРЫ

- $к$ — вход в камеру;
 $с$ — вход в сопло;
 $*$ — критическое;
 $м$ — минимальное;
 $а$ — выход из сопла.



ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Глава I

ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ФУНКЦИИ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

1.1. РЕАКТИВНЫЕ И РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Для разгона и перемещения какого-либо аппарата в среде с сопротивлением необходимо прикладывать к нему определенную силу, а для обеспечения управляемого движения — еще и регулировать направление этой силы в течение заданного времени.

В авиации и космонавтике для перемещения летательных аппаратов в подавляющем большинстве случаев используется принцип реактивного движения. Движущей силой является реактивная сила, создаваемая при выбрасывании из аппарата некоторой массы, т. е. при истечении реактивной струи. Реактивная сила прямо пропорциональна скорости реактивной струи и секунднему расходу массы выбрасываемого вещества.

Итак, для создания реактивной силы в течение определенного времени необходимо иметь запасы (ресурсы) выбрасываемой массы и энергии, преобразуемой в кинетическую энергию реактивной струи. Двигательная (тяговая) система включает в себя источник (генератор) энергии и движитель — устройство, создающее тяговое усилие. Совокупность генератора энергии и движителя называют в общем случае двигателем.

Определение «реактивный» не накладывает каких-либо ограничений на используемые ресурсы массы и энергии. В частности, они могут быть внешними, а не храниться на борту. Так, широко распространенные воздушно-реактивные и гидро-реактивные двигатели для создания реактивной струи в основном используют окружающую среду — воздух или воду. Аналогично может быть использована атмосфера других планет. Источник энергии обычно находится на борту аппарата, но иногда и он может быть внешним, например — солнечная энергия.

Реактивная струя ракетных двигателей образуется только из веществ, запасенных на аппарате, а внешняя среда при этом не используется. Это же относится и к источникам энергии. Итак, опре-

деление «ракетный» содержит дополнительные ограничивающие признаки — независимость от внешних источников массы и энергии.

Ракетный двигатель — это автономный реактивный двигатель, работающий на бортовых ресурсах массы и энергии. Термин «ракетный» не отражает в явном виде дополнительного ограничивающего признака автономности, но он широко используется по исторически сложившейся традиции.

1.2. ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ И МАССЫ ДЛЯ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Из числа известных и широко используемых видов энергии для ракетных двигателей выделим следующие основные.

Химическая энергия. Носителями ее являются химические топлива — вещества или совокупности веществ, способные выделять тепло в результате химических превращений.

Ядерная энергия. Ее источниками являются ядерные топлива — вещества, способные выделять тепло в результате ядерных превращений:

- а) распада радиоактивных изотопов (непрерывная генерация тепла);
- б) деления ядер (с момента достижения критической массы);
- в) термоядерного синтеза.

Электрическая энергия. Источники ее на борту аппарата могут быть весьма многообразными.

Менее существенное значение имеет **механическая энергия** в форме, например, энергии сжатых газов, загасенных на борту аппарата. Могут использоваться также различные формы электромагнитной энергии (в том числе солнечной) как внешней по отношению к аппарату.

В соответствии с видом первичной энергии, используемой в двигателе, различают химические, ядерные и электрические и ракетные двигатели.

В процессах преобразования первичной энергии в кинетическую энергию реактивной струи участвует рабочее тело (рабочее вещество) ракетного двигателя. Реактивная струя представляет собой конечную форму рабочего тела. В зависимости от исходной формы рабочего тела можно выделить два характерных случая.

1. Источники энергии и рабочего тела совмещены. Таковы, например, химические топлива. Энергия, выделяемая ими, сообщается продуктам их реакции. Так же обстоит дело со сжатыми газами.

2. Источники энергии и рабочего тела разделены. Это характерно для ядерных и электрических двигателей. Продукты превращений ядерного топлива редко используются в качестве рабочего тела ввиду малости их массы и опасности заражения окружающего пространства. Обычно используется специальное рабочее тело, воспринимающее энергию от независимого источника.

Подвод энергии к рабочему телу осуществляется в химическом, ядерном или электрическом реакторе, а ускорение массы — в уско-

рителе. В тех случаях, когда рабочее тело подвергается нагреву, осуществляется его ускорение, обычно в реактивном сопле. Характерным для электрических ракетных двигателей является ускорение рабочего тела в электрическом (электромагнитном) поле. Совокупность реактора и ускорителя представляет собой камеру — энергопреобразователь, реализуемую в различных конструктивных формах.

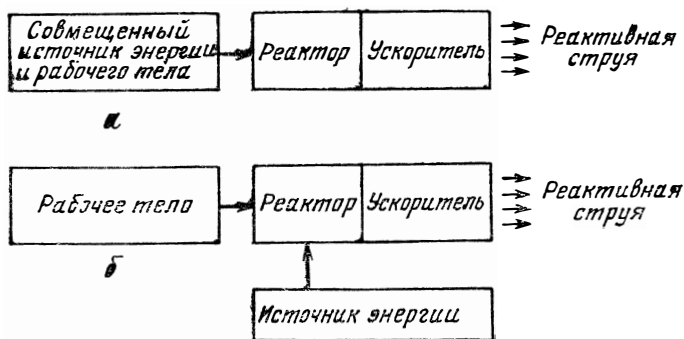


Рис. 1.1. Принципиальные схемы ракетного двигателя:
 а — с совмещенным источником энергии и рабочего тела; б — с независимым источником энергии

Характерные параметры ракетных двигателей

Таблица 1.1

Тип двигателя	Тип энергопреобразователя	Состав реактивной струи	Скорость истечения реактивной струи w , м/с	Удельная масса двигателя $m_{дв}$, кг/Н	Относительное ускорение от тяги a/g_0
Химические	Химический реактор и сопло	Продукты сгорания или разложения	До $6,0 \cdot 10^3$	0,001	$1-10^3$
Ядерные	Ядерный реактор на твердом топливе и сопло	Продукты нагрева	$8,0 \cdot 10^3 - 1,2 \cdot 10^4$	0,01	$1-10$
	Ядерный реактор на жидком топливе и сопло	То же	$1,2 \cdot 10^4 - 2,0 \cdot 10^4$	0,01	$1-10$
	Ядерный реактор на газообразном топливе и сопло	»	$2,0 \cdot 10^4 - 7,0 \cdot 10^4$	0,01	$1-10$
	Радиоизотопный нагреватель и сопло	»	$8,0 \cdot 10^3 - 1,2 \cdot 10^4$	102	10^{-3}
Электрические	Генератор плазмы и электромагнитный ускоритель	Плазма	$5,0 \cdot 10^4 - 10^5$	$5,0 \cdot 10^3 - 10^5$	$2 \cdot 10^{-3} - 10^{-4}$
	Ионизационная камера и электростатический ускоритель	»	$5,0 \cdot 10^4 - 10^6$	$5,0 \cdot 10^3 - 10^6$	$2 \cdot 10^{-3} - 10^{-5}$

На рис. 1.1 показаны принципиальные схемы ракетного двигателя с совмещенным или независимым источником энергии.

В табл. 1.1 представлены характерные параметры основных типов ракетных двигателей.

Ракетные двигатели с тепловым ускорением рабочего тела имеют скорость истечения реактивной струи, ограниченную величиной порядка тепловой скорости молекул. Для химических РД ограничение обусловлено в основном природой топлива, для ядерных — температурой нагрева рабочего тела, максимально допустимой для конструкции. Ограничением для электрических РД является также мощность энергетической установки, увеличение которой влечет за собой существенное увеличение массы конструкции.

Как видно из табл. 1.1, химические и ядерные РД имеют относительно небольшую удельную массу (отношение массы двигателя к развиваемой им максимальной тяге) и способны сообщать аппаратам значительные ускорения a по сравнению с ускорением свободного падения у поверхности Земли g_0 . В связи с относительно небольшой скоростью истечения для них характерен большой расход массы рабочего тела на единицу тяги. Этим определяется основная задача, выполняемая такими двигателями: ускорение тяжелых аппаратов до больших (космических) скоростей в околопланетных и межпланетных полетах при относительно непродолжительной работе двигателей.

Применение ЭРД в качестве основных двигателей летательных аппаратов возможно после сообщения аппаратам первой космической скорости. Длительная работа ЭРД может обеспечить дальние космические перелеты, т. е. достижение второй и третьей космической скорости. ЭРД могут использоваться также в качестве вспомогательных двигателей.

1.3. ХИМИЧЕСКИЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Химические ракетные двигатели (ХРД) являются в настоящее время наиболее освоенным и широко применяемым типом ракетных двигателей. Вариантов выполненных и разрабатываемых ХРД много. Основная классификация их связана с видом применяемого топлива.

Химические ракетные топлива способны к экзотермическим (протекающим с выделением тепла) реакциям. Основными являются следующие типы экзотермических реакций.

1. **Горение.** Горение (окисление) — основной и наиболее распространенный способ получения тепла. В реакции горения необходимо участие окислительных и горючих элементов, которые могут находиться в составе одного или нескольких веществ, образующих топливо. Обычно вещества, в которых преобладают окислительные элементы, называют окислителями, вещества, в которых преобладают горючие элементы, — горючими.

2. **Разложение.** К экзотермическому разложению способны некоторые индивидуальные вещества, либо смеси и растворы веществ.

3. **Рекомбинация.** Тепловой эффект рекомбинации (воссоединения) атомов или радикалов, обладающих свободной валентностью, весьма значителен и поэтому заманчиво использование его в ракетных двигателях. Однако способы получения и сохранения свободных атомов и радикалов пока не найдены и топлива на их основе не созданы.

Одним из характерных отличительных признаков химических ракетных топлив является исходное агрегатное состояние компонентов топлив. Классификация по этому признаку приведена на рис. 1. 2.

Однофазное топливо может быть жидким или твердым. Гибридное (смешанное) топливо представляет собой сочетание твердого и жидкого компонентов.

Топливо или компонент в твердом состоянии обычно размещаются непосредственно в камере сгорания двигателя, жидкие хранятся в специальных емкостях — баках, откуда они постепенно подаются в двигатель.

Однокомпонентное жидкое топливо подается в двигатель в виде одной жидкости. Оно может представлять собой индивидуальное вещество либо

однородную смесь, либо раствор различных веществ. Двухкомпонентное жидкое топливо состоит из двух отдельно хранящихся и отдельно подаваемых в двигатель компонентов: окислителя и горючего, которые, в свою очередь, могут быть индивидуальными веществами либо смесями веществ. Это топливо, называемое также топливом отдельной подачи, является основным современным жидким ракетным топливом. Возможно также применение многокомпонентных (обычно не более трех компонентов) жидких и гибридных топлив.

Твердые ракетные топлива содержат в своем составе окислительные и горючие элементы. Весь запас твердого топлива в виде топливных зарядов определенной формы размещается в камере сгорания двигателя.

Необходимо подчеркнуть разницу терминов применительно к топливам ракетных и воздушно-реактивных двигателей. Летательный аппарат с воздушно-реактивным двигателем несет в баках лишь один компонент топлива — горючее. Необходимый для горения окислитель — кислород — не транспортируется аппаратом, а забирается из воздуха атмосферы. Поэтому в практике воздушно-реактивных двигателей понятие «горючее» отождествляют с понятием «топливо». Для ракетных двигателей и горючее и окислитель находятся на борту аппарата. Расход того и другого уменьшает топливный запас, а поэтому понятие «горючее» и «топливо» существенно различны.

В соответствии с приведенной классификацией топлив химические ракетные двигатели подразделяют на жидкостные ракетные двигатели (ЖРД), ракетные двигатели на твердом топливе (РДТТ), гибридные ракетные двигатели (ГРД).

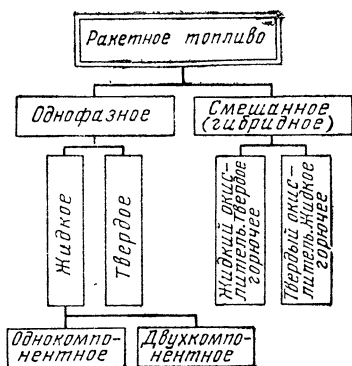
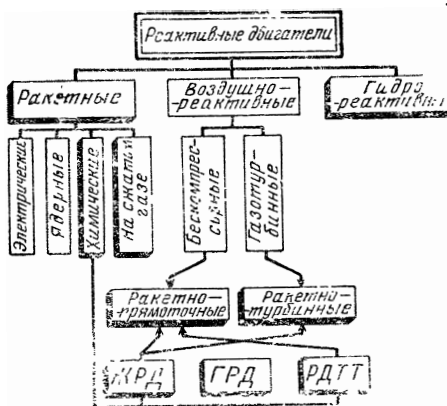


Рис. 1.2. Классификация химических ракетных топлив

На классификационной схеме рис. 1.3 химические ракетные двигатели показаны вместе с другими типами ракетных двигателей и с воздушно-реактивными и гидрореактивными двигателями. С двигателями, использующими окружающую среду, химические ракетные двигатели могут образовывать комбинированные силовые установки (см. гл. XL). На рис. 1.3 выделены типы двигателей, рассматриваемые в настоящей книге.



← Рис. 1.3. Укрупненная классификация реактивных двигателей

Рис. 1.4. Области применения летательных аппаратов с двигателями различных типов: 1—современные аппараты с ВРД; 2—перспективные аппараты с ВРД; а—ограничение по подъемной силе; б—ограничение по аэродинамическому нагреву



Возможности химических ракетных двигателей интересно сопоставить с возможностями воздушно-реактивных двигателей. Из рис. 1.4 видно, что возможности летательных аппаратов, на которых в настоящее время преимущественно применяются ВРД, существенно ограничены по высоте и скорости полета. В пределах относительно плотных слоев атмосферы ограничения являются аэродинамическая несущая способность крыла и предельно допустимый аэродинамический нагрев. На высотах более 40—50 км применение ВРД практически исключено из-за малой плотности воздуха, необходимого для работы двигателей.

Применение химических РД в плотных слоях атмосферы раздвигает упомянутые ограничения, а за пределами земной атмосферы ракетные двигатели являются пока единственно пригодными для управляемого перемещения летательных аппаратов.

Химические ракетные двигатели современных ракетно-космических аппаратов выполняют две основные функции:

- 1) создание тяги, необходимой для перемещения аппарата;
- 2) создание управляющих усилий и моментов, необходимых для управления полетом или для целей ориентации и стабилизации полета.

Первую функцию выполняют основные (маршевые) двигатели, обеспечивающие взлет и ускорение летательного аппарата на активном участке полета. Тяга основных двигателей, в качестве которых применяются ЖРД и РДТТ, достигает десятков меганьютонов (сотен и тысяч тонн). Вторую функцию выполняют вспомога-

тельные двигатели. Среди них различают: рулевые двигатели, служащие для управления полетом по заданной программе; корректирующие, включаемые в космическом полете для изменения направления и скорости полета аппарата; тормозные, применяемые для посадки (торможение для схода с орбиты и собственно посадка), а также для торможения отделяемых ступеней многоступенчатых ракет при их разделении. Рулевые, корректирующие и тормозные двигатели имеют относительно небольшую тягу — до нескольких килоньютоннов (сотен кгс). Это преимущественно ЖРД и иногда РДТТ.

К вспомогательным относят также двигатели систем ориентации и стабилизации летательного аппарата, а также индивидуальные РД, служащие для передвижения и маневрирования космонавта в свободном полете вне корабля. Двигатели ориентации и стабилизации и индивидуальные обычно развивают очень небольшую тягу. Двигатели, используемые в качестве исполнительных органов систем управления космических летательных аппаратов и имеющие тягу от 0,01 до 1600 Н, называют двигателями малых тяг (РДМТ).

Все химические ракетные двигатели являются тепловыми.

В большинстве тепловых РД подвод тепла к рабочему телу осуществляется при постоянном или почти постоянном давлении. На рис. 1.5 показан характер изменения параметров рабочего тела по тракту такого двигателя.

Основными задачами теории химических ракетных двигателей, рассматриваемых в настоящей книге, являются качественное и количественное описание различных типов ХРД как тепловых машин и двигателей, поведения рабочего тела различных видов в тракте камеры РД, закономерностей совместной работы элементов двигателя на различных режимах, теплового состояния элементов конструкции и способов их защиты.

Заметим, что многие положения теории химических ракетных двигателей можно применить и к изучению других типов тепловых ракетных (например, ядерных) или реактивных (например, использующих солнечную энергию) двигателей.

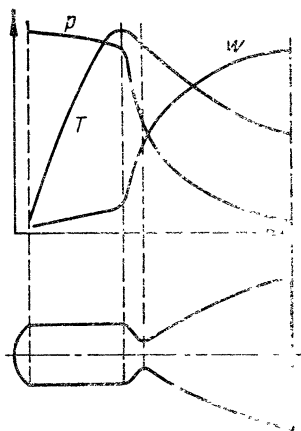


Рис. 1.5. Изменение параметров по тракту теплового ракетного двигателя

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КАМЕРЫ И ДВИГАТЕЛЯ

2.1. ТЯГА КАМЕРЫ

Камера является основным агрегатом двигателя. Ее назначение — создание реактивной силы тяги. Необходимое для этого ускорение выбрасываемой струи можно получать посредством различных воздействий на поток: геометрического, расходного, теплового, механического. В РД используется исключительно геометрическое воздействие — ускорение потока в сужающихся и расширяющихся соплах — как наиболее просто реализуемое. Форма поперечного сечения и контур таких сопел могут быть различными, однако чаще всего это круглые сопла с криволинейной образующей. В применении к таким соплам и определяется ниже тяга камеры. Принципы определения ее справедливы и для сопел других геометрических форм (см. гл. IX).

2.1.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЯГИ. ДОПУЩЕНИЯ

Тягой камеры называют реактивную силу, создаваемую камерой, т. е. результирующую газодинамических сил, действующих на внутреннюю поверхность камеры во время ее работы, и сил воздействия окружающей среды на наружные поверхности камеры за исключением сил внешнего аэродинамического сопротивления.

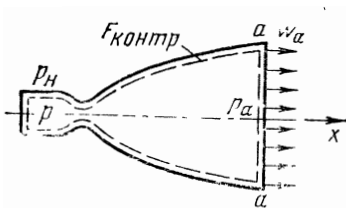


Рис. 2.1. Принятая схема камеры для вывода уравнения тяги

Силы, действующие со стороны продуктов сгорания на омываемую ими твердую поверхность, могут быть представлены как нормальные (давление p) и тангенциальные (касательное напряжение трения τ).

Поскольку силы внешнего аэродинамического сопротивления отделены от тяги, из сил воздействия внешней среды следует учитывать лишь нормальные силы давления невозмущенной окружающей среды.

Определим тягу камеры, изображенной на рис. 2.1. Границей между наружной и внутренней поверхностью камеры будем считать кромку (срез) выходного сечения сопла a — a . Камера симметрична. Относительно движения рабочего тела внутри нее примем следующие допущения: движение одномерное, безотрывное, установившееся; массовые силы отсутствуют.

В соответствии с определением тяги камеры следует записать как сумму интегралов сил давления по наружной поверхности и сил давления и касательных напряжений — по внутренней:

$$\vec{P} = p_N \int_{F_{нар}} \vec{dF} + \int_{F_{вн}} \vec{f} \vec{dF}. \quad (2.1)$$

Здесь p_H — давление невозмущенной окружающей среды, величина постоянная на данной высоте H ; f — сила, действующая на единицу внутренней поверхности (нормальная составляющая этой силы — местное давление рабочего тела, касательная — напряжение трения);

$F_{\text{нар}}$, $F_{\text{вн}}$ — наружная и внутренняя поверхности камеры.

Очевидно, что первый член правой части уравнения (2.1) может быть записан так:

$$p_H \int_{F_{\text{нар}}} d\vec{F} = \overline{p_H} \vec{F}_a. \quad (2.2)$$

Для определения второго члена воспользуемся теоремой импульсов: результирующая внешних сил, действующих на некоторый объем газа, равна изменению за единицу времени количества движения рабочего тела, протекающего через поверхность, ограничивающую выделенный объем. Назначим контрольную поверхность по внутренней поверхности камеры $F_{\text{контр}}$.

Интеграл сил давления и трения, действующих на выделенный объем, можно представить как сумму двух величин: интегралов сил, действующих на часть контрольной поверхности, совпадающую с внутренней поверхностью камеры, и сил, действующих на поверхность выходного сечения сопла:

$$\int_{F_{\text{контр}}} f d\vec{F} = \int_{F_{\text{вн}}} \vec{f}_k d\vec{F} + \int_{F_a} \overline{p} d\vec{F}, \quad (2.3)$$

где \vec{f}_k — сила, действующая на газ со стороны внутренней поверхности камеры.

Очевидно, что $\vec{f}_k = -\vec{f}$.

Для одномерного течения можно записать:

$$\int_{F_a} \overline{p} d\vec{F} = \overline{p_a} \vec{F}_a.$$

В выделенный объем поступает рабочее тело с количеством движения, равным $m\omega_k$, а через площадь F_a в секунду вытекает масса \dot{m} со скоростью ω_a . Обычно $m\omega_k \ll \dot{m}\omega_a$, поэтому секундное изменение количества движения равно $\dot{m}\omega_a$. Согласно теореме импульсов

$$\dot{m}\omega_a = - \int_{F_{\text{вн}}} f d\vec{F} + \overline{p_a} \vec{F}_a. \quad (2.4)$$

Подставляя равенства (2.4) и (2.2) в выражение (2.1), получим

$$\vec{P} = -\dot{m}\omega_a + \overline{p_a} \vec{F}_a + \overline{p_H} \vec{F}_a.$$

За положительное направление примем направление тяги. Тогда

$$P = \dot{m}\omega_a + p_a F_a - p_H F_a. \quad (2.5)$$

Полученное выражение есть основное уравнение тяги камеры при сделанных ранее допущениях.

При расчетах по уравнению (2.5) используют следующие размерности величин в Международной системе (СИ): \dot{m} — кг/с; ω — м/с; p — Н/м² (Па); F — м². Тяга P при этом выражается в ньютонах или кратных величинах — кН, МН. В технической системе единиц: \dot{m} — кгс·с²/(с·м); ω — м/с; p — кгс/см²; F — м². Тяга P при этом выражается в кгс или тоннах. Численное значение тяги у земли в единицах СИ в $g_0=9,80665$ раз больше, чем в технической системе единиц.

Представляют интерес следующие характерные случаи определения тяги камеры.

1. Тяга в пустоте, где $p_H=0$,

$$P_{\text{п}} = \dot{m}\omega_a + p_a F_a. \quad (2.6)$$

Как видно, она целиком определяется процессами, происходящими внутри камеры, и представляет собой полный импульс потока в единицу времени.

2. Тяга на любой высоте, где $p_H \neq 0$,

$$P_H = P_{\text{п}} - p_H F_a. \quad (2.7)$$

В формуле (2.7) отчетливо видно, что воздействие окружающей среды всегда уменьшает тягу камеры.

3. Тяга на режиме равенства давлений, когда $p_H = p_a$,

$$P = \dot{m}\omega_a. \quad (2.8)$$

Отсутствие в последней формуле члена $p_H F_a$ не означает, что исчезло воздействие внешнего давления. Результатом такого воздействия по-прежнему является сила $p_H F_a$, но она исключена здесь одновременно с частью положительной тяги, созданной камерой ($p_a F_a$).

Часто формулу тяги для всех режимов представляют следующим образом:

$$P = \dot{m}\omega_{\text{эф}}, \quad (2.9)$$

где $\omega_{\text{эф}}$ — так называемая эффективная скорость истечения.

Значение $\omega_{\text{эф}}$ определяют из следующего равенства:

$$\dot{m}\omega_{\text{эф}} = \dot{m}\omega_a + p_a F_a - p_H F_a,$$

$$\text{откуда } \omega_{\text{эф}} = \omega_a + \frac{p_a - p_H}{\dot{m}} F_a. \quad (2.10)$$

Используя уравнение неразрывности, можно записать

$$\omega_{\text{эф}} = \omega_a + (p_a - p_H) / (\rho_a \omega_a), \quad (2.11)$$

где ρ_a — плотность газа на выходе из сопла.

Очевидно, что только при $p_a = p_H$ значение эффективной скорости истечения совпадает со значением скорости в выходном сечении сопла ω_a .

2.1.2. ТЯГА НА РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ СОПЛА

Режим работы сопла определяется соотношением давления окружающей среды и давления в выходном сечении сопла: $m = p_H / p_a$.

Величину m называют степенью нерасчетности. Лишь при $p_H = p_a$, т. е. при $m = 1$, имеет место так называемый расчетный режим работы сопла. Режимы $p_H < p_a$, т. е. $m < 1$, называют недорасширением; режимы $p_H > p_a$, т. е. $m > 1$, — перерасширением.

Режимы работы сопла могут меняться из-за изменения давления окружающей среды при движении летательного аппарата, а также вследствие изменения давления в выходном сечении сопла, например при регулировании режима работы двигателя.

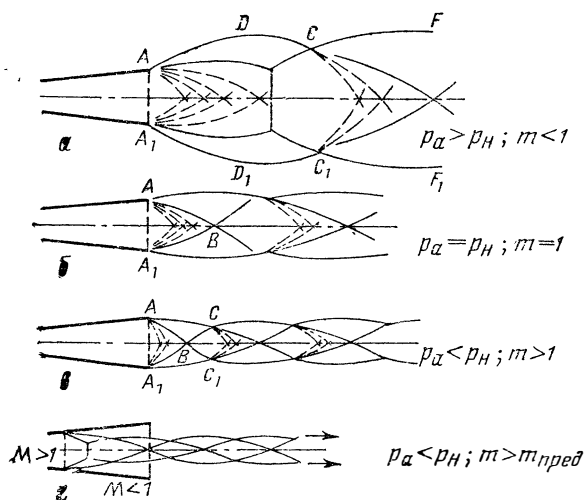


Рис. 2.2. Спектры струи на различных режимах работы конечного сопла

Рассмотрим физическую картину истечения из сопла на различных режимах.

На режимах недорасширения давление в выходном сечении сопла p_a больше давления окружающей среды p_H . Истечение из сопла на всех режимах недорасширения сопровождается возникновением скачков уплотнения. Скачки имеют форму поверхностей вращения с криволинейной образующей. Форма отдельных участков струи — бочкообразная (рис. 2.2, а). На оси струи криволинейные скачки преобразуются в прямой скачок. С уменьшением величины m скачок отодвигается от среза сопла. При значениях m , близких к единице, криволинейные скачки не замыкаются прямым скачком, но даже на расчетном режиме продолжают существовать (см. рис. 2.2, б).

Режимы перерасширения, когда $p_a < p_H$, также сопровождаются системой криволинейных пересекающихся скачков (см. рис. 2.2, в). Возмущения в струе за соплом не могут перемещаться вверх по течению вследствие сверхзвуковой скорости струи. Однако в пограничном слое у стенок сопла скорость течения дозвуковая. Это соз-

дает принципиальную возможность воздействия внешней среды на течение внутри сопла. Такая возможность возникает, однако, не при любой степени нерасчетности m , а при $m \geq m_{\text{пред}}$, когда кинетической энергии газа в пограничном слое недостаточно для преодоления перепада давлений в скачке нерасчетности. При $m > m_{\text{пред}}$ поток отрывается от стенок сопла и система скачков уплотнения, образующаяся на срезе, начинает перемещаться вглубь сопла (см. рис. 2.2, ε).

В отличие от всех режимов недорасширения и режимов перерасширения без входа в сопло режимы перерасширения со скачками и отрывом потока внутри сопла приводят к изменениям спектра потока не только за пределами сопла, но и внутри расширяющейся части сопла. Это сопровождается изменением эпюры внутреннего давления на стенки сопла. До сечения же, в котором происходит отрыв потока, поток не претерпевает изменений, сохраняется неизменной и эпюра внутреннего давления.

Изменение распределения давления по внутренней поверхности сопла при отрыве потока необходимо учитывать при расчете тяговых характеристик камеры. Методы такого расчета рассматриваются в гл. XV.

Если условно принять, что внутренняя и наружная поверхности камеры совпадают, то тягу можно записать как интеграл разности давлений

$$P = \int_F (p - p_H) dF.$$

Из этой формулы, в частности, видно, что если расширение в сопле происходит до давления $p_a > p_H$, то потенциальные возможности потока в создании тяги используются не полностью. И наоборот, в случае течения с отрывом тяга возрастает по сравнению с тягой той же камеры при безотрывном течении ($p_a < p_H$), так как после отрыва потока давление на внутренней поверхности сопла возрастает, приближаясь к давлению окружающей среды p_H . Очевидно, что режим, характеризующийся равенством давлений $p_a = p_H$, является наиболее выгодным режимом.

2. 1. 3. ТЯГА И АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Вполне очевидно, что в реальных условиях использования двигателя распределение давления среды по наружной поверхности камеры не соответствует принятой модели, когда оно постоянно и равно p_H . Даже при наземных испытаниях двигателя на стенде это распределение изменится вследствие ежектурирующего воздействия истекающей струи на окружающую среду. В условиях полета отличия будут еще более существенными. Конкретное распределение давления по наружной поверхности камеры зависит от компоновки двигателя в летательном аппарате, формы кормовой части аппарата (где обычно размещаются двигатели), условий полета (скорость, высота, угол атаки) и ряда других факторов.

Требование определять тягу с учетом всех этих особенностей сделало бы тягу одного и того же двигателя неоднозначной, зависящей от большого числа внешних факторов. Именно поэтому тягу, как отмечено выше, рассчитывают в однозначном предположении, что на внешнюю поверхность камеры действует давление невозмущенной окружающей среды p_H , а все отличия от этого случая учитывают при определении аэродинамического сопротивления аппарата. Для определения последнего теоретическая и экспериментальная аэродинамика располагает значительным арсеналом методов и средств.

Необходимо подчеркнуть, что аэродинамическое сопротивление аппарата при одной и той же скорости полета V неодинаково в случае работающего двигателя, т. е. при истечении реактивных струй, и в случае, когда двигатель не работает. Объясняется это тем, что истечение струй оказывает влияние на характер обтекания аппарата и так называемое донное давление в кормовой части. Так, при низких скоростях полета характер обтекания меняется вследствие эжекции. При полете на больших высотах (малые величины отношения p_H/p_a) струи сильно расширяются и вызывают отрыв потока на значительном удалении от кормовой части. При работе в вакууме в донной области аппарата возникает зона некоторого давления, что увеличивает тягу.

Основным методом определения аэродинамических характеристик аппарата является эксперимент на моделях со струями, имитирующими работу двигателей. Особенно сложна задача в распространенном случае многосопловых (многодвигательных) компоновок, весьма разнообразных. Решение такой задачи составляет самостоятельную область исследований и разработок.

2.2. УДЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КАМЕРЫ

2.2.1. УДЕЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС ТЯГИ

Тяга камеры является параметром, зависящим от абсолютной величины секундного массового расхода топлива. Относительным или удельным параметром является удельный импульс тяги I_y , который представляет собой отношение тяги, развиваемой камерой, к массовому расходу рабочего тела:

$$I_y = P/\dot{m}. \quad (2.12)$$

Обычно I_y называют сокращенно «удельный импульс».

В соответствии с уравнениями (2.6), (2.7) и (2.8) удельный импульс можно записать так:

в пустоте ($p_H=0$)

$$I_{y,п} = w_a + p_a F_a / \dot{m}; \quad (2.13)$$

на любой высоте, где $p_H \neq 0$,

$$I_{yH} = I_{y,п} - p_H F_a / \dot{m}; \quad (2.14)$$

на расчетном режиме работы сопла, когда $p_a = p_H$,

$$I_y = w_a. \quad (2.15)$$

Очевидно также, что

$$I_y = I_{y,л} - p_H / (\rho_a w_a). \quad (2.16)$$

В последнем выражении отчетливо видны две составляющих удельного импульса: одна, зависящая только от внутрикамерных процессов ($I_{y,л}$), и вторая, обусловленная воздействием окружающей среды [$-p_H / (\rho_a w_a)$].

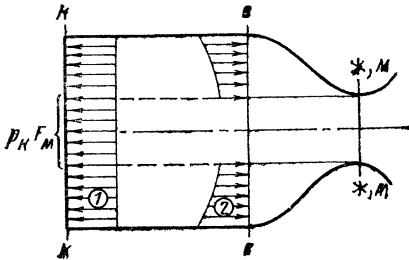


Рис. 2.3. Силы, действующие на поверхность камеры:

1—эпюра сил на переднюю стенку; 2—эпюра сил на стенку сужающейся части сопла

Если пользоваться эффективной скоростью истечения, то на всех режимах

$$I_y = w_{эф}. \quad (2.17)$$

В единицах СИ тяга P выражается в ньютонах (Н), секундный массовый расход \dot{m} — в кг/с, следовательно, I_y — в Н·с/кг. Так как в технической системе единиц $H=1$ кг·м/с², то соответственно I_y может быть выражен в м/с.

Итак, в единицах СИ удельный импульс имеет размерность скорости и, как это видно из выражения (2.17), численно равен эффективной скорости истечения.

В технической литературе применяется размерность тяги — кгс, секундного расхода — кг/с, следовательно, размерность I_y — кгс·с/кг. Размерность I_y записывают иногда в секундах. В этом случае величину удельного импульса можно толковать как время в секундах, в течение которого камера, создающая тягу в 1 кгс, израсходует 1 кг топлива.

В единицах СИ численное значение удельного импульса в $g_0=9,80665$ раз больше, чем в технической системе единиц.

Наряду с удельным импульсом, определяемым по массовому расходу топлива \dot{m} , иногда используют понятие объемного удельного импульса, определяемого по объемному расходу \dot{V} :

$$I_{yV} = P / \dot{V}. \quad (2.18)$$

Объемный удельный импульс связан с удельным импульсом очевидным соотношением

$$I_{yV} = I_y \rho_T, \quad (2.19)$$

где ρ_T — плотность топлива.

В ракетном двигателе на твердом топливе затруднительно фиксировать мгновенные значения массового или объемного расхода топлива, а следовательно, и мгновенные значения удельного им-

пульса. Поэтому для РДТТ удельный импульс определяют обычно в некотором интервале времени τ (например, за время работы двигателя) как среднее значение:

$$\bar{I}_y = \int_0^{\tau} P d\tau \bigg/ \int_0^{\tau} \dot{m} d\tau. \quad (2.20)$$

Эту величину в практике РДТТ называют также **единичным импульсом**.

Так как расход топлива за время работы τ составляет $\int_0^{\tau} \dot{m} d\tau = m_{\tau}$, то

$$\bar{I}_y = \int_0^{\tau} P d\tau / m_{\tau}. \quad (2.21)$$

2.2.2. РАСХОДНЫЙ КОМПЛЕКС И ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ

Расходным комплексом β называют произведение давления в некотором сечении камеры сгорания на площадь минимального сечения, отнесенное к секунднему массовому расходу топлива через камеру. Параметр β используется при различных анализах характеристик камеры. В зависимости от вида анализа в комплексе β используют давление в том или ином характерном сечении камеры (рис. 2.3). В идеальном случае, при малой скорости в сечении c — c и при отсутствии необратимых явлений в сужающейся части сопла, давление торможения потока на участке κ — m постоянно, т. е.

$$p_{\kappa} = p_{0c} = p_{0m}.$$

$$\text{Тогда } \beta = p_{\kappa} F_{\kappa} / \dot{m}. \quad (2.22)$$

Числитель этого выражения представляет собой силу, развиваемую благодаря давлению газа на участок передней стенки камеры сгорания с площадью F_{κ} ; отнесенная к секунднему расходу топлива в камере, она имеет размерность удельного импульса.

Величина β может быть получена теоретически, а также и в эксперименте, поскольку все входящие в нее параметры можно измерить. Сравнение экспериментальных значений β с теоретическими используют для оценки совершенства процессов на участке камеры сгорания и сужающейся части сопла.

Для оценки совершенства собственно процесса горения используется характеристическая скорость c_* , определяемая выражением

$$c_* = \frac{p_{0m} F_{\kappa} \mu_c}{\dot{m}}.$$

Введением p_{0m} вместо p_{κ} и коэффициента расхода μ_c учитывается неидеальность процессов в сужающейся части сопла.

2. 2. 3. ТЯГОВОЙ КОМПЛЕКС И КОЭФФИЦИЕНТ ТЯГИ

Тяговым комплексом K_P называют отношение тяги камеры к произведению давления в некотором сечении камеры сгорания на площадь минимального сечения сопла. Для этого же идеального случая можно записать

$$K_P = P / (p_k F_m). \quad (2. 23)$$

Как видно, величина K_P безразмерная и физический смысл ее ясен: тяговый комплекс показывает, во сколько раз тяга камеры больше составляющей, действующей на часть передней стенки камеры сгорания площадью F_m . Очевидно, что тяговый комплекс можно определить и как отношение удельного импульса камеры к его составляющей — расходному комплексу β :

$$K_P = I_y / \beta. \quad (2. 24)$$

Тяговый комплекс в основном является характеристикой сопла. Относительный вклад сопла в создание удельного импульса может быть оценен величиной

$$(I_y - \beta) / I_y = 1 - 1 / K_P.$$

Чем больше величина K_P , тем больше роль сопла в создании удельного импульса. Тяговый комплекс может принимать различные значения в зависимости от размеров сопла и режима его работы. Характерный диапазон значений $K_P = 1, 2 \dots 2$. Различают тяговый комплекс в пустоте ($p_H = 0$), на произвольном режиме сопла ($p_a \neq p_H$) и на расчетном режиме ($p_a = p_H$).

Наряду с тяговым комплексом используется коэффициент тяги K_T : $K_T = P / (P_{0,m} F_m \mu_c) = I_y / c_{ж}$.

Так же, как и характеристическую скорость, величину K_T можно определить теоретически и в эксперименте. Сравнение экспериментальных значений с теоретическими используется для анализа совершенства процессов в сопле.

2.3. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ КАМЕРЫ

2. 3. 1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ к. п. д.

Традиционными для тепловых двигателей являются коэффициенты полезного действия, оценивающие совершенство преобразования исходной энергии в полезную энергию (работу). Такие к.п.д. называют энергетическими.

Понятия энергетических к.п.д. можно использовать и в теории тепловых ракетных двигателей.

На рис. 2.4 представлен идеализированный цикл работы камеры теплового ракетного двигателя с подводом тепла при постоянном давлении (изобарная камера сгорания) и изоэнтропийным расширением в сопле. Полезная работа идеального цикла равна кинетической энергии рабочего тела в конце процесса расширения, т. е. величине $w_{ид}^2 / 2$. Здесь $w_{ид}$ — теоретическая эффективная скорость истечения. Запас исходной энергии, вводимой в камеру с 1 кг

топлива, составляет \dot{H}_u Дж, где H_u — теплота сгорания топлива. Отношение

$$w_{ид}^2 / (2H_u) = \eta_t \quad (2.25)$$

называют термическим к.п.д. Эта величина, меньшая единицы, учитывает потери тепла с выходной струей, обусловленные вторым законом термодинамики.

С помощью известных термодинамических соотношений термический к.п.д. определяют следующим выражением:

$$\eta_t = 1 - (1/\varepsilon)^{(n-1)/n}, \quad (2.26)$$

где $\varepsilon = p_{ос}/p_a$ — степень расширения газа в сопле; n — показатель изоэнтропы расширения.

Теоретический удельный импульс равен

$$I_{y.ид} = \sqrt{2\eta_t H_u}. \quad (2.27)$$

Действительный удельный импульс I_y меньше теоретического, так как при осуществлении реальных рабочих процессов в камере имеют место тепловые, химические, газодинамические и другие потери. Отношение действительной кинетической энергии на выходе из сопла к теоретической называют относительным внутренним к.п.д.:

$$\eta_{oi} = w_a^2 / w_{ид}^2. \quad (2.28)$$

Величина η_{oi} оценивает степень совершенства внутренних процессов в камере.

Все виды потерь суммарно оценивает эффективный к.п.д., равный

$$\eta_e = w_a^2 / (2H_u). \quad (2.29)$$

С учетом выражений (2.25), (2.27) и (2.28) получим

$$\eta_e = \eta_{oi} \eta_t. \quad (2.30)$$

Действительный удельный импульс, определяемый с учетом всех видов потерь, составляет

$$I_y = \sqrt{2\eta_e H_u}. \quad (2.31)$$

Приведенные выше энергетические к.п.д. являются коэффициентами полезного действия камеры, сопло которой работает на расчетном режиме ($p_a = p_H$) на стенде (скорость полета равна нулю). Выражения к.п.д. для нерасчетных режимов усложняются. При оценке упомянутых к.п.д. в полете кроме теплоты сгорания топлива следует учитывать его кинетическую энергию, зависящую от скорости полета.

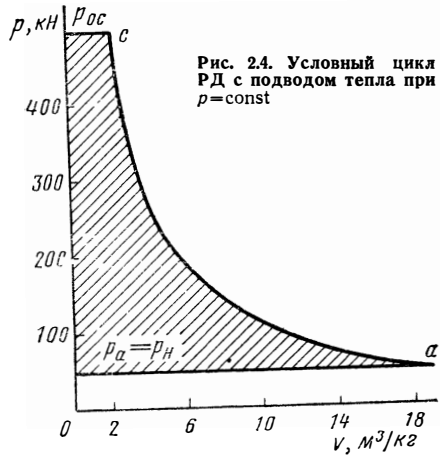


Рис. 24. Условный цикл РД с подводом тепла при $p = \text{const}$

2.3.2. ИМПУЛЬСНЫЕ к. п. д.

В теории ракетных двигателей практически более важными и удобными являются импульсные к. п. д., которые оценивают потери не энергии, а скорости истечения или удельного импульса.

Так как потери массы рабочего тела в ракетных двигателях обычно отсутствуют, то импульсные к. п. д. оценивают одновременно потери удельного импульса и тяги. Покажем смысл импульсных к.п.д. и связь их с энергетическими. Запишем действительную скорость истечения w_a следующим образом:

$$w_a = \sqrt{w_a^2} = \sqrt{\frac{w_a^2}{w_{нл}^2}} \sqrt{\frac{w_{нл}^2}{2H_u}} \sqrt{2H_u}.$$

В соответствии с выражениями (2.25) и (2.28) имеем

$$w_a = \sqrt{\eta_{oi}} \sqrt{\eta_t} \sqrt{2H_u}.$$

Очевидно, что величины $\sqrt{\eta_{oi}}$ и $\sqrt{\eta_t}$ выполняют роль импульсного внутреннего к.п.д. и импульсного термического к.п.д., соответственно. Более удобной, чем теплота сгорания топлива, исходной величиной является теоретическая скорость истечения $w_{aид}$, определяемая термодинамическим расчетом. Можно записать $w_a = \sqrt{\eta_{oi}} w_{aид}$ или, переходя к удельным импульсам,

$$I_y = \sqrt{\eta_{oi}} I_{y.ид}.$$

Обозначим $\sqrt{\eta_{oi}} = \varphi_I$

и, следовательно,

$$I_y = \varphi_I I_{y.ид}. \quad (2.32)$$

Импульсный к.п.д. φ_I суммарно учитывает все виды потерь импульса, присущих внутренним процессам в камере. Коэффициент φ_I может быть разделен на более частные импульсные коэффициенты, учитывающие либо отдельные виды потерь, либо оценивающие потери на отдельных участках камеры (камера сгорания и сопло).

Таким образом, импульсные к.п.д. однозначно связаны с соответствующими энергетическими к.п.д., но предпочтительнее их по соображениям практического удобства. Они широко используются в теории и расчетах ракетных двигателей.

2.4. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДВИГАТЕЛЯ

2.4.1. ТЯГА И СУММАРНЫЙ ИМПУЛЬС

Тяга двигателя состоит из тяги камер, входящих в состав двигателя, тяги выхлопных патрубков и других элементов, через которые происходит истечение.

В теории и практике ракетных двигателей широко используется понятие импульса тяги двигателя, или суммарного импульса I_{Σ} . Величина I_{Σ} представляет собой определенный

интеграл от тяги двигателя, взятый по полному времени его работы:

$$I_{\Sigma} = \int_0^{\tau} P_{дв} dt. \quad (2.33)$$

Используя ранее полученное соотношение (2.21), можно следующим образом записать связь между суммарным импульсом, средним удельным импульсом и расходом топлива за время работы τ :

$$I_{\Sigma} = \bar{I}_y \dot{m}_{\tau}. \quad (2.34)$$

Эта важная характеристика чаще используется для РДТТ.

Размерность суммарного импульса в единицах СИ — Н·с; по технической системе единиц — кгс·с.

2.4.2. МОЩНОСТЬ

Понятие мощность редко употребляется в теории и практике ракетных двигателей и используется обычно лишь при сравнительных оценках различных двигательных систем.

По величине тяги ракетного двигателя $P_{дв}$ и скорости V летательного аппарата, на котором он установлен, может быть определена мощность, затрачиваемая на разгон и преодоление внешних сил при движении летательного аппарата. Ее называют тяговой мощностью:

$$N_P = P_{дв} V. \quad (2.35)$$

Используется также понятие мощности ракетного двигателя как кинетической энергии реактивной струи, вытекающей за 1 с:

$$N_w = \dot{m} \frac{w_a^2}{2} = \frac{1}{2} P w_a. \quad (2.36)$$

Размерность мощности в единицах СИ — ватты (кило-, мега-).

2.4.3. УДЕЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС ТЯГИ

Удельный импульс тяги двигателя $I_{y,дв}$ определяется по тяге двигателя $P_{дв}$ и полному расходу топлива в двигателе. Полный расход включает расход топлива во всех основных камерах $\dot{m} = \sum_{i=1}^n \dot{m}_i$ и дополнительный расход топлива для привода агрегатов системы подачи топлива и на другие вспомогательные нужды $\dot{m}_{доп}$. С учетом этого

$$I_{y,дв} = P_{дв} / (\dot{m} + \dot{m}_{доп}). \quad (2.37)$$

Введем понятие относительного расхода дополнительного топлива:

$$\epsilon = \dot{m}_{доп} / \dot{m} \quad (2.38)$$

и запишем
$$I_{y,дв} = \frac{P_{дв}}{\dot{m}(1 + \epsilon)}. \quad (2.39)$$

Значение ϵ может составлять от нуля до нескольких процентов и определяется расчетом систем подачи топлива.

2. 4. 4. УДЕЛЬНЫЙ РАСХОД ТОПЛИВА

Удельным называют расход топлива, необходимый для получения единицы тяги в единицу времени. Следовательно, секундный удельный расход топлива равен

$$c_y = \dot{m}/P = 1/I_y. \quad (2. 40)$$

Как видно, удельный расход топлива однозначно связан с удельным импульсом. Эта особенность характерна только для ракетных двигателей, не использующих окружающей среды.

При сравнении удельных расходов топлива двигателей различных типов можно использовать удельный расход топлива по тяговой мощности

$$c_{yлN} = \dot{m}/N_P \quad (2. 41)$$

или удельный расход топлива по мощности струи

$$c_{yл\omega} = \dot{m}/N_{\omega}. \quad (2. 42)$$

2. 4. 5. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ

Совершенство камеры ракетного двигателя как тепловой машины оценивается энергетическими к.п.д., рассмотренными в разд. 2.3. Однако ракетный двигатель одновременно выполняет и роль движителя, передавая летательному аппарату механическую работу. Очевидно, что полезная работа полета зависит не только от показателей двигателя, но и от скорости движения аппарата, которая может являться независимым фактором.

Полным (общим) коэффициентом полезного действия ракетного двигателя называют отношение полезной работы передвижения аппарата ко всей располагаемой энергии топлива.

Располагаемая энергия 1 кг топлива в полете составляет $H_u + V^2/2$, а полезная работа передвижения — $\omega_a V$.

Тогда полный к.п.д. равен

$$\eta_0 = \frac{\omega_a V}{H_u + V^2/2}.$$

После преобразований получим

$$\eta_0 = \frac{2V/\omega_a}{1/\eta_e + (V/\omega_a)^2}, \quad (2. 43)$$

где η_e — эффективный к.п.д. двигателя, определяемый выражением (2.29).

Зависимость (2.43) приведена на рис. 2.5. Пунктиром показаны максимальные значения η_0 при различных значениях η_e . Дифференцирование выражения (2.43) дает $\eta_{0\max} = \sqrt{\eta_e}$ при $V/\omega_a = 1/\sqrt{\eta_e}$. Максимальные значения η_0 увеличиваются с увеличением η_e и сдвигаются

гаются в сторону меньших значений V/ω_a . Значения полного к.п.д. ракетного двигателя при достигнутых величинах η_e превосходят значения η_0 для других летательных систем, особенно при больших скоростях полета.

В связи с тем, что движение ракетных аппаратов является обычно неустановившимся, значение η_0 , соответствующее определенному значению V/ω_a , представляет собой мгновенный к.п.д., т. е. характеризует двигатель и аппарат в данный момент. Для характеристики совершенства использования ракетного двигателя за определенный промежуток времени, например за время активного полета, может быть подсчитано среднее значение полного к.п.д.

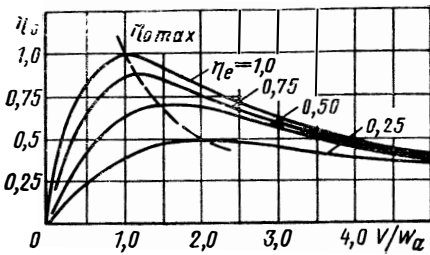


Рис. 2.5. Зависимость полного к. п. д. ракетной силовой установки от V/ω_a при различных значениях η_e

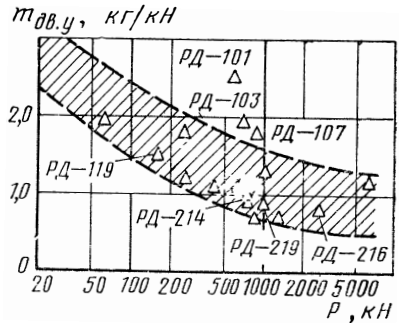


Рис. 2.6. Удельная масса некоторых ЖРД

2. 4. 6. УДЕЛЬНАЯ МАССА

Удельной массой двигателя называют отношение массы двигателя в рабочем состоянии к развиваемой им наибольшей тяге на основном режиме. Определение «удельная масса» применяют лишь к ЖРД, так как массу РДТТ трудно отделить от массы собственно аппарата. В последнем случае используют коэффициент массового совершенства аппарата α (см. гл. III).

Рабочим состоянием ЖРД считают, когда магистрали и агрегаты двигателя заполнены компонентами топлива и масса двигателя составляет $m_{дв.з}$. По определению, удельная масса двигателя равна

$$m_{дв.у} = m_{дв.з} / P_{дв.} \quad (2. 44)$$

Размерность $m_{дв.у}$ — кг/Н или кг/тс.

Величина $m_{дв.у}$ в известной мере характеризует конструктивное и технологическое совершенство двигателя. Она зависит от назначения и схемы двигателя, применяемого топлива, величины тяги. При прочих равных условиях предпочтение отдается двигателю с меньшей удельной массой. На рис. 2.6 приведена для ориентировки некоторая статистика по удельным массам ЖРД. Массовые характеристики ЖРД значительно лучше, чем воздушно-реактивных двигателей.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ РАКЕТЫ, ДВИГАТЕЛЯ, ТОПЛИВА

3.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАКЕТНЫХ АППАРАТОВ

Рассмотрим эти параметры для аппаратов, ускоряемых **основными** ракетными двигателями.

3.1.1. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ АППАРАТА. ИДЕАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ПОЛЕТА

Силой, обеспечивающей активное управление движением центра масс аппарата, является тяга, создаваемая двигателем. В общем случае движение центра масс аппарата в гравитационном поле под действием тяги и внешних сил описывается векторным уравнением

$$m(\tau) \frac{d\vec{V}}{d\tau} = \vec{P} + m(\tau) \vec{R} + \vec{F}. \quad (3.1)$$

В этом уравнении m — текущая масса аппарата; \vec{V} — скорость аппарата; \vec{P} — тяга двигателя; \vec{R} — вектор ускорения от гравитационных сил; \vec{F} — вектор внешних сил, действующих на аппарат (сопротивление среды); τ — время.

Рассмотрим частный случай решения уравнения (3.1) при допущении, что:

- а) гравитационные силы и сопротивление среды отсутствуют;
- б) вектор тяги совпадает с вектором скорости аппарата.

В этом случае уравнение (3.1) принимает вид

$$m(\tau) (dV/d\tau) = P. \quad (3.2)$$

Массу аппарата в любой момент времени можно представить следующим образом:

$$m(\tau) = m_{п.г} + m_{кон} + m_{г} - \int_0^{\tau} \dot{m} d\tau, \quad (3.3)$$

где $m_{п.г}$ — масса полезного груза; $m_{кон}$ — масса конструкции аппарата; $m_{г}$ — начальный запас топлива; \dot{m} — секундный расход отбрасываемой массы.

Три первых составляющих в правой части уравнения (3.3) не зависят от времени.

Тяга ракетного двигателя определяется секундным расходом отбрасываемой массы и эффективной скоростью истечения реактивной струи:

$$P = \dot{m} w_{эф.}$$

Отбрасываемая масса берется лишь из веществ (топлива), запасенных на борту аппарата (без использования окружающей среды). Поэтому $\dot{m} = -dm/d\tau$.

Теперь уравнение (3.2) можно записать так:

$$m(\tau) \frac{dV}{d\tau} = - \frac{dm}{d\tau} w_{\text{эф}}$$

$$\text{или } -(dm/m) w_{\text{эф}} = dV.$$

Интегрирование проведем при следующих граничных условиях:

$$\tau = 0, \quad V = V_0, \quad m = m_0;$$

$$\tau = \tau_k, \quad V = V_{\text{max}}, \quad m = m_k = m_{\text{п.г}} + m_{\text{кон}}.$$

Период времени $0 - \tau_k$ соответствует активному участку полета, преодолеваемому аппаратом при работающем двигателе. В идеальном случае за это время расходуется вся масса запасенного топлива

$$\int_0^{\tau_k} m d\tau = m_{\tau}.$$

В действительности, в момент выключения двигателя на аппарате остается неизрасходованным некоторое количество топлива (в основном, гарантийный запас)

$$\Delta m_{\tau} = m_{\tau} - \int_0^{\tau_k} m d\tau.$$

В этом случае вместе с массой конструкции и полезного груза массу оставшегося топлива следует включить в конечную массу аппарата:

$$m_k = m_{\text{п.г}} + m_{\text{кон}} + \Delta m_{\tau}.$$

При условии $w_{\text{эф}} = \text{const}$ получаем

$$V_{\text{max}} - V_0 = \Delta V_{\text{max}} = w_{\text{эф}} \ln(m_0/m_k) \quad (3.4)$$

$$\text{или } V_{\text{max}} - V_0 = w_{\text{эф}} \ln \mu_k, \quad (3.5)$$

$$\text{где } \mu_k = m_0/m_k - \text{массовое число аппарата.} \quad (3.6)$$

Формула (3.5) получена впервые К. Э. Циолковским и носит его имя. Другой вид соотношения (3.5)

$$V_{\text{max}} - V_0 = w_{\text{эф}} \ln(K_{\text{Ц}} + 1), \quad (3.7)$$

$$\text{где } K_{\text{Ц}} = m_{\tau}/m_k - \text{число Циолковского.} \quad (3.8)$$

Формула Циолковского определяет максимальную скорость полета, достигаемую ракетой в конце активного участка вне поля тяготения и при отсутствии сопротивления среды. Эту скорость обычно называют характеристикской или идеальной.

Если $V_0 = 0$, то формулу записывают в виде

$$V_{\text{ид}} = w_{\text{эф}} \ln \mu_k. \quad (3.9)$$

Если эффективная скорость истечения $w_{\text{эф}}$ переменна по времени, то в формуле (3.9) используют ее некоторое среднее значение.

3. 1. 2. ДЕЙСТВИТЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ, ВЫСОТА И ДАЛЬНОСТЬ ПОЛЕТА

При наличии сил тяготения и аэродинамического сопротивления скорость ракеты в конце активного участка полета будет меньше идеальной. Эту скорость называют конечной, она равна

$$V_k = V_{ид} - \delta V_{з.т} - \delta V_{а.с}. \quad (3. 10)$$

Уменьшение скорости полета из-за земного тяготения составляет

$$\delta V_{з.т} = \int_0^{\tau_k} g \sin \theta d\tau, \quad (3. 11)$$

где g — ускорение свободного падения, меняющееся с высотой полета, θ — угол наклона траектории полета к горизонту.

Значения g для различных высот определяют из уравнения

$$g = g_0 R_0^2 / (R_0 + H)^2, \quad (3. 12)$$

где $g_0 = 9,81 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения у поверхности Земли; $R_0 = 6371 \text{ км}$ — радиус Земли; H — высота полета в км.

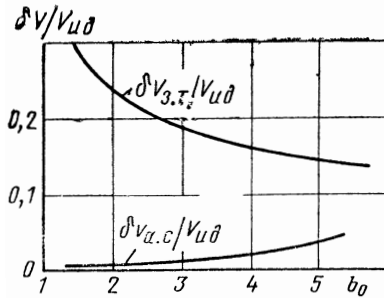


Таблица 3.1

Ступень	$\Delta V_{ид}, \text{ м/с}$	$\delta V_{з.т}, \text{ м/с}$	$\delta V_{а.с}, \text{ м/с}$
Первая	3660	1220	46
Вторая	4625	335	0
Третья	4120	122	0

Рис. 3.1. Зависимость относительных потерь скорости полета от начальной тяговооруженности

Гравитационные потери возникают вследствие того, что ракета затрачивает энергию на подъем топлива, конструкции и полезного груза в гравитационном поле. Уменьшение гравитационных потерь может быть достигнуто более быстрым прохождением активного участка или более быстрым разворотом вектора скорости в горизонтальное положение.

Уменьшение скорости, обусловленное сопротивлением среды, определяют аэродинамическим расчетом. Потери на аэродинамическое сопротивление обычно бывают небольшими, так как к тому времени, когда ракета наберет скорость, при которой возникает большое аэродинамическое сопротивление, она уже покидает плотные слои атмосферы.

Как показывают расчеты, относительные значения уменьшения скорости полета $\delta V_{з.т} / V_{ид}$ и $\delta V_{а.с} / V_{ид}$ в первом приближении зависят лишь от начальной тяговооруженности аппарата

$$b_0 = P_0 / G_0, \quad (3. 13)$$

где P_0 — стартовая тяга; G_0 — стартовый вес аппарата.

На рис. 3.11 показан типичный характер зависимости относительных потерь скорости от начальной тяговооруженности.

Влияние аэродинамического сопротивления для крупных ракет невелико по сравнению с влиянием земного тяготения. В табл. 3.1 представлены типичные значения различных составляющих скорости для ракеты-носителя «Сатурн-V» применительно к выведению полезного груза на траекторию полета к Луне.

Дальность полета L и высота полета H зависят в основном от действительной скорости в конце активного участка полета:

$$L \sim V_k, H \sim V_k.$$

3.1.3. МАССОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Основными массовыми характеристиками аппарата являются массовое число μ_k и число Циолковского $K_{Ц}$, определяемые формулами (3.6) и (3.8).

Кроме этих характеристик в теории ракетных двигателей используются и другие характеристики ракеты и двигателя:

относительная масса топлива, запасенного на аппарате,

$$\Lambda = m_T/m_0; \quad (3.14)$$

коэффициент конструктивного совершенства аппарата

$$\sigma_k = V_T/m_k, \quad (3.15)$$

где V_T — объем топлива.

Используя идеализированные соотношения $m_0 = m_T + m_k$ и $m_T = V_T \rho_T$, где ρ_T — плотность топлива, а также формулы (3.6), (3.14) — (3.15), можно установить связи между различными характеристиками аппарата. Эти зависимости приведены в табл. 3.2.

При более детальном анализе массовых характеристик оперируют с коэффициентом массы полезного груза

$$\mu_{п.г} = m_0/m_{п.г} \quad (3.16)$$

Таблица 3.2

Функция	Аргумент		
	μ_k	Λ	σ_k
μ_k	μ_k	$\frac{1}{1 - \Lambda}$	$1 + \sigma_k \rho_T$
$K_{Ц}$	$\mu_k - 1$	$\frac{\Lambda}{1 - \Lambda}$	$\rho_T \sigma_k$
Λ	$\frac{\mu_k - 1}{\mu_k}$	Λ	$\frac{\sigma_k \rho_T}{1 + \sigma_k \rho_T}$
σ_k	$\frac{\mu_k - 1}{\rho_T}$	$\frac{\Lambda}{\rho_T (1 - \Lambda)}$	σ_k

и коэффициентом массового совершенства аппарата (используется преимущественно в теории РДТТ)

$$\alpha = m_{\text{кон}}/m_{\text{т}}. \quad (3.17)$$

Эти величины связаны между собой соотношением

$$\alpha = \mu_{\text{к}} \left[1 - \frac{1}{(\mu_{\text{к}} - 1) \mu_{\text{п.г}}} \right]. \quad (3.18)$$

3.1.4. ЧИСЛО СТУПЕНЕЙ

Для вывода искусственного спутника Земли на орбиту ракета должна превысить первую космическую скорость (7,9 км/с у поверхности Земли), а для полетов на Луну, Марс, Венеру нужна скорость, превышающая вторую космическую скорость (11,2 км/с у поверхности Земли). Ограниченные энергетические возможности ракетных топлив приводят к тому, что для достижения первой космической скорости запас топлива для одноступенчатой ракеты должен составлять более 90% ее общей массы. Даже используя наилучшие материалы и новые достижения ракетостроения, практически очень трудно создать ракету, у которой масса корпуса, двигателей, различных систем и полезного груза составляла бы всего 5—7% общей массы снаряженной ракеты. Поэтому современные ракеты обычно состоят из двух, трех или четырех ступеней. Если заданы масса полезного груза и скорость, которую ему нужно сообщить, то чем больше ступеней входит в состав ракеты, тем меньше ее необходимая стартовая масса и размеры. Однако с увеличением числа ступеней ракета становится более сложной по устройству, снижается ее надежность. Для каждого определенного класса ракет есть свое оптимальное число ступеней и отношение их начальных масс.

Для многоступенчатой ракеты скорость последней ступени в конце активного участка равна сумме $\Delta V_{\text{к}}$ для каждой из ступеней:

$$V_{\text{к}} = \sum_{i=1}^n \Delta V_{\text{к}i}. \quad (3.19)$$

3.2. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАКЕТЫ И ДВИГАТЕЛЯ НА СКОРОСТЬ ПОЛЕТА

Выбор параметров ракеты, которые бы обеспечивали максимум скорости $V_{\text{к}}$ при заданной начальной массе или минимум начальной массы при заданной конечной скорости $V_{\text{к}}$, в общем случае весьма сложен и требует проведения совместного баллистического и массового анализов. Однако, когда параметры ракеты известны, связь между характеристиками ступени ракеты и двигателя легко может быть установлена. Она является общей как для одноступенчатой ракеты, так и для ступени многоступенчатой ракеты.

3. 2. 1. ВЛИЯНИЕ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА

Имея в виду идентичность эффективной скорости истечения $w_{эф}$ и удельного импульса I_y , запишем формулу Циолковского в следующем виде:

$$V_{ид} = I_y \ln \mu_k. \quad (3. 20)$$

Уравнение (3.20) показывает, что идеальная скорость полета линейно возрастает с увеличением удельного импульса двигателя при неизменном массовом числе μ_k .

Для иллюстрации важности увеличения I_y приведем некоторые примеры. На рис. 3.2 показано изменение дальности полета ΔL баллистической ракеты при изменении удельного импульса ΔI_y . Влияние удельного импульса возрастает с увеличением дальности полета. Для межконтинентальной баллистической ракеты с дальностью 12 000 км и удельным импульсом в пустоте 2500 м/с увеличение дальности полета при увеличении I_y на 1% составляет примерно 600 км, а для баллистической ракеты с дальностью 2500 км и тем же удельным импульсом — примерно 70 км.

При фиксированной дальности полета L увеличение I_y позволяет увеличить полезный груз ракеты. Для ракет-носителей спутников большой удельный импульс означает либо более высокую орбиту, либо возможность вывода на заданную орбиту увеличенного полезного груза. При фиксированных дальности (или высоте) полета и массе полезного груза повышение I_y обеспечивает уменьшение стартовой массы аппарата.

Значительным влиянием удельного импульса на характеристики летательных аппаратов объясняется одна из основных тенденций современного ракетодвигателестроения — повышение I_y .

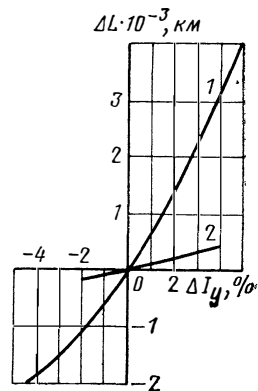


Рис. 3.2. Влияние изменения удельного импульса на дальность полета ракеты:

1 — межконтинентальная баллистическая ракета; 2 — баллистическая ракета средней дальности

3. 2. 2. МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТОВ

Очень часто мероприятия, направленные на увеличение удельного импульса, влекут за собой изменение других параметров аппарата, например отдельных составляющих массы аппарата, а следовательно, и его массового числа. В таких случаях обычно пользуются так называемым методом эквивалентов, позволяющим выразить результирующие изменения параметров через эффективное изменение одного из них, чаще всего — удельного импульса.

Метод эквивалентов основан на том очевидном положении, что для функции нескольких переменных изменение одной из них может быть скомпенсировано изменением другой переменной таким образом, что значение функции остается неизменным. Применительно к ракетному аппарату это означает, что изменение удельного импульса, например, может быть скомпенсировано изменением массового числа, и наоборот.

3.2.3. ВЛИЯНИЕ МАССОВОГО ЧИСЛА

Согласно уравнению (3.20) условию $V_{ид} = \text{const}$ ($dV_{ид} = 0$) соответствует равенство влияний удельного импульса и массового числа на идеальную скорость ракеты.

Из условия $dV_{ид} = 0$ можно записать

$$d\mu_k / \mu_k = -\ln \mu_k (dI_y / I_y). \quad (3.21)$$

Пусть относительное изменение удельного импульса составляет 1% ($dI_y / I_y = 0,01$), тогда эквивалентное ему изменение массового числа составит

$$d\mu_k / \mu_k = -0,01 \ln \mu_k. \quad (3.22)$$

Знак минус показывает, что уменьшение удельного импульса может быть скомпенсировано увеличением массового числа, и наоборот.

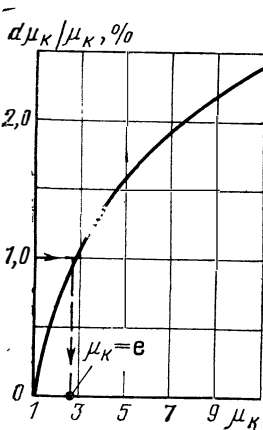


Рис. 3.3. Изменение массового числа аппарата, эквивалентное изменению I_y на 1%

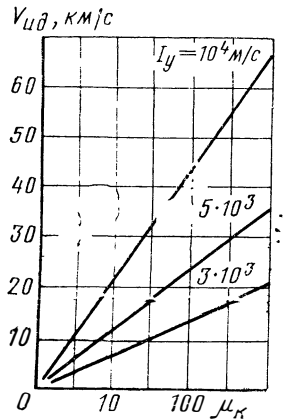


Рис. 3.4. Зависимость идеальной скорости от массового числа ракеты при различных значениях I_y

Зависимость (3.22) приведена на рис. 3.3. Из нее следует, что лишь при $\mu_k < e$ (e — основание натуральных логарифмов) влияние относительного изменения массового числа на идеальную скорость больше влияния такого же изменения удельного импульса. При $\mu_k > e$ для компенсации изменения удельного импульса на 1% требуется изменение массового числа более, чем на 1%.

На рис. 3.4 показано изменение идеальной скорости в зависимости от массового числа при различных значениях удельного импульса.

Радикальным способом увеличения массового числа является переход к многоступенчатым системам. Для увеличения массового числа каждой ступени необходимо массовое совершенствование конструкции, в том числе двигателя.

3.2.4. ВЛИЯНИЕ МАССЫ ДВИГАТЕЛЯ

Пусть задан определенный запас топлива

$$m_T = m_0 - m_k = \text{const.}$$

Определим для этого случая относительное изменение массового числа

$$\frac{d\mu_K}{\mu_K} = - \frac{1}{\mu_K} \frac{m_T}{m_K} \frac{dm_K}{m_K}.$$

Подставив это соотношение в выражение (3.21), получим

$$\frac{dm_K}{m_K} = \frac{\mu_K}{\mu_K - 1} \ln \mu_K \frac{dI_y}{I_y}. \quad (3.23)$$

Масса двигателя является частью конечной массы аппарата, поэтому примем $dm_K = dm_{дв}$.

Теперь выражение (3.23) можно записать в виде

$$\frac{dm_{дв}}{m_{дв}} = \frac{m_K}{m_{дв}} \frac{\mu_K}{\mu_K - 1} \ln \mu_K \frac{dI_y}{I_y}. \quad (3.24)$$

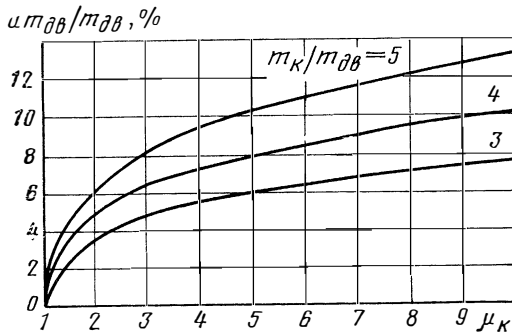


Рис. 3.5. Изменение массы двигателя, эквивалентное изменению I_y на 1%

Уравнение (3.24) определяет влияние относительного изменения массы двигателя на идеальную скорость. Если относительное изменение удельного импульса составляет 1%, то эквивалентное ему изменение массы двигателя равно

$$\frac{dm_{дв}}{m_{дв}} = 0,01 \frac{m_K}{m_{дв}} \frac{\mu_K}{\mu_K - 1} \ln \mu_K. \quad (3.25)$$

Зависимость (3.25) приведена на рис. 3.5. Видно, в частности, что при увеличении массового числа μ_K одному % удельного импульса эквивалентно все большее изменение массы двигателя, т. е. влияние массы двигателя уменьшается с ростом μ_K .

Использование массового эквивалента удельного импульса удобно при рассмотрении конкретной конструкции ракеты, при выборе оптимальных параметров двигателя. Так, если какое-то мероприятие связано с увеличением удельного импульса и с одновременным увеличением массы двигателя, целесообразность такого мероприятия легко оценить на основе эквивалента.

Например, масса двигателя с тягой 1000 кН при удельной массе 1 кг/кН тяги составляет 1000 кг. При $\mu_K = 5$, тяговооруженности $b_0 = 1,5$ массовый экви-

валент 1 м/с удельного импульса при $I_y=3000$ м/с составит согласно формуле (3.24) около 9 кг. Если увеличение удельного импульса на 10 м/с сопровождается увеличением массы, например, на 20 кг, то эффективное увеличение составит

$$\Delta I_y = 10 - \frac{20}{9} \approx 7,8 \text{ м/с.}$$

3.3. ВЗАИМОСВЯЗЬ МАССЫ ПОЛЕЗНОГО ГРУЗА С ПАРАМЕТРАМИ РАКЕТЫ И ДВИГАТЕЛЯ

В одних случаях необходимо обеспечить максимум массы полезного груза при заданной скорости, в других — максимум скорости в конце активного участка траектории. Переход от одного условия к другому не является сложной задачей, поскольку любое приращение скорости может быть пересчитано в приращение массы полезного груза. Например, для ракеты-носителя (РН) «Сатурн-5» приращение конечной скорости в 1 м/с эквивалентно увеличению массы полезного груза, выводимого на траекторию полета к Луне, почти на 15 кг.

Так как масса полезного груза $m_{п.г}$ является частью конечной массы m_k (как и $m_{дв}$), то $dm_k = dm_{п.г}$.

На рис. 3.6 показано увеличение массы полезного груза для ракеты-носителя «S-1C» в зависимости от увеличения удельного импульса (уменьшения массы конструкции аппарата $m_{кон}$). Видно, что увеличение удельного импульса на 1% приводит к увеличению массы выводимого полезного груза на 0,1%. Это же увеличение полезного груза может быть обеспечено уменьшением конечной массы конструкции аппарата $m_{кон}$ на 3,9% при неизменном удельном импульсе. При этом изменение массы полезного груза по-разному сказывается на массе конструкции различных ступеней ракеты. Так, для трехступенчатой ракеты с удельным импульсом 2750 м/с изменение мас-

сы полезного груза на 1 кг эквивалентно изменению массы конструкции последней ступени на 1 кг и в предельном случае эквивалентно изменению массы конструкции первой ступени на 1000 кг. По этой причине особое внимание обращается на выбор оптимальных характеристик последних ступеней ракет, для которых даже небольшая экономия в массе приводит к значительному улучшению характеристик ракеты и снижению ее стоимости.

3.4. ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТОПЛИВА НА ПОКАЗАТЕЛИ РАКЕТЫ

Используя формулу (3.15) и табл. 3.2, формулу Циолковского можно записать в следующем виде:

$$V_{нл} = I_y \ln(1 + \sigma_k Q_T). \quad (3.26)$$

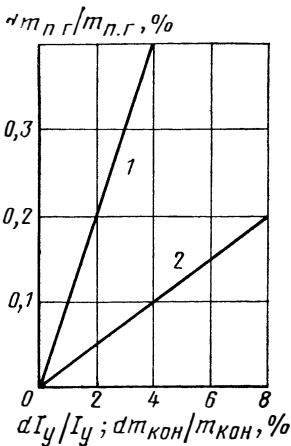


Рис. 3.6. Увеличение массы полезного груза РН «S-1C» в зависимости от увеличения удельного импульса (массы конструкции):
1 — масса конструкции; 2 — удельный импульс

Таким образом, идеальная скорость является функцией трех параметров: удельного импульса, плотности топлива и коэффициента конструктивного совершенства аппарата σ_K . Влияние удельного импульса рассмотрено выше. Относительно влияния σ_K и q_T можно сделать следующие заключения.

Очевидно, что рост σ_K , т. е. увеличение относительного содержания топлива в аппарате, всегда повышает $V_{ид}$. Однако скорость нарастания $V_{ид}$ при увеличении σ_K неодинакова для различных топлив. В этом можно убедиться, продифференцировав уравнение (3.26) по σ_K :

$$\frac{\partial V_{ид}}{\partial \sigma_K} = I_y \frac{q_T}{1 + \sigma_K q_T} \quad (3.27)$$

Выражение (3.27) показывает, что с увеличением σ_K влияние плотности топлива ослабевает. Скорость нарастания $V_{ид}$ более значительна для топлив, имеющих высокий удельный импульс при прочих равных условиях. В связи с этим результаты применения двух топлив могут оказаться различными при разных σ_K . Пример зависимости $V_{ид} = f(\sigma_K)$ для некоторых топлив приведен на рис. 3.7.

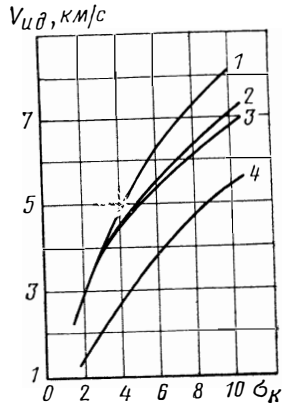


Рис. 3.7. Зависимость идеальной скорости от коэффициента σ_K :

1—жидкий фтор+жидкий водород; 2—жидкий кислород+керосин; 3— N_2O_4 +диметилгидразин несимметричный; 4—жидкий кислород+жидкий водород

3.5. КРИТЕРИИ ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ РАКЕТЫ

Для упрощения задачи примем, что оптимизация различных показателей аппарата эквивалентна максимизации наиболее важного из них — скорости, достигнутой к моменту окончания работы двигателя.

Используя формулу (3.10), можно записать

$$V_K = V_{ид} - c_{з.т} V_{ид} - c_{а.с} V_{ид} = (1 - c_{з.т} - c_{а.с}) V_{ид}, \quad (3.28)$$

где, согласно рис. 3.1,

$$c_{з.т} = \frac{\delta V_{з.т}}{V_{ид}} = f_1(b_0) \quad \text{и} \quad c_{а.с} = \frac{\delta V_{а.с}}{V_{ид}} = f_2(b_0).$$

При сравнительной оценке различных проектов аппарата определенного назначения с заданным значением тяговооруженности b_0 можно считать $c_{з.т} = \text{const}$ и $c_{а.с} = \text{const}$. Тогда на основании уравнения (3.28) отношение конечных скоростей аппарата в сравниваемых вариантах 1 и 2 будет равно отношению идеальных скоростей:

$$V_{к1}/V_{к2} = V_{ид1}/V_{ид2}. \quad (3.29)$$

Следовательно, лучший вариант аппарата можно предварительно выбрать, сравнивая не конечные скорости полета, а более просто определяемые идеальные скорости.

В качестве критерия эффективности ракетных аппаратов можно использовать также отношение суммарного импульса I_{Σ} к начальной массе аппарата m_0 . Согласно соотношению (2.34) суммарный импульс

$$I_{\Sigma} = \bar{I}_y m_r.$$

$$\text{Тогда } I_{\Sigma}/m_0 = \bar{I}_y (m_r/m_0). \quad (3.30)$$

Переходя к массовому числу ракетного аппарата μ_k , получим

$$\frac{I_{\Sigma}}{m_0} = \bar{I}_y \left(1 - \frac{1}{\mu_k}\right). \quad (3.31)$$

Если сравнить выражения (3.20) и (3.31), то можно убедиться, что величины $V_{ид}$ и I_{Σ}/m_0 определяются одними и теми же параметрами (\bar{I}_y и μ_k) и зависят от них одинаково (увеличиваются с ростом \bar{I}_y и μ_k). Следовательно, $V_{ид}$ и I_{Σ}/m_0 могут применяться в качестве критериев эффективности ракетных систем на равных основаниях. Как видно из уравнения (3.31), при μ_k , стремящемся к бесконечности, величина I_{Σ}/m_0 стремится к \bar{I}_y . Следовательно, теоретическим пределом I_{Σ}/m_0 при данном топливе является удельный импульс \bar{I}_y . Степень приближения I_{Σ}/m_0 к \bar{I}_y характеризует совершенство данного ракетного аппарата.

3.6. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ТОПЛИВ

Эффективностью топлива называют относительную характеристику, определяемую по конечным результатам применения рассматриваемого и эталонного топлива в некоторых определенных условиях. При заданной величине полезного груза, например, конечным результатом считают скорость полета в конце активного участка траектории и эффективность топлива оценивают по величине $V_{к}$ или $V_{ид}$.

Покажем, как сравнивается эффективность различных топлив с использованием в качестве критерия эффективности величины $V_{ид}$.

Обычно рассматривают два характерных варианта проектирования ракетных аппаратов.

3.6.1. ВАРИАНТ ОГРАНИЧЕННОГО ОБЪЕМА ТОПЛИВА

В этом случае считают заданными кроме объема топлива V_T еще и конечную массу аппарата m_k и, следовательно, σ_k .

Запишем выражение (3.26) в дифференциальной форме:

$$dV_{ид} = \ln \frac{m_0}{m_k} dI_y + I_y \frac{m_k}{m_0} \frac{V_T}{m_k} d\sigma_T. \quad (3.32)$$

Максимум $V_{ид}$ отвечает условию $dV_{ид} = 0$. При этом из выражения (3.32) получим

$$\frac{dI_y}{I_y} + \frac{m_r/m_0}{\ln(m_0/m_k)} \frac{d\sigma_T}{\sigma_T} = 0. \quad (3.33)$$

Используя выражение (3.14) и табл. 3.2, получим

$$\frac{dI_y}{I_y} + \frac{\Lambda}{\ln \frac{1}{1-\Lambda}} \frac{d\rho_r}{\rho_r} = 0. \quad (3.34)$$

Обозначив $\Lambda / \ln \frac{1}{1-\Lambda} = c$, (3.35)

запишем $\frac{dI_y}{I_y} + c \frac{d\rho_r}{\rho_r} = 0$ (3.36)

или $d \ln I_y + c d \ln \rho_r = 0$.

Величина c , входящая в это выражение, слабо изменяется при изменении ρ_r . Если принять ее постоянной, равной некоторому среднему значению в рассматриваемом диапазоне, то в результате интегрирования последнего выражения можно записать

$$I_y \rho_r^c = \text{const}. \quad (3.37)$$

Максимуму $V_{\text{ид}}$ соответствует максимум произведения $I_y \rho_r^c$, в котором показатель c определяют по формуле (3.35). Зависимость c от Λ показана на рис. 3.8. Как видно, с ростом Λ показатель c уменьшается. Так, например, если $\Lambda = 0,2$,

то $c \approx 0,9$, и для определения максимального значения $V_{\text{ид}}$ нужно искать максимум выражения $I_y \rho_r^{0,9}$. При $\Lambda = 0,8$

$c \approx 0,5$, и тогда отыскивают максимум величины $I_y \rho_r^{0,5}$. Уменьшение показателя c

означает уменьшение влияния плотности топлива на идеальную скорость $V_{\text{ид}}$. При малых Λ , характерных для нулевых (стартовые ускорители) и первых ступеней ракет, влияние плотности топлива соизмеримо с влиянием удельного импульса. Если $\Lambda \rightarrow 0$, то $c \rightarrow 1$, и в этом случае эффективность различных топлив следует оценивать по величине $I_y \rho_r$, т. е. по объемному удельному импульсу.

Такая оценка позволяет сделать вывод, что для первых ступеней ракет выгодно применение топлив, обладающих наряду с довольно высоким значением удельного импульса и высокой плотностью ρ_r . Применение таких топлив приводит в ряде случаев к значительному выигрышу в массе полезного груза. При больших Λ , характерных для баллистических и межконтинентальных ракет, увеличение удельного импульса более выгодно, чем увеличение плотности топлива.

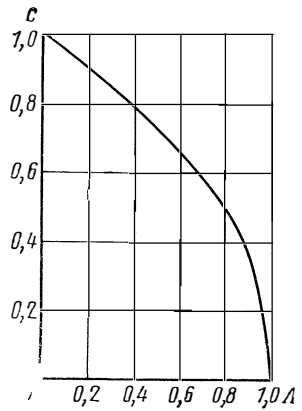


Рис. 3.8. Зависимость показателя c от относительного содержания топлива Λ

3.6.2. ВАРИАНТ ОГРАНИЧЕННОЙ НАЧАЛЬНОЙ МАССЫ АППАРАТА

В этом случае считают заданными стартовую массу аппарата m_0 и часть массы аппарата $m_{\text{кл}}$. Масса $m_{\text{кл}}$ состоит из массы полезного

груза и массы конструкции аппарата, не зависящей от вида топлива. Вторую часть массы аппарата $m_{к2}$ считают пропорциональной объему топлива V_T , который в этом случае является переменным. Величину $m_{к2}$ можно записать следующим образом:

$$m_{к2} = \frac{m_{к2}}{V_T Q_T} m_T.$$

Обозначив $V_T/m_{к2} = \sigma_{к2}$, получим $m_{к2} = m_T / (\sigma_{к2} Q_T)$.

Так как $m_T = m_0 - m_{к1} = m_0 - m_{к1} - m_{к2}$, то $m_{к2} = (m_0 - m_{к1} - m_{к2}) / (\sigma_{к2} Q_T)$, откуда $m_{к2} = (m_0 - m_{к1}) / (1 + \sigma_{к2} Q_T)$

$$\text{или } m_{к2} = \frac{(m_0 - m_{к1}) / (\sigma_{к2} Q_T)}{1 / (\sigma_{к2} Q_T) + 1}. \quad (3.38)$$

Значение $1 / (\sigma_{к2} Q_T) = m_{к2} / m_T$ обычно не превышает 0,15 (в предельном случае им можно пренебречь). Тогда

$$m_{к2} = (m_0 - m_{к1}) / (1,15 \sigma_{к2} Q_T). \quad (3.39)$$

Определим изменение $V_{ид}$, обусловленное сменой топлива. Записывая дифференциал выражения

$$V_{ид} = I_y \ln(m_0 / m_k)$$

с учетом равенства $m_0 = \text{const}$, получим

$$dV_{ид} = \ln(m_0 / m_k) dI_y - I_y (dm_k / m_k). \quad (3.40)$$

Если $dV_{ид} = 0$, то

$$\frac{dI_y}{I_y} = \frac{dm_k}{m_k \ln(m_0 / m_k)}. \quad (3.41)$$

Так как $m_k = m_{к1} + m_{к2}$ и $m_{к1} = \text{const}$, то $dm_k = dm_{к2}$.

На основании выражения (3.39) можно записать

$$dm_{к2} = - \frac{m_0 - m_{к1}}{1,15 \sigma_{к2} Q_T} \frac{dQ_T}{Q_T} = - m_{к2} \frac{dQ_T}{Q_T}. \quad (3.42)$$

Подставляя выражение (3.42) в равенство (3.41), получим

$$\frac{dI_y}{I_y} + \frac{m_{к2} / m_k}{\ln(m_0 / m_k)} \frac{dQ_T}{Q_T} = 0. \quad (3.43)$$

По аналогии с предыдущим вариантом [см. формулу (3.34)] можно заключить, что зависимость (3.43) отвечает выражению

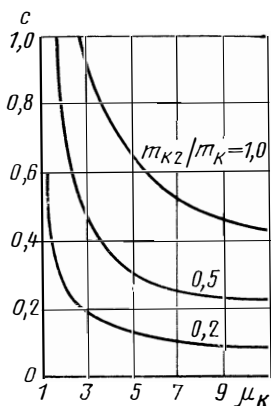
$$I_y Q_T^c = \text{const},$$

$$\text{где } c = \frac{m_{к2} / m_k}{\ln(m_0 / m_k)} = \frac{m_{к2} / m_k}{\ln \mu_k}. \quad (3.44)$$

Следовательно, и в этом случае нахождение максимума $V_{ид}$ сводится к определению максимума величины $I_y Q_T^c$, но с новым значением показателя c . Зависимость (3.44), определяющая значение c , приведена на рис. 3.9. Для одноступенчатых баллистических снарядов и верхних ступеней ракет $\mu_k \geq 5$, а $m_{к2} / m_k \leq 0,5$; при этом значения c невелики и меньше, чем в предыдущем случае. Это озна-

чает, что если объем топлива не лимитирован, влияние плотности топлива на величину $V_{ид}$ уменьшается. Этим объясняются рекомендации применять для верхних ступеней ракет топлива с высоким удельным импульсом, хотя бы и с малой плотностью, например, жидкий кислород с жидким водородом.

Рис. 3.9. Зависимость показателя c от массового числа μ_K и относительной массы m_{K2}/m_K



Учет сил аэродинамического сопротивления и земного тяготения принципиально не изменяет полученных в этом подразделе выводов

3. 6. 3. О ПРИМЕНЕНИИ ТОПЛИВ ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА

Из приведенных выше методик оценки эффективности топлив, принципы которых были изложены еще в ранних работах В. П. Глушко [20], следует, что на разных стадиях выполнения сложной программы активного полета рационально использовать разные топлива с различным сочетанием таких основных характеристик, как удельный импульс и плотность. Эти положения реализуются ныне при создании многоступенчатых ракетных аппаратов, первые ступени которых работают на топливе повышенной плотности (например, кислород и керосин), а последующие — на топливе с меньшей плотностью, но с высоким удельным импульсом (например, кислород и водород).

В ряде случаев целесообразно применение топлив переменного состава даже в пределах одной ступени. Возможно, например, программированное изменение коэффициента избытка окислителя (соотношения окислителя и горючего) или добавление тяжелых инертных примесей к основному топливу. В последнее время широко обсуждается концепция двухтопливного ЖРД, работающего на одном и том же окислителе (жидкий кислород), но последовательно меняющего углеводородное горючее высокой плотности на жидкий водород.

ОБЩИЕ МЕТОДЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА

А. ТЕРМОГАЗОДИНАМИКА ИДЕАЛЬНЫХ ПОТОКОВ

Глава IV

НЕОБХОДИМЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ТЕРМОГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА

4.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Цель термогазодинамического расчета — получение данных, необходимых для определения секундного расхода топлива и размеров камеры, а также для расчета газодинамических процессов и процессов теплообмена. Такими данными обычно являются удельные параметры камеры, параметры потока — температура, давление, скорость и др., — термодинамические и теплофизические свойства рабочего тела и его химический состав. В совокупности указанные величины обычно называют термодинамическими характеристиками.

Термодинамические характеристики определяют расчетом идеальных процессов методами, изложенными в последующих главах. Расчет производят при некоторых общих допущениях, без учета особенностей конкретной камеры (таких, например, как система смесеобразования, контур сопла и т. п.). При этом термодинамические характеристики зависят лишь от природы топлива и от основных параметров процессов в камере. К числу последних обычно относят давление в камере сгорания или на входе в сопло, а также параметры, характеризующие выбранное (рассматриваемое) сечение сопла (например, давление в выходном сечении сопла, геометрическая степень расширения и др.).

Для химических топлив важнейшими параметрами, определяющими термодинамические характеристики, являются энтальпия и элементарный химический состав топлива. Элементарный химический состав характеризует содержание в топливе различных химических элементов и определяет качественно возможный состав индивидуальных веществ, образующих продукты сгорания. Для количественного определения состава, а также для расчета других термодинамических характеристик необходимы данные об энтальпии топлива (либо о температуре продуктов сгорания), константах равновесия, термодинамических свойствах индивидуальных веществ.

4.2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ ОБ ЭЛЕМЕНТАРНОМ СОСТАВЕ ТОПЛИВА

Топливо может быть однокомпонентным (унитарным), двухкомпонентным и многокомпонентным. Вид химической формулы топлива, выражающей заданный элементарный состав, не влияет на результат термодинамического расчета. Поэтому элементарный состав топлива целесообразно представлять условной формулой.

Условная формула обычно относится к некоторой условной молекулярной массе μ_{τ} . Если топливо состоит из m химических элементов, то его условную формулу записывают так:

$$A_{b_{1\tau}}^{(1)} A_{b_{2\tau}}^{(2)} A_{b_{3\tau}}^{(3)} \dots A_{b_{m\tau}}^{(m)}, \quad (4.1)$$

где $A^{(i)}$ —символ i -го химического элемента, например: $A^{(1)}$ —С, $A^{(2)}$ —Н, $A^{(3)}$ —N; $b_{i\tau}$ — количество атомов i -го химического элемента в условной молекуле топлива.

Молекулярная масса топлива, заданная условной формулой, равна

$$\mu_{\tau} = \sum_{i=1}^m \mu_i b_{i\tau}, \quad (4.2)$$

где μ_i — атомная масса химического элемента $A^{(i)}$, имеющая размерность кг/кмоль (г/моль).

4.3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ ОБ ЭЛЕМЕНТАРНОМ СОСТАВЕ КОМПОНЕНТА

Компоненты топлива могут быть индивидуальными веществами или смесью веществ. Состав компонента также рационально задавать условной формулой вида (4.1):

$$A_{b_{1k}}^{(1)} A_{b_{2k}}^{(2)} \dots A_{b_{ik}}^{(i)} \dots A_{b_{mk}}^{(m)} \quad (4.3)$$

с молекулярной массой

$$\mu_k = \sum_{i=1}^m \mu_i b_{ik}. \quad (4.4)$$

Рассмотрим наиболее характерные случаи записи условной химической формулы компонента.

1. Компонент — индивидуальное вещество. В этом случае для расчетов можно использовать его истинную химическую формулу, например, O_2 , H_2O_2 , F_2 , N_2H_4 и т. д., с молекулярной массой μ . Если химическую формулу компонента отнести к условной (произвольной) молекулярной массе μ_k , то число атомов b_{ik} i -го элемента в условной молекуле определяется соотношением

$$b_{ik} = b_i (\mu_k / \mu). \quad (4.5)$$

Например, условная химическая формула гидразина (истинная химическая формула N_2H_4 , $b_N=2$, $b_H=4$, $\mu=32,048$), отнесенная к условной молекулярной массе $\mu_k=100$ записывается в виде $N_{6,24}H_{12,48}$ ($\mu_k/\mu=3,12$).

2. Компонент задан массовым элементарным составом. Если g_i — массовая доля i -го химического элемента в компоненте, то число атомов этого элемента в условной молекуле с молекулярной массой μ_k равно

$$b_{ik} = \mu_k (g_i / \mu_i). \quad (4.6)$$

Так, химический состав керосина часто задают массовыми долями углерода; например: $g_C = 0,86$ и водорода $g_H = 0,14$. Задаваясь произвольно условной молекулярной массой $\mu_k = 100$, получаем $b_C = 7,16$ и $b_H = 13,89$. Следовательно, условная формула керосина записывается в виде $C_{7,16}H_{13,89}(A^{(1)}-C, A^{(2)}-H, b_{ik} = 7,16, b_{2k} = 13,89)$.

3. Компонент — смесь нескольких веществ. В компоненте r веществ, каждое вещество, например n -е, записывается условной или истинной химической формулой вида (4.3) с молекулярной массой μ_n и составляет массовую долю g_n .

Количество молей n -го вещества в условном моле компонента с молекулярной массой μ_k составляет

$$n_n = \mu_k (g_n / \mu_n). \quad (4.7)$$

Тогда количество атомов i -го химического элемента в условной молекуле компонента равно

$$b_{ik} = \sum_{n=1}^r b_{in} n_n. \quad (4.8)$$

Запишем, например, условную химическую формулу компонента — 98% перекиси водорода ($g_{H_2O_2} = 0,98, g_{H_2O} = 0,02$) на молекулярную массу $\mu_k = 1000$. По формуле (4.7) вычисляем $n_{H_2O_2} = 28,81, n_{H_2O} = 1,11$, где $\mu_{H_2O_2} = 34,016, \mu_{H_2O} = 18,016$. Затем по формуле (4.8) рассчитываем:

$$b_H = 2n_{H_2O_2} + 2n_{H_2O} = 59,84;$$

$$b_O = 2n_{H_2O_2} + n_{H_2O} = 58,73.$$

Условная формула одного моля 98% H_2O_2 имеет вид $H_{59,84}O_{58,73}; \mu_k = 1000$.

4.4. ПАРАМЕТРЫ ДВУХ- И МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ТОПЛИВА

4.4.1. СООТНОШЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ В ДВУХКОМПОНЕНТНОМ ТОПЛИВЕ

Двухкомпонентное топливо, состоящее из окислителя и горючего, является наиболее распространенным видом жидкого ракетного топлива. Горючее содержит преимущественно элементы с электроположительной валентностью, например С, Н, Al, В и др., окислитель — с электроотрицательной валентностью: О, F, Cl и некоторые другие.

Окислитель и горючее двухкомпонентного жидкого топлива находятся между собой в определенном соотношении. Чтобы обеспечить полное сгорание одного моля горючего, т. е. полное замещение валентностей горючих (окисляющихся) элементов валентностями окислительных элементов, требуется κ° молей окислителя. Величину κ° (моль окислителя/моль горючего) называют мольным

стехиометрическим соотношением компонентов топлива.

Величина κ° обычно определяется по высшим валентностям элементов, соответствующим образованию продуктов только полного окисления. Однако возможны и исключения. Например, иногда валентность углерода принимается равной двум, как в окиси углерода CO, которая является обычным продуктом высокотемпературного горения. Более того, некоторые элементы в различных реакциях могут выступать в качестве как окисляющихся, так и окислительных элементов, и их валентности меняются в зависимости от конкретного случая. Так, азот N в большинстве случаев является нейтральным, но в реакции образования BN выступает как окислитель; сера S в одних случаях является горючим с валентностью до 6 (SO₂, SO₃, SF₆), в других — окислителем (H₂S). Высшие валентности некоторых химических элементов приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Валентности некоторых химических элементов

Элемент	ν_i	Элемент	ν_i	Элемент	ν_i
F	-1	Na	1	Hg	2
Cl	-1	K	1	Al	3
Br	-1	Rb	1	B	3
I	-1	Cs	1	C	4
O	-2	Be	2	S	4
N	0(-3)	Mg	2	Si	4
P	5	Ca	2	Pb	4
H	1	Sr	2	Zr	4
Li	1	Ba	2	Ti	4

Число свободных (незамещенных) электроположительных валентностей в одной молекуле горючего составляет $\sum_{i=1}^m b_{i,r} \nu_i$, число

свободных электроотрицательных валентностей в одной молекуле окислителя — $\sum_{i=1}^m b_{i\text{ок}} \nu_i$, где ν_i — валентность, $b_{i\text{г}}$, $b_{i\text{ок}}$ — число атомов i -го химического элемента в условной молекуле горючего и окислителя.

$$\text{Следовательно, } \kappa^\circ = - \frac{\sum_{i=1}^m b_{i\text{г}} \nu_i}{\sum_{i=1}^m b_{i\text{ок}} \nu_i}. \quad (4.9)$$

Значению κ° соответствует массовое стехиометрическое соотношение k_m^0 (кг окислителя/кг горючего) и объемное стехиометрическое соотношение k_v^0 (м³ окислителя/м³ горючего) компонентов топлива. Очевидно, что

$$k_m^0 = \kappa^\circ (\rho_{\text{ок}}/\rho_{\text{г}}); \quad (4.10)$$

$$k_v^0 = k_m^0 (\rho_{\text{г}}/\rho_{\text{ок}}), \quad (4.11)$$

где $\rho_{\text{г}}$, $\rho_{\text{ок}}$ — плотности горючего и окислителя.

Фактическое (действительное) соотношение компонентов в топливе k_m , k_v (или κ) на практике чаще всего отличается от стехиометрического. Отношение величины k_m , k_v (или κ) к соответствующему стехиометрическому значению называют коэффициентом избытка окислителя $\alpha_{\text{ок}}$:

$$\alpha_{\text{ок}} = \frac{k_m}{k_m^0} = \frac{k_v}{k_v^0} = \frac{\kappa}{\kappa^\circ}. \quad (4.12)$$

Как видно, $\alpha_{\text{ок}}$ является относительной безразмерной величиной. При стехиометрическом соотношении окислителя и горючего коэффициент $\alpha_{\text{ок}} = 1$. Обычно используют ракетные топлива с недостатком окислителя по сравнению со стехиометрическим, т. е. при $\alpha_{\text{ок}} < 1$.

Значения k_m и k_v связаны очевидными соотношениями с массовыми $\dot{m}_{\text{ок}}$, $\dot{m}_{\text{г}}$ и объемными $\dot{V}_{\text{ок}}$ и $\dot{V}_{\text{г}}$ расходами компонентов топлива ЖРД:

$$k_m = \dot{m}_{\text{ок}}/\dot{m}_{\text{г}}; \quad (4.13)$$

$$k_v = \dot{V}_{\text{ок}}/\dot{V}_{\text{г}}. \quad (4.14)$$

Массовые и объемные доли компонентов топлива при этом составляют

$$g_{\text{ок}} = \frac{k_m}{1 + k_m}, \quad g_{\text{г}} = \frac{1}{1 + k_m}; \quad (4.15)$$

$$r_{\text{ок}} = \frac{k_v}{1 + k_v}, \quad r_{\text{г}} = \frac{1}{1 + k_v}, \quad (4.16)$$

где $k_m = \alpha_{\text{ок}} k_m^0$; $k_v = \alpha_{\text{ок}} k_v^0$.

По известным значениям $\alpha_{ок}$ и κ° можно составить химическую формулу условной молекулы двухкомпонентного топлива. Количество атомов i -го химического элемента в условной молекуле равно

$$b_{i\tau} = b_{i\Gamma} + \alpha_{ок} \kappa^{\circ} b_{iок}, \quad (4.17)$$

а молекулярная масса

$$\mu_{\tau} = \mu_{\Gamma} + \alpha_{ок} \kappa^{\circ} \mu_{ок}. \quad (4.18)$$

Рассмотрим в качестве примера расчет для двухкомпонентного топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$ ($\mu_{ок} = 92,016$, $\mu_{\Gamma} = 60,102$) при $\alpha_{ок} = 0,8$. В соответствии с формулами (4.9) и (4.10) мольное κ° и массовое k_m^0 стехиометрические соотношения равны

$$\kappa^{\circ} = -\frac{8 + 8 + 0}{-8} = 2,0 \text{ моль ок/моль } \Gamma; \quad k_m^0 = 2,0 \frac{92,016}{60,102} = 3,06 \text{ кг ок/кг } \Gamma,$$

а число атомов в условной молекуле топлива составляет $b_C = 2,0$; $b_H = 8,0$; $b_N = 2,0 + 0,8 \cdot 2,0 \cdot 2,0 = 5,2$;

$$b_O = 0,8 \cdot 2,0 \cdot 4,0 = 6,4.$$

Химическая формула условной молекулы топлива записывается в виде $C_{2,0}H_{8,0}N_{5,2}O_{6,4}$ или в соответствии с формулой (4.1): $A^{(4)}-C$, $A^{(2)}-H$, $A^{(3)}-N$, $A^{(4)}-O$; $b_{1\tau} = 2,0$; $b_{2\tau} = 8,0$; $b_{3\tau} = 5,2$; $b_{4\tau} = 6,4$; молекулярная масса топлива равна 207,3 кг/моль.

4.4.2. ПАРАМЕТРЫ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ТОПЛИВА

Если многокомпонентное топливо задано массовыми долями, то условную формулу такого топлива надо составлять так же, как и для сложного компонента [формулы (4.7) и (4.8)].

Соотношение между окислительными и окисляющимися (горючими) элементами в многокомпонентном топливе можно характеризовать коэффициентом избытка окислительных элементов α . Суммарное число окислительных валентностей в условной молекуле топлива равно сумме произведений числа атомов окислительных элементов на их высшую (электроотрицательную) валентность, т. е. $\sum^{(-)} b_{i\tau} \nu_i$. В то же время стехиометрическое (соответствующее полному окислению) число окислительных валентностей должно равняться сумме произведений числа атомов окисляющихся (горючих) элементов на их высшую (положительную) валентность, т. е. $\sum^{(+)} b_{i\tau} \nu_i$. Следовательно,

$$\alpha = -\frac{\sum^{(-)} b_{i\tau} \nu_i}{\sum^{(+)} b_{i\tau} \nu_i}. \quad (4.19)$$

Коэффициент α можно вычислить и для двухкомпонентного топлива ЖРД. Если в горючем содержатся только окисляющиеся элементы, в окислителе — только окислительные, то α и коэффициент избытка окислителя $\alpha_{ок}$ численно совпадают. В иных случаях α может отличаться от $\alpha_{ок}$.

Вычислим значение α для топлива $H_2O_2 + \text{керосин}$ при $\alpha_{ок} = 0,8$ (условная химическая формула керосина $CH_{1,956}$). Расчет по формуле (4.9) дает значение $\kappa^{\circ} = 2,978$ моль ок/моль Γ ; условная химическая формула топлива имеет вид $C_{H_{6,72}O_{4,76}}$ и $\alpha \approx 0,89$.

4.4.3. ПЛОТНОСТЬ ТОПЛИВА

Плотностью ракетного топлива называют расчетную величину, равную отношению суммарной массы компонентов топлива к их объему при заданном значении соотношения компонентов. В частности, для двухкомпонентного топлива ЖРД значение ρ_T определяется формулой

$$1/\rho_T = V_T/m_T = (V_{ок} + V_T)/m_T.$$

Так как $V_{ок} = m_{ок}/\rho_{ок}$ и $V_T = m_T/\rho_T$, окончательно получаем

$$1/\rho_T = g_{ок}/\rho_{ок} + g_T/\rho_T, \quad (4.20)$$

где $g_{ок}$ и g_T вычисляют по формуле (4.15).

4.5. ЭНТАЛЬПИЯ

4.5.1. СИСТЕМА ОТСЧЕТА ЭНТАЛЬПИИ

Известно, что теоретические методы расчета свойств газообразных веществ, а также измерения теплоемкости и теплот фазовых и полиморфных превращений $\Delta H^{(i)}$ для веществ в конденсированном состоянии позволяют находить только разность энтальпии (или внутренней энергии) вещества при данной температуре H_T и при любой другой (например, T_0 К) H_{T_0} , т. е.

$$H_T - H_{T_0} = \int_{T_0}^T C_p dT + \sum_i \Delta H^{(i)}. \quad (4.21)$$

Следует отметить, что для применения законов термодинамики и не возникает необходимости знать абсолютные значения энтальпии H_T . Для выполнения термодинамических расчетов состава и параметров продуктов сгорания также используются лишь относительные значения энтальпии с некоторым условным началом отсчета. Система отсчета может быть произвольной, но одинаковой для всех участвующих в процессе веществ. В частности, для процессов в камере ракетного двигателя система отсчета энтальпии должна быть одинаковой как для компонентов топлива, так и для индивидуальных компонентов продуктов сгорания. Рассмотрим наиболее употребительную систему.

Предположим, что любой участвующий в процессе компонент (топлива, продуктов сгорания) может быть получен в результате химической реакции между условно выбранными индивидуальными. Эти вещества выбраны таким образом, что каждому химическому элементу в молекуле компонента соответствует некоторое свое индивидуальное вещество. Такое вещество получило название элемента в стандартном состоянии. В качестве стандартного состояния для химических элементов выбирают их устойчивые и наиболее распространенные естественные природные состояния.

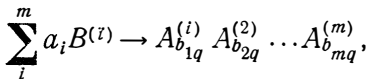
В табл. 4.2 в качестве примера приведены часто входящие в состав топлив химические элементы и их стандартные состояния. Энтальпии элементов в стандартном состоянии при некоторой тем-

Стандартные состояния некоторых химических элементов

Элемент	Стандартное состояние	Элемент	Стандартное состояние
О	Двухатомный газ O_2	В	Кристаллическое состояние
Н	То же H_2	Al	То же
F	» F_2	Be	»
Cl	» Cl_2	Mg	»
N	» N_2	Li	»
C	Графит С	Cs	»
K	Кристаллическое состояние	Na	»

пературе T_0 принимаются в качестве начала отсчета (начальных значений) для энтальпий компонентов топлив и компонентов продуктов сгорания.

Рассмотрим реакцию образования вещества q при температуре T из элементов в стандартном состоянии, взятых при T_0 :



где a_i — стехиометрический коэффициент реакции; $A^{(i)}$ — символ химического элемента i ; $B^{(i)}$ — символ стандартного состояния элемента (например, если $A^{(i)}$ — N, то $B^{(i)}$ — N_2 и т. п.). Изменение энтальпии в результате этой реакции составляет

$$\Delta H_q = H_T^{(q)} - \sum_i^m a_i H_{T_0}^{(i)},$$

где $H_T^{(q)}$ — энтальпия вещества q при температуре T ; $H_{T_0}^{(i)}$ — энтальпия элемента i в стандартном состоянии при T_0 .

Разность энтальпий ΔH_q , равная теплоте реакции образования вещества q при температуре T из элементов в стандартном состоянии, взятых при температуре T_0 , и представляет собой принимаемое для расчетов относительное значение энтальпии. Обычно величину ΔH обозначают символом I_T , где индекс T указывает на зависимость разности ΔH от температуры. Добавляя к правой

части выражения для ΔH и вычитая из нее энтальпию H_{T_0} вещества при температуре T_0 , окончательно получаем (символ вещества — верхний индекс q — опущен)

$$I_T = \Delta H_{fT_0} + (H_T - H_{T_0}) = \Delta H_{fT_0} + \int_{T_0}^T C_p dT + \sum \Delta H^{(i)}, \quad (4.22)$$

где $\Delta H_{fT_0} = H_{T_0} - \sum_i^m a_i H_{T_0}^{(i)}$ — теплота образования, т. е. изменение энтальпии при превращении элементов в рассматриваемое вещество при T_0 ; $(H_T - H_{T_0})$ — изменение энтальпии вещества при изменении температуры от T_0 до T .

Теплота образования — это количество тепла, которое выделяется ($-\Delta H_f$) или поглощается ($+\Delta H_f$) при образовании единицы массы вещества. Теплоту образования вещества из элементов в стандартном состоянии при стандартных условиях $p = 101325$ Па (1 физ. атм.) и $T = T_0$ называют стандартной теплотой образования и обозначают $\Delta H_{fT_0}^\circ$. Значения $\Delta H_{fT_0}^\circ$ определяют экспериментально. В качестве температуры T_0 выбирают температуры 298,15 К (25°С); 293,15 К (20°С) и 0 К; чаще всего используется $T_0 = 298,15$ К. Теплоты образования самих элементов в стандартном, т. е. в устойчивом и наиболее распространенном природном состоянии, принимают равными нулю.

Охарактеризованная система отсчета энтальпии ($T_0 = 298,15$ К, элементы в стандартном состоянии — табл. 4.2) в настоящее время общепринята. Имеются и другие системы, использующие другое температурное начало отсчета и другие стандартные состояния элементов. Расчеты параметров продуктов сгорания не зависят от системы отсчета, если она одинакова для компонентов топлива и компонентов продуктов сгорания.

4.5.2. ЭНТАЛЬПИЯ КОМПОНЕНТОВ ТОПЛИВА

При выполнении термодинамического расчета обычно принимают, что компоненты топлива находятся под давлением 101325 Па; при этом высококипящие компоненты имеют температуру 298,15 К, а низкокипящие — температуру кипения при указанном давлении, или другую температуру, определяемую технологией хранения и заправки топлива. Например, может быть использован компонент, охлажденный ниже температуры кипения.

Если компонент представляет собой индивидуальное вещество, то его энтальпию определяют в соответствии с формулой (4.22): при температуре T

$$I_k = \Delta H_{f298,15}^\circ + \int_{298,15}^T C_p dT + \sum \Delta H^{(i)}; \quad (4.23)$$

при температуре $T = 298,15$ К

$$I_k = \Delta H_{f298,15}^\circ. \quad (4.24)$$

Здесь и далее принято $T_0 = 298,15$ К; индекс T у символа энтальпии для простоты записи формул опущен.

Энтальпия одного килограмма компонента равна

$$i = I_k / \mu_k. \quad (4.25)$$

Если компонент топлива представляет собой смесь нескольких веществ, то его энтальпию следует определять с учетом теплоты смешения (растворения).

Для бинарных неидеальных растворов с массовыми долями веществ g_1 и $g_2 \ll g_1$ находит применение формула

$$i_k = g_1 i_1 + g_2 i_2 - g_2 Q_p, \quad (4.26)$$

где Q_p — теплота растворения второго вещества в первом в Дж/кг — экспериментальная величина, зависящая от концентрации раствора.

Если сложный компонент топлива рассматривать как механическую смесь нескольких химических веществ или если эти вещества образуют идеальный (твердый или жидкий) раствор, то энтальпия 1 кг компонента

$$i_k = \sum g_q i_q, \quad (4.27)$$

где g_q , i_q — массовая доля и удельная энтальпия вещества q .

4.5.3. ЭНТАЛЬПИЯ ТОПЛИВА

Если многокомпонентное топливо не является идеальным раствором или механической смесью компонентов, то в расчетах используют энтальпию, полученную на основе экспериментальных данных.

Энтальпию 1 кг двухкомпонентного жидкого топлива рассчитывают по формуле (4.27). Массовые доли компонентов g_T и $g_{ок}$ при этом вычисляют по соотношениям (4.15). В результате получают

$$i_T = \frac{i_T + \alpha_{ок} k_m^0 i_{ок}}{1 + \alpha_{ок} k_m^0}. \quad (4.28)$$

Энтальпию одного условного моля двухкомпонентного жидкого топлива можно найти по соотношению вида (4.25) с учетом формулы (4.18):

$$I_T = \mu_T i_T = I_T + \alpha_{ок} x^0 I_{ок}. \quad (4.29)$$

4.6. СИСТЕМА СПРАВОЧНЫХ ДАННЫХ О КОМПОНЕНТАХ ТОПЛИВА И ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Необходимой базой для расчета химического состава и свойств высокотемпературных смесей является информация о термодинамических свойствах индивидуальных веществ, входящих в состав топлива и продуктов сгорания.

Сложная и трудоемкая теоретическая и экспериментальная работа по получению широкой и надежной информации такого рода проводится в системе АН СССР под научным руководством академика В. П. Глушко. Результатами работы являются фундаментальные справочные издания.

Информация о термических константах компонентов топлива и продуктов сгорания, в том числе о теплотах образования, приводится в справочнике «Термические константы веществ» [77].

Информация о методах определения термодинамических функций индивидуальных веществ, необходимые молекулярные постоянные, а также таблицы

свойств индивидуальных веществ при различных температурах даны в справочнике «Термодинамические свойства индивидуальных веществ» [78]. В нем помещены значения приведенного термодинамического потенциала Φ_T° , энтропии S_T° , изменения энтальпии $H_T^\circ - H_0^\circ$ и I_T , а также константы равновесия и их логарифмы. Значения указанных параметров представлены в широком диапазоне изменения температуры, в таблицах термодинамических свойств веществ в конденсированном состоянии дополнительно приводятся значения теплоемкости, давления насыщенных паров и его логарифма.

Справочники «Термические константы веществ» и «Термодинамические свойства индивидуальных веществ» являются дополняющими друг друга изданиями.

Глава V

РАВНОВЕСНЫЙ ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

5.1. МОДЕЛЬ РАБОЧЕГО ТЕЛА

Рабочее тело, участвующее в процессах при высокой температуре, может представлять собой многокомпонентную смесь индивидуальных веществ — продуктов сгорания — в газообразном и конденсированном (жидком или твердом) состояниях. Смесь, состоящая только из газов, является гомогенной, смесь газов и веществ в конденсированном состоянии — гетерогенной.

Важным следствием высоких температур, характерных для процессов в камере, является термическая диссоциация и ионизация компонентов продуктов сгорания.

Механизм термической диссоциации* кратко можно пояснить так. С повышением температуры в результате увеличения внутренней энергии молекул (вращательной, колебательной) и возбуждения электронов колебательные движения атомов в некоторых из них развиваются настолько интенсивно, что энергия этих колебаний оказывается достаточной для преодоления действующих между атомами сил притяжения. Молекула разрушается. Двухатомная молекула распадается на атомы, трех- или многоатомная — на более простые молекулы и атомы.

Процесс диссоциации требует затраты части энергии теплового движения молекул и уменьшает повышение температуры рабочего тела.

Процессу разрушения молекул сопутствует обратный процесс рекомбинации (воссоединения) атомов и осколков молекул в молекулы. К воссоединению молекул приводят лишь эффективные столкновения, в которых участвуют необходимые осколки молекул. Процесс рекомбинации определенных молекул сопровождается выделением того же количества тепла, которое было поглощено при их диссоциации.

Реакции термической диссоциации и рекомбинации — реакции обратимые, т. е. идут одновременно в двух направлениях.

В определенных условиях в газовой смеси может установиться состояние равновесия. Это равновесие будет динамическим. Оно установится не вследствие прекращения диссоциации и рекомбина-

* В дальнейшем для краткости слово «термическая» опущено.

ции, а в результате протекания этих реакций одновременно в противоположных направлениях с одинаковой скоростью. Химический состав рабочего тела, отвечающий этому состоянию, называют химически равновесным.

Важнейшими факторами, определяющими положение химического равновесия, являются температура и давление.

Повышение температуры рабочего тела увеличивает интенсивность диссоциации. Влияние температуры неодинаково для различных молекул. На рис. 5.1 приведена зависимость степени диссоциации α_d (отношение числа молей, подвергшихся диссоциации, к исходному числу молей) от температуры для ряда молекул. Как видно, устойчивость молекул против диссоциации весьма различна.

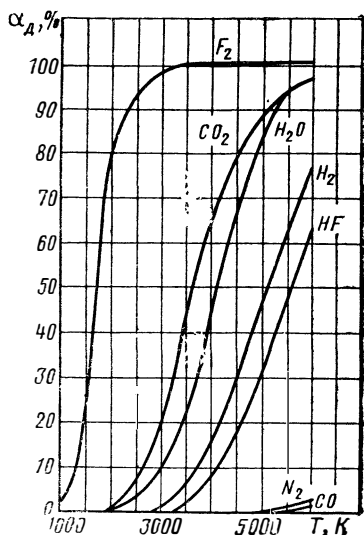
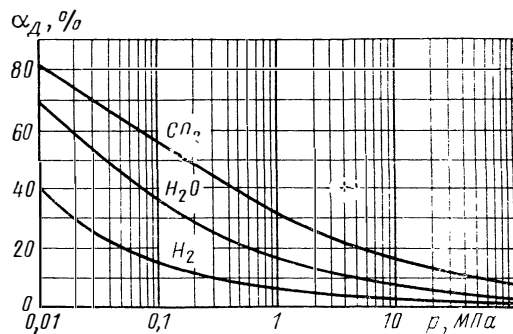


Рис. 5.1. Зависимость степени диссоциации некоторых молекул от температуры ($p=10$ МПа)

Рис. 5.2. Зависимость степени диссоциации некоторых молекул от давления ($T=3000$ К)



Увеличение давления согласно известному принципу смещения равновесия вызывает в системе процессы, способствующие относительному снижению давления. Это — процессы, ведущие к снижению числа молекул в смеси, т. е. процессы рекомбинации. Следовательно, повышение давления уменьшает интенсивность диссоциации, т. е. оказывает на нее влияние, противоположное влиянию температуры. На рис. 5.2 показана зависимость степени диссоциации от давления для различных молекул.

Некоторые из обратимых реакций протекают без изменения числа молекул, в них участвующих. Равновесие таких реакций не зависит от давления.

Результатом сильного возбуждения электронов при высокой температуре может быть отрыв электрона и превращение атома (или молекулы), потерявшего электрон, в положительно заряженный ион. Атомы, имеющие на своей электронной оболочке несколько электронов, могут подвергаться неоднократной ионизации.

Так же как диссоциация, ионизация является эндотермическим процессом, а обратный ионизации процесс — рекомбинация ионов и электронов — экзотермическим. Воздействие давления и температуры на степень ионизации аналогично влиянию этих параметров на процесс диссоциации.

Следует отметить, что ионизация продуктов сгорания ракетных топлив обычно ничтожна и ее влияние целесообразно учитывать лишь при расчете некоторых свойств продуктов сгорания.

Важным уравнением, устанавливающим связь между основными термодинамическими параметрами состояния рабочего тела, является уравнение состояния. Для продуктов сгорания ракетных топлив обычно применяют уравнение состояния идеального (термически совершенного) газа

$$p/q = R_0 T / v. \quad (5.1)$$

5.2. УРАВНЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Равновесный химический состав продуктов сгорания характеризуют числами молей составляющих смеси n_q или парциальными давлениями (для идеальных газов) p_q . Используются и относительные величины: мольные и массовые доли. Задача расчета химического равновесия состоит в определении указанных параметров смеси — n_q или p_q , когда заданы элементарный химический состав топлива и два термодинамических параметра — p и T , V и T , E и V и т. д., характеризующие состояние системы.

Если элементарный состав топлива включает в себя m химических элементов, в продуктах реакций могут присутствовать m атомарных (далее везде индекс i) и l молекулярных (индекс j) индивидуальных веществ (компонентов), т. е. всего $l+m$ веществ. В число l следует включать все вещества, состоящие из m химических элементов, для которых имеется необходимая информация о термодинамических функциях в нужном диапазоне изменения температуры и которые могут присутствовать при этом в заметном количестве в продуктах сгорания. Некоторые из индивидуальных веществ q могут находиться как в газообразном (верхний индекс g), так и в конденсированном (верхний индекс s) состояниях. Для этих веществ число молей n_q составляет

$$n_q = n_q^{(g)} + n_q^{(s)}.$$

Расчет химического равновесия производят обычно при некоторых упрощающих допущениях относительно свойств продуктов сгорания. Необходимость допущений вызвана требованиями достаточной простоты расчетов и современным уровнем знаний о процессах при высоких температурах. Ниже приводятся основные допущения, в большинстве случаев обеспечивающие достаточно строгое описание свойств веществ и смесей при высокой температуре.

Для гомогенной и гетерогенной смесей принимают, что они состоят из индивидуальных веществ в идеальном состоянии. Их термодинамические функции I_q , S_q° и, следовательно, теплоемкости и

константы равновесия не зависят от давления. К отдельным газам, в том числе и к ионам, электронному газу, а также к газовой фазе смеси в целом применимо уравнение состояния идеального газа.

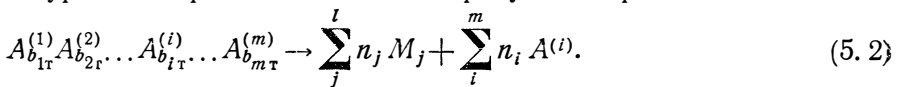
Поскольку экспериментальные данные по смещению и растворимости конденсированных веществ при высокой температуре практически отсутствуют, обычно принимают, что различные конденсированные вещества не образуют между собой растворов. Не учитывается также растворение газа в конденсате; объемом конденсированных веществ и давлением броуновского движения частиц в гетерогенной смеси пренебрегают.

Расчет химического равновесия основан на решении системы уравнений, которые следуют из законов классической термодинамики и условий сохранения вещества.

Пусть в рассматриваемой закрытой термодинамической системе установилось состояние, характеризуемое динамическим равновесием обратимых реакций диссоциации и рекомбинации. Если равновесие установилось в условиях, когда $p, T = \text{const}$, то в этом случае изобарно-изотермический потенциал системы $G = I - TS$ принимает минимальное значение. Когда в качестве параметров состояния выбраны постоянными энергия системы и ее объем (E, V) или энтальпия и давление (I, p), то из законов термодинамики следует необходимость максимума энтропии в состоянии равновесия; при $T, V = \text{const}$ в состоянии равновесия достигает минимума изохорно-изотермический потенциал $F = E - TS$.

Уравнения сохранения вещества соответствуют равенству числа атомов химического элемента i в левой и правой частях уравнения условной химической реакции: топливо — продукты сгорания. Обозначим молекулярные продукты этой реакции символом M_j , атомарные — символом $A^{(i)}$. Если молекула топлива представлена условной формулой $A_{b_{1r}}^{(1)} A_{b_{2r}}^{(2)} \dots A_{b_{ir}}^{(i)} \dots A_{b_{mr}}^{(m)}$,

то уравнение реакции топливо — продукты сгорания имеет вид



Следовательно,

$$\sum_j^l a_{ij} n_j + n_i = b_{ir}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, m, \quad (5.3)$$

где a_{ij} — число атомов химического элемента $A^{(i)}$ в молекулярном продукте M_j .

Таким образом, в случае $p, T = \text{const}$ задача расчета равновесного химического состава формулируется так: определить числа молей индивидуальных веществ n_q , значения которых обеспечивают минимум изобарно-изотермического потенциала, т. е.

$$G(p, T, n_q) = \min, \quad (5.4)$$

удовлетворяют ограничениям (5.3) и

$$n_q \geq 0, \quad q = 1, 2, 3, \dots, l + m. \quad (5.5)$$

Многие методы расчета химического равновесия основаны на преобразовании выражений (5.3) и (5.4) в систему нелинейных алгебраических уравнений. Преобразование основано на определении условного экстремума функции (5.4) при ограничениях типа (5.3) методом неопределенных множителей Лагранжа. В результате применения этого метода получают известное условие химического равновесия

$$\varphi_j = \sum_i^m a_{ij} \varphi_i, \quad (5.6)$$

где φ — химический потенциал.

Для смеси идеальных газов химический потенциал любого вещества q выражается через энтальпию I_q , энтропию S_q° (при $p = 1$ физ. атм.) и парциальное давление p_q :

$$\varphi_q = I_q - T(S_q^\circ - R_0 \ln p_q). \quad (5.7)$$

Число молей n_q , давление p_q и суммарное число молей газовой фазы продуктов сгорания N для таких смесей связаны соотношением

$$p_q/p = n_q/N. \quad (5.8)$$

Подставляя значение φ_q из выражения (5.7) в уравнение (5.6) для молекулярных ($q=j$) и атомарных ($q=i$) веществ, окончательно получаем

$$\ln p_j - \sum_i^m a_{ij} \ln p_i + \ln K_j = 0, \quad (5.9)$$

где p_j, p_i — искомые парциальные давления,

$$\ln K_j = \frac{\sum_i^m a_{ij} S_i^\circ - S_j^\circ}{R_0} - \frac{\sum_i^m a_{ij} I_i - I_j}{R_0 T} = f(T) \quad (5.10)$$

— логарифм константы равновесия.

Группа уравнений (5.9) в количестве l представляет собой уравнения закона действующих масс (уравнения диссоциации).

В уравнениях сохранения вещества (5.3) и закона действующих масс (5.9) неизвестными являются разные величины: числа молей n_q , и парциальные давления p_q . С помощью соотношения (5.8) можно перейти к одинаковым неизвестным в обоих типах уравнений. Выбирая в качестве неизвестных числа молей n_q , из уравнений (5.9) получаем

$$\ln n_j - \sum_i^m a_{ij} \ln n_i + \ln \left[K_j (p/N)^{1 - \sum_i^m a_{ij}} \right] = 0. \quad (5.11)$$

Входящая в уравнение (5.11) величина N не является новой неизвестной, так как ее значение равно сумме чисел молей веще-

ств смеси n_q . Однако обычно величину N считают неизвестной, добавляя к системе уравнений очевидное соотношение

$$\sum_q n_q = N. \quad (5.12)$$

Для получения более простого варианта записи уравнений химического равновесия целесообразно особым образом выбрать массу топлива, для которой выполняется расчет. Уравнение химической реакции (5.2) записано для одного моля топлива. Если теперь записать в эту реакцию для M_T молей топлива, то все числа молей n_q и их сумма N изменятся пропорционально значению M_T . Последнее можно выбрать таким, чтобы для числа молей газовой фазы N выполнялось равенство

$$p = N \quad (5.13)$$

и на основании (5.8) — $p_q = n_q$.

После введения новой неизвестной — величины M_T — уравнения (5.11) становятся тождественными уравнениям (5.9), а уравнения сохранения вещества следует записать так:

$$\sum_j^l a_{ij} n_j + n_i = M_T b_{iT}, \quad i = 1, 2, 3 \dots m.$$

По аналогии с уравнениями диссоциации прологарифмируем уравнения сохранения вещества:

$$\ln \left(\sum_j a_{ij} n_j + n_i \right) - \ln M_T - \ln b_{iT} = 0. \quad (5.14)$$

С учетом равенства $p = N$ уравнение (5.12) преобразуется в известное уравнение закона Дальтона

$$\sum_q p_q = p$$

или, после логарифмирования,

$$\ln \sum_q p_q - \ln p = 0. \quad (5.15)$$

Система уравнений (5.9), (5.14) и (5.15) описывает химическое равновесие гомогенной диссоциированной смеси при заданных p и T . Система замкнута, так как для определения $l+m+1$ неизвестных (p_q в количестве $l+m$ и M_T) имеется $(l+m+1)$ уравнений.

Алгоритм записи уравнений для продуктов, в которых кроме реакций диссоциации возможны и реакции ионизации, практически не меняется. Этот алгоритм приведен в справочнике [79].

В тех случаях, когда процесс в системе протекает при постоянном объеме или при условиях, аналогичных этому, т. е. при $v, T = \text{const}$, уравнение закона Дальтона следует заменить уравнением, выражающим условие постоянства объема.

Пусть заданы масса топлива (рабочего вещества) m и объем V , в котором протекает процесс. Плотность продуктов сгорания составляет

$$\rho = m/V.$$

Заменим теперь условие постоянства объема при заданной массе эквивалентным ему условием постоянства плотности.

Если расчет равновесия выполняется для M_T молей топлива, то его масса составляет $\mu_T M_T$ кг, а объем согласно уравнению состояния при $p=N$ равен $R_0 T$. Тогда

$$\rho = \mu_T M_T / (R_0 T)$$

или после логарифмирования

$$\ln M_T - \ln T + \ln D = 0, \quad (5.16)$$

где $D = \mu_T / R_0 \rho$.

Таким образом, состояние реагирующей системы при заданных температуре и плотности описывается системой уравнений (5.9), (5.14) и (5.16).

5.3. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

($p, T = \text{const}$)

Расчет химического равновесия обычно производится на ЭВМ. Используют различные расчетные методы, однако при всем их многообразии можно выделить две большие группы:

а) методы, основанные на решении системы нелинейных уравнений; б) методы, основанные на поиске экстремума функции, называемые далее методами поиска экстремума.

Ниже, на примере гомогенных продуктов сгорания, кратко рассматриваются типичные методы расчета.

5.3.1. МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА РЕШЕНИИ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ

Система уравнений химического равновесия представляет собой систему нелинейных алгебраических уравнений. Во многих случаях, когда в число учитываемых индивидуальных веществ диссоциированной и ионизованной смеси включаются все возможные вещества, для которых имеется необходимая информация (термодинамические функции в нужном диапазоне температур), система может состоять из нескольких десятков и сотен уравнений. Сложность и трудоемкость решения подобных систем общеизвестна. Предложены различные методы решения систем уравнений химического равновесия: итераций, проб и ошибок, сведения системы уравнений к одному или небольшому числу уравнений высокого порядка и др. Однако наибольшее распространение для расчета состава продуктов сгорания получил метод Ньютона из-за простоты вычислительной схемы и хорошей сходимости последовательных приближений.

В качестве неизвестных в системе уравнений (5.9), (5.14) и (5.15) целесообразно выбрать не сами искомые величины числа молей n_q и число M_T , а их логарифмы, т. е. $\ln n_q$ и $\ln M_T$. Использование таких неизвестных автоматически обеспечивает выполнение неравенств (5.5).

Предположим, что выбраны некоторые приближенные значения неизвестных $\ln \tilde{n}_1, \ln \tilde{n}_2, \dots, \ln \tilde{n}_q, \ln \tilde{M}_T$. Запишем каждое из уравнений (5.9), (5.14) и (5.15) в виде функций

$$\varphi_k(p, T, \ln n_q, \ln M_T) = 0, \quad k = 1, 2, 3, \dots, l + m + 1$$

и разложим эти функции в ряд Тейлора в окрестности значений $\ln \tilde{n}_q, \ln \tilde{M}_T$, отбросив члены второй и более высоких степеней:

$$\begin{aligned} \varphi_k(p, T, \ln n_q, \ln M_T) = & \tilde{\varphi}_k(p, T, \ln \tilde{n}_q, \ln \tilde{M}_T) + \left(\frac{\partial \varphi_k}{\partial \ln M_T} \right)_{p, T, \tilde{n}_q} \Delta_M + \\ & + \sum_q \left(\frac{\partial \varphi_k}{\partial \ln n_q} \right)_{p, T, \tilde{n}_j} \Delta_q = 0, \end{aligned} \quad (5.17)$$

где $\Delta_M = \ln M_T - \ln \tilde{M}_T$; $\Delta_q = \ln n_q - \ln \tilde{n}_q$. Подставляя в уравнение (5.17) вместо $\tilde{\varphi}_k$ уравнения (5.9), (5.14) и (5.15), получаем

$$\begin{aligned} \Delta_j - \sum_i a_{ij} \Delta_i = -\delta_j; \quad \sum_j a_{ij} \tilde{n}_j \Delta_j + \tilde{n}_i \Delta_i - \tilde{B}_i \Delta_M = -\delta_i \tilde{B}_i; \\ \sum_q \tilde{n}_q \Delta_q = -\delta_p \sum_q \tilde{n}_q, \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\text{где } \delta_j = \ln \tilde{n}_j - \sum_i a_{ij} \ln \tilde{n}_i + \ln K_j;$$

$$\delta_i = \ln \left(\sum_j a_{ij} \tilde{n}_j + \tilde{n}_i \right) - \ln \tilde{M}_T - \ln b_{iT}; \quad (5.19)$$

$$\delta_p = \ln \sum_q \tilde{n}_q - \ln p; \quad \tilde{B}_i = \sum_j a_{ij} \tilde{n}_j + \tilde{n}_i.$$

Таким образом, из исходной системы нелинейных алгебраических уравнений получена система уравнений (5.18), линейных относительно неизвестных поправок Δ_q, Δ_M . Решение ее дает значения указанных поправок. Значения неизвестных уточняются по формулам

$$\ln n_q^{(1)} = \ln \tilde{n}_q + \Delta_q; \quad \ln M_T^{(1)} = \ln \tilde{M}_T + \Delta_M. \quad (5.20)$$

Найденные значения $\ln n_q^{(1)}, \ln M_T^{(1)}$ используют в уравнениях (5.18) и формулах (5.19) вместо $\ln \tilde{n}_q$ и $\ln \tilde{M}_T$ для расчета новых поправок Δ_q и Δ_M . Затем вновь по формулам (5.20) вычисляются значения $\ln n_q^{(2)}, \ln M_T^{(2)}$ и т. д. Итерации продолжаются до достижения заданной точности, т. е. до удовлетворения условия

$$\sum_k |\delta_k| \leq \omega, \quad (5.21)$$

где ω — заданная малая величина.

Расчет равновесного состава гомогенной смеси при заданных p , T или v , T производят в следующем порядке.

1. Для всех учитываемых компонентов смеси при заданной температуре по справочным данным находят значения констант равновесия или через термодинамические функции, необходимые для расчета $\ln K_j$, вычисляют их.

2. Задают значения неизвестных n_q , M_T в нулевом приближении. При выполнении расчетов на ЭВМ эти величины можно задать приближенно, приняв например, их все равными заданному суммарному давлению.

3. По формулам (5.19) рассчитывают коэффициенты системы линейных уравнений (5.18) — δ_j , δ_i , δ_p , B_i , $\sum_q n_q$.

4. В результате решения системы линейных уравнений находят поправки Δ_j , Δ_i и Δ_M , затем по формулам (5.20) уточняют неизвестные.

5. Используя неравенство (5.21), контролируют точность достижения решения, принимая при расчетах на ЭВМ $\omega = 10^{-6}$. Если неравенство не удовлетворяется, повторяют расчет (см. с п. 3) с использованием уточненных значений неизвестных.

При решении системы уравнений (5.9), (5.14) и (5.15) методом Ньютона последовательные приближения в некоторых случаях могут не сходиться, что является недостатком метода. Поэтому разработаны и применяются специальные приемы, направленные на улучшение сходимости метода, например ограничение поправок Δ_q , Δ_M с помощью множителя — коэффициента шага. Опыт расчета равновесного состава продуктов сгорания ракетных топлив показывает, что метод Ньютона практически всегда обеспечивает получение решения.

5.3.2. МЕТОДЫ ПОИСКА ЭКСТРЕМУМА

Для нахождения неизвестных значений чисел молей $n_1, n_2, n_3, \dots, n_q$, удовлетворяющих химическому равновесию, в качестве функции, принимающей экстремальное значение, обычно используют термодинамический потенциал (G или F). Однако выбор этой величины для поиска экстремума не является единственно возможным. Например, если известны некоторые приближенные значения чисел молей \tilde{n}_q , то после их подстановки в уравнение (5.9), (5.14) и (5.15) правые части этих уравнений принимают, соответственно, значения δ_j , δ_i и δ_p .

Очевидно, что при стремлении \tilde{n}_q к точным значениям функция

$$\Phi(p, T, n_q) = \sum_j^l \delta_j^2 + \sum_i^m \delta_i^2 + \delta_p^2$$

стремится к минимальному (в данном случае к нулю) значению, так как при $\tilde{n}_q = n_q$ значения δ_j , δ_i , δ_p равны нулю.

Задачи отыскания экстремума функции рассматриваются в специальном разделе прикладной математики, называемом нелинейной оптимизацией. Разработан



ряд численных методов решения таких задач. Однако методы нелинейной оптимизации из-за их сложности, больших затрат времени на ЭВМ в применении к расчету химического равновесия оказались менее эффективными по сравнению с другими методами, поэтому они практически не используются.

Из методов поиска экстремума, применяемых для расчета химического равновесия, наибольшее распространение получили различные варианты метода наискорейшего спуска (градиентного метода) [79].

Основным недостатком градиентного метода является замедление сходимости процесса итераций при приближении к решению. Это замедление может быть существенным, если числа молей отдельных индивидуальных компонентов близки к нулю.

5.4. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА СОСТАВА ГЕТЕРОГЕННЫХ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

1. При наличии конденсированных (жидких или твердых) компонентов в смеси парциальные давления их газовой фазы принимают равными давлениям насыщенного пара этих веществ. Величина давления насыщенного пара может быть найдена из условия фазового равновесия, т. е. равенства химических потенциалов одного и того же вещества в газовой и конденсированной фазах:

$$\varphi_q^{(s)} = \varphi_q^{(g)}$$

$$\text{или } I_{qs} - TS_{qs}^\circ = I_q - T(S_q^\circ - R_0 \ln p_q^H),$$

$$\text{откуда } \ln p_q^H = \frac{S_q^\circ - S_{qs}^\circ}{R_0} - \frac{I_q - I_{qs}}{R_0 T}, \quad (5.22)$$

где p_q^H — давление насыщенного пара; дополнительный индекс s относится к свойствам вещества в конденсированном состоянии.

При сформулированных ранее допущениях давление p_q^H для данного вещества зависит лишь от температуры и является известной величиной. Новыми неизвестными становятся числа молей веществ в конденсированном состоянии $n_q^{(s)}$, которые следует учитывать в уравнениях сохранения вещества.

Как и для однородной смеси, число молей топлива M_T выбирается таким образом, чтобы для газовой фазы гетерогенной смеси выполнялось условие $n_q^{(g)} = p_q$. Следовательно, для газовой фазы веществ в конденсированном состоянии $n_q^{(g)} = p_q^H$.

2. На расчет равновесия в гетерогенных системах накладывает ограничения правило фаз Гиббса, записываемое в виде

$$r = q - \Phi + 2 - R, \quad (5.23)$$

где r — количество термодинамических степеней свободы; Φ — число фаз, т. е. число частей системы, обладающих однородным составом и разделенных физической границей; R — число независимых химических реакций в системе.

В нашем случае необходимыми термодинамическими степенями свободы являются p и T , т. е. $r = 2$, число индивидуальных веществ

q равно $l+m$, число независимых химических реакций $R=l$. Это обуславливает равенство $\Phi=m$, т. е. число фаз не должно превышать числа химических элементов, из которых образована система.

Без учета образования растворов каждое вещество в конденсированном состоянии образует новую фазу. Так как одна из фаз является газообразной, число конденсированных фаз Φ_s для случая $r=2$ не должно превышать $(m-1)$:

$$\Phi_s \leq m - 1. \quad (5.24)$$

В третьем томе справочника [79] приведен метод определения состава гетерогенной смеси, который позволяет получить решение практически для любых смесей, в том числе и в тех случаях, когда возникают ограничения из-за правила фаз Гиббса. Метод основан на формальной замене конденсированных частиц «большими» газообразными молекулами, включающими N молекул конденсата. Следовательно, гетерогенная система формально заменяется гомогенной, в которой частицы конденсата — «большие» молекулы — создают парциальное давление. Для такой условной гомогенной системы применяются обычные методы расчета равновесного состава.

3. При расчете состава после каждого приближения необходимо производить проверку на возможность появления или исчезновения конденсированной фазы для тех веществ, которые могут находиться в конденсированном состоянии. Для этого используются следующие условия:

для газообразных компонентов —

$$\ln p_q > \ln p_q^H;$$

для компонентов в конденсированном состоянии —

$$\ln n_q^{(s)} < \ln \omega,$$

где ω — заданная малая величина.

Если выполняется первое неравенство, то q -й компонент следует считать находящимся в конденсированном состоянии. Для этого компонента $n_q = n_q^{(g)} + n_q^{(s)}$, число молей в газовой фазе $n_q^{(g)}$ равно p_q^H и исключается из числа неизвестных, искомым считается число молей в конденсированном состоянии $n_q^{(s)}$.

При выполнении второго неравенства q -й компонент считается находящимся только в газовой фазе, $n_q^{(s)} = 0$, а искомым становится парциальное давление p_q , т. е. $n_q = p_q$.

5.5. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАВНОВЕСНОГО СОСТАВА

После того как равновесный состав (числа молей $n_q^{(g)}$, $n_q^{(s)}$) и число M_T определены с необходимой точностью, вычисляются характеристики смеси в состоянии равновесия.

Мольные доли газообразных компонентов рассчитывают по соотношению

$$x_q = n_q^{(g)} / N = p_q / p. \quad (5.25)$$

Содержание конденсированных веществ смеси удобнее характеризовать не числами молей $n_q^{(s)}$, полученными в расчете, а массо-

выми долями z_q . Так как расчет выполнялся для M_T молей топлива, а масса условного моля топлива равна μ_T , то масса топлива и, соответственно, продуктов сгорания составляет $\mu_T M_T$ килограммов. Теперь массовые доли веществ в конденсированном состоянии можно найти так:

$$z_q = \frac{\mu_q n_q^{(s)}}{\mu_T M_T}. \quad (5.26)$$

Суммарная массовая доля конденсата в смеси составляет

$$z = \sum z_q. \quad (5.27)$$

Использование величин x_q , z_q является одной из разновидностей записи состава в относительной форме.

Для многих целей необходима величина средней молекулярной массы. Ее можно определить следующим образом. При расчете на $\mu_T M_T$ кг топлива суммарное число молей газообразных продуктов численно равно общему давлению p . Следовательно, средняя молекулярная масса смеси, представляющая собой отношение полной массы продуктов к числу молей газовой фазы, составляет

$$\mu = \mu_T M_T / p. \quad (5.28)$$

Средняя молекулярная масса газовой фазы гетерогенной смеси может быть определена по формуле

$$\mu_z = \frac{\mu_T M_T (1 - z)}{p} = \mu (1 - z). \quad (5.29)$$

Очевидно, что $\mu_z \leq \mu$, причем знак равенства соответствует условию $z = 0$.

5.6. ЧАСТНЫЕ ПРОИЗВОДНЫЕ ПАРАМЕТРОВ РАВНОВЕСНОГО СОСТАВА

Частные производные параметров равновесного состава $(\partial \ln n_q / \partial \ln x)_y$, $(\partial \ln M_T / \partial \ln x)_y$, где $x = T$, $y = p$ или $x = p$, $y = T$, необходимы для расчета свойств продуктов сгорания, таких как теплотемкости, термические коэффициенты, скорость звука и др. Эти производные должны характеризовать диссоциированную смесь в состоянии равновесия, поэтому их следует находить из системы уравнений химического равновесия.

Продифференцируем систему уравнений (5.9), (5.14) и (5.15) по $\ln x$ при $y = \text{const}$:

$$\left(\frac{\partial \ln n_j}{\partial \ln x} \right)_y - \sum_{i=1}^m a_{ij} \left(\frac{\partial \ln n_i}{\partial \ln x} \right)_y = f_j; \quad (5.30)$$

$$\sum_j^l a_{ij} n_j \left(\frac{\partial \ln n_j}{\partial \ln x} \right)_y + n_i \left(\frac{\partial \ln n_i}{\partial \ln x} \right)_y - B_i \left(\frac{\partial \ln M_T}{\partial \ln x} \right)_y = 0; \quad (5.31)$$

$$\sum_q^{l+m} n_q \left(\frac{\partial \ln n_q}{\partial \ln x} \right)_y = f_p. \quad (5.32)$$

При $x=T$ и $y=p$ имеем

$$f_j = - \left(\frac{\partial \ln K_j}{\partial \ln T} \right)_p = - \frac{\Delta H_j}{R_0 T}; \quad f_p = 0, \quad (5.33)$$

где $\Delta H_j = \sum_i a_{ij} I_i - I_j$ — теплота реакции при температуре T . Фор-

мула для f_j получена в результате дифференцирования выражения (5.10) по $\ln T$.

При $x=p$ и $y=T$ получаем

$$f_j = - \left(\frac{\partial \ln K_j}{\partial \ln p} \right)_T = 0; \quad f_p = p. \quad (5.34)$$

Уравнения (5.30) — (5.32) образуют систему линейных уравнений для определения частных производных $(\partial \ln n_q / \partial \ln x)_y$, $(\partial \ln M_T / \partial \ln x)_y$. Числа молей n_j , n_i , число молей топлива M_T известны после расчета равновесного состава.

Установим в заключение связь между производными величины M_T — $(\partial \ln M_T / \partial \ln T)_p$, $(\partial \ln M_T / \partial \ln p)_T$ — и соответствующими логарифмическими производными молекулярной массы. Для этого продифференцируем уравнение (5.28).

В результате получаем

$$\left(\frac{\partial \ln M_T}{\partial \ln T} \right)_p = \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln T} \right)_p; \quad (5.35)$$

$$\left(\frac{\partial \ln M_T}{\partial \ln p} \right)_T = 1 + \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln p} \right)_T. \quad (5.36)$$

Для нереагирующей смеси $\mu = \text{const}$, следовательно:

$$\left(\frac{\partial \ln M_T}{\partial \ln T} \right)_p = 0 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial \ln M_T}{\partial \ln p} \right)_T = 1.$$

Глава VI

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

6.1. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Равновесный химический состав продуктов сгорания при некоторых значениях температуры T и давления p может быть определен в следующей форме: в смеси присутствуют $l+m$ индивидуальных веществ ($q=1, 2, 3, \dots, l+m$), при этом некоторые вещества одновременно находятся в газообразном и конденсированном состоянии (число молей соответственно, $n_q^{(g)}$ и $n_q^{(s)}$). Если эти данные получены методом, изложенным в гл. V, то общее количество продуктов сгорания составляет $\mu_T M_T$ кг или согласно (5.28) — $\rho \mu$ кг.

Известны также логарифмические частные производные равновесного состава и молекулярной массы.

Термодинамические свойства индивидуальных веществ, составляющих смесь, известны по справочным данным [78].

6.2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ СМЕСИ

Термодинамические функции 1 кг идеальной смеси определяют следующим образом.

Энтальпия

$$i = \frac{\sum_q n_q^{(g)} I_q + \sum_q n_q^{(s)} I_{qs}}{\rho \mu} \quad (6.1)$$

Если I_q , I_{qs} выражены в кДж/кмоль, то значение i получается в кДж/кг.

Энтропия

$$s = \frac{\sum_q n_q^{(g)} (S_q^\circ - R_0 \ln n_q^{(g)}) + \sum_q n_q^{(s)} S_{qs}^\circ}{\rho \mu} \quad (6.2)$$

Если S_q° , S_{qs}° выражены в кДж/(кмоль·К), то значение s получается в кДж/(кг·К).

В приведенных выше формулах величины с индексом s относятся к веществам в конденсированном состоянии; символами I_q , S_q° обозначены энтальпия и энтропия одного киломоля q -го компонента при температуре T и давлении в 101325 Па (стандартном состоянии). Для простоты записи в приведенных выше и последующих выражениях суммирование во второй сумме формально распространено на все компоненты, хотя при выполнении расчетов следует суммировать лишь по индексам веществ, находящихся в конденсированном состоянии.

Другие термодинамические функции (внутренняя энергия, термодинамический потенциал, изохорно-изотермический потенциал и т. п.) определяются по обычным термодинамическим соотношениям с помощью величин i , s и T .

6.3. ТЕРМИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Изменение термодинамического состояния системы во многих случаях описывается уравнениями термодинамики в дифференциальной форме. Для этих уравнений необходимы частные производные различных термодинамических величин. В табл. 6.1 [35] приведены данные, позволяющие выразить наиболее употребительные частные производные через термодинамические свойства. Как видно, для определения любой производной нужно задать параметры состояния системы p , v , T , теплоемкости c_p , c_v , термические коэффициенты α_p и β_T .

Согласно определению термические коэффициенты записываются следующим образом:

изобарный коэффициент расширения

$$\alpha_p = (1/v) (\partial v / \partial T)_p; \quad (6.3)$$

Некоторые дифференциальные термодинамические соотношения

$\partial y / \partial x$	$p = \text{const}$	$T = \text{const}$	$v = \text{const}$	$s = \text{const}$	$u = \text{const}$	$i = \text{const}$
(∂p)	—	— 1	$-\alpha_p v$	$-\frac{c_p}{T}$	$\alpha_p p v - c_p$	$-c_p$
(∂T)	1	—	$-\beta_T v$	$-\alpha_p v$	$(\beta \cdot p - \alpha_p T) v$	$(1 - \alpha_p T) v$
(∂v)	$\alpha_p v$	$\beta_T v$	—	$c_v \beta_T \frac{v}{T}$	$c_v \beta_T v$	$(c_v \beta_T + \alpha_p v) v$
(∂s)	$\frac{c_p}{T}$	$\alpha_p v$	$-c_v \beta_T \frac{v}{T}$	—	$c_v \beta_T \frac{p v}{T}$	$c_p \frac{v}{T}$
(∂u)	$c_p - \alpha_p p v$	$(\alpha_p T - \beta_T p) v$	$-c_v \beta_T v$	$-c_v \beta_T \frac{p v}{T}$	—	$(c_p - \alpha_p p v) v - c_v \beta_T p v$
(∂i)	c_p	$(\alpha_p T - 1) v$	$-(c_v \beta_T + \alpha_p v) v$	$-c_p \frac{v}{T}$	$c_v \beta_T p v - (c_p - \alpha_p p v) v$	—

Производная вида $(\partial y / \partial x)_z$ есть результат деления величины (∂y) , взятой на пересечении строки (∂y) и столбца z , на величину (∂x) , находящуюся на пересечении строки (∂x) и столбца z . Например, $(\partial s / \partial v)_T = \alpha_p v / \beta_T v = \alpha_p / \beta_T$.

изотермический коэффициент сжатия

$$\beta_T = -(1/v) (\partial v / \partial p)_T; \quad (6.4)$$

изохорный коэффициент давления

$$\gamma_v = (1/p) (\partial p / \partial T)_v. \quad (6.5)$$

Последний можно выразить через предыдущие величины

$$\gamma_v = (1/p) (\alpha_p / \beta_T), \quad (6.6)$$

поэтому достаточно определить наиболее употребительные коэффициенты α_p и β_T .

Представим термические коэффициенты следующим образом:

$$\alpha_p = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial \ln v}{\partial \ln T} \right); \quad \beta_T = -\frac{1}{p} \left(\frac{\partial \ln v}{\partial \ln p} \right)_T$$

и используем уравнение состояния в виде

$$\ln v = \ln R_0 + \ln T - \ln p - \ln \mu.$$

В итоге, после подстановки $\partial \ln v$, получаем

$$\alpha_p = \frac{1}{T} \left[1 - \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln T} \right)_p \right]; \quad (6.7)$$

$$\beta_T = \frac{1}{p} \left[1 + \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln p} \right)_T \right], \quad (6.8)$$

где логарифмические производные молекулярной массы смеси определяются по формулам (5.35) и (5.36).

6.4. ТЕПЛОЕМКОСТИ

Если в процессе изменения температуры при $p = \text{const}$ или $v = \text{const}$ многокомпонентное рабочее тело сохраняет состояние химического равновесия, то теплоемкость рабочего тела должна определяться с учетом теплоты химических реакций. Такую теплоемкость называют равновесной (эффективной).

Согласно определению теплоемкость при постоянном давлении равна

$$c_p = (\partial i / \partial T)_p.$$

Если применить эту формулу к реагирующей смеси, то получим равновесную теплоемкость c_p , учитывающую изменение химического состава в зависимости от температуры. Имея в виду, что величина i представлена формулой (6.1), после дифференцирования получим

$$c_p = \frac{\sum_q n_q^{(g)} c_{pq} + \sum_q n_q^{(s)} c_{qs}}{p\mu} + \frac{1}{\mu p T} \left[\sum_q n_q^{(g)} I_q \left(\frac{\partial \ln n_q^{(g)}}{\partial \ln T} \right)_p + \sum_q n_q^{(s)} I_{qs} \left(\frac{\partial \ln n_q^{(s)}}{\partial \ln T} \right)_p \right] - \frac{1}{T} \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln T} \right)_p. \quad (6.9)$$

Первое слагаемое в выражении (6.9) представляет собой тепло, идущее на изменение температуры смеси постоянного состава, т. е. при отсутствии химических реакций. Это обычная замороженная теплоемкость

$$c_{pf} = \frac{\sum_q n_q^{(g)} c_{pq} + \sum_q n_q^{(s)} c_{qs}}{\rho \mu}, \quad (6.10)$$

поскольку для нереагирующей смеси постоянного химического состава частные производные в уравнении (6.9) обращаются в нуль.

$c_p, c_{pf}, \text{ кДж/кг} \cdot \text{К}$

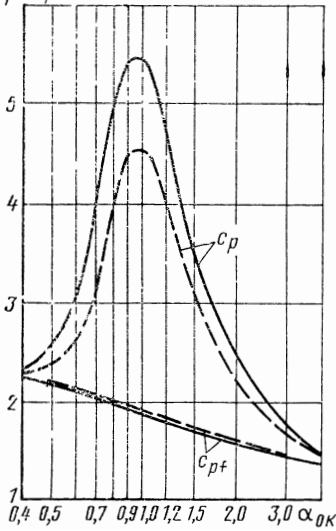


Рис. 6.1. Значения равновесной и замороженной теплоемкостей продуктов сгорания топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$:
 ————— $p_{0c} = 5$ МПа; - - - - $p_{0c} = 25$ МПа

Второе и третье слагаемые в выражении (6.9) — это тепло, идущее на изменение химического состава равновесной смеси. Необходимые для расчета частные производные определены в гл. V.

На рис. 6.1 показаны значения равновесной и замороженной теплоемкостей продуктов сгорания топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$ для входного сечения сопла. Как видно, замороженная теплоемкость практически не зависит от давления, в то время как равновесная теплоемкость зависит заметно. При малых и больших α_{0K} , т. е. при невысоких температурах, когда значения производных $(\partial n_q / \partial T)_p$ малы, разница между равновесной и замороженной теплоемкостями уменьшается.

Теплоемкости при постоянном объеме определяется выражением

$$c_v = (\partial e / \partial T)_v,$$

где e — внутренняя энергия одного кг смеси.

Однако формулу для расчета c_v проще получить из термодинамического соотношения

$$c_p - c_v = T (\partial T / \partial p)_v (\partial v / \partial T)_p.$$

С учетом дифференциальных соотношений, приведенных в табл. 6.1, получим

$$c_v = c_p - (\alpha_p^2 / \beta_T) v T$$

или в применении к реагирующей смеси —

$$c_v = c_p - \frac{R_0 [1 - (\partial \ln \mu / \partial \ln T)_p]^2}{\mu [1 + (\partial \ln \mu / \partial \ln p)_T]}. \quad (6.11)$$

Для не реагирующей смеси $\mu = \text{const}$, следовательно, из формулы (6.11) получается, как частный случай, обычное соотношение для замороженных теплоемкостей:

$$c_{vf} = c_{pf} - R. \quad (6.12)$$

По известным значениям теплоемкостей определяют отношения: равновесных теплоемкостей

$$x = c_p / c_v \quad (6.13)$$

и замороженных теплоемкостей

$$x_f = c_{pf} / c_{vf}. \quad (6.14)$$

6.5. СКОРОСТЬ ЗВУКА

Общим выражением для определения скорости звука является соотношение

$$a^2 = (\partial p / \partial \rho)_\varphi,$$

в котором производная берется при некоторых условиях ($\varphi = \text{const}$), имеющих место в звуковой волне. В случае энергоизолированности и отсутствия неравновесных процессов процессы сжатия и расширения в звуковой волне являются изоэнтропийными и, следовательно,

$$a^2 = (\partial p / \partial \rho)_s = -v^2 (\partial p / \partial v)_s. \quad (6.15)$$

При распространении звуковых колебаний в реагирующей среде процесс в звуковой волне будет изоэнтропийным, если:

1) частота колебаний велика, а скорости химических и фазовых превращений относительно малы, в результате чего состав смеси (химический и фазовый) не успевае т изменить с я при прохождении звуковой волны, частицы конденсата остаются неподвижными и имеют постоянную температуру; процесс в волне протекает как в не реагирующей смеси; скорость звука в газовой фазе называют замороженной;

2) скорости химических и фазовых превращений велики, а частота колебаний относительно мала. При сжатии и разрежении в звуковой волне состав смеси успевае т изменить с я в соответствии с изменением температуры и давления. При прохождении волны поддерживается химическое и фазовое равновесие; частицы конденсата имеют параметры, равные параметрам газа, и перемещаются вместе с ним; скорость звука называют равновесной.

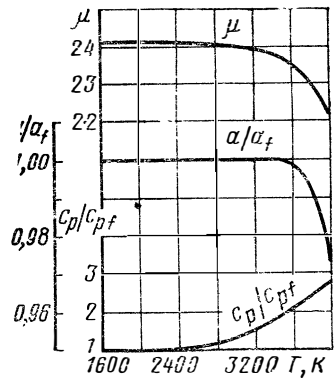


Рис. 6.2. Сравнение равновесных и замороженных свойств продуктов сгорания

Определим производную $(\partial p/\partial v)_s$. Для этого воспользуемся таблицей дифференциальных термодинамических соотношений (6.1).

В результате имеем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s = -\frac{c_p}{c_v} \frac{1}{\beta_T v} = -\frac{\kappa Q}{\beta_T}.$$

Подставляя эту производную в выражение (6.15) и учитывая уравнение состояния и формулу для β_T , получим для равновесной скорости звука выражение

$$a^2 = \frac{\kappa R_0 T}{\mu [1 + (\partial \ln \mu / \partial \ln p)_T]} \quad (6.16)$$

Для нереагирующей смеси $(\partial \ln \mu / \partial \ln p)_T = 0$, а отношение замороженных теплоемкостей — κ_f ; следовательно, из формулы (6.16), как частный случай, получаем выражение для скорости звука в рабочем теле постоянного химического состава (замороженной скорости звука):

$$a_f^2 = \kappa_f R T. \quad (6.17)$$

На рис. 6.2 в качестве примера приведено сравнение равновесных и замороженных свойств продуктов сгорания топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$ при $\alpha_{ок} = 0,8$ и давлении 10 МПа.

Разница между равновесными и замороженными параметрами наиболее значительна в области максимального изменения состава при изменении температуры или давления и мала в остальных случаях.

Глава VII

ТЕРМОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССОВ В КАМЕРЕ

7.1. МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ

В камере ракетного двигателя, работающего на химическом топливе, осуществляются процессы горения топлива (участок $k-c$ на схеме рис. 7.1) и течения продуктов сгорания (участок $c-a$).

Расчет горения состоит в определении параметров продуктов сгорания в начальном сечении сопла. Обычно принимают, что эти продукты в камере сгорания можно рассматривать как равновесную смесь, полученную после завершения процесса горения. Газовая фаза смеси подчиняется уравнению состояния идеального газа. Принимают, что процесс горения протекает полно, адиабатно (без обмена теплом с окружающей средой) при постоянном

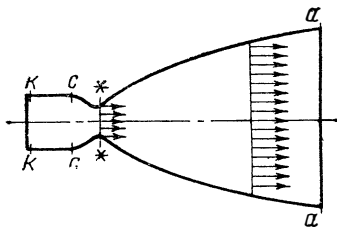


Рис. 7.1. Схема камеры ракетного двигателя

давлении или объеме. Если за процессом горения следует процесс течения, то конечные параметры первого процесса являются исходными для расчета второго. Давление торможения на входе в сопло есть давление, при котором осуществлен идеальный процесс горения.

Расчет течения состоит в определении параметров в различных сечениях сопла. Для газовой фазы продуктов сгорания считают справедливым уравнение состояния идеального газа, процесс полагают стационарным и адиабатным, принимают однородность состава и параметров смеси по сечению и одномерность течения. Предполагается отсутствие необратимых явлений, например трения, различных видов неравновесности. Пренебрежение необратимыми явлениями при протекании процессов накладывает известные ограничения на свойства рабочего тела. В частности, это предполагает отсутствие вязкости и теплопроводности у рабочего тела, равновесность, либо неизменность химического состава и др.

Значение любого параметра, соответствующее равновесному одномерному потоку продуктов сгорания при отсутствии теплообмена, трения и других необратимых явлений, называют *идеальным* значением параметра.

Точность расчета идеальных параметров в большинстве случаев достаточно высока. Отличия действительных их значений от идеальных представляют собой обычно малые отклонения, определяемые особенностями конкретных объектов, например их геометрией, способом организации процессов и т. п. Для оценки действительных параметров должна производиться коррекция идеальных значений с учетом этих конкретных особенностей. Методы такой коррекции, расчет значений поправок приводятся в следующих разделах настоящего учебника.

7.2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ

Термодинамический расчет процесса горения состоит в определении параметров продуктов сгорания в начальном сечении сопла (в конце камеры сгорания), когда заданы элементарный химический состав и энтальпия (внутренняя энергия) топлива и внешние условия, при которых протекает процесс.

Одним из уравнений для принятой модели процесса горения в двигателях является уравнение сохранения энергии, записываемое для единицы массы топлива следующим образом:

$$i_{0c} - i_T = 0, \quad (7.1)$$

$$\text{где } i_{0c} = i_c + \omega_c^2/2. \quad (7.2)$$

Здесь i_{0c} — энтальпия торможения продуктов сгорания на выходе из камеры сгорания (в начальном сечении сопла $c-c$) — функция температуры T_{0c} и давления p_{0c} ; i_T — энтальпия топлива; ω_c — скорость потока.

Энтальпия единицы массы топлива является функцией температуры его компонентов. Для твердого топлива значение i_T опреде-

ляется при температуре в камере РДТТ перед началом горения, для жидкого топлива — при условиях в топливных баках.

7.2.1. ГОРЕНИЕ ПРИ $p = \text{const}$

Процесс осуществляется в изобарной камере сгорания, скорость рабочего тела в ее пределах (см. схему рис. 7.1) пренебрежимо мала и принимается равной нулю. Поэтому справедливы соотношения

$$p_k = p_c = p_{0c}; \quad (7.3)$$

$$T_c = T_{0c}; \quad (7.4)$$

$$i_c = i_{0c}. \quad (7.5)$$

Уравнение сохранения энергии (7.1) принимает частную форму

$$i_c - i_\tau = 0. \quad (7.6)$$

Наиболее часто используют следующий способ расчета параметров процесса. Методами, описанными в гл. V, VI, определяют равновесный химический состав и свойства продуктов сгорания при заданном давлении p_c и некотором приближенном значении температуры $T_c^{(0)}$. Уточнение температуры T_c до значения, удовлетворяющего уравнению сохранения энергии, производят методом Ньютона, применяемым к уравнению (7.6):

$$\Delta T = -[i(p_c, T_c^{(0)}) - i_\tau] / c_p. \quad (7.7)$$

Зависимость энтальпии продуктов сгорания от температуры при $p_c = \text{const}$ не является линейной функцией температуры; поэтому для окончательного определения температуры необходимо неоднократное применение уравнения (7.7).

Возможна такая последовательность решения, осуществляемая обычно на ЭВМ:

а) задают приближенное значение температуры $T_c^{(0)}$ и при p_c , $T_c^{(0)}$ рассчитывают равновесный химический состав и свойства продуктов сгорания, в том числе энтальпию и теплоемкость смеси;

б) вычисляют поправку ΔT по формуле (7.7) и уточняют значение температуры

$$T_c^{(1)} = T_c^{(0)} + \Delta T; \quad (7.8)$$

в) если $|i_c - i_\tau| > \epsilon$, где ϵ — малая величина, то расчет повторяют с пункта (а), используя уточненное значение температуры $T_c^{(1)}$ и т. д., вплоть до достижения заданной точности.

Применяются и другие алгоритмы решения, подробно рассматриваемые в справочнике [79].

7.2.2. ГОРЕНИЕ ПРИ $v = \text{const}$

Расчет параметров процесса горения при постоянном удельном объеме ($v = \text{const}$) можно выполнить следующим способом.

Методом, приведенным в гл. V и VI, определяют равновесный состав рабочего тела и его свойства при заданном объеме (плотно-

сти) и приближенно назначенном значении температуры $T_c^{(0)}$. Для уточнения значений $T_c^{(0)}$ используют уравнение сохранения энергии $e_\tau - e_c = 0$. (7.9)

К этому уравнению применяют метод Ньютона:

$$\Delta T = - \frac{e[v_c, T_c^{(n)}] - e_\tau}{c_v} \quad (7.10)$$

Температуру уточняют по формуле (7.10) до достижения необходимой точности. При известной температуре давление смеси рассчитывают по уравнению состояния.

Другие алгоритмы решения рассмотрены в справочнике [79].

7.3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ТЕЧЕНИЯ

7.3.1. МОДЕЛИ ПРОЦЕССА ТЕЧЕНИЯ

При отсутствии необратимых явлений идеальный процесс течения является термодинамическим процессом, характеризующимся постоянным значением энтропии:

$$s = \text{const} \quad (7.11)$$

Это позволяет рассматривать такой процесс как переход системы из одного термодинамического состояния в другое и для определения параметров использовать методы термодинамики.

Значение константы в уравнении (7.11) определяется в результате расчета параметров процесса горения и равно s_{0c} — энтропии продуктов сгорания для входного сечения сопла.

Возможны различные модели протекания изоэнтропийного процесса течения в сопле.

1. Равновесное течение, характеризующееся существованием в каждой точке потока энергетического, химического и фазового равновесия продуктов сгорания.

Действительный процесс течения в сопле очень часто близок к равновесному, и эта модель расчета широко используется в практике.

2. Химически замороженное течение.

Течение с неизменным химическим составом продуктов сгорания называют химически замороженным. Такое течение может иметь место, если время пребывания газа в сопле существенно меньше времени, необходимого для протекания химических реакций. Расчет замороженного течения обычно делается в дополнение к расчету равновесного. Результаты этих двух расчетов определяют область, внутри которой могут находиться показатели действительного процесса.

3. Течение с неизменным фазовым состоянием индивидуальных веществ смеси, например расширение при отсутствии кристаллизации или конденсации. Этот вариант расчета позволяет оценить предельное влияние задержки процессов конденсации и кристаллизации на параметры потока.

4. Течение с отсутствием определенного вида взаимодействия между газом и конденсатом, например с отсутствием теплообмена между газовой и конденсированной фазами и др. Такие варианты расчета процесса течения позволяют дать оценку предельного влияния, например температурной неравновесности между газовой и конденсированной фазами.

5. Течение с внезапным замораживанием, т. е. течение, равновесное до некоторых условий, например до определенной температуры в сопле, а далее замороженное. Использование модели процесса с внезапным замораживанием химического состава при некоторой температуре может иногда удовлетворительно заменить весьма сложный расчет процесса с учетом кинетики химических реакций.

7.3.2. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ

Термодинамический расчет процесса течения состоит в определении параметров продуктов сгорания в рассматриваемом сечении сопла (в частном случае — в выходном сечении), когда заданы элементарный химический состав и энтальпия топлива, условия на входе в сопло (параметры процесса горения) и параметр, характеризующий рассматриваемое сечение сопла, например давление p , геометрическая степень расширения \bar{P} , число M и т. п.

Для определения термодинамических параметров используют два уравнения:

уравнение постоянства энтропии

$$\varphi_1(p, T) = s(p, T) - s_{0c} = 0; \quad (7.12)$$

уравнение, характеризующее заданный параметр сечения сопла

$$\varphi_2(p, T) = 0. \quad (7.13)$$

В качестве термодинамических параметров обычно выбирают температуру и давление и находят их из системы уравнений (7.12), (7.13). Затем вычисляют химический состав и свойства продуктов сгорания, соответствующие найденным значениям температуры и давления. Используя данные о свойствах и параметрах продуктов сгорания в начальном и рассматриваемом сечениях, вычисляют другие необходимые параметры.

Решение системы нелинейных уравнений (7.12) — (7.13) обычно выполняют методом Ньютона. Для определения поправок к температуре ΔT и давлению Δp применяют метод Ньютона к уравнениям (7.12) и (7.13), в результате чего получается система двух линейных уравнений:

$$\begin{aligned} a_{11}\Delta T + a_{12}\Delta p &= -\varphi_1(p^{(n)}, T^{(n)}); \\ a_{21}\Delta T + a_{22}\Delta p &= -\varphi_2(p^{(n)}, T^{(n)}), \end{aligned} \quad (7.14)$$

где $a_{i1} = (\partial\varphi_i/\partial T)_p$; $a_{i2} = (\partial\varphi_i/\partial p)_T$; $i = 1, 2$.

Значения функций φ_1 и φ_2 в уравнениях (7.14) определяют подстановкой в уравнения (7.12) и (7.13) параметров продуктов сгорания, вычисленных при текущих значениях температуры $T^{(n)}$ и дав-

ления $p^{(n)}$. Коэффициенты a_{ij} в уравнениях (7.14) также выражают через параметры продуктов сгорания и вычисляют при $p^{(n)}$, $T^{(n)}$. Для наиболее характерных вариантов расчета эти коэффициенты приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Уравнения для расчета температуры и давления в заданном сечении сопла

Заданный параметр сечения сопла	Определенный параметр сечения сопла	Исходная система уравнений	Линеаризованная система уравнений для расчета поправок
$p^{(0)}$	T	$s - s_{0c} = 0$ $p = \text{const}$	$c_p \Delta \ln T = -(s - s_{0c})$ $\Delta p = 0$
$\epsilon^{(0)} = p_{0c}/p$	T	$s - s_{0c} = 0$ $p = p_{0c}/\epsilon$	$c_p \Delta \ln T = -(s - s_{0c})$ $\Delta p = 0$
$\bar{F}^{(0)} = F/F_*$	p, T	$s - s_{0c} = 0$ $\frac{Q_* w_*}{Q w} - \bar{F}^{(0)} = 0$	$\alpha_p \frac{p}{Q} \Delta \ln p - \frac{c_p}{T} \Delta T = s - s_{0c}$ $Q \left(\beta_T - \frac{1 - \alpha_p T}{Q w^2} \right) \Delta \ln p -$ $-\left(\alpha_p + \frac{c_p}{w^2} \right) \Delta T = \ln \frac{\bar{F}^{(0)}}{\bar{F}}$
$M^{(0)} = w/a$	p, T	$s - s_{0c} = 0$ $\sqrt{2(i_T - i)/a} - M^0 = 0$	$\alpha_p \frac{p}{Q} \Delta \ln p - \frac{c_p}{T} \Delta T = s - s_{0c}$ $\left(\frac{1}{2} + \frac{1 - \alpha_p T}{w^2} \frac{p}{Q} - \frac{1}{2} \beta_T p \right) \times$ $\times \Delta \ln p + \left(\frac{c_p}{w^2} + \frac{\alpha_p}{2} \right) \Delta T = \ln \frac{M^0}{M}$
$T^{(0)}$	p	$s - s_{0c} = 0$ $T = \text{const}$	$\alpha_p \frac{p}{Q} \Delta \ln p = s - s_{0c}$ $\Delta T = 0$

В программах для ЭВМ обычно используют следующую последовательность вычислений:

а) задают в нулевом приближении (например, по таблицам газодинамических функций) давление $p^{(0)}$ и температуру $T^{(0)}$, т. е. $p^{(n)}$ и $T^{(n)}$, $n=0$, либо один из этих параметров, если другой известен;

б) выполняют расчет равновесного состава и свойств продуктов сгорания при $p^{(n)}$, $T^{(n)} = \text{const}$;

в) вычисляют коэффициенты a_{ij} и поправки Δp и ΔT ;

г) уточняют значения давления и температуры по формулам
 $p^{(n+1)} = p^{(n)} + \Delta p; T^{(n+1)} = T^{(n)} + \Delta T;$ (7.15)

д) контролируют точность расчета p и T по значениям функции $|\varphi_1| < \varepsilon_1$ и $|\varphi_2| < \varepsilon_2$, где ε_1 и ε_2 — заданные малые величины. Если точность не достигнута, расчет повторяется с пункта (б) с использованием уточненных значений давления $p^{(n+1)}$ и температуры $T^{(n+1)}$.

Для улучшения сходимости метода Ньютона вместо поправок Δp и ΔT целесообразно использовать логарифмические поправки $\Delta \ln p$ и $\Delta \ln T$ к неизвестным $\ln p$ и $\ln T$.

7.3.3. НЕКОТОРЫЕ ВАРИАНТЫ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ В ЗАДАННОМ СЕЧЕНИИ СОПЛА

Широко применяемые варианты расчета параметров в заданном сечении сопла указаны в табл. 7.1. Среди этих вариантов наиболее употребительный — расчет процесса течения от условий в камере сгорания до заданного давления в сопле. Задача расчета — определить равновесный химический состав, свойства рабочего тела и температуру при этом давлении. По этим данным можно определить и другие необходимые параметры.

Если задана температура окончания процесса течения, то неизвестным является соответствующее этой температуре давление рабочего тела.

Особенность вариантов расчета, когда заданы число Маха M или геометрическая степень расширения \bar{F} , состоит в том, что заранее неизвестны и температура, и давление. Важным частным случаем этих вариантов является расчет течения до местной скорости звука ($M=1$ или $\bar{F}=1$), необходимый для определения параметров потока в критическом сечении.

7.3.4. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ЗАМОРОЖЕННОГО ТЕЧЕНИЯ

Если рассматривать замороженное течение от некоторых известных начальных условий, то условие постоянства состава при замороженном течении записывается следующим образом:

$$x_q = x_{q \text{ нач}} = \text{const}; \quad (7.16)$$

$$z_q = z_{q \text{ нач}} = \text{const},$$

и, следовательно,

$$\mu = \mu_{\text{нач}} = \text{const}, \quad (7.17)$$

где x_q — мольная, z_q — массовая доля вещества q в продуктах сгорания.

Температура или давление, или оба этих параметра в рассматриваемом сечении сопла определяются в результате решения системы уравнений (7.12) и (7.13), химический состав известен из соотношений (7.16). Поэтому отпадает необходимость решения сложной системы уравнений химического равновесия при уточнении температуры или давления. Кроме того, при решении системы

уравнений (7.14) в расчетах должны использоваться свойства продуктов сгорания, найденные без учета изменения химического состава (замороженные свойства).

7.3.5. ТЕЧЕНИЕ С ВНЕЗАПНЫМ ЗАМОРАЖИВАНИЕМ

Комбинируя варианты расчета, приведенные выше, можно рассчитать и иные, кроме рассмотренных, модели процесса течения. Так, например, модель течения с внезапным замораживанием описывается равновесным течением до заданной температуры или давления (в зависимости от того, как заданы условия замораживания) и далее — замороженным течением до назначенного параметра выходного сечения сопла.

7.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ТЕЧЕНИЯ

7.4.1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА

После выполнения термодинамического расчета химического состава, термодинамических свойств и параметров рабочего тела для входного и любого другого сечения сопла по известным соотношениям можно определить параметры процесса течения.

Скорость продуктов сгорания в заданном сечении

$$\omega = \sqrt{2(i_t - i)}, \quad (7.18)$$

где ω в м/с, если i в Дж/кг.

Удельная площадь сечения

$$f = \frac{F}{\dot{m}} = \frac{1}{\omega \rho} = \frac{R_0 T}{\omega p}, \quad (7.19)$$

где f в м²·с/кг, R_0 в Дж/(моль·К), ω в м/с, p в Па.

Геометрическая степень расширения сопла (относительная площадь сечения)

$$\bar{F} = F/F_* = f/f_* \quad (7.20)$$

Удельный импульс в пустоте

$$I_{y, \infty} = \omega_a + f_a p_a \quad (7.21)$$

Если ω_a в м/с, f_a в м²·с/кг, p_a в Па, то $I_{y, \infty}$ имеет размерность м/с.

Удельный импульс на высоте H

$$I_{yH} = I_{y, \infty} - f_a p_H \quad (7.22)$$

Удельный импульс при $p_a = p_H$

$$I_y = I_{y, \infty} - f_a p_a = \omega_a \quad (7.23)$$

Расходный комплекс

$$\beta = \frac{p_{0c} F_*}{\dot{m}} = p_{0c} f_* = \frac{p_{0c}}{p_*} \frac{R_0 T_*}{\omega_* \mu_*} ; \quad (7.24)$$

размерность β — м/с.

Тяговый комплекс в пустоте

$$K_{p,n} = I_{y,n} / \beta. \quad (7.25)$$

Используя формулы (7.22) — (7.23), можно определить тяговый комплекс на высоте H и при $p_a = p_H$.

7.4.2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СООТНОШЕНИЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

Для процесса течения от давления p_{0c} до давления p принимают справедливым уравнение изоэнтропы, записываемое в виде $pv^n = \text{const}$, где n — средний показатель изоэнтропы. Для входного и любого другого сечения сопла из уравнения изоэнтропы имеем следующую связь между параметрами:

$$p_{0c} v_{0c}^n = pv^n. \quad (7.26)$$

Средний показатель изоэнтропы, определяемый по связи между давлением и удельным объемом, в случае рабочего тела постоянного химического состава не зависит от выбора температуры и давления в начальной и конечной точках изоэнтропийного процесса течения. В реагирующем рабочем теле из-за различной степени диссоциации продуктов сгорания в зависимости от температуры и давления уравнение (7.26) является аппроксимирующей зависимостью, и значение n зависит от выбора параметров начальной и конечной точек процесса. С учетом уравнения состояния из уравнения (7.26) получаем формулу для n в виде

$$n = \ln(p_{0c}/p) / \left(\ln \frac{p_{0c}}{p} \frac{RT}{R_{0c}T_{0c}} \right). \quad (7.27)$$

При $p = p_*$ и $RT = R_*T_*$ получим значение n для аппроксимации параметров процесса течения на участке сопла от входа до критического сечения; при $p = p_a$ и $RT = R_aT_a$ — от входа в сопло до выходного сечения.

Все приводимые ниже формулы для расчета параметров потока могут быть получены из следующих известных уравнений:

уравнения Бернулли для изоэнтропийного процесса

$$\frac{n}{n-1} \frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} = \text{const}; \quad (7.28)$$

уравнения изоэнтропы (7.26) в виде

$$p/\rho^n = \text{const} \quad (7.29)$$

и уравнения состояния

$$p/\rho = RT. \quad (7.30)$$

Так, из уравнения Бернулли, принимая $w_{0c} = 0$ и учитывая уравнения (7.29) и (7.30), получаем известную формулу для скорости потока

$$w = \sqrt{2 \frac{n}{n-1} R_{0c}T_{0c} \left[1 - \left(\frac{p}{p_{0c}} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]}; \quad (7.31)$$

из выражения для скорости звука $a^2 = (\partial p / \partial \rho)_s$ в результате дифференцирования уравнения (7.29) выводим формулу

$$a = \sqrt{nRT^*}; \quad (7.32)$$

из условия $w_* = a$, уравнений (7.28) и (7.29) получаем соотношения для параметров в критическом сечении:

$$\frac{R_* T_*}{R_{0c} T_{0c}} = \frac{n}{n+1}; \quad \frac{p_*}{p_{0c}} = \left(\frac{n}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (7.33)$$

Скорость продуктов сгорания на выходе из сопла определяется подстановкой значения $p = p_a$ в уравнение (7.31). При $p = p_*$ получаем формулу для расчета скорости газа в критическом сечении:

$$w_* = \sqrt{\frac{2n}{n+1} R_{0c} T_{0c}}. \quad (7.34)$$

Если вместо давления на выходе или в любом другом сечении сопла задана относительная площадь \bar{F} , то для определения отношения p/p_{0c} применяют известные газодинамические соотношения:

$$\bar{F} = \frac{F}{F_*} = \frac{1}{q(\lambda)}; \quad \frac{p}{p_{0c}} = \pi(\lambda), \quad (7.35)$$

где $q(\lambda)$ и $\pi(\lambda)$ — газодинамические функции приведенной скорости λ , определяемые по n и \bar{F} .

Секундный расход газа через сопло

$$m = F_* w_* \rho_* Q_*.$$

Применяя формулы (7.33) и (7.34), получим

$$\dot{m} = A(n) \frac{p_{0c} F_*}{\sqrt{R_{0c} T_{0c}}}, \quad (7.36)$$

$$\text{где } A(n) = [2/(n+1)]^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \sqrt{n}. \quad (7.37)$$

Удельную площадь сечений сопла можно определить с помощью формул (7.19), (7.35) и (7.36). В результате получим

$$f_* = \frac{\sqrt{R_{0c} T_{0c}}}{A(n) p_{0c}}; \quad (7.38)$$

$$f = f_* / q_\lambda. \quad (7.39)$$

Располагая значениями величин w_a, p_a, f_a, f_* , по формулам (7.21) — (7.25) можно вычислить значения удельного импульса $I_{y, \text{в}}, I_y, I_{yH}$, а также комплекса β и тягового комплекса K_p . Основные величины записываются так:

$$\beta = p_{0c} f_* = \sqrt{R_{0c} T_{0c}} / A(n); \quad (7.40)$$

$$I_{y, \text{н}} = \sqrt{\frac{2(n+1)}{n} R_{0c} T_{0c} z(\lambda_a)}, \quad (7.41)$$

где $z(\lambda)$ — газодинамическая функция потока импульса.

Газодинамические функции приведенной скорости обычно определяют по таблицам этих функций при известных значениях показателя n и одной из функций $\pi(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ или $q(\lambda)$. При необходимости их можно вычислить по формулам

$$\begin{aligned} q(\lambda) &= \left(\frac{n+1}{2}\right)^{\frac{1}{n-1}} \left(1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{n-1}} \lambda; \\ \tau(\lambda) &= 1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2; \\ \pi(\lambda) &= \left(1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2\right)^{\frac{n}{n-1}}; \\ z(\lambda) &= \frac{1}{2} \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right). \end{aligned} \tag{7.42}$$

Связь между числом M и приведенной скоростью λ дается формулой

$$M^2 = 2 \frac{\lambda^2}{n+1} / \left(1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2\right). \tag{7.43}$$

При выполнении расчетов с помощью таблиц газодинамических функций приводимое в таблицах отношение теплоемкостей κ принимают равным n .

Таким образом, для выполнения расчетов по газодинамическим соотношениям необходимо задать значение $R_{oc}T_{oc}$ (из расчета параметров процесса горения), параметр выходного сечения сопла (p_w , T_w , \bar{F}_w , M_w) и средний показатель изоэнтропы n . При определении параметров в дозвуковой части сопла лучшие результаты получаются при выборе n , рассчитанного по перепаду p_{oc}/p_* , а в сверхзвуковой части — по перепаду p_{oc}/p .

В любом случае результаты расчета содержат погрешность по сравнению с параметрами, найденными термодинамическим расчетом. Эта погрешность возникает из-за применения уравнения изоэнтропы в виде (7.26), которое используется во всех расчетных формулах, в том числе и при выводе уравнения энергии (7.28). Погрешность может достигать нескольких процентов и зависит от вида топлива и выбора сечения сопла, по параметрам в котором рассчитан показатель n . Поэтому газодинамические соотношения применяют для определения приближенных значений параметров, необходимых для предварительного расчета и анализа. Подробные сведения о погрешностях расчетов при использовании газодинамических соотношений даны в первом томе справочника [79].

7.5. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПО ДИАГРАММАМ И НОМОГРАММАМ

В некоторых случаях результаты термодинамических расчетов могут быть представлены не только в табличной форме для каждого конкретного задания, но и в виде термодинамических диаграмм или номограмм. Диаграммы и номограммы широко применялись до внедрения ЭВМ в практику термодинамических расчетов.

Каждая диаграмма строится для конкретного топлива или рабочего вещества с заданным элементарным химическим составом. Для жидких ракетных топлив диаграмма соответствует обычно заданному коэффициенту избытка окислителя $\alpha_{ок}$.

На рис. 7.2 приведена $i-s$ диаграмма для продуктов сгорания керосина с кислородом при $\alpha_{ок}=0,7$. Ход расчета по диаграмме следующий. Точку, характеризующую состояние на входе в сопло, определяют заданным давлением $p=p_{0c}$ и энтальпией топлива $i=i_T$ (например, точка A на диаграмме рис. 7.2). В этой точке температура, определяемая по диаграмме, равна T_{0c} , энтропия s_{0c} . Состояние рабочего тела на выходе из сопла (i_a и T_a) определяют заданным давлением на выходе p_a и значением энтропии $s_a=s_{0c}$ (точка B).

Скорость течения рассчитывают по формуле (7.18), либо непосредственно находят по специальной шкале. Если на диаграмме нанесены изохоры, то с ее помощью можно найти диаметр выходного сечения сопла и другие параметры потока. Все это можно определить при различных сочетаниях давления p_{0c} и p_a и начальной энтальпии топлива (подогрев или охлаждение компонентов, уточнение теплоты образования и т. п.). Основными недостатками такой диаграммы являются ограниченность одним конкретным составом топлива, погрешность, возникающая вследствие ошибок при построении и считывании величин с графиков. Поэтому не всегда оправданы большие затраты труда и времени на ее составление.

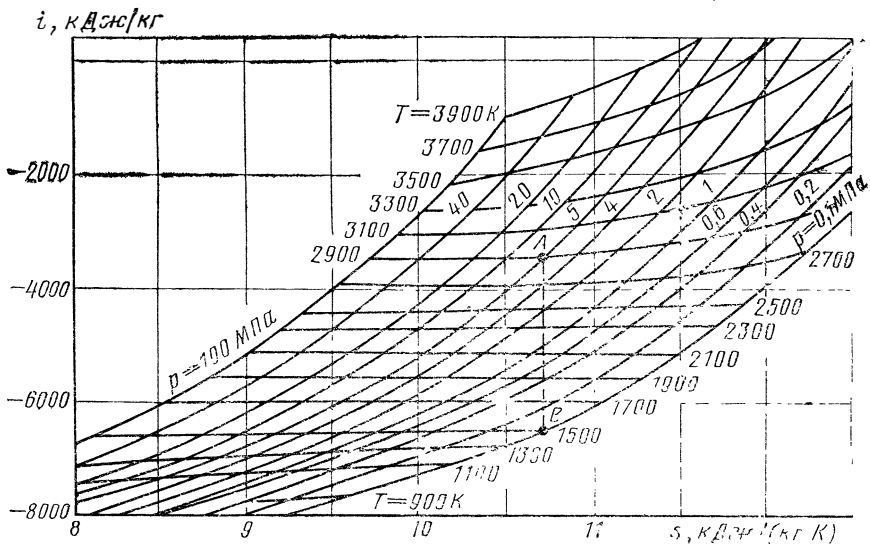


Рис. 7.2. $i-s$ диаграмма для продуктов сгорания кислородо-керосинового топлива ($\alpha_{ок}=0,7$)

Более широкое значение могут иметь энтропийные диаграммы для рабочих веществ, подвергающихся нагреву от независимого источника энергии (например в ядерных двигателях). Одной такой диаграммой можно охарактеризовать возможности данного вещества в очень широком диапазоне изменения давления и температуры.

Для термодинамического расчета ракетного двигателя можно пользоваться также номограммами, компактно представляющими зависимости параметров продуктов сгорания от соотношения ком-

понентов топлива, давления на входе в сопло p_{0c} и давления на выходе из сопла p_a . Для каждого параметра строится отдельная номограмма, позволяющая находить требуемый параметр одним наложением линейки. Такие номограммы, рассчитываемые на ЭВМ,

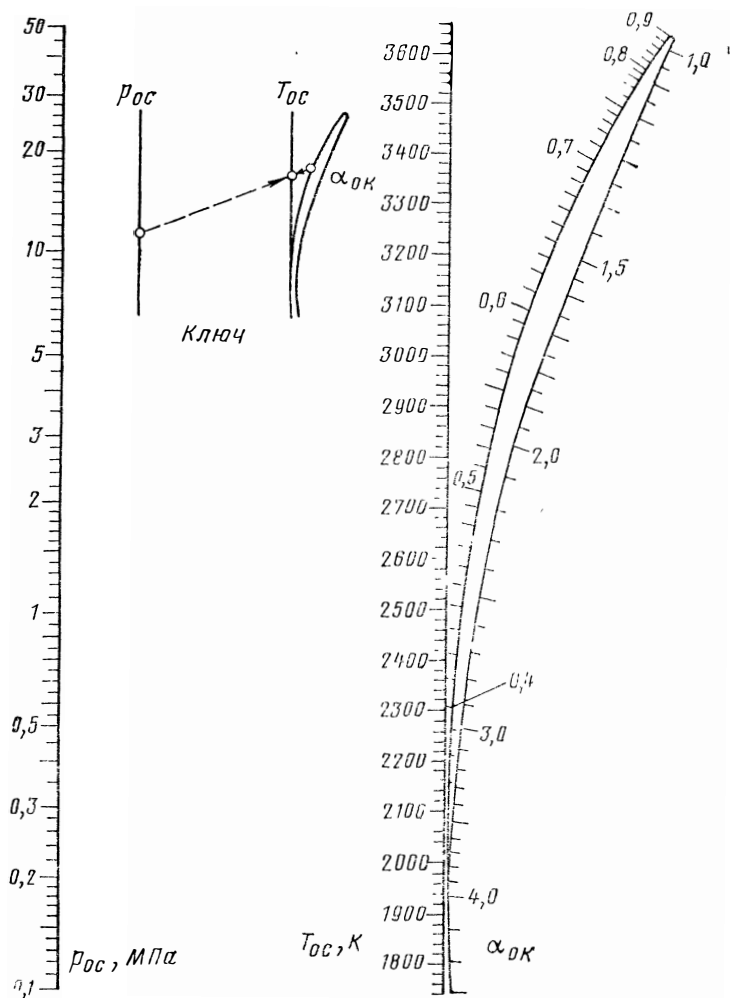


Рис. 7.3. Номограмма для температуры продуктов сгорания топлива $\text{N}_2\text{O}_4 + (\text{CH}_3)_2\text{NNH}_2$

весьма удобны для быстрых оценок значений параметров. В качестве примера на рис. 7.3 приведена номограмма для температуры T_{0c} продуктов сгорания топлива $\text{N}_2\text{O}_4 + (\text{CH}_3)_2\text{NNH}_2$ *.

* Номограмма построена канд. техн. наук Даутовым Э. А. по разработанной им методике.

ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТ ОСНОВНЫХ ФАКТОРОВ

8.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Термодинамические характеристики включают в себя величины, определяющие химический состав рабочего тела, а также основные термодинамические параметры процессов, осуществляемых в камере двигателя.

Для химических топлив, состоящих из окислителя и горючего, одним из параметров, от которого зависят термодинамические характеристики, является соотношение компонентов. В жидком топливе оно может изменяться при работе двигателя. Состав твердого топлива характеризуется обычно массовыми долями окислителя и горючего, которые задают при изготовлении топлива. Представление термодинамических характеристик в зависимости от соотношения компонентов необходимо для правильного выбора топлива и для анализа параметров двигателя.

Другим независимым фактором является давление на выходе из камеры сгорания p_{0c} . При выбранных компонентах топлива и их соотношении κ давление p_{0c} однозначно определяет равновесный химический состав рабочего тела, его молекулярную массу и температуру.

Равновесный химический состав и энтальпия рабочего тела в сопле зависят от давления и температуры в выбранном сечении. При фиксированных условиях на входе в сопло обе эти величины определяются степенью расширения газа ε или относительной площадью выбранного сечения \bar{F} , а также степенью равновесности процесса.

Изменение таких термодинамических характеристик, как температура, молекулярная масса, давление, желательно знать на протяжении всего тракта камеры. Важнейшие термодинамические характеристики — комплекс β и удельный импульс I_y — являются обобщенными величинами. Наиболее часто используются их равновесные значения, для удельного импульса — значения в пустоте.

8.2. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Термодинамические характеристики обычно представляют в табличной или графической форме, однако в ряде случаев целесообразным оказывается применение аналитических зависимостей.

Приемлемым видом аналитической зависимости любого параметра φ от независимой переменной x может быть полином третьей степени, аппроксимирующий функцию φ в диапазоне изменения аргумента $x_1 - x_2$:

$$\varphi = a_0 + a_1 \tilde{x} + a_2 \tilde{x}^2 + a_3 \tilde{x}^3, \quad (8.1)$$

где $\tilde{x} = (x - x_1)/(x_2 - x_1)$.

Как видно, диапазон изменения \tilde{x} составляет $0 \leq \tilde{x} \leq 1$, что позволяет просто определить коэффициенты полинома, используя значения функций и ее первых производных в точках $\tilde{x}_1 = 0$ и $\tilde{x}_2 = 1$ на границах интервала. В качестве параметра x могут быть выбраны энтальпия топлива, давление p_{0c} и p_a , степень расширения \bar{F}_a или ϵ_a .

Как показывают расчеты, приемлемую точность дает также экстраполяционная формула вида

$$\Delta\varphi = \varphi_1 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right) \Delta x, \quad (8.2)$$

где $\Delta x = x - x_1$.

Во многих случаях более высокая точность достигается, если использовать в формулах не сами величины φ и \tilde{x}_i , а их логарифмы и логарифмические частные производные.

Значения параметра φ_1 и φ_2 известны из термодинамического расчета, вывод формул для частных производных дается ниже.

Термодинамические характеристики продуктов сгорания в общем случае являются функцией двух любых независимых термодинамических параметров (например, давления и температуры, давления и энтальпии и т. п.) и переменных, характеризующих химический состав топлива (коэффициента избытка окислителя, массовых долей компонентов топлива, содержания химического элемента в топливе). Параметры продуктов сгорания на входе в сопло обычно определяют по энтальпии $i_T = i_{0c}$ и давлению $p = p_{0c}$, а в любом другом сечении сопла — по давлению p и энтропии $s = s_{0c}$. Поэтому в качестве независимых термодинамических переменных удобно использовать эти параметры. Обычно частные производные определяются при постоянном элементарном составе топлива ($\alpha_{ок} = \text{const}$). Поэтому коэффициент избытка окислителя не вводится в рассмотрение как независимая переменная.

Предположим, что давление продуктов сгорания на входе в сопло изменилось на величину dp_{0c} , а их энтальпия — на di_{0c} . Тогда полное изменение некоторого термодинамического параметра продуктов сгорания $\varphi(p_{0c}, i_{0c})$ на входе в сопло равно

$$d\varphi_{0c} = \left(\frac{\partial\varphi_{0c}}{\partial p_{0c}}\right)_{i_{0c}} dp_{0c} + \left(\frac{\partial\varphi_{0c}}{\partial i_{0c}}\right)_{p_{0c}} di_{0c}. \quad (8.3)$$

В частности, применяя эту формулу и соотношения табл. 6.1 для определения полного изменения энтропии, имеем

$$ds_{0c} = \frac{1}{T_{0c}} (di_{0c} - v_{0c} dp_{0c}). \quad (8.4)$$

Полное изменение некоторого термодинамического параметра продуктов сгорания $\varphi(p, s)$ в любом сечении сопла равно

$$d\varphi = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial p}\right)_s dp + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial s}\right)_p ds. \quad (8.5)$$

Изменение параметра φ в некотором сечении сопла при изменении независимых переменных в камере сгорания можно найти из уравнений (8.4) и (8.5) при условии $s = s_{0c}$, т. е. $ds = ds_{0c}$:

$$d\varphi = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial p} \right)_s dp + \frac{1}{T_{0c}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial s} \right)_p (di_{0c} - v_{0c} dp_{0c}). \quad (8.6)$$

Для термодинамических функций ($\varphi = i, T, \rho$) и молекулярной массы ($\varphi = \mu$) частные производные $(\partial \varphi / \partial s)_p$, $(\partial \varphi / \partial p)_s$ определяются по соотношениям табл. 6.1 с использованием уравнения состояния. Частные производные таких параметров, как удельный импульс, расходный комплекс, относительная площадь и др., выражаются через производные термодинамических функций и молекулярной массы с привлечением формул (7.21) — (7.24). Как видно, в любом случае при постоянном элементарном составе топлива производные $(\partial \varphi / \partial s)_p$ и $(\partial \varphi / \partial p)_s$ рассчитываются по параметрам продуктов сгорания, найденным в результате термодинамического расчета.

Уравнение (8.6) позволяет найти не только полное, но и любое частное изменение параметра φ , необходимое для определения коэффициентов полинома (8.1) и применения формулы (8.2).

Например, найдем частную производную вида $(\partial \varphi / \partial i_{\tau})_{p_{0c}, p}$, характеризующую влияние изменения энтальпии топлива на изменение параметра φ . Применение формулы (8.6) при $di_{\tau} = di_c$, $dp_{0c} = 0$, $dp = 0$ дает

$$\left(\frac{\partial \ln \varphi}{\partial i_{\tau}} \right)_{p_{0c}, p} = \frac{1}{\varphi T_{0c}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial s} \right)_p. \quad (8.7)$$

В частности, при φ , равном соответственно T_c , β и $I_{y,п}$ получаем

$$\left(\frac{\partial \ln T_{0c}}{\partial i_{\tau}} \right)_{p_{0c}} = 1/c_{pc} T_{0c}; \quad (8.8)$$

$$\left(\frac{\partial \ln \beta}{\partial i_{\tau}} \right)_{p_{0c}} = \frac{\alpha_{p*} T_*}{c_{p*} T_{0c}} - \frac{T_{0c} - T_*}{a_*^2 T_{0c}}; \quad (8.9)$$

$$\left(\frac{\partial \ln I_{y,п}}{\partial i_{\tau}} \right)_{p_{0c}, p_a} = \frac{1}{I_{y,п}} \left[\frac{T_{0c} - T_a}{\omega_a T_{0c}} + p_a f_a \left(\frac{\alpha_{pa} T_a}{c_{pa} T_{0c}} - \frac{T_{0c} - T_a}{\omega_a^2 T_{0c}} \right) \right]. \quad (8.10)$$

Ниже приводятся преимущественно графические зависимости, наглядно иллюстрирующие влияние основных факторов. Коэффициенты, необходимые для применения зависимостей (8.1) и (8.2), приводятся в справочнике [79].

8.3. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СООТНОШЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ ТОПЛИВА

Для жидких ракетных топлив параметром, определяющим соотношение компонентов, является коэффициент избытка окислителя $\alpha_{ок}$.

Зависимость равновесного состава продуктов сгорания от $\alpha_{ок}$ имеет сложный характер, специфичный для определенных классов топлив. В качестве примера на рис. 8.1 приведены равновесный состав в мольных долях продуктов сгорания топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$ и соответствующие значения температуры T_{0c} и средней молекулярной массы μ_{0c} .

На рис. 8.2 в функции от α_{OK} показано изменение температуры и молекулярной массы продуктов сгорания того же топлива при различных давлениях. Зависимость температуры равновесной газовой смеси в камере сгорания T_{oc} от α_{OK} имеет максимум. При отсутствии диссоциации максимум в большинстве случаев должен соответствовать стехиометрическому составу топлива, т. е. $\alpha_{OK}=1$. Вследствие диссоциации этого не наблюдается. Как видно из рис. 8.2, максимум T_{oc} лежит в области $\alpha_{OK}<1$.

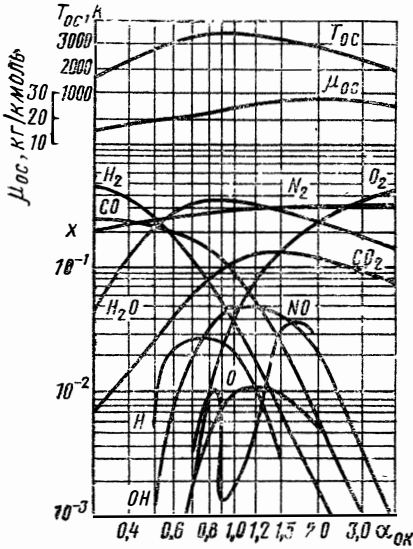


Рис. 8.1. Зависимость параметров продуктов сгорания от α_{OK} :

топливо $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$, $p_{oc}=5$ МПа

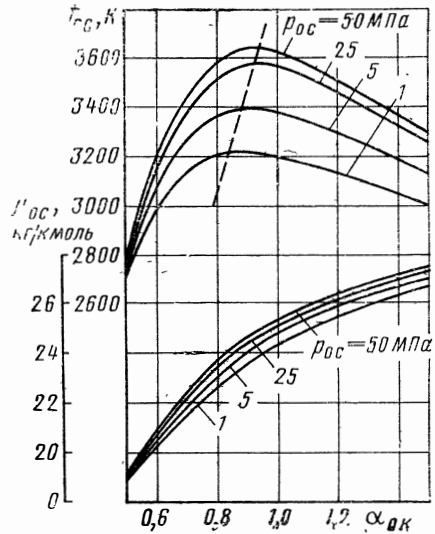


Рис. 8.2. Зависимость T_{oc} и μ_{oc} от α_{OK} :

топливо $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$

Точное положение максимума определяется для различных топлив лишь термодинамическим расчетом. Естественно, что оно зависит от давления, сказывающегося на интенсивности диссоциации.

Характерно значительное уменьшение молекулярной массы в камере сгорания μ_{oc} при уменьшении α_{OK} , т. е. при увеличении содержания в смеси продуктов неполного сгорания.

На рис. 8.3 приведены характерные зависимости расходного комплекса β и удельного импульса $I_{уд}$ от α_{OK} в случае равновесного и замороженного течения. Как видно, зависимости β и $I_{уд}$ от α_{OK} имеют максимумы.

Показатели равновесного течения выше, чем замороженного. Это объясняется тем, что в случае равновесного течения часть выделившегося при рекомбинации молекул тепла превращается в кинетическую энергию и, следовательно, увеличивает скорость потока и удельный импульс.

Интересно, что удельный импульс при равновесном течении больше удельного импульса при замороженном течении, в то вре-

мя как разность температур больше в процессе замороженного течения. Дело в том, что удельный импульс определяется не разностью температур, а разностью энтальпий в процессе течения.

Как видно на рис. 8.4, несмотря на то, что разность температур больше при замороженном течении, разность энтальпий больше при равновесном. Объясняется это существенной разницей теплоемкостей рабочего тела при равновесном и замороженном течении ($c_p > c_{pf}$), что было показано в гл. VI.

Разница в удельных импульсах при равновесном и замороженном течении зависит, главным образом, от природы топлива. Для топлив с высокой температурой горения T_{oc} разница может достигать 5—10%. Коэффициенты $\alpha_{ок}$, соответствующие максимальным значениям β и $I_{y.п}$, при замороженном течении меньше, чем при равновесном.

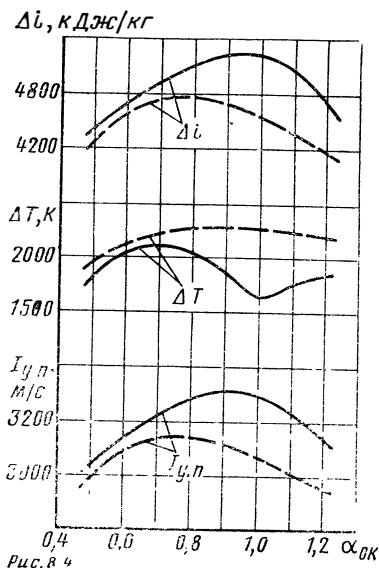


Рис. 8.4

Рис. 8.4. Сравнение удельного импульса при равновесном и замороженном течении (условия и обозначения по рис. 8.3)

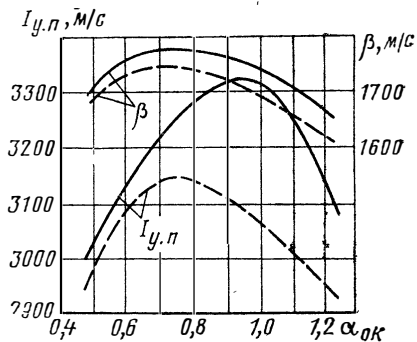


Рис. 8.3. Зависимость комплекса β и удельного импульса в пустоте от $\alpha_{ок}$:

— — равновесное течение;
 - - - замороженное течение; топливо $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$; $p_{oc} = 25$ МПа; $p_a = 0,1$ МПа

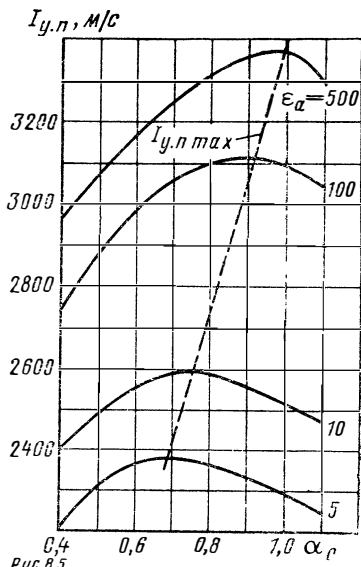


Рис. 8.5

Рис. 8.5. Зависимость $I_{y.п}$ от $\alpha_{ок}$ при различных значениях p_{oc} и ϵ_α ($p_a = 0,1$ МПа = const): топливо $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$

На рис. 8.5 показано изменение удельного импульса в пустоте в зависимости от $\alpha_{ок}$ для равновесного течения продуктов сгорания при различных значениях давления в камере сгорания $p_{0с}$ и степени расширения газа в сопле ($p_a \cong 0,1 \text{ МПа} = \text{const}$). Характерным для этого и других топлив является приближение значений $\alpha_{ок}$, отвечающих максимумам температуры и удельного импульса, к единице при увеличении давления $p_{0с}$. Теоретически при $p_{0с} = \infty$ диссоциация полностью подавляется и максимальные значения $I_{y,п}$ достигаются при $\alpha_{ок} = 1$.

Значения $\alpha_{ок}$, соответствующие максимальным значениям $I_{y,п}$, можно назвать термодинамически оптимальными. Максимумы зависимости $I_{y,п} = I_{y,п}(\alpha_{ок})$ могут быть довольно пологими.

Зависимости термодинамических характеристик твердых ракетных топлив от содержания окислителя в топливе принципиально те же, что и для топлив ЖРД.

8.4. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ДАВЛЕНИЯ ВО ВХОДНОМ СЕЧЕНИИ СОПЛА

Влияние давления $p_{0с}$ на температуру и молекулярную массу продуктов в камере сгорания можно было видеть на рис. 8.2. На рис. 8.6 эти зависимости показаны в явном виде. Их характер объясняется ослаблением диссоциации при повышении $p_{0с}$.

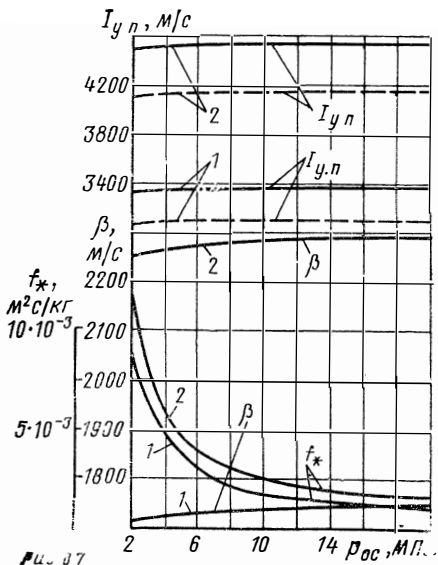
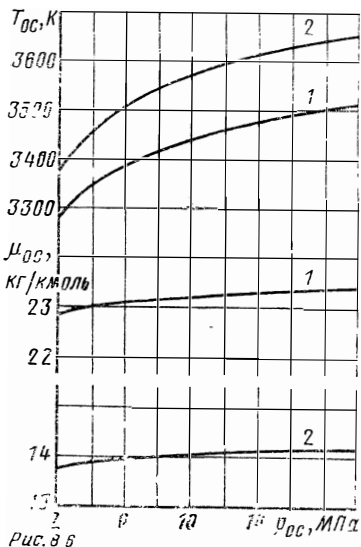


Рис. 8.6. Зависимость $T_{0с}$ и $\mu_{0с}$ от $p_{0с}$ ($\alpha_{ок} = 0,8$); топливо:

1— $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$; 2— $(O_2)_ж + (H_2)_ж$

Рис. 8.7. Зависимость комплекса β , удельного импульса в пустоте и удельной площади критического сечения от $p_{0с}$ ($\alpha_{ок} = 0,8$):

— — — $p_{0с}/p_a = 100$; — — — $p_{0с}/p_a = 1000$ (топлива по рис. 8.6)

На рис. 8.7 приведены зависимости комплекса β и удельного импульса в пустоте $I_{y.п}$ от давления p_{0c} при равновесном течении. Величина $I_{y.п}$ определена при постоянной степени расширения газа в сопле ϵ_a , и различным значениям p_{0c} в этом случае соответствуют одинаковые значения геометрической степени расширения сопла \bar{F}_a .

Как видно, влияние p_{0c} на комплекс β небольшое. Оно различно для разных топлив, несколько усиливается при значительной диссоциации. Обычно изменение комплекса β в характерном диапазоне p_{0c} не превосходит 1—3%, в связи с чем в предварительных расчетах эту величину для данного топлива ($\alpha_{ок} = \text{const}$) часто считают постоянной. Слабую зависимость β от p_{0c} можно объяснить, анализируя формулу (7.40). При отсутствии диссоциации значения $\sqrt{R_{0c} T_{0c}}$ и $A(n)$ не зависят от давления p_{0c} , и, следовательно, значение β также не должно зависеть от давления. В случае диссоциированных продуктов сгорания при увеличении p_{0c} температура T_{0c} возрастает, а газовая постоянная R_{0c} уменьшается, увеличение $\sqrt{R_{0c} T_{0c}}$ при этом оказывается небольшим.

Влияние p_{0c} на удельный импульс в случае $p_a = \text{const}$ или $\epsilon_a = \text{const}$ несколько более значительно, особенно для сильно диссоциированных продуктов сгорания или нагрева. Это влияние менее ощутимо при больших степенях расширения газа в сопле ϵ .

Характер зависимостей β и $I_{y.п}$ от p_{0c} также объясняется изменением интенсивности диссоциации и сопутствующей ей рекомбинации при различных уровнях давления.

Представляет интерес оценить влияние p_{0c} на удельный импульс в пустоте для камеры с постоянным соплом ($\bar{F}_a = \text{const}$).

Расчеты показывают, что при изменении давления p_{0c} на порядок (от 3 до 30 МПа) удельный импульс $I_{y.п}$ может увеличиваться на 20—50 м/с. Объясняется это увеличением $R_{0c} T_{0c}$, изменением свойств рабочего тела вследствие изменения интенсивности диссоциации, ростом из-за этого отношения давлений ϵ_a и, в конечном итоге, увеличением разности энтальпий в сопле.

Частные производные, характеризующие изменение параметра φ в зависимости от изменения p_{0c} при i_{0c} , $p_a = \text{const}$ можно получить из формулы (8.6) при условии dp_a , $d\alpha_{ок}$, $di_{0c} = 0$. В частности, если параметр φ равен T_{0c} , β или $I_{y.п}$, имеем

$$\left(\frac{\partial \ln T_{0c}}{\partial \ln p_{0c}} \right)_{i_{0c}} = \frac{R_0}{c_p \mu_{0c}} (\alpha_p T_{0c} - 1); \quad (8.11)$$

$$\left(\frac{\partial \ln \beta}{\partial \ln p_{0c}} \right)_{i_{0c}} = 1 - \frac{R_0}{\mu_{0c}} \left(\frac{T_*}{a_*^2} + \frac{\alpha_p T_*}{c_{p*}} \right); \quad (8.12)$$

$$\left(\frac{\partial \ln I_{y.п}}{\partial \ln p_{0c}} \right)_{i_{0c} p_{0c}} = \frac{R_0}{I_{y.п} \mu_{0c}} \left[\frac{T_a}{w_a} - p_a f_a \left(\frac{T_a}{w_a^2} + \frac{\alpha_p T_a}{c_{pa}} \right) \right]. \quad (8.13)$$

8.5. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СТЕПЕНИ РАСШИРЕНИЯ ГАЗА ИЛИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ СТЕПЕНИ РАСШИРЕНИЯ СОПЛА

Эту зависимость удобно анализировать при фиксированном давлении в начальном сечении сопла. Для данного рабочего тела степень расширения газа ε и геометрическая степень расширения \bar{F} связаны между собой однозначно (рис. 8.8), поэтому достаточно рассмотреть одну из форм зависимости.

На рис. 8.9 показано изменение основных параметров рабочего тела в зависимости от \bar{F} при равновесном и замороженном течении. Обращает на себя внимание, в частности, практически одна и та же для обоих случаев кривая $\rho = \rho(\bar{F})$.

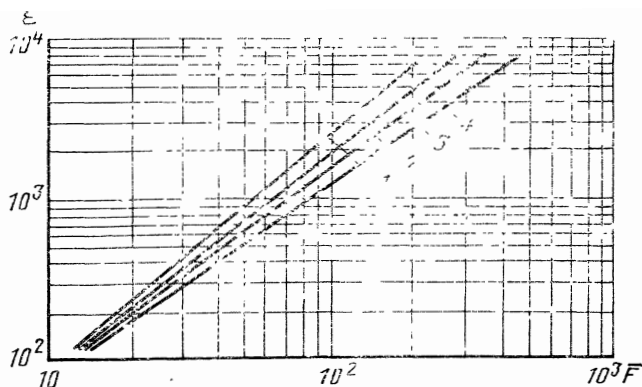


Рис. 8.8. Соотношение между ε и \bar{F} для различных топлив ($p_{0c}=25$ МПа):

1— $(F_2)_ж + (H_2)_ж$ ($\alpha_{ок}=0,6$); 2— $(O_2)_ж + (H_2)_ж$ ($\alpha_{ок}=0,6$); 3— $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$ ($\alpha_{ок}=0,8$); 4— $(O_2)_ж +$ керосин ($\alpha_{ок}=0,8$)

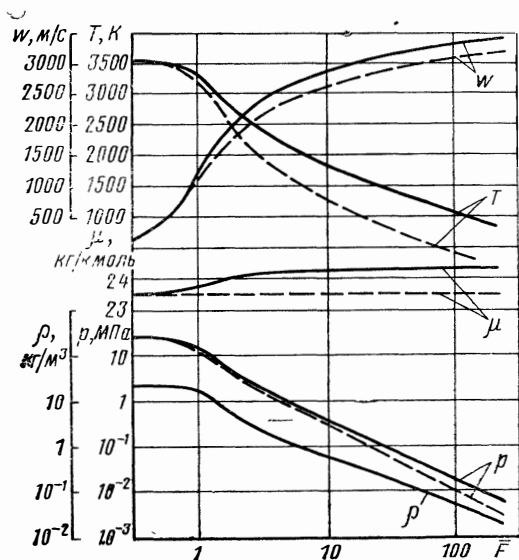


Рис. 8.9. Типичное изменение параметров рабочего тела в сопле ($\alpha_{ок}=0,8$; $p_{0c}=25$ МПа)

топливо $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$;
 — равновесное течение;
 - - - замороженное течение

Частные производные, необходимые для интерполяции или экстраполяции параметра φ по ε или \bar{F} , получаются из формулы (8.6) при условии $di_{0c}, dp_{0c}=0$. В частности, если параметр φ равен $I_{y,\pi}$ или \bar{F} , имеем

$$\left(\frac{\partial \ln \bar{F}}{\partial \ln \varepsilon}\right)_{i_{0c}, p_{0c}} = \frac{\beta_T p_a}{\alpha_a} - \frac{R_0 T_a}{\mu_a \omega_a^2}; \quad (8.14)$$

$$\left(\frac{\partial \ln I_{y,\pi}}{\partial \ln \varepsilon}\right)_{i_{0c}, p_{0c}} = \frac{1}{I_{y,\pi}} \left\{ \frac{R_0 T_a}{\mu_a \omega_a} + p_a f_a \left[\left(\frac{\partial \ln \bar{F}}{\partial \ln \varepsilon}\right)_{i_{0c}, p_{0c}} - 1 \right] \right\}; \quad (8.15)$$

$$\left(\frac{\partial \ln I_{y,\pi}}{\partial \ln \bar{F}}\right)_{i_{0c}, p_{0c}} = \frac{(\partial \ln I_{y,\pi} / \partial \ln \varepsilon)_{i_{0c}, p_{0c}}}{(\partial \ln \bar{F} / \partial \ln \varepsilon)_{i_{0c}, p_{0c}}}; \quad (8.16)$$

$$\left(\frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln \bar{F}}\right)_{i_{0c}, p_{0c}} = \frac{1}{(\partial \ln \bar{F} / \partial \ln \varepsilon)_{i_{0c}, p_{0c}}}. \quad (8.17)$$

8.6. ОСОБЕННОСТИ ЗАВИСИМОСТЕЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Как известно, в точках фазового перехода (начала плавления твердой фазы или исчезновения жидкой и наоборот) имеют разрыв производные по температуре термодинамических функций: энтальпии, энтропии, внутренней энергии и др. Термодинамические свойства, зависящие от производных термодинамических функций — скорость звука, теплоемкости и другие, терпят в точках фазового перехода разрыв.

Во многих случаях температура двухфазных продуктов в камере сгорания превышает температуру плавления конденсата, и в начале процесса течения последний находится в жидком состоянии. В процессе течения температура продуктов становится в некотором сечении сопла равной температуре плавления. Дальше при равновесном течении процесс идет изотермически до тех пор, пока не завершится переход всего конденсата в твердую фазу.

На рис. 8.10 схематично показано изменение температуры двухфазных продуктов в сопле при наличии участка кристаллизации конденсата. На участках до точки A и после точки B скорость звука в реагирующей смеси определяется выражением (6.16):

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_s = \kappa RT \left[1 + \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln p}\right)_T \right]^{-1}.$$

На участке $A-B$, где в соответствии с условием фазового равновесия все процессы протекают изотермически, скорость звука

$$a_T^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_{s,T} = RT \left[1 + \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln p}\right)_T \right]^{-1}.$$

При этом из-за изменения общего давления смеси изменяется массовая доля жидкой (и соответственно твердой) части конденсата в продуктах сгорания.

Сравнение формул для a^2 и a_T^2 показывает, что на участке AB равновесная скорость звука в κ раз меньше, чем в соседних точках,

где процесс не связан с условием изотермичности. Схематически изменение скорости звука показано на рис. 8.10. В точках *A* и *B* скорость звука скачком изменяется в κ раз; на участке *AB* она незначительно возрастает из-за уменьшения молекулярной массы газовой фазы при изотермическом уменьшении давления.

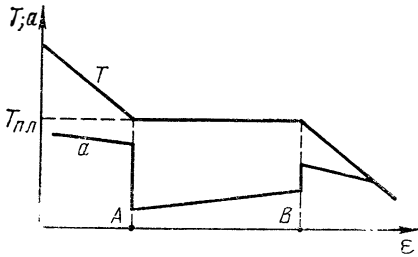


Рис. 8.10. Изменение температуры *T* и скорости звука *a* двухфазных продуктов в сопле при наличии участка кристаллизации конденсата

Отмеченные и другие особенности гетерогенных смесей объясняют необычный вид зависимостей характеристик гетерогенных продуктов сгорания от $\alpha_{ок}$, $\rho_{ос}$ и ϵ . На рис. 8.11 показана зависимость температуры $T_{ос}$ от $\alpha_{ок}$ и $\rho_{ос}$ для топлива $(O_2)_{ж} + BeH_2$. В зависимости от $\alpha_{ок}$ и $\rho_{ос}$ в продуктах сгорания этого топлива в конденсированном состоянии могут находиться либо *Be* и *BeO*, либо только *BeO*; при этом содержа-

ние конденсата зависит как от $\alpha_{ок}$, так и от $\rho_{ос}$. Участки $T = 2828 \text{ K} = \text{const}$ на кривых соответствуют температуре плавления окиси бериллия, другие изломы кривых зависимостей $T_{ос} = f(\alpha_{ок})$ при $T_{ос} > T_{пл}$ или $T_{ос} < T_{пл}$ — переходу из конденсированного в га-

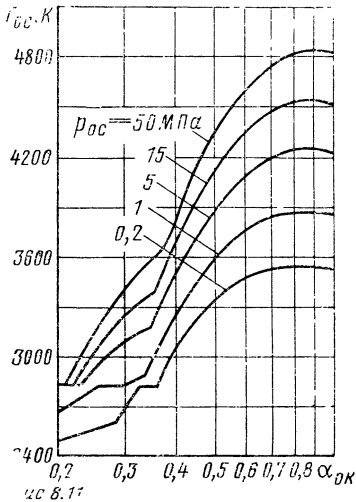


Рис. 8.11. Зависимость $T_{ос}$ от $\alpha_{ок}$ и $\rho_{ос}$: топливо $(O_2)_{ж} + BeH_2$

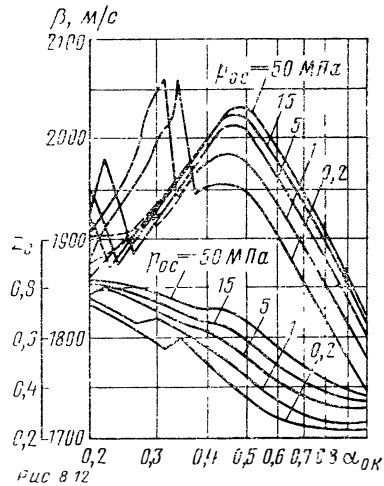


Рис. 8.12. Зависимость расходного комплекса β и массовой доли конденсата на входе в сопло z_c от $\alpha_{ок}$ и $\rho_{ос}$: топливо $(O_2)_{ж} + BeH_2$; — с учетом кристаллизации конденсата; --- без учета кристаллизации

зобразное состояние атомарного бериллия. На рис. 8.12 для того же топлива показана зависимость расходного комплекса β и массовой доли конденсата на входе в сопло z_c от $\alpha_{ок}$ и $p_{ос}$. Как следует из формулы (7.24), значение β зависит от параметров в критическом сечении, при этом положение критического сечения определяется либо условием $w_* = a$ (фазовый переход до критического сечения или после него), либо условиями $w_* = a_T$, $T_* = T_{пл} = \text{const}$.

Для продуктов сгорания рассматриваемого топлива указанные случаи могут иметь место, чем и объясняется вид зависимости $\beta = f(\alpha_{ок})$ на рис. 8.12. Зависимости $I_{y,пл} = f(\alpha_{ок})$ при $p_{ос}$, $\varepsilon = \text{const}$ более гладкие.

В реальном случае протекание процесса кристаллизации лимитируется как скоростью передачи тепла от частиц газу, так и кинетикой процесса кристаллизации вещества капли. Предельным случаем неравновесности является случай, когда частицы конденсата остаются в процессе течения в жидком переохлажденном состоянии. На рис. 8.12 пунктирными линиями показана зависимость β от $\alpha_{ок}$ для случая без кристаллизации. Как и следовало ожидать, эти параметры имеют меньшее значение по сравнению с параметрами равновесного течения из-за отсутствия подвода теплоты кристаллизации.

Интерполяционные и экстраполяционные формулы вида (8.1) и (8.2) для параметров гетерогенных продуктов сгорания следует применять с большой осторожностью, предварительно проанализировав вид графических зависимостей термодинамических характеристик от различных факторов.

8.7. СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ ПО ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

Наиболее полно представлены термодинамические характеристики многих топливных композиций в составленном под руководством академика В. П. Глушко десятитомном справочнике «Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания» [79]. Все сведения, приводимые в справочнике, получены расчетом на ЭВМ по оригинальным методам и программам. Источниками необходимых данных о компонентах топлива и продуктов сгорания служат справочники «Термические константы веществ» [77] и «Термодинамические свойства индивидуальных веществ» [78]. Поэтому справочник «Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания» логически завершает комплекс трех взаимосогласованных и органически связанных справочников [77—79].

В первом томе справочника [79] излагаются методы расчета, дается описание программ для ЭВМ. Рекомендуются способы учета отклонений от идеальных термодинамических характеристик.

Основное содержание II—IX томов составляет подробная информация о термодинамических и теплофизических характеристиках примерно 60 применяемых и исследуемых топливных композиций. Форма представления информации — табличная и графическая.

В широком диапазоне изменения коэффициента избытка окислителя, давления в камере сгорания (0,1—50 МПа) и степени расширения газа (10—5000) приводятся равновесный состав, энтальпия, энтропия, температура, молекулярная масса, теплоемкости, скорость звука, коэффициенты вязкости и теплопроводности продуктов сгорания, а также характеристики процессов, осуществляемых с такими рабочими телами: скорость потока, удельный импульс в пустоте, расходный комплекс, средний показатель изоэнтропы расширения, удельная и относи-

тельная площади сопла. Приводятся сведения о погрешностях термодинамического расчета.

Для получения сведений в точках, не представленных в таблицах, в справочнике даны коэффициенты экстраполяционных и интерполяционных формул.

Для ориентировки в содержании II—IX т. справочника ниже приводится табл. 8.1. В клетках таблицы, образуемых пересечением строки «окислитель» и столбца «горючее», указан номер тома, в котором приведена подробная информация о продуктах сгорания данного топлива.

В завершающем X т. справочника в компактной форме приведены основные характеристики продуктов сгорания около 500 топливных композиций, которые могут представить интерес для поисковых исследований и оценки перспектив применения.

8.8. ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Погрешности рассчитанных идеальных значений параметров продуктов сгорания определяются математической погрешностью метода расчета и погрешностями исходных данных о химическом составе и энтальпии топлива, о термодинамических свойствах индивидуальных компонентов продуктов сгорания.

При выполнении расчетов параметров на ЭВМ математическая погрешность метода расчета незначительна. Константы, по значениям которых контролируется процесс окончания последовательных приближений, при вычислении равновесного состава и параметров выбираются таким образом, чтобы обеспечить условия: ΔT_{oc} , $\Delta T_a < 1\text{K}$, $\Delta \beta$, $\Delta I_{y.u} \leq 0,2\text{ м/с}$, $\Delta \bar{F} < 0,01\%$ и т. д. С такой математической погрешностью приводятся справочные данные по свойствам продуктов сгорания [79].

8.8.1. ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЙ В ИСХОДНЫХ ДАННЫХ О ТОПЛИВЕ

Исходными данными о топливе являются его химический состав и энтальпия. Компоненты топлив являются техническими веществами, в них наряду с основным веществом присутствуют примеси. В стандартах на ряд технических веществ, служащих компонентами топлив, регламентируется содержание основных веществ и примесей. Данные об энтальпиях веществ заимствуются из справочных изданий [77], в которых обычно указываются и соответствующие погрешности.

Основу методов оценки влияния изменений исходных данных о топливе составляют рассмотренные ранее экстраполяционные формулы.

Для группы жидких топлив необходимые коэффициенты экстраполяционных формул приведены в справочнике [79].

8.8.2. ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ КОМПОНЕНТОВ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Рассмотренные методы термодинамического расчета равновесного химического состава и параметров продуктов сгорания основаны на использовании данных об энтальпии i_q^0 и энтропии S_q^0 для каж-

дого индивидуального вещества. Погрешности ΔI_q и ΔS_q^0 приводят к соответствующим погрешностям рассчитанных параметров продуктов сгорания.

Однако погрешности ΔI_q и ΔS_q^0 нельзя принимать независимыми. При вычислении S_q^0 и $(H_T^0 - H_0^0)_q$ для газообразных веществ используются одни и те же молекулярные постоянные для расчета статистической суммы и ее частной производной по температуре; для конденсированных веществ — экспериментальные значения теплоемкостей, температур и теплот фазовых (полиморфных) превращений. Поэтому при оценке погрешностей термодинамического расчета следует исходить не из погрешностей ΔI_q и ΔS_q^0 , а из погрешностей других, более «элементарных» для данного индивидуального вещества величин.

Во втором томе справочника [79] рассмотрен общий метод, устанавливающий взаимосвязь между изменением параметра продуктов сгорания φ и изменением некоторого «элементарного» свойства ω_{qk} ($k=1, 2, 3, \dots$).

Обычно погрешность расчета $I_{y, n}$ и T_{oc} мала и составляет десятые доли процента. Более полные данные, в том числе характеризующие вклад каждого элементарного свойства, даны в X т. справочника [79].

8.9. ПАКЕТ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ РАСЧЕТА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Расчет параметров рабочих процессов и свойств продуктов сгорания в настоящее время выполняется на ЭВМ. Возможности вычислительной техники определяют принципы построения и использования программ, применяемых для таких расчетов. Эти возможности в существенной мере зависят от состава системы программного обеспечения вычислительных машин. Система программного (математического) обеспечения — это вся совокупность программ, разработанных и используемых для вычислительных машин или семейства ЭВМ.

Известно, что с расширением области применения вычислительных машин наблюдается процесс усложнения самих решаемых задач. Однако процесс создания систем автоматизированного проектирования (САПР) требует качественного изменения форм и методов обработки данных. Если раньше процесс эксплуатации ЭВМ сводился к разработке и применению набора программ для решения отдельных задач, то в случае разработки САПР необходимо создание крупных интегрированных программных комплексов взаимосвязанных прикладных программ. В связи с этим основным инструментом обработки данных пользователя является не отдельная программа, а элемент интегрированной системы — комплекс программ, предназначенный для решения определенного класса задач. Такой комплекс программ вместе с документацией, необходимой для его установки и эксплуатации, называют пакетом прикладных программ. Прикладные программы — это программы, применяемые для решения конкретных задач в различных областях науки и техники (например, набор программ, реализующих важнейшие математические методы).

Пакет прикладных программ термодинамического расчета является необходимым элементом САПР ракетного двигателя и других изделий, где происходят процессы при высокой температуре.

С помощью программ пакета представляется возможным рассчитать равновесный состав, термодинамические и теплофизические свойства рабочего тела в заданном термодинамическом состоянии, а также параметры рабочих процессов ракетных двигателей и энергоустановок. Термодинамическое состояние задается двумя параметрами состояния A и B ; в качестве параметра состояния могут быть назначены: давление, температура, объем, энтальпия, энтропия и др. Расчет параметров рабочих процессов двигателя состоит в определении идеальных параметров в камере сгорания и сопле.

Пакет прикладных программ построен по принципу программной системы модульной структуры. В качестве примера модулей пакета можно назвать модули расчета состава при $p, T = \text{const}$ или при $q, T = \text{const}$; модули расчета термодинамических свойств, теплофизических свойств; модули вычисления температуры для состояния $i, p = \text{const}$ или $s, p = \text{const}$ и т. п. Модульная структура программ позволяет сравнительно просто добавлять в систему новые программы — модули, производить замену и корректировку отдельных модулей.

Обращение к программной системе реализуется в форме запроса пользователя, который содержит требования к обработке данных и, если необходимо, непосредственно данные. Текст запроса пользователя близок к естественному языку; от пользователя не требуется каких-либо специальных знаний для применения программной системы. Например, текст запроса может указывать, какие химические элементы содержит топливо, какие конкретно свойства продуктов сгорания и параметры процессов необходимо вычислить, а также некоторые дополнительные, характеризующие процесс условия (течение равновесное или замороженное, с учетом или без учета кристаллизации и т. п.).

В соответствии с текстом запроса пользователя программа — монитор пакета создает управляющий модуль рабочей программы и обеспечивает включение в рабочую программу необходимых обрабатывающих модулей из набора модулей программной системы.

Формирование рабочей программы и расчет выполняются под управлением и с участием операционной системы ЭВМ — комплекса программ, входящего в систему математического обеспечения современных ЭВМ. Этот комплекс предназначен для повышения производительности труда программиста и увеличения производительности самих вычислительных систем. В частности, с помощью системных программ осуществляется координация работы различных устройств ЭВМ, диалог оператора с машиной, планирование и управление вычислительным процессом и др., а также перевод программ пользователя с языков высокого уровня на машинные языки, компоновка программы из отдельных программных модулей, отладка и др. С помощью операционной системы ЭВМ при обработке запроса обеспечивается обмен данными с внешними устройствами (прием текста запроса, чтение из библиотек необходимых программ и т. п.). Пользователю, в зависимости от его запроса, выдаются рабочая программа на языках высокого уровня (или после трансляции), либо результаты расчета по рабочей программе, либо то и другое вместе. Рабочая программа средствами операционной системы, либо самим пользователем может быть включена в любую другую его программу.

Таким образом, с помощью современных средств вычислительной техники может быть получена разнообразная информация об идеальных свойствах продуктов сгорания и параметрах рабочих процессов любых ракетных топлив.

Б. ОСНОВЫ ТЕОРИИ РЕАЛЬНЫХ ПОТОКОВ

Глава IX

ОДНОФАЗНОЕ РАВНОВЕСНОЕ ТЕЧЕНИЕ

9.1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ

Теоретические исследования параметров пространственных течений основаны на решении системы уравнений газовой динамики. Важным частным случаем пространственных течений является установившееся осесимметричное безвихревое течение невязкого и нетеплопроводного газа. Для такого течения система уравнений газовой динамики может быть записана в следующем виде:

$$(u^2 - a^2) \frac{\partial u}{\partial x} + uv \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + (v^2 - a^2) \frac{\partial v}{\partial y} = a^2 \frac{v}{y}; \quad (9.1)$$

$$\partial u / \partial y - \partial v / \partial x = 0, \quad (9.2)$$

где u, v — проекции вектора скорости потока w на оси координат X, Y ; ось X направлена вдоль оси сопла, ось Y перпендикулярна к ней. Система дифференциальных уравнений в частных производных (9.1) — (9.2) в зависимости от скорости течения может быть различного типа: эллиптического ($M < 1$), параболического ($M = 1$) или гиперболического ($M > 1$).

Уравнения (9.1) — (9.2) представляют собой систему квазилинейных (т. е. линейных лишь относительно производных) уравнений. Из-за нелинейности уравнений возникают трудности не только при решении уравнений, но и при постановке граничных условий: тип уравнений (эллиптический или гиперболический) зависит от самого определяемого решения, которое в свою очередь должно быть найдено по граничным условиям. В то же время известно, что в зависимости от типа уравнений для определения решения должны быть заданы совершенно различные граничные условия. Для внутренних течений в большинстве случаев оказывается возможным на основе уравнений газовой динамики для одномерного течения (см. гл. VII) предсказать приближенно параметры течения. Нередко такое предсказание получается весьма точным. Например, отличие действительного потока количества движения в выходном сечении сопла от рассчитанного в одномерном приближении обычно не превосходит 2—3%. Поэтому методы расчета (в основном численные) параметров осесимметричного течения на основе решения уравнений (9.1) — (9.2) должны обладать высокой точностью. В зависимости от применяемых методов расчета параметров течения различают прямые и обратные задачи теории сопла.

Решение прямой задачи теории сопла позволяет определять параметры течения при заданной геометрии сопла, что часто пред-

ставляет практический интерес. Основные трудности в связи с нелинейностью уравнений возникают при расчете параметров в до- и трансзвуковых областях течения. Недостатки известных методов решения уравнений для этих областей течения — сравнительно невысокая их точность и большие затраты машинного времени. Прямая задача теории сопла для сверхзвуковых течений обычно решается методом характеристик.

Обратную задачу теории сопла для осесимметричного безвихревого течения можно сформулировать следующим образом на оси сопла задано распределение скорости или давления (плотности); требуется определить семейство поверхностей (линий) тока и параметры течения. Методы обратной задачи теории сопла позволяют рассчитывать параметры течения с более высокой точностью по сравнению с прямыми методами при существенно меньших затратах машинного времени ЭВМ. Алгоритмы решения обратной задачи теории сопла подробно рассмотрены в работе [56].

В результате решения обратной задачи определяются, в частности, координаты линий тока, любая из которых может быть выбрана в качестве контура сопла. Для определения параметров течения в заданном контуре (прямая задача) можно, варьируя параметрами, характеризующими распределение скорости (давления или плотности), подобрать их так, чтобы форма некоторой линии тока с допустимой погрешностью соответствовала заданному контуру.

Исследование течений в соплах и каналах проводится с целью определения их геометрии и параметров потока, которые используются при профилировании, расчете тепло- и массообмена и др. Приводимые в данной главе результаты и рекомендации основаны на экспериментальных данных и результатах численного решения прямой и обратной задач теории сопла [50, 56].

9.2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О ГЕОМЕТРИИ СОПЕЛ

Наиболее распространенным типом сверхзвуковых сопел ракетных двигателей в настоящее время являются круглые сопла Лавалея. Они имеют сужающуюся и расширяющуюся части и соответственно минимальное и критическое сечения. В критическом сечении скорость потока равна местной скорости звука. Если в сопле поверхность перехода от дозвуковой к сверхзвуковой скорости плоская и при течении продуктов сгорания отсутствуют необратимые явления, то и минимальное и критическое сечения сопла совпадают.

Характерные типы круглых сверхзвуковых сопел показаны на рис. 9.1. В зависимости от соотношения скорости потока и местной скорости звука в соплах выделяют дозвуковые, трансзвуковые и сверхзвуковые области течения.

В сужающейся части сопла газ ускоряется от малой скорости на входе до скорости, близкой к скорости звука в минимальном сечении. В отдельных областях минимального сечения скорость потока может превышать местную скорость звука.

Геометрия сужающейся части и окрестности минимального сечения характеризуется (см. рис. 9.1, а) радиусом r_c , углом наклона к оси θ_0 конического участка сопла, радиусом r_1 , сопрягающим конический участок сопла и камеру сгорания, радиусами очертания (скругления) r_2 и r_2^0 вверх и вниз по потоку от минимального сечения.

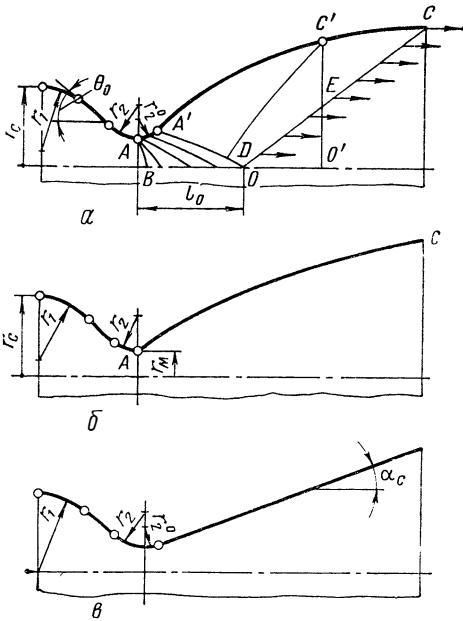


Рис. 9.1. Некоторые типы круглых сверхзвуковых сопел Лавала

При некоторых сочетаниях значений радиусов r_1 и r_2 конический прямолинейный участок в сужающейся части сопла может отсутствовать. При $r_2 \neq 0$ сопло называют соплом с радиусной сужающейся частью, при $\theta_0 \neq 0$ и $r_2 = 0$ — соплом с конической сужающейся частью.

В расширяющейся части при обтекании участка малой кривизны AA' поток увеличивает свою скорость до некоторого заданного значения, например в некоторой точке O на оси сопла. Форма контура AA' влияет на длину так называемого разгонного участка l_0 . Криволинейный контур AA' , при обтекании которого поток ускоряется, в предельном случае может быть заменен изломом контура сопла — угловой точкой A (см. рис. 9.1, б). Контур сопла, имеющий излом, называют контуром сопла с угловой точкой. Обычно излом контура расположен в минимальном сечении, и при обтекании угловой точки поток увеличивает свою скорость до заданной на кратчайшей длине по сравнению с любыми другими способами ускорения потока при обтекании криволинейного контура. После достижения потоком заданного значения скорости его параметры при дальнейшем движении определяются так называемым выравнивающим участком контура расширяющейся части $A'C$ или AC (см. рис. 9.1, а, б).

Обычно контур расширяющейся части сопла специально профилируют. Профилированное сопло — это сопло, расширяющаяся часть которого имеет криволинейный контур, спроектированный с целью увеличения эффективности сопла. Если для профилирования при этом используют вариационные методы, то контур профилированного сопла называют экстремальным.

Близким по характеристикам к экстремальному является укороченный контур сопла, расширяющаяся часть которого представляет собой начальный участок расширяющейся части сопла

ла, имеющей контур с равномерной характеристикой.

Контур сопла с равномерной характеристикой — это такой контур, расширяющаяся часть которого обеспечивает параллельный поток в выходном сечении с одинаковой величиной скорости в любой точке этого сечения. В соплах с равномерной характеристикой нет уменьшения тяги и удельного импульса из-за неравномерного распределения параметров потока в выходном сечении.

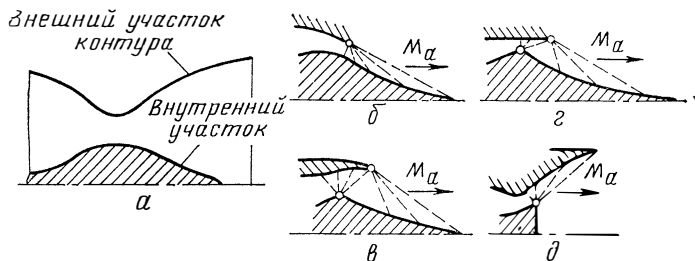


Рис. 9.2. Некоторые схемы кольцевых сопел:

а—кольцевое сопло; б, в, г—штыревое; д—тарельчатое сопло

В некоторых случаях, например, для модельных и сравнительных испытаний применяют конические сопла — круглые сопла, расширяющаяся часть которых, начиная с сечения, близкого к минимальному, имеет прямолинейный контур (см. рис. 9.1, в).

В последнее время активно исследуется возможность применения в ракетных двигателях кольцевых сопел. Кольцевое сопло — осесимметричное сопло, в котором часть или все сечения, нормальные оси симметрии потока, представляют собой кольца. Кольцевые сопла имеют внешний и внутренний участки контура (рис. 9.2).

Частными случаями кольцевых сопел являются штыревое (у контура расширяющейся части почти или полностью отсутствует внешний участок) и тарельчатое (почти или полностью отсутствует внутренний участок) сопла. Схемы таких сопел, в отличие от круглых сопел, многочисленны. Основное их отличие заключается в расположении и величине угла наклона плоскости кольцевого минимального сечения к оси, а также в количестве угловых точек, при обтекании которых происходит расширение газа в сопле.

Наиболее характерные и простые типы кольцевых сопел показаны на рис. 9.2.

9.3. ТЕЧЕНИЕ В СУЖАЮЩЕЙСЯ ЧАСТИ СОПЛА

В зависимости от геометрических параметров сужающейся части сопла возможно различное распределение параметров как вдоль оси, так и вдоль контура сужающейся части. Наиболее типичные случаи течения в сужающейся части рассмотрены ниже.

**9.3.1. СУЖАЮЩАЯСЯ ЧАСТЬ
С ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ ЗВУКОВОЙ ЛИНИЕЙ**

В случае прямолинейной звуковой линии параметры в критическом сечении сопла постоянны, скорость потока равна местной скорости звука и направлена вдоль его оси. Прямолинейная звуковая линия является одновременно и характеристикой первого и второго семейства, поэтому расширяющаяся часть сопла в таких случаях может профилироваться независимо от сужающейся части при условии, конечно, что входной участок обеспечивает плоскую поверхность перехода. Указанные обстоятельства вызывают особый интерес к данному типу сужающейся части.

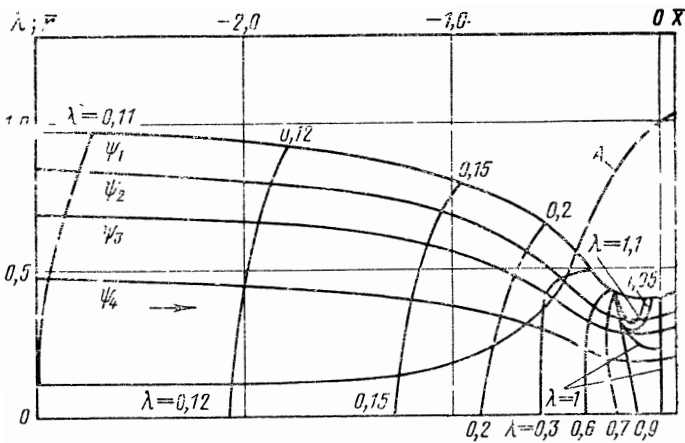


Рис. 9.3. Поле течения в сопле с прямолинейной звуковой линией:
A— $\lambda(x)$ на оси сопла

При решении обратной задачи сопла для обеспечения прямолинейной звуковой линии необходимо задать распределение скорости вдоль оси сопла, имеющее равную нулю первую производную в центре сопла (центр сопла — точка на оси симметрии, в которой $M=1$).

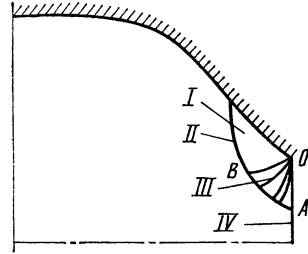
Некоторые типичные результаты расчетов, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, показаны на рис. 9.3. На этом рисунке изображено семейство линий тока ψ_i (каждая из которых может быть выбрана в качестве контура) и линий постоянного значения приведенной скорости λ , кривая A соответствует одномерному расчету распределения λ вдоль оси сопла. Как видно из рисунка, в окрестности прямолинейной звуковой линии ($\lambda=1$) возникают вторая звуковая линия $\lambda=1$, расположенная вверх по потоку, и область сверхзвуковых ($\lambda>1$) течений.

Схематично течение в окрестности прямолинейной звуковой линии показано на рис. 9.4. В области течения между первой и второй звуковыми линиями возникают местные сверхзвуковые зоны и

зоны торможения. При возникновении зон торможения возможен отрыв потока, поэтому указанные зоны нежелательны.

Расчеты и исследования показывают, что для реализации прямолинейной звуковой линии без локальных зон торможения длина сужающейся части должна быть весьма значительной. Однако в таких длинных соплах становится существенным влияние вязкости, что не позволяет практически получить прямолинейную звуковую линию.

Рис. 9.4. Схема течения в окрестности прямолинейной звуковой линии:
 I—сверхзвуковая зона; II—вторая звуковая линия; III—характеристика веера волн сжатия; IV—прямолинейная звуковая линия



Таким образом, течение в соплах с прямолинейной звуковой линией возможно лишь для невязкого газа, при этом сужающаяся часть имеет значительную длину и массу.

9.3.2. РАДИУСНАЯ И КОНИЧЕСКАЯ СУЖАЮЩАЯСЯ ЧАСТЬ

Радиусная сужающаяся часть является наиболее распространенной формой сужающейся части сопел двигателей. Скругление окрестности минимального сечения сопла дугой окружности радиуса r_2 позволяет сократить длину сужающейся части. Однако в этом случае звуковая линия становится криволинейной и на контуре

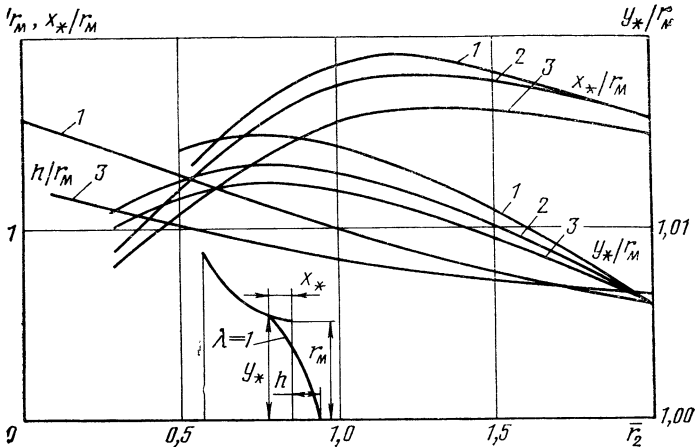


Рис. 9.5. Зависимость координат звуковой линии от \bar{r}_2 и n :
 1— $n=1,14$; 2— $n=1,25$; 3— $n=1,4$

звуковая точка располагается вверх по потоку от минимального сечения. Координаты звуковой линии на контуре и оси сопла в основном зависят от $\bar{r}_2 = r_2/r_m$ и от показателя изоэнтропы n (рис. 9.5); зависимость их от других факторов (θ_0 , \bar{r}_c , \bar{r}_1) не очень существенная.

Контур радиусной или конической сужающейся части сопрягается с контуром камеры сгорания радиусом r_1 . Значение r_1 в основном и определяет особенности изменения параметров потока в этой области.

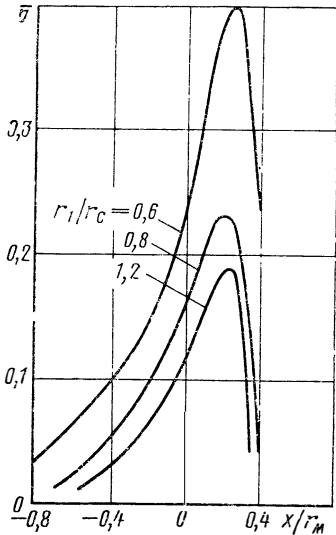


Рис. 9.6. Зависимость повышения давления на контуре от отношения r_1/r_c

Наиболее существенной особенностью течения является возможность повышения давления на контуре и вблизи него, хотя в среднем поток ускоряется и давление должно уменьшаться. Зависимость относительного повышения давления на контуре $\bar{p} = 2(p - p_c)/\rho_c \omega_c^2$ от r_1 показана на рис. 9.6, где значению $x/r_m = 0$ соответствует входное сечение сопла. Как показывают результаты расчетных и экспериментальных исследований, максимальные значения \bar{p} существенно зависят от значения r_1/r_c и весьма слабо от θ_0 , r_c и показателя изоэнтропы n . При малых значениях r_1 ($r_1 < 0,6r_c$) и больших значениях θ_0 из-за значительных положительных градиентов давления у стенки сопла возможен отрыв пограничного слоя, что интенсифицирует теплоотдачу в стенку и может привести к прогару сопла.

Значение угла θ_0 определяет длину сужающейся части: с увеличением θ_0 она уменьшается, что благоприятно сказывается на массе камеры. Кроме того, значение θ_0 влияет на интенсивность теплоотдачи от газа к стенке.

Параметры течения в трансзвуковой области при $r_2 > 0,2r_m$ зависят в основном от r_2 ; зависимость их от θ_0 и \bar{r}_c слабая. Распределение давления на контуре p/p_* в сужающейся части сопла при $1,25 < \bar{r} < 1,5$ не более чем на 2% отличается от распределения, рассчитанного по одномерной теории, а при $\bar{r} > 1,5$ эта разница еще меньше.

Для сопел с конической сужающейся частью характерна большая неравномерность параметров в минимальном сечении.

9.4. ТЕЧЕНИЕ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ЧАСТИ КРУГЛЫХ СОПЕЛ

В случае прямолинейной звуковой линии параметры течения в расширяющейся части сопла могут быть рассчитаны независимо от

результатов расчета течения в сужающейся части. При наличии угловой точки скорость газа на граничной линии тока возрастает на величину, зависящую от угла поворота потока. Если применение сопла с угловой точкой по каким-либо причинам, например из-за условий теплообмена, нецелесообразно, то в качестве участка малой кривизны AA_1 (см. рис. 9.1) можно выбрать некоторую промежуточную линию тока в зоне разрежения при обтекании угловой точки. Расчеты показывают, что эти промежуточные линии тока в сопле с прямолинейной звуковой линией близки по форме к дугам окружности.

Если звуковая линия является криволинейной, то расчет параметров течения в сужающейся и в расширяющейся частях сопла должен производиться совместно. Такой расчет выполняется либо с применением каких-либо единых алгоритмов расчета до-, транс- и сверхзвуковых течений, либо с использованием результатов расчета течения в сужающейся части, если для расчета параметров в расширяющейся части сопла используются какие-либо специальные методы (например, метод характеристик). В последнем случае в качестве исходных данных используются координаты характеристики второго семейства, исходящей из минимального сечения, и распределение параметров на этой характеристике. Указанные данные зависят в основном от радиуса скругления \bar{r}_2 .

Расчеты и эксперименты в то же время показывают, что если выбрана форма разгонного участка AA' (см. рис. 9.1), то форма сужающейся части (радиус \bar{r}_2 , угол θ_0) оказывает незначительное влияние на распределение числа M вдоль оси на разгонном участке (в отличие от распределения на контуре).

Ниже рассматриваются некоторые особенности течения в конических соплах и на участке выравнивания профилированных сопел.

9.4.1. КОНИЧЕСКОЕ СОПЛО

Сопло с конической расширяющейся частью имеет наиболее простую геометрию. Параметры течения в такой расширяющейся части зависят от значений радиусов r_2 и r_2^0 , угла раствора сопла α_c (см. рис. 9.1, в), а также от показателя изоэнтропы расширения n .

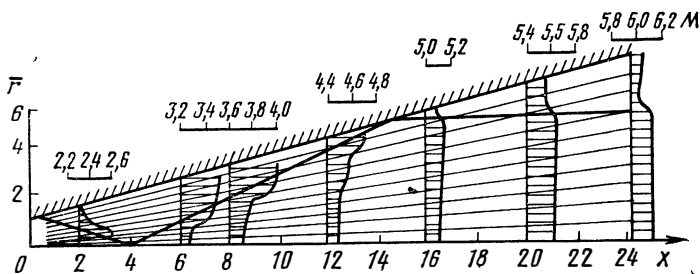


Рис. 9.7. Распределение чисел Маха по сечениям, положение ударных волн и линий тока в коническом сопле:

$$\bar{r}_2 = 2; \bar{r}_2^0 = 0,5; \alpha_c = 15^\circ$$

Типичная картина распределения параметров в коническом сопле показана на рис. 9.7. Характерной особенностью течения являются ударные волны, возникающие в окрестности точки сопряжения радиусного и конического участков сопла. Интенсивность ударной волны увеличивается по мере приближения к оси симметрии.

Ударные волны возникают из-за разрыва второй производной уравнения контура $\bar{r}(\bar{x})$ в точке сопряжения радиусного и конического участков.

Зависимость параметров течения от радиуса скругления области минимального сечения \bar{r}_2 объясняется влиянием этого радиуса на параметры течения в трансзвуковой области, на форму звуковой линии и распределение параметров на характеристике второго семейства, на интенсивность ударной волны. Однако влияние \bar{r}_2 проявляется лишь в сравнительно ограниченной области от минимального сечения до точки сопряжения с коническим участком. Вниз по потоку от этой точки зависимость параметров от \bar{r}_2 практически отсутствует.

Влияние радиуса скругления r_2^0 (см. рис. 9.1, в) на параметры течения несколько больше, чем влияние r_2 , но также сравнительно невелико. Поскольку ударная волна зарождается в окрестности точки сопряжения, при увеличении r_2^0 ударная волна на оси и стенке сдвигается вниз по потоку.

Наиболее существенное влияние на параметры течения оказывает значение угла раствора α_c . Например, расчеты показывают, что при $\alpha_c = 5^\circ$ и достаточной длине сопла происходит трехкратное отражение ударной волны от контура и оси симметрии, в то время как при $\alpha_c = 20^\circ$ — лишь однократное отражение от оси.

При увеличении α_c сокращаются длина сопла и его поверхность (если $\bar{F}_a = \text{const}$), в связи с чем уменьшаются потери импульса из-за трения, а также масса сопла. Однако одновременно возрастают потери из-за рассеяния вследствие неравномерного распределения параметров в выходном сечении. При уменьшении угла α_c падают потери из-за рассеяния и одновременно увеличиваются масса сопла и потери из-за трения вследствие увеличения длины и поверхности.

Таким образом, существует некоторое оптимальное значение α_c , обеспечивающее минимум потерь тяги. Однако оптимальные углы α_c в конических соплах довольно малы ($\alpha_c \approx 10 \dots 15^\circ$). Поэтому длина сопла и его масса получаются значительными, особенно для камер, имеющих большие значения \bar{F}_a . Из-за увеличения конечной массы ухудшаются характеристики аппарата. Увеличение поверхности сопла означает увеличение теплоотвода от продуктов сгорания, т. е. затрудняет охлаждение сопла. Возможны и другие ограничения, например сложность управления поворотным соплом и т. п.

9.4.2. ПРОФИЛИРОВАННОЕ СОПЛО

В качестве контура выравнивающего участка сопла обычно выбирают линию тока. Ее координаты определяют в результате численного расчета параметров течения между двумя характеристиками

разных семейств: характеристикой второго семейства $A'O$ и характеристикой первого семейства, исходящей из точки O на оси сопла, либо из некоторой точки D на характеристике $A'O$ (см. рис. 9.1).

Для расчета параметров течения могут быть использованы также методы обратной задачи теории сопла, когда задается распределение параметров (скорости или давления) вдоль оси сопла. В качестве примера на рис. 9.8 приведены результаты такого решения [56].

Характеристика второго семейства $A'O$ является последней характеристикой разгонного участка. Параметры на этой характеристике обычно определяют из условия достижения потоком в точке O заданной скорости (или числа M_0).

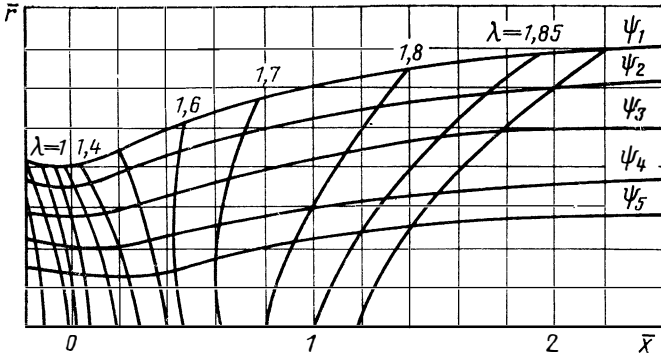


Рис. 9.8. Поле течения в расширяющейся части профилированного сопла

В качестве характеристики, исходящей из точки O на оси сопла (характеристика OC на рис. 9.1, a), обычно выбирают так называемую равномерную характеристику с постоянными параметрами потока на ней (и равными значениями параметров потока в точке O); в частности, вектор скорости на характеристике OC параллелен оси сопла. Таким образом, течение, существенно неоднородное между характеристиками $A'O$ и OC , приближается к одномерному по мере приближения к характеристике OC и после этой характеристики становится одномерным.

Требуемый контур сопла, например AC' (см. рис. 9.1, a) получается укорочением контура (линии тока) до заданной (отмеряемой вдоль оси сопла) длины или радиуса r . В укороченном сопле одномерное течение вдоль оси имеет место лишь в области EOO' ; на участке выходного сечения $C'E$ параметры потока не постоянны и вектор скорости направлен под углом к оси сопла. Из-за наличия участка с неравномерными параметрами тяга камеры с укороченным соплом меньше тяги камеры с идеальным соплом, для которого принята модель одномерного течения.

Вместо характеристик OC может быть выбрана какая-либо другая характеристика, однако чаще всего таковой является экстремальная характеристика DC с заданными координатами точки C' , на которой распределение параметров находится в результате решения некоторой вариационной задачи (например задачи о контуре сопла заданной длины и геометрической степени расширения с минимальными потерями тяги). Параметры течения в укороченном и экстремальном соплах несколько отличаются, поэтому различаются и сами их контуры, являющиеся линиями тока.

9.5. ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

Тепловая защита стенок во многих случаях предполагает организацию низкотемпературного пристеночного слоя, например: путем создания вблизи стенок области с избытком горючего в продуктах сгорания, путем подачи генераторного газа или применения выгорающих теплозащитных покрытий и т. п. В таких случаях в сопле происходит течение сред, обладающих различными физическими свойствами.

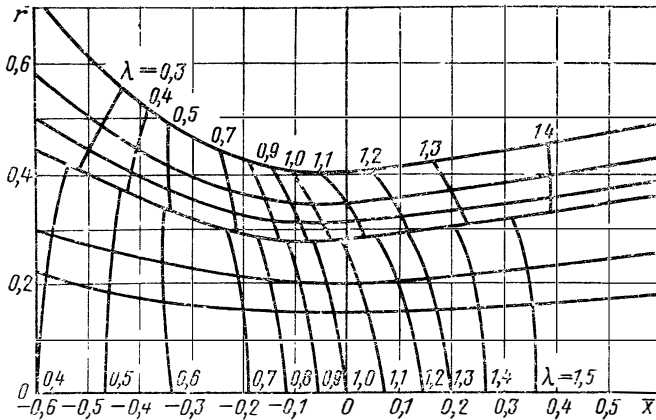


Рис. 9.9. Поле течения двухслойного потока

Основным допущением при расчете параметров течения является предположение об отсутствии смешения слоев продуктов сгорания с различными физическими свойствами. Поэтому указанные течения являются течениями, содержащими поверхности тангенциального разрыва параметров продуктов сгорания и течения. Типичные результаты расчета параметров двухслойных течений показаны на рис. 9.9 (значение показателя изоэнтропии в ядре потока $n=1,14$, в пристеночном слое $n=1,4$). Обращает на себя внимание различное положение звуковой линии в слоях и заметное различие в значениях λ в расширяющейся части сопла.

Если контур сопла спрофилирован в предположении течения однородной физической среды со средним показателем изэнтропы расширения n_1 , то при наличии двухслойного течения (ядро потока, где показатель изэнтропы $n = n_1$; пристеночный слой, где $n = n_2$, $n_2 > n_1$) в окрестности угловой точки может возникнуть положительный градиент давления. Его возникновение возможно вследствие разного уменьшения давления в потоках с неодинаковыми значениями n при поворотах потока на один и тот же угол при обтекании

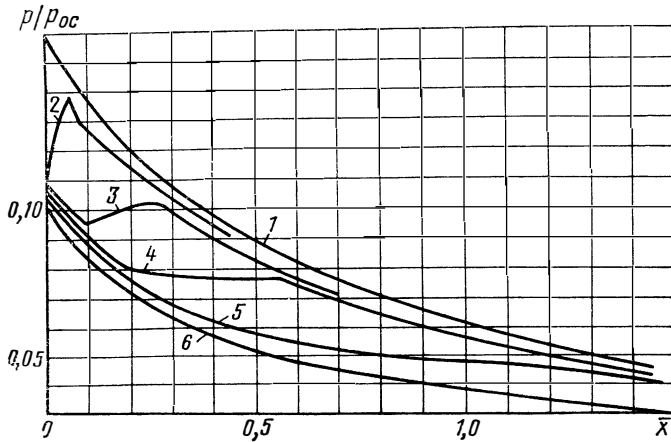


Рис. 9.10. Распределение давления вдоль контура при двухслойном течении

угловой точки. Некоторые типичные результаты расчетов распределения давления на стенке показаны на рис. 9.10 (кривая 1 соответствует однослойному течению при $n = 1,14$, кривые 2—6 — двухслойному течению при $n_1 = 1,14$, $n_2 = 1,4$ и при относительных расходах в пристеночном слое соответственно 1, 5, 10, 20, 30%).

Расчеты показывают, что при скруглении угловой точки радиусом $r_2^0 > (0,3 \dots 0,5)r$ положительный градиент давления на контуре сопла не возникает.

9.6. ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ В КОЛЬЦЕВЫХ СОПЛАХ

Течения в кольцевых и круглых соплах имеют много общего. Характерная картина распределения приведенной скорости λ и линий тока ψ в кольцевом сопле (любая пара линий тока ψ может быть выбрана в качестве образующих контура сопла) показана на рис. 9.11. Как и в обычных круглых соплах Лавала, в дозвуковой области течения, начиная с некоторых значений ψ , на верхних и нижних линиях тока возникает положительный градиент давления, звуковая линия смещается вверх по потоку от минимального сечения. Положительные градиенты давления могут возникать и в сверхзвуковой области на некоторых линиях тока в связи с резким поворотом и перерасширением потока на них.

Особый интерес представляет исследование течений в штыревых и тарельчатых соплах на режимах перерасширения. На этих режимах, как показывают эксперименты, течение представляет

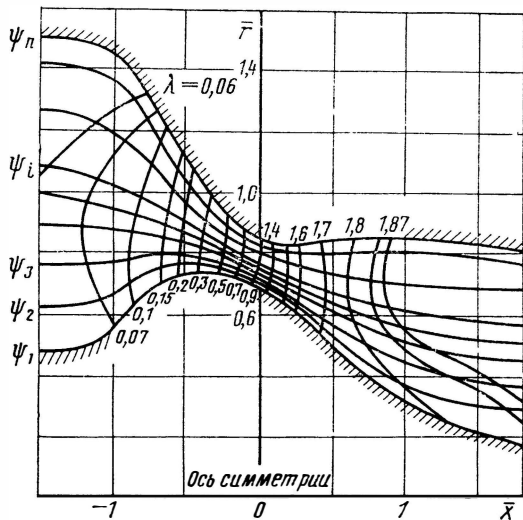


Рис. 9.11. Поле течения в кольцевом сопле

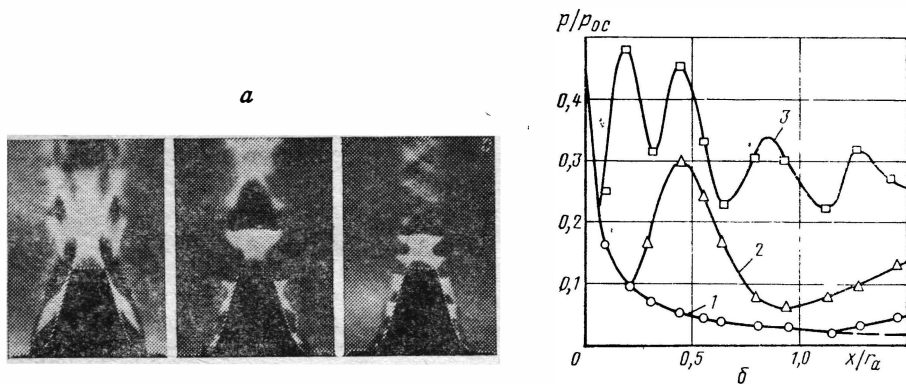


Рис. 9.12. Течение в кольцевом сопле на режимах перерасширения, при различных значениях степени нерасчетности $m = \rho_H / \rho_a$:

1— $m=3$; 2— $m=11,1$; 3— $m=19$; $\kappa=1,4$; $\varepsilon_a=100$

сложную физическую картину с возникновением ряда слабых скачков уплотнения в потоке. В качестве примера на рис. 9.12, а показаны теневые фотографии течения на режимах перерасширения в штыревом сопле, рассчитанном на число M на выходе, равное 3,7, а на рис. 9.12, б — эпюры распределения давления по контуру сопла, соответствующие данным режимам. Расчет параметров тече-

ния и тяги кольцевого сопла на этих режимах является сложной задачей, которую в настоящее время нельзя считать решенной.

Эксперименты показывают, что кольцевые сопла типа штыревого целесообразно применять при значительном укорочении контура. Укорочение производится с помощью отсечения части профилированного контура плоскостью, перпендикулярной оси сопла. Например, сокращение длины контура на 50% практически не приводит к потерям тяги, а сокращение на 80—90% уменьшает тягу не более чем на 1,5—2%. В то же время выигрыш в габаритах оказывается весьма существенным.

Глава X

ОДНОФАЗНОЕ НЕРАВНОВЕСНОЕ ТЕЧЕНИЕ

10.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Значительную часть энергии потока продуктов сгорания составляет энергия диссоциации и энергия колебательных степеней свободы. Распределение энергии системы в равновесном состоянии определяется внешними условиями, характеризующими равновесие (например, температурой и давлением). Если внешние условия изменяются, в системе возникает процесс перехода в равновесное состояние (процесс релаксации). Скорость приближения к равновесию обычно определяют временем релаксации, либо числом столкновений между молекулами, необходимым для установления равновесия.

С уменьшением температуры в потоке из-за снижения эффективности столкновений различные внутренние выравнивающие процессы (энергетическая и химическая релаксация) замедляются и требуют для своего осуществления большего числа столкновений между молекулами, прежде чем будет достигнуто равновесие. Если время достижения равновесия того же порядка, что и время пребывания в сопле, то возможно отклонение от равновесия.

Для того чтобы релаксационный процесс для отдельной степени свободы оказывал влияние на параметры потока, необходимы два условия: время релаксации должно быть сравнимо со временем пребывания и изменение энергии, связанное с процессом релаксации, должно составлять значительную часть общего изменения энергии. С этой точки зрения в камере двигателя (время пребывания 10^{-3} — 10^{-4} с) наиболее важными релаксационными процессами являются процессы установления химического равновесия, как более «медленные» и приводящие к заметному изменению энергии по сравнению с другими видами релаксации. Однако в некоторых случаях может оказаться заметной роль и энергетической неравновесности.

10.2. ХИМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

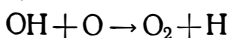
Исследование процессов с учетом конечных скоростей химических реакций требует привлечения химической кинетики — науки о механизме и скоростях химических реакций в зависимости от условий протекания процессов.

Скорость газофазной химической реакции есть изменение количества вещества некоторого компонента i в единице объема в единицу времени, т. е.

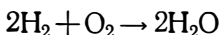
$$W_i = (1/V)(dn_i/d\tau), \quad (10.1)$$

где n_i — количество (кг, молей, молекул) i -го компонента в объеме.

В многокомпонентной газовой смеси скорость W_i обычно определяют в соответствии с правилами формальной химической кинетики. Согласно этим правилам рассматривают только элементарные химические реакции, т. е. реакции, протекающие в одну стадию (за одно столкновение). Например, реакция



элементарна, а реакция



не является элементарной, так как образование воды из молекул H_2 и O_2 проходит в общем случае через ряд стадий с образованием промежуточных продуктов реакций.

Обычно учитывают только моно-, би- и тримолекулярные элементарные реакции. Реакции четвертого и более высоких порядков не рассматривают из-за малой вероятности одновременного столкновения четырех и более частиц.

Скорости элементарных реакций определяют в соответствии с законом действующих масс. Пусть в системе протекает реакция j , в которой в общем случае участвуют q веществ:



где A_i — символ вещества i , ν'_{ij} , ν''_{ij} — стехиометрические коэффициенты (если вещество A_i не участвует в данной реакции, то коэффициенты ν'_{ij} , ν''_{ij} для него равны нулю).

Согласно закону действующих масс скорость изменения количества любого компонента смеси i в реакции j определяется соотношением

$$W_{ij} = (\nu'_{ij} - \nu''_{ij}) K_j \prod_{k=1}^q c_k \nu'_{kj}, \quad (10.3)$$

где $c_k = n_k/V$ — концентрация k -го компонента; K_j — константа скорости реакции j ; Π — символ произведения, $\prod_i^n a_i = a_1 a_2 a_3 \dots a_n$.

Кроме того, правила формальной кинетики предусматривают принцип независимости протекания элементарных химических реакций в смеси. Согласно этому принципу общая скорость изменения количества любого компонента в смеси равна алгебраической сумме скоростей его изменения в результате протекания всех элементарных реакций, т. е.

$$W_i = \sum_j^l W_{ij}. \quad (10.4)$$

В приложениях химической кинетики к процессам течения в соплах ракетных двигателей принимают обычно еще следующие допущения: а) константы скорости реакции j в прямом K_j^+ и обратном направлениях K_j^- связаны между собой через константу химического равновесия для этой реакции K_{jP}^- соотношением

$$K_j^+ / K_j^- = K_{jP};$$

б) в качестве компонентов продуктов сгорания учитывают только одно-, двух- и трехатомные составляющие смеси.

Запишем уравнения химической кинетики для многокомпонентной реагирующей смеси, состоящей из q индивидуальных веществ, в которой протекают l химических реакций. Каждую из обратимых реакций, т. е. реакций, которые могут протекать как в прямом, так и в обратном направлениях, удобно рассматривать как совокупность двух реакций — прямой и обратной — что упрощает запись окончательных уравнений.

Будем исходить из общего соотношения

$$\frac{1}{V} \frac{dn_i}{d\tau} = \sum_j^l W_{ij}, \quad (10.5)$$

где n_i — число молей.

Поскольку для стационарных процессов $d\varphi/d\tau = (d\varphi/dx)(dx/d\tau)$; $dx/d\tau = w$, то

$$\frac{1}{V} \frac{dn_i}{dx} = \frac{1}{w} \sum_j^l W_{ij}. \quad (10.6)$$

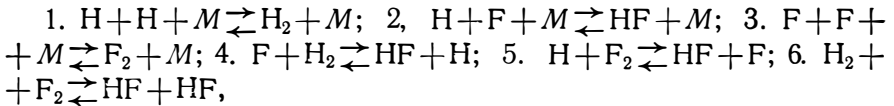
При течении реагирующей газовой смеси в сопле ракетного двигателя химические реакции протекают при переменном объеме. Поэтому в уравнениях химической кинетики целесообразно перейти к мольным (x_i), массовым (g_i), мольно-массовым (ξ_i) долям или к параметрам, которые являются их функциями. Применение мольно-массовых долей приводит к более простому окончательному виду уравнений.

Умножим обе части уравнения (10.6) на молекулярную массу μ_i и используем соотношения $n_i \mu_i = m_i = m g_i$; $c_i = \rho g_i / \mu_i$, где m —

масса газа в объеме V . Производя замену $\xi_i = g_i/\mu_i$ и учитывая, что $m/V = \rho$, получим

$$\frac{d\xi_i}{dx} = \frac{1}{w} \sum_j^l (v_{ij}'' - v_{ij}') K_{fj} \rho \sum_k^q v_{kj}'^{-1} \prod_k^q \xi_k^{v_{kj}'} \quad (10.7)$$

Для иллюстрации записи уравнений кинетики вида (10.7) рассмотрим одно из простых по исходному элементарному химическому составу топливо $F_2 + H_2$ со следующими возможными компонентами продуктов сгорания: H , F , H_2 , F_2 , HF . Предполагаемый механизм химических реакций таков:



где символ M соответствует обобщенному понятию каталитической частицы, роль которой может выполнять любой компонент смеси.

Уравнение химической кинетики записывается для каждого компонента в форме, аналогичной приводимой здесь для атомарного водорода:

$$\frac{d\xi_H}{dx} = \frac{1}{w} (-2K_1^+ \rho^2 \xi_H^2 + 2K_1^- \rho \xi_H - K_2^+ \rho^2 \xi_H \xi_F + K_2^- \rho \xi_{HF} + K_4^+ \rho \xi_F \xi_{H_2} - K_4^- \rho \xi_{HF} \xi_H + K_5^- \rho \xi_{HF} \xi_F - K_5^+ \rho \xi_H \xi_{F_2}).$$

Для расчета параметров химически неравновесного одномерного течения используют систему уравнений, состоящую из уравнений движения, неразрывности, энергии, состояния и уравнений кинетики (10.7). Эта система из $(q+4)$ уравнений для определения $(q+5)$ неизвестных: p , ρ , T , F , ξ_i — оказывается незамкнутой. Поэтому необходимо использовать дополнительное условие, например уравнение профиля (формы) трубки тока $F(x)$, распределение давления $p(x)$ или плотности $\rho(x)$.

При расчете неравновесных течений, в которых возможен переход от дозвуковых к сверхзвуковым скоростям движения (например в соплах Лавала), зависимость $F(x)$ в качестве замыкающей практически не используется, так как в критическом сечении при расчете возникает особая точка.

Интегрирование системы уравнений начинается от некоторого начального сечения, параметры потока в котором, в том числе химический состав, известны (обычно их принимают равными параметрам равновесного течения).

Расчет двухмерных химически неравновесных течений представляет собой сложную математическую задачу, возможные методы решения которой рассматриваются в специальной литературе [3].

При выполнении расчетов химически неравновесных течений возникают трудности из-за ограниченности сведений о механизме реакций и константах их скоростей.

10.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Релаксация внутренних степеней свободы оказывает значительно меньшее (примерно на порядок) влияние на параметры течения, чем химическая неравновесность. Это обусловлено тем, что изменение энергии внутренних степеней свободы в процессе течения относительно невелико по сравнению с общим изменением энергии, а времена релаксации в большинстве случаев на один-два порядка меньше характерного времени течения.

Поступательные и вращательные (так называемые активные) степени свободы приходят в равновесие уже после нескольких столкновений между молекулами, поэтому в условиях, характерных для современных сопел, основное влияние на параметры течения оказывает колебательная релаксация.

Релаксация колебательной энергии сводится к обмену энергии колебательных степеней свободы с активными степенями свободы и к ее перераспределению внутри колебательных степеней свободы.

В смеси двухатомных и многоатомных газов возбуждение или дезактивация колебательных степеней свободы при неупругих столкновениях может происходить в основном двумя путями:

а) путем непосредственного перехода кинетической энергии сталкивающихся частиц в колебательную энергию одной из молекул, и наоборот (процесс прямого возбуждения или дезактивации);

б) путем обмена энергией между колебательными степенями свободы сталкивающихся молекул (процесс колебательного обмена). Для каждого из процессов может быть записано соответствующее кинетическое уравнение. Если обмен колебательной энергии с энергией активных степеней свободы затруднен (например, мало время пребывания), то вследствие энергоизолированности колебательных степеней свободы в кинетическую энергию струи преобразуется лишь энергия поступательного и вращательного движений. В результате скорость и другие параметры потока будут отличаться от их значений для энергетически равновесного течения.

Уравнения газовой динамики для энергетически неравновесных процессов записывают в предположении существования локального термодинамического равновесия внутри каждой степени свободы. Распределение энергии внутри каждой степени свободы в этом случае соответствует распределению Больцмана, но при своей, характерной для каждого вида движения температуре (в общем случае — поступательная, вращательная и колебательная температуры).

Система уравнений газовой динамики дополняется термодинамическими соотношениями и кинетическими уравнениями, описывающими процесс установления равновесия между отдельными степенями свободы.

Роль неравновесной дезактивации колебательных степеней свободы двух- и многоатомных молекул при течении многокомпонент-

ной смеси в соплах двигателей и изменения параметров, обусловленные этим неравновесным процессом, мало исследованы. Некоторые результаты по оценке влияния неравновесной дезактивации колебательных степеней свободы в соплах приведены в справочнике [79].

Глава XI

ДВУХФАЗНОЕ НЕРАВНОВЕСНОЕ ТЕЧЕНИЕ

11.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ МЕТАЛЛОСОДЕРЖАЩИХ ТОПЛИВ

Применение в качестве компонентов ракетных топлив легких металлов или их химических соединений является одним из путей увеличения удельного импульса. В табл. 11.1 приведены составы и основные термодинамические характеристики некоторых из рассматриваемых в литературе топлив для ракетных двигателей на твердом, жидком и гибридном топливах. Среди них — ряд металлосодержащих топлив. Последние, как известно, находят широкое

Таблица 11.1

Основные характеристики некоторых металлосодержащих топлив при $p_{0c} = 7$ МПа и $p_a = 0,1$ МПа [79]

Тип двигателя	Топливо	% металла в топливе	кг ок	кг г	Q_r , г/см ³	T_{0c} , К	$I_{y,пл}$, м/с	z_c	z_a
РДТТ	Двухосновное	—	—	1,60	2260	2450	—	—	
	Смесевое	17	—	1,77	3250	2850	0,30	0,32	
ЖРД на высококипящих компонентах	$N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$	—	2,76	1,18	3430	3110	—	—	
	$N_2O_4 + (0,6N_2H_4 + 0,4Al)$	26	0,55	1,38	3690	3270	0,43	0,49	
	$N_2O_4 + (0,7N_2H_4 + 0,3Be)$	17	0,80	1,27	3900	3530	0,45	0,46	
	$H_2O_2 + V_5H_9$	28	2,00	1,00	2870	3400	—	0,36	
ЖРД на криогенных компонентах	$O_2 + H_2$	—	5,66	0,35	3420	4180	—	—	
	$O_2 + (0,44H_2 + 0,56Be)$	28	1,01	0,27	3090	4910	0,77	0,77	
	$F_2 + (0,54H_2 + 0,46Li)$	20	1,34	0,25	2500	4670	0,22	0,66	
ГРД	$N_2O_4 +$ полимер	—	4,45	1,30	3450	3000	—	—	
	$N_2O_4 + (0,8$ полимер + $0,2Al)$	5	3,28	1,40	3600	3030	0,09	0,09	
	$H_2O_2 + (0,2$ полимер + $0,8AlNH_3)$	36	1,00	1,30	3350	3420	0,67	0,67	
	$H_2O_2 + BeH_2$	32	1,50	—	3720	3980	0,86	0,88	
На гидрореагирующем топливе	$H_2O + Al_{ж}$	48	1,10	1,43	3030	2580	0,90	0,90	

практическое применение в РДТТ различного назначения (см. гл. XXX). Металлосодержащие топлива для других типов двигателей (например, ЖРД) находятся в стадии экспериментальных исследований. Для некоторых топлив, например для $N_2O_4 + (N_2H_4 + Al)$, $F_2 + H_2 + Li$, $H_2O_2 + B_5H_9$, согласно имеющимся публикациям, исследования находятся в стадии проведения огневых испытаний на специальных двигательных установках [79].

Существенной особенностью металлосодержащих топлив является присутствие в продуктах сгорания значительного количества конденсированных окислов металлов. Следует выделить два случая: первый, когда давление паров окисла при температуре горения весьма мало, и второй, когда оно составляет заметную величину относительно общего давления. В первом случае в газовой фазе содержится незначительное количество окисла металла, практически весь окисел конденсируется при сгорании и в процессе расширения массовая доля конденсата не изменяется. Такое положение имеет место при использовании металлов Al, Be, Mg, окислы которых Al_2O_3 , BeO, MgO имеют низкое давление насыщенных паров. Из данных для топлив с этими металлами видно, что массовые доли конденсата в камере сгорания и в выходном сечении сопла z_c и z_a отличаются несущественно. Содержание конденсата в продуктах сгорания различных топлив составляет 0,30—0,50 и может достигать 0,80—0,90 по массе и более.

Для топлив, в состав которых входят В или Li, а продукты сгорания содержат, например B_2O_3 или LiF, характерно сильное изменение массовой доли конденсата при равновесном расширении в сопле (см. табл. 11.1). В камере сгорания борный ангидрид B_2O_3 может целиком содержаться в газовой фазе и конденсироваться лишь при снижении температуры в сопле.

В зависимости от степени расширения массовая доля выпавшего конденсата может достигать 0,30—0,70. В случае топлива с горючим $H_2 + Li$ и окислителем F_2 величина z при расширении изменяется от 0,20 до 0,60—0,70.

В первом случае характерным процессом взаимодействия между газовой и конденсированной фазами в сопле является ускорение частиц и охлаждение их — передача тепла к газу. Во втором случае добавляется еще процесс конденсации паров окисла. Предположения о равновесном ускорении, теплообмене, конденсации и кристаллизации при расширении продуктов сгорания в сопле, принятые в расчете идеальных термодинамических характеристик, являются приближенными и нуждаются в уточнении.

11.1.1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНДЕНСАТА

Для рассмотрения взаимодействия между газом и конденсатом надо знать основные характеристики обеих фаз. В гл. VI и XII рассматриваются методы определения термодинамических и теплофизических свойств газообразных продуктов; известны также термодинамические свойства важнейших твердых окислов металлов.

Меньше изучены такие их важные свойства, как плотность, коэффициенты вязкости и поверхностного натяжения при высоких температурах. В табл. 11.2 приведены некоторые физические свойства для ряда окислов в твердом и жидком состоянии.

Таблица 11.2

Физические свойства некоторых окислов

Окисел	$T_{пл}, K$	Плотность окисла $\rho, г/см^3$		Коэффициенты		Теплота плавления, кДж/кг
		твердого	жидкого	$\eta, Па \cdot с$	$\sigma, Н/м$	
Al_2O_3	2313	3,96	3,06	0,06	0,70	1149,7
BeO	2820	3,01	2,56	—	0,30	2845,3
MgO	3075	3,58	—	—	—	1920,8
B_2O_3	723	1,82	1,70	0,50	0,11	330,6
Li_2O	1700	2,01	—	(2100 K)	(2100 K)	1639,3

Свойства твердых окислов даны при комнатной температуре, жидких — в точке плавления.

Температура горения топлив, как правило, выше температуры плавления окислов, поэтому окислы находятся в жидком состоянии, а их частицы под действием сил поверхностного натяжения принимают сферическую форму.

Важнейшей характеристикой конденсированной фазы является размер составляющих ее частиц. Различают моно- и полидисперсные системы. К первым относят такие, которые состоят из частиц одинакового размера; их получение представляет сложную технологическую проблему.

Частицы, образующиеся при горении металлосодержащих топлив, образуют полидисперсную систему, т. е. имеют различные размеры. Полная картина дисперсности характеризуется кривой распределения массы дисперсной фазы по размерам.

В некоторых случаях удобнее представить распределение частиц по размерам в виде дискретной функции. Конденсат представляется состоящим из n сортов частиц различных размеров; массовая доля для каждого из них относительно конденсата определяется значениями g_i ($i=1, 2, \dots, n$), так что

$$\sum_i g_i = 1.$$

Полидисперсный конденсат можно характеризовать средними размерами частиц. Из многих применяемых определений среднего размера в нашем случае важнейшим является среднемассовый диаметр, обозначаемый d_{43} :

$$d_{43} = \sum_{i=1}^n g_i d_i. \quad (11.1)$$

По экспериментальным данным, в продуктах сгорания содержатся частицы, имеющие размеры в диапазоне от долей микрона до десятков микрон. При горении смесевых твердых топлив с добавками алюминия и бериллия образуются частицы окислов с диаметром $d_{4,3} = 0,5 \dots 5$ мкм. За срезом сопла частицы крупнее, их средний размер достигает $d_{4,3} = 5 \dots 10$ мкм и более.

11.1.2. ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ В СОПЛЕ

Газ ускоряется в сопле вследствие наличия градиента давления. Частицы конденсата могут ускоряться только под действием аэродинамических сил, возникающих при обдуве частиц газом, т. е. чтобы ускоряться, они неизбежно должны двигаться медленнее, отставать от газа. Аналогично и теплота частиц может передаваться газу только при наличии разности температур. Оба эти процесса являются неравновесными, сопровождаются диссипацией энергии в процессе обмена между фазами, энтропия смеси возрастает и процесс расширения оказывается менее эффективным по сравнению с равновесным случаем. При этом снижение удельного импульса тем больше, чем больше отставание частиц от скорости и температуре.

Рассмотрим, какие основные факторы определяют отставание частиц.

Сила, действующая на частицу массы m в потоке ускоряющего газа, равна произведению массы частицы на ее ускорение:

$$m \frac{dw_s}{dt} = \frac{1}{8} C_x \pi d_s^2 |\omega - \omega_s| (\omega - \omega_s) \rho. \quad (11.2)$$

Для малых чисел Рейнольдса

$$Re_s = d_s |\omega - \omega_s| \rho / \eta$$

коэффициент сопротивления в соответствии с законом Стокса [82] $C_x \approx 24/Re_s$.

Тогда, подставляя C_x в уравнение (11.2), получим

$$\omega - \omega_s = \frac{1}{18\eta} \rho_s d_s^2 \frac{dw_s}{dt}. \quad (11.3)$$

Полученное уравнение позволяет выявить влияние основных факторов, определяющих снижение скорости истечения из-за отставания частиц по скорости.

Среднюю скорость движения двухфазной смеси $w_{см}$ можно записать следующим образом:

$$w_{см} = \omega_s z + \omega (1 - z) = \omega - (\omega - \omega_s) z. \quad (11.4)$$

Величина $w_{см}$ уменьшается при увеличении отставания конденсата. Если не учитывать изменения скорости газа, то согласно формуле (11.3) уменьшение $w_{см}$ пропорционально квадрату диаметра частиц d_s^2 и их ускорению dw_s/dt . Чтобы выяснить роль ускорения, заметим, что речь идет о сравнительно небольших отставаниях частиц и ускорение конденсата в сопле мало отличается от ускоре-

ния газа. Если некоторая средняя скорость в сопле равна $w_{\text{ср}}$, то время пребывания в сопле длиной L_a составит

$$\tau = L_a / w_{\text{ср}};$$

отсюда ускорение по порядку величины

$$\frac{dw_s}{d\tau} \approx \frac{dw}{d\tau} \sim \frac{w_a}{L_a} w_{\text{ср}}.$$

Поскольку значения w_a и $w_{\text{ср}}$ приближенно не зависят от размера сопла, то видно, что ускорение обратно пропорционально длине сопла. Так как сопла примерно подобны геометрически и $L_a \sim \sim d_m$, то чем больше d_m , тем меньше ускорение и меньше запаздывание частиц. Теперь можно записать

$$w - w_s \sim \frac{Q_s}{\eta} \frac{d_s^2}{d_m}. \quad (11.5)$$

Проделанный анализ имеет характер оценки, но он правильно выявляет основные закономерности. Из уравнений (11.4) — (11.5) качественно следует, что потери удельного импульса из-за отставания частиц по скорости возрастают следующим образом:

при увеличении массовой доли конденсата — линейно;

при увеличении размеров частиц — пропорционально квадрату диаметра частиц;

при уменьшении диаметра минимального сечения сопла — обратно пропорционально диаметру.

Можно показать, что отставание частиц по температуре определяется теми же факторами, что и отставание по скорости и в такой же степени.

11.2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНО ВОЗМОЖНЫХ ПОТЕРЬ СКОРОСТИ ИСТЕЧЕНИЯ

11.2.1. ОТСУТСТВИЕ КОНДЕНСАЦИИ В СОПЛЕ

Оценка максимальной роли кинетики конденсации может быть получена из термодинамических расчетов при незначительной их

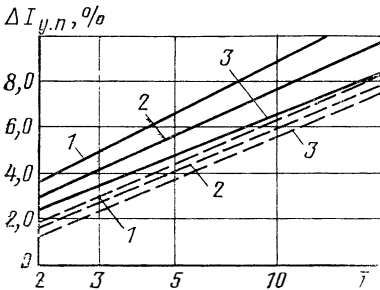


Рис. 11.1. Уменьшение удельного импульса при отсутствии конденсации в сопле:

1 — $p_{0c} = 15$ МПа; 2 — $p_{0c} = 10$ МПа; 3 — $p_{0c} = 7$ МПа; — $F_2 + H_2 + Li$; - - - 98% $H_2O_2 + V_3H_5$

модификации. Для выполнения расчета при некотором заданном пере- насыщении s , в предположении равенства температуры и скорости частиц и газа, достаточно в подпрограмме расчета давления насыщения умножить полученное значение на величину s , которая может быть назначена переменной по степени расширения сопла. Это полученное значение используется в дальнейших расчетах по программе формально в качестве нового «давления насыщения». В пределе — при задании величины s достаточно боль-

шой — все конденсируемое вещество останется в газовой фазе и конденсат в сопле будет отсутствовать. Этому случаю соответствует максимально возможное снижение скорости и удельного импульса из-за отсутствия конденсации.

Примеры вычисленных таким образом величин приведены на рис. 11.1 для двух типичных топлив, продукты сгорания которых в значительной степени конденсируются при расширении в сопле.

11.2.2. ОТСУТСТВИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ КОНДЕНСАТА В СОПЛЕ

Для двухфазных продуктов сгорания равновесное расширение означает, в частности, что конденсат по мере охлаждения в сопле равновесно проходит через фазовые состояния.

Температура горения топлив с добавками Al и Be, как правило, превышает 3000 К, а температура продуктов сгорания в выходном сечении сопла ниже 2000 К. Поэтому в камере сгорания частицы окислов находятся в жидком состоянии. В ходе расширения температура продуктов сгорания в некотором сечении сопла снижается до температуры плавления окислов Al_2O_3 и BeO, а дальше, как это обычно принимается в термодинамическом расчете, расширение считается изотермическим, пока теплота кристаллизации (теплота плавления) не будет передана газу. На этом участке сопла конденсат постепенно переходит из жидкого состояния в твердое.

В реальном случае протекание этого процесса может лимитироваться как ограниченностью скорости передачи тепла от частиц к газу, так и кинетикой процесса кристаллизации вещества капли.

Вероятность образования в капле хотя бы одного центра кристаллизации тем меньше, чем меньше масса частицы. Из исследований по метеорологии известно, что мелкие капли воды переохлаждаются до температуры, которая на несколько десятков градусов ниже $0^\circ C$. Время, необходимое для замерзания микронных капель воды, измеряется секундами и минутами, а субмикронных — часами. Время течения продуктов сгорания в расширяющейся части сопла, где должна происходить кристаллизация, крайне мало — около 10 микросекунд.

Таким образом, ряд факторов — малые размеры частиц, значительная величина межфазового поверхностного натяжения между кристаллической модификацией и жидкой окисью (с ростом его уменьшается вероятность образования зародыша), а также очень малое время, в течение которого должно произойти затвердевание частиц, — ставят под сомнение возможность равновесного протекания процесса кристаллизации в сопле. Не исключено поэтому, что частицы окиси металла после достижения температуры плавления и при дальнейшем охлаждении находятся в жидком, переохлажденном состоянии. Рассмотрим этот предельный случай неравновесности.

Будем считать двухфазные продукты сгорания состоящими из двух подсистем: собственно продуктов сгорания с конденсатом в жидком состоянии и источника тепла.

В равновесном процессе, когда протекает кристаллизация, тепло от источника подводится к продуктам сгорания при постоянной температуре, равной $T_{пл}$. Если кристаллизации нет, то тепло от источника к продуктам сгорания не подводится. В обоих случаях энтропия всей системы (продуктов сгорания и источника) остается постоянной. Причем в процессе с кристаллизацией энтропия

собственно продуктов сгорания будет возрастать, а энтропия источника — уменьшаться.

Определим скорости истечения в этих двух случаях при расширении до заданного давления. Уравнение энергии при отсутствии кристаллизации можно записать так:

$$\frac{w_{анк}^2}{2} = i_{0с} - (i_a + \delta i_a) - Q_{пл}, \quad (11.6)$$

где $w_{анк}$ — скорость истечения продуктов сгорания в неравновесном процессе без кристаллизации; $i_{0с}$, i_a — соответственно энтальпия на входе в сопло и в выходном сечении его для течения с кристаллизацией; δi_a — изменение энтальпии в выходном сечении сопла по отношению к равновесному течению с кристаллизацией; $Q_{пл}$ — количество тепла на 1 кг рабочего тела (смеси), выделяющееся при отвердевании.

При равновесном течении с кристаллизацией

$$i_{0с} - i_a = w_a^2/2.$$

С учетом этого можно приближенно записать

$$\Delta w w_a = -\delta i_a - Q_{пл},$$

где $\Delta w = w_{анк} - w_a$.

Количество теплоты, выделяющееся при отвердевании, равно

$$Q_{пл} = z \Delta i_{пл},$$

где $\Delta i_{пл}$ — теплота плавления 1 кг окисла.

Так как температура во время отвердевания постоянна, то изменение энтропии продуктов сгорания относительно равновесного течения с кристаллизацией равно

$$\delta S_{нк} = -z \Delta i_{пл} / T_{пл}.$$

Соответствующее изменение энтальпии в выходном сечении сопла при постоянном давлении p_a приближенно, без учета изменения T_a , составит

$$\delta i_a = -z \Delta i_{пл} T_a / T_{пл},$$

где T_a — температура продуктов сгорания в выходном сечении сопла при равновесном процессе.

Окончательное выражение относительного изменения скорости истечения для процесса без кристаллизации имеет вид

$$\frac{\Delta w}{w_a} = - \frac{z \Delta i_{пл} (1 - T_a / T_{пл})}{w_a^2}. \quad (11.7)$$

Из выражения (11.7) следует, что чем больше массовая доля конденсата в продуктах сгорания и чем ниже температура в выходном сечении сопла, тем больше влияния теплоты отвердевания на скорость истечения.

Таблица 11.3

Уменьшение скорости истечения при
отсутствии кристаллизации

% Al в топливе	T_a , К	z	w_a , м/с	Δw , %
7	1740	0,13	2390	0,63
15	2050	0,28	2500	0,56

В табл. 11.3 приведены результаты расчета уменьшения скорости истечения в случае отсутствия кристаллизации для двух топлив на основе перхлората аммония с 7 и 15% алюминия.

Как видно из таблицы, уменьшение скорости истечения составляет около 0,6%. При этом для топлива с 7% Al, несмотря на значительно меньшее содержание конденсата, чем для топлива с 15% алюминия, отсутствие кристаллизации приводит к более сильному уменьшению скорости истечения. Определяющую роль здесь играет то, что температура в выходном сечении сопла для первого топлива значительно ниже.

11.2.3. ОТСУТСТВИЕ ТЕПЛООБМЕНА МЕЖДУ ФАЗАМИ И РАВНОВЕСИЕ ПО СКОРОСТИ ПРИ $z = \text{const}$

Скорость истечения определяется по формуле

$$w_a = \sqrt{2\Delta i},$$

где $\Delta i = i_{oc} - i_a$ — перепад энтальпий в Дж/кг.

При отсутствии обмена теплом между фазами температура и энтальпия, а также энтропия конденсата остаются постоянными, вследствие чего изменение энтальпии 1 кг рабочего тела по сравнению с равновесным расширением уменьшается на величину

$$\delta i_s = z(i_{sc} - i_{sa}).$$

Здесь i_{sc} , i_{sa} — энтальпии конденсата на выходе из камеры сгорания и на выходе из сопла при равновесном расширении.

Вместе с тем при отсутствии теплоподвода от частиц температура газа на выходе из сопла понижается, т. е. увеличивается перепад энтальпии газовой фазы. Это увеличение можно оценить следующим образом.

При отсутствии обмена теплом между фазами и равенства их скоростей процесс расширения является изоэнтропийным.

Поскольку энтропия конденсата остается постоянной, энтропия 1 кг газа в этом случае будет меньше энтропии газа в выходном сечении сопла для равновесного расширения на величину

$$\delta s_z = \frac{z}{1-z}(s_{sc} - s_{sa}),$$

где s_{sc} , s_{sa} — энтропии конденсата в камере сгорания и на выходе из сопла при равновесном расширении.

Отсюда приближенно уменьшение энтальпии 1 кг газа в выходном сечении сопла при расширении до того же давления p_a , что и в равновесном случае, составит

$$\delta i_2 = \frac{z}{1-z} (s_{sc} - s_{sa}) T_a,$$

где T_a — равновесная температура на выходе из сопла.

Тогда общий перепад энтальпии 1 кг рабочего вещества при расширении без теплообмена между фазами будет равен

$$\Delta i_{нт} = \Delta i - z (i_{sc} - i_{sa}) + z T_c (s_{sc} - s_{sa}).$$

Если теплоемкость конденсата c_s считать постоянной, то

$$i_s - i_{sa} = c_s (T_{0c} - T_a),$$

$$a \quad s_{sc} - s_{sa} = c_s (\ln T_{0c} - \ln T_a).$$

$$\text{Тогда} \quad \frac{\Delta i_{нт}}{\Delta i} = 1 - \frac{z c_s}{\Delta i} (T_{0c} - T_a - T_a \ln T_{0c} + T_a \ln T_a)$$

и коэффициент скорости при отсутствии теплоотвода от частиц

$$\varphi_{нт} \approx 1 - \frac{z c_s}{w^2} \left[T_{0c} - T_a \left(1 + \ln \frac{T_{0c}}{T_a} \right) \right]. \quad (11.8)$$

Рассмотрим для примера топливо, состоящее из 70% NH_4ClO_4 , 20% связующего (полиэфира) и 10% Al. При $p_{0c}=4$ и $p_a=0,1$ МПа расчет дает следующие равновесные термодинамические характеристики: $T_{0c}=3220$ К; $T_a=2050$ К; $w_a=2445$ м/с; $z=0,19$.

Теплоемкость Al_2O_3 равна 1420 Дж/(кг·К). Подставляя эти значения в формулу (11.8), получим $\varphi_{нт}=0,988$.

Таким образом, уменьшение скорости истечения, обусловленное максимальной температурной неравновесностью, при характерных условиях для твердых топлив составляет около одного процента.

11.2.4. РАВНОВЕСНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ СКОРОСТИ ЧАСТИЦ КОНДЕНСАТА, БЛИЗКОЙ К НУЛЮ

В случае достаточно крупных частиц скорость их на выходе из сопла будет настолько малой, что кинетической энергией конденсата, пропорциональной w_s^2 , можно пренебречь. Таким образом, газ практически не имеет механического взаимодействия с частицами, не совершает работы по их ускорению в сопле. Естественно, что и теплообмен между фазами должен в этом случае отсутствовать. Однако условно примем для выявления роли механического взаимодействия, что теплообмен происходит равновесно, т. е. коэффициент теплоотдачи очень велик и температура частиц в каждый момент равна температуре газа.

Принимая для оценок, что температура на выходе из сопла не изменяется, получим, что скорость газа должна увеличиваться, так как весь перепад энтальпии расходуется на ускорение только газа:

$$w_{2нв} = \sqrt{2\Delta i / (1-z)}. \quad (11.9)$$

Здесь $w_{z_{нw}}$ — скорость газа при отсутствии ускорения частиц потоком газа.

Однако средняя скорость истечения, определяемая формулой (11.4), уменьшается, так как $w_s=0$. На основании формул (11.4) и (11.9) она составляет

$$w_{нw} = (1-z) w_{z_{нw}} = w \sqrt{1-z}.$$

Коэффициент скорости при отсутствии механического взаимодействия частиц с потоком газа при $w_s=0$ равен

$$\varphi_{нw} = \sqrt{1-z}$$

или при небольших значениях z (меньше 0,2—0,3)

$$\varphi_{нw} \simeq 1 - z/2. \quad (11.10)$$

Для рассмотренного выше (см. подразд. 11.2.3) примера величина потеря, как видно из выражения (11.10), составит около 10%.

Таким образом, отставание частиц по скорости оказывает существенно более сильное влияние на скорость истечения, чем отставание по температуре.

Для определения расхода двухфазной смеси при полной скоростной неравновесности можно воспользоваться формулой (7.36).

При заданных параметрах рабочего тела на входе в сопло (p_{0c} и T_{0c}) и постоянных F_m и $A(n)$ расход является функцией газовой постоянной, которая зависит от характера процесса расширения. При равновесном расширении газовая постоянная смеси равна

$$R = R_z (1-z)$$

и расход равен

$$\dot{m} = A(n) \frac{p_{0c} F_m}{\sqrt{R_z (1-z) T_{0c}}}.$$

При полной скоростной неравновесности газ расширяется без воздействия со стороны конденсата (тепловым воздействием пренебрегаем), как чистый газ, и его расход равен

$$\dot{m}_{z_{нр}} = A(n) \frac{p_{0c} F_m}{\sqrt{R_z T_{0c}}}.$$

Поскольку относительный расход конденсата при этом сохраняется, то суммарный расход рабочего тела составляет

$$\dot{m}_{нр} = \dot{m}_{z_{нр}} \left(1 + \frac{z}{1-z} \right) = A(n) \frac{p_{0c} F_m}{(1-z) \sqrt{R_z T_{0c}}}.$$

Отношение величин расходов при одинаковом давлении на входе в сопло в случаях полного скоростного равновесия и предельной скоростной неравновесности равно

$$\dot{m} / \dot{m}_{нр} = \sqrt{1-z}.$$

Таким образом, отставание частиц от газа в сопле приводит к значительному увеличению расхода, причем в такой же степени, в какой имеет место снижение средней скорости истечения.

11.3. НЕРАВНОВЕСНОЕ РАСШИРЕНИЕ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В СОПЛЕ ПРИ ОТСУТСТВИИ КОНДЕНСАЦИИ ($z = \text{CONST}$)

11.3.1. ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ И СХЕМА РАСЧЕТА

Рассмотрим метод расчета неравновесного расширения смеси газа и полидисперсного конденсата, предполагая неизменность в процессе течения распределения частиц по размерам. При описании процессов используются следующие допущения, обычно принимаемые при исследованиях неравновесных двухфазных течений.

Расширение происходит адиабатно, без подвода или отвода массы, одномерно, стационарно, и при течении доля конденсата в общем расходе остается неизменной. Кристаллизация конденсата не учитывается. Частицы имеют сферическую форму; распределение их по размерам определяется нормированной дискретной массовой функцией плотности распределения — значениями g_i . Давление, обусловленное броуновским движением частиц, пренебрежимо мало. Теплопроводность конденсированного вещества достаточно высока, так что температура каждой частицы одинакова по всему ее объему. Объем конденсата пренебрежимо мал по сравнению с объемом газа. Взаимодействие частиц со стенками сопла не учитывается. Вязкость газа проявляется только при его взаимодействии с частицами. Теплообмен между частицами и газом происходит посредством конвективной теплоотдачи; излучение энергии частицами не учитывается. Состав и теплоемкость газа и конденсата постоянны. Коэффициенты вязкости и теплопроводности газа являются функциями температуры.

Расчет параметров двухфазного неравновесного течения в сопле заданной геометрии состоит в численном интегрировании на ЭВМ системы дифференциальных уравнений. Если задать начальные данные на входе в сопло, где скорости еще весьма малы, и рассчитывать параметры потока в сопле заданной геометрии, то в районе критического сечения при равенстве скорости газа и местной скорости звука в газе ($M=1$) встречается так называемая особая точка. В этой точке обращается в нуль знаменатель в формуле для вычисления производной

$$dw_j/dx = A(x)/(M-1),$$

где $A(x)$ — некоторая функция.

Для прохождения через точку $M=1$ надо особым образом подбирать начальные данные, чтобы одновременно со знаменателем обращался в нуль и числитель: $A(x)=0$ при $M=1$. Это весьма трудоемкая процедура, требующая многократных повторных расчетов от входа в сопло до особой точки, так называемая «пристрелка».

Более удобно решать обратную задачу: сначала при заданном распределении плотности, давления или скорости газа вдоль оси определить профиль сопла, соответствующий неравновесному течению, а затем рассчитать параметры равновесного течения в полученном сопле и определить потери, обусловленные неравновесно-

стью. Результаты при таком подходе практически не отличаются от полученных при решении прямой задачи.

Исходное распределение одного из параметров газа вдоль оси может быть задано согласно расчету равновесного течения газа для исходного контура сопла. Наименьшее отличие вновь полученного контура от исходного имеет место, если задаваться распределением плотности газа.

11.3.2. РАВНОВЕСНОЕ РАСШИРЕНИЕ

Если использовать для равновесного течения газовую постоянную $R = R_z (1 - z)$, плотность $\rho = \rho_z / (1 - z)$, показатель изоэнтропы

$$n = \frac{(1 - z) c_p + z c_s}{(1 - z) (c_p - R_z) + z c_s}$$

и удельную теплоемкость

$$c_{pe} = (1 - z) c_p + z c_s,$$

то все параметры равновесного течения в заданном сопле могут быть определены по известным формулам газодинамики одномерного адиабатного потока идеального газа.

11.3.3. НЕРАВНОВЕСНОЕ РАСШИРЕНИЕ

Уравнение движения частицы под действием аэродинамической силы записывают в виде

$$\frac{d\omega_i}{dx} = \frac{3}{4} C_{xi} \rho \frac{|\omega - \omega_i| (\omega - \omega_i)}{\omega_i \rho_s d_i}. \quad (11.11)$$

Здесь ω_i , ω — скорость частиц i -го размера (массы m_i) и газа; ρ_s , d_i — плотность вещества частицы и диаметр частицы; C_{xi} — коэффициент аэродинамического сопротивления частицы.

Уравнение изменения температуры частицы вследствие конвективного теплообмена между частицей и газом имеет вид

$$\frac{dT_i}{dx} = \frac{6\alpha_i (T - T_i)}{d_i \rho_s \omega_i c_s}, \quad (11.12)$$

где α_i — коэффициент теплоотдачи частицы i -го размера.

Зависимости для определения коэффициентов C_{xi} и α_i будут рассмотрены ниже.

Запишем уравнения движения и энергии для газа с учетом механического и теплового воздействия на него со стороны частиц всех фракций:

$$\rho \omega \frac{d\omega}{dx} + \frac{dp}{dx} + \frac{z}{1 - z} \rho \omega \sum_{i=1}^n g_i \frac{d\omega_i}{dx} = 0; \quad (11.13)$$

$$c_p \frac{dT}{dx} + \omega \frac{d\omega}{dx} + \frac{z}{1 - z} \sum_{i=1}^n \left(c_s \frac{dT_i}{dx} + \omega_i \frac{d\omega_i}{dx} \right) g_i = 0. \quad (11.14)$$

Уравнение состояния газа в дифференциальной форме —

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} = 0. \quad (11.15)$$

Система уравнений (11.11) — (11.15) замыкается заданной зависимостью плотности газа:

$$\rho = f(x). \quad (11.16)$$

Расчет параметров потока ведется в такой последовательности.

Принимают, что на входе в сопло в сечении x_c с большой относительной площадью и соответственно малой скоростью газ и конденсат имеют одинаковые скорости и температуру. Это дает возможность определить граничное условие — значения искомых параметров. Расход смеси и функция $\rho(x)$ определяются, как отмечалось, при расчете равновесного течения в сопле заданной (исходной) формы.

Параметры неравновесного потока — $\omega_i, T_i, \omega, T, p$ — в сечении $x_{i+1} = x_i + \Delta x$ находят численным интегрированием. Площадь нового сопла, соответствующего неравновесному течению, и $\rho = f(x)$ находят при каждом шаге по формуле

$$F = (1 - z) \dot{m} / (\rho \omega).$$

Повторение этой процедуры дает значения параметров неравновесного потока вдоль всего сопла.

11.3.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕПЛОТДАЧИ ДЛЯ ЧАСТИЦ

Характер обтекания частиц газом определяется числами Рейнольдса и Маха, вычисленными по скорости частиц относительно газа.

При относительном движении частиц и газа в сопле числа Re могут достигать нескольких сотен. Имеющиеся стандартные значения коэффициента сопротивления сферы в несжимаемой жидкости [82] для диапазона чисел $Re = 0,1 \dots 1000$ аппроксимируются следующей зависимостью:

$$C_x^0 = \frac{21,12}{Re} + \frac{6,3}{\sqrt{Re}} + 0,25. \quad (11.17)$$

Частицы размером порядка микрона при движении в сопле, обычно в расширяющейся части, оказываются в условиях, когда длина свободного пробега молекул газа соизмерима с размерами частицы или пограничного слоя на ней. При этом вследствие эффекта разреженности газа сильно снижается коэффициент аэродинамического сопротивления. Этот эффект, а также сжимаемость газа (значения числа Маха могут приближаться к единице) учитываются введением специальных поправок.

Коэффициент теплоотдачи сферы определяется из соотношения $\alpha_i = Nu_i \lambda / d_i$,

где Nu — число Нуссельта; λ — коэффициент теплопроводности газа.

Для сплошной среды число Nu^0 может быть вычислено по формуле

$$Nu^0 = 2 + 0,459 Re^{0,55} \cdot Pr_2^{0,33}. \quad (11.18)$$

Следует учитывать также увеличение интенсивности теплообмена в реагирующем газе относительно газа постоянного состава и уменьшение интенсивности теплообмена между частицами и газом вследствие влияния разреженности газовой среды.

11.4. КОАГУЛЯЦИЯ ЧАСТИЦ КОНДЕНСАТА В СОПЛЕ

11.4.1. МЕХАНИЗМ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ

При разгоне в сопле частицы разных размеров движутся с различной скоростью. На рис. 11.2 приведены типичные результаты расчета отставания частиц Al_2O_3 различного диаметра от газа, полученные по методике, изложенной в разд. 11.3, для топлива с добавками алюминия при $d_{\text{ж}} = 100$ мм и $p_{0c} = 4$ МПа.

Величина отставания частиц от газа имеет максимум для мелких частиц вблизи горловины сопла и непрерывно возрастает для крупных ($d_s > 10$ мкм) частиц. Видно, что скорость движения частиц относительно газа достигает нескольких сотен метров в секунду. При этом возможны их деформация и дробление.

Скорость движения частиц полидисперсного конденсата друг относительно друга также достигает значительных величин. Так, в рассмотренном случае в области горловины и ниже по потоку разность скоростей частиц неодинаковых размеров составляет около 250 м/с для капель размером в 1 и 5 мкм и доходит до 500—700 м/с для частиц с диаметром 1 и 10—20 мкм. Оценки показывают, что в результате относительного движения частицы различных размеров могут сталкиваться между собой. Столкновения приводят к поглощению мелких частиц крупными и росту последних, идет процесс коагуляции. В результате средний диаметр частиц d_{43} возрастает. В то же время соударения с большими скоростями могут иметь результатом образование «брызг» — вместе с укрупнением идет и дробление частиц, что замедляет их рост, вызываемый коагуляцией.

11.4.2. РАСЧЕТ КОАГУЛЯЦИИ ЧАСТИЦ

В предположении о прямолинейном движении частиц при сближении и слиянии их во всех случаях соприкосновения уравнения для

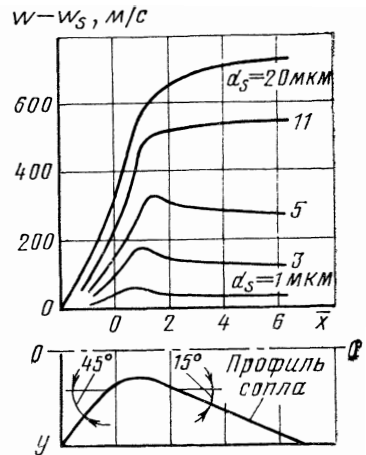


Рис. 11.2. Отставание частиц различных размеров от газа в сопле

изменения характеристик дисперсности конденсата можно записать в следующем виде.

Увеличение массы i -й частицы вследствие поглощения ею более мелких j -х ($j = 1, 2, \dots, i-1$) представляют в форме

$$\frac{dm_i}{d\tau} = \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j m_j \quad (i=1, 2, \dots, n). \quad (11.19)$$

Уменьшение количества i -х частиц вследствие поглощения их более крупными j -ми каплями ($j=i+1, i+2, \dots, n$) описывается уравнением

$$\frac{\partial n_i}{\partial \tau} = -n_i \sum_{j=i+1}^n k_{ij} n_j, \quad (i=1, 2, \dots, n). \quad (11.20)$$

В этих выражениях

$$k_{ij} = \pi (d_i + d_j)^2 |\omega_j - \omega_i| / 4 \quad (11.21)$$

— константа коагуляции; n_i — концентрация частиц (их число в единице объема).

Величину g_i можно записать в виде

$$g_i = \frac{1-z}{z} \frac{\rho_i \omega_i}{\rho \omega},$$

где $\rho_i = m_i n_i$ — плотность i -х частиц.

Учитывая, что g_i изменяется только вследствие изменения массы и количества частиц при коагуляции, можно записать

$$\frac{dg_i}{d\tau} = \frac{1-z}{z} \frac{\omega_i}{\rho \omega} \left(n_i \frac{dm_i}{d\tau} + \frac{\partial n_i}{\partial \tau} m_i \right), \quad (i=1, 2, \dots, n). \quad (11.22)$$

Здесь знак частной производной в уравнении коагуляции используется для обозначения изменений параметров, происходящих только в результате взаимодействия между частицами.

Слияние мелких капель с более крупными приводит к изменению их скорости и температуры. Эти изменения должны происходить с соблюдением законов сохранения количества движения и энергии. Для выполнения этих условий соответствующим образом изменяют скорости и температуры взаимодействующих между собой частиц.

Присоединение уравнений (11.19) — (11.22), записанных через производные по x , к приведенной ранее системе уравнений для расчета неравновесного течения дает систему, решение которой позволяет определить изменение дисперсности частиц при движении в сопле.

11.4.3. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Приведем некоторые результаты расчетов на ЭВМ, полученные для продуктов сгорания со следующими характеристиками: условная молекулярная масса $\mu \approx 15 \dots 20$ кг/кмоль, температура на входе в сопло $T_{0c} = 3200 \dots 3500$ К, массо-

вая доля конденсата $z \approx 0,10 \dots 0,40$, $p_{0c} = 1 \dots 8$ МПа, $d_m = 20 \dots 200$ мм. Контур сопла представлен на рис. 11.2.

Во всех случаях принималось, что на входе в сопло частицы распределены по размерам в соответствии с логарифмически нормальным законом [82] со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 1,5$ и средним геометрическим диаметром $d_s = 1,1$ мкм. При этом среднемассовый диаметр $d_{43} \approx 2$ мкм.

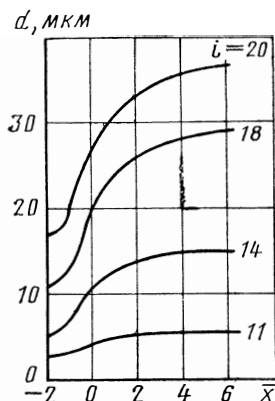


Рис. 11.3. Увеличение диаметра частиц различных фракций при коагуляции в сопле

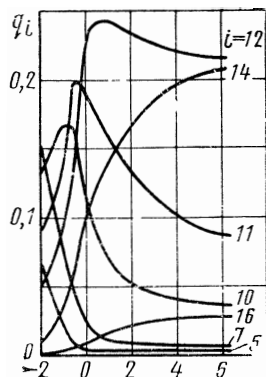


Рис. 11.4. Изменение массовых долей различных фракций при коагуляции в сопле

Такое распределение было аппроксимировано дискретным с двадцатью фракциями, имеющими размеры частиц, равноотстоящие по логарифму диаметра в диапазоне 0,5—15 мкм.

Изменение диаметров частиц некоторых фракций (номера приведены на рисунке) в результате коагуляции при течении в сопле приведено на рис. 11.3, а изменение массовых долей фракций g_i — на рис. 11.4.

Результаты расчетов изменения d_{43} при различных диаметрах минимального сечения сопла показаны на рис. 11.5. Из графика следует, что рост частиц протекает существенно интенсивнее при увеличении абсолютных размеров сопла.

Анализ показывает, что такой характер зависимости от d_m является результатом воздействия на коагуляцию двух факторов. В более крупных соплах уменьшается запаздывание частиц и, следовательно, уменьшаются их относительные скорости, т. е. константа коагуляции (11.21), но увеличивается пропор-

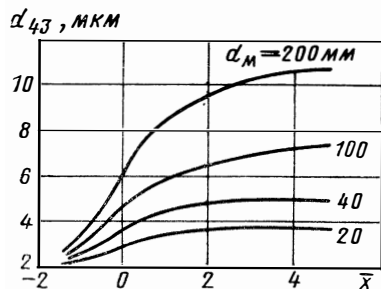


Рис. 11.5

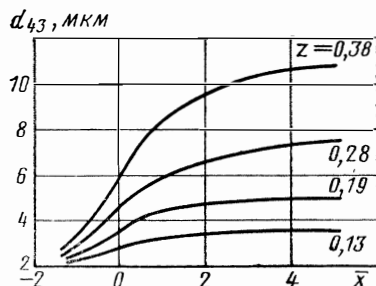


Рис. 11.6

Рис. 11.5. Изменение среднего диаметра частиц в соплах с различным диаметром минимального сечения

Рис. 11.6. Увеличение среднего диаметра частиц в сопле с $d_m = 100$ мм при различном содержании конденсата

ционально диаметру горловины время пребывания смеси в сопле. Влияние второго фактора оказывается более сильным.

На рис. 11.6 представлены зависимости $d_{4,3}$ от \bar{x} при различных содержаниях конденсата, полученные при $d_M=100$ мм.

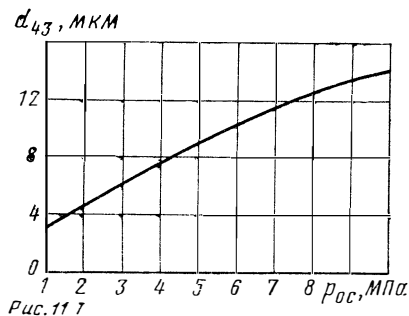


Рис. 11.7

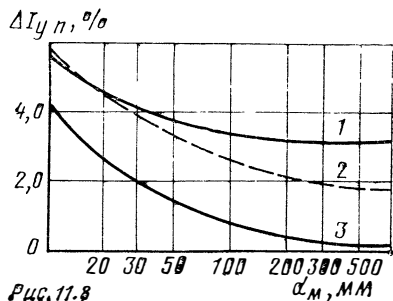


Рис. 11.8

Рис. 11.7. Изменение среднего диаметра частиц в выходном сечении сопла в зависимости от давления в камере сгорания

Рис. 11.8. Уменьшение удельного импульса в зависимости от диаметра минимального сечения: 1, 2—расчет с коагуляцией; 3—без коагуляции; ——— предельный случай коагуляции; - - - с учетом особенностей взаимодействия частиц (см. подразд. 11.4.4)

Значительно больший рост среднего диаметра частиц при увеличении их концентрации объясняется увеличением скорости коагуляции, пропорциональной квадрату концентрации. Поэтому при повышении давления в камере сгорания средний размер частиц на срезе сопла увеличивается.

На рис. 11.7 приведены величины $d_{4,3}$ в выходном сечении сопла при $z=0,28$, $d_M=100$ мм.

Результаты этих расчетов указывают на возможность весьма существенного роста частиц конденсата при движении в сопле.

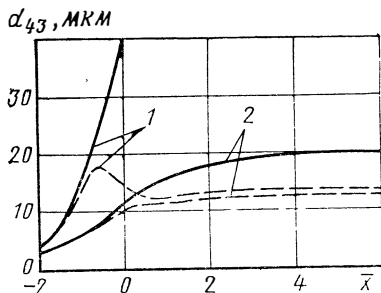


Рис. 11.9. Изменение среднего диаметра частиц в сопле:

1—топливо — 98% $H_2O_2+VeH_2$; 2—топливо $N_2O_4+(N_2H_4+Al)$; ——— без учета дробления частиц газовым потоком; - - - с учетом дробления

Влияние коагуляции на удельный импульс иллюстрируется на рис. 11.8, где представлено уменьшение импульса из-за неравновесности течения, вычисленное с учетом и без учета коагуляции (соответственно, кривые 1 и 3) при одинаковом начальном распределении частиц по размерам. Величина z в расчетах принята равной 0,32, а $r_a=2,5$. При диаметре минимального сечения сопла $d_M=100 \dots 200$ мм и больше значения $\Delta I_{y.p.}$ с учетом и без учета коагуляции различаются в 10—15 раз. Вследствие более значительного роста частиц в крупных соплах разница в значениях удельного импульса слабо уменьшается при увеличении абсолютных размеров сопла.

Еще более значительным оказывается возможный рост частиц в случае высокой концентрации конденсированных частиц. В качестве примера на рис. 11.9 приведено изменение вдоль сопла среднего диаметра частиц для продуктов сгорания топлив $H_2O_2+VeH_2$ и $N_2O_4+(0,6N_2H_4+0,4Al)$, вычисленное для того же начального распределения при $p_{oc}=7$ МПа и $d_M=100$ мм. Очевидно, что при очень больших размерах частиц должны играть значительную роль процессы деформации и дробления капель газовым потоком.

11.4.4. ЭЛЕМЕНТЫ РЕАЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ С ГАЗОМ И МЕЖДУ СОБОЙ

Изложенные выше результаты получены в предположении, что частицы имеют сферическую форму, траектории их при сближении прямолинейны, слияние происходит при каждом соприкосновении. В реальном случае взаимодействие частиц с газом и между собой будет происходить с отклонениями от этой идеальной схемы.

Наряду с процессом слияния частиц может иметь место распад капель под аэродинамическим воздействием, диспергирование их при соударении с высокими скоростями. Ниже рассмотрены элементы процесса сближения, соударения и взаимодействия капель с газовой средой и приводятся некоторые оценки, показывающие возможное влияние различных факторов на формирование спектра частиц в сопле и величину «двухфазных» потерь. Большинство количественных данных приведено применительно к условному двигателю с $d_{\text{ж}} = 100$ мм, работающему на топливе с характеристиками, указанными в начале подразд. 11.4.3, при $p_{0\text{с}} = 4$ МПа. В других случаях условия расчета оговариваются особо.

При интенсивном обдуве капель возможна их деформация и разрушение в результате воздействия сил давления и трения. Характер обтекания определяется значением критерия Рейнольдса. Устойчивость частиц при аэродинамическом воздействии определяется критерием Вебера

$$We = [\rho(\omega - \omega_s)^2 d_s] / \sigma.$$

Когда значение We достигает некоторой критической величины, происходит разрушение капли.

Специально проведенные теоретические и экспериментальные исследования [79] показали, что при $Re = 10 \dots 500$ значение критического числа Вебера $We_{\text{кр}} \approx 17$. При расчете движения частиц существенную роль играет также увеличение их сопротивления вследствие деформации.

На рис. 11.9 нанесено изменение среднего диаметра частиц при учете дробления. При этом коэффициент поверхностного натяжения σ был принят равным 0,2 Н/м для окислов алюминия и бериллия. Эти результаты свидетельствуют об определяющем в данном случае влиянии процесса дробления частиц жидкой фазы на величину снижения удельного импульса. Даже при высокой начальной дисперсности конденсата (на входе в сопло $d_{43} < 1$ мкм) вследствие коагуляции в сопле при высокой концентрации частиц средний размер их может вырасти до нескольких десятков микрон. При этом расчетные величины снижения удельного импульса достигают 10—30%. В результате дробления крупных фракций средний размер частиц уменьшается до 10—15 мкм в рассмотренных условиях, а снижение удельного импульса при $z < 0,3 \dots 0,5$ составляет несколько процентов.

Таким образом, в ряде случаев может оказаться, что дисперсность конденсата в области горловины сопла определяется процессом дробления частиц газовым потоком.

При расчетах коагуляции необходимо учитывать возможность искривления траекторий мелких капель, движущихся вместе с газом. Из-за искривления траекторий мелких частиц при их сближении с крупными количество соударений уменьшается.

Коэффициентом захвата k_a называется отношение числа капель определенного размера, испытавших соударение с большей каплей, к числу всех тех, которые испытали бы соударение при прямой линии относительном движении.

Анализ показывает, что коэффициент захвата может быть определен по известным зависимостям [82] и введен как множитель в формулу (11.21).

Важным является вопрос об исходе соударения капель. Специально поставленные исследования этого процесса, в которых изучалось взаимодействие свободно падающих крупных капель с движущимися в горизонтальной плоскости мелкими каплями, позволили получить обобщенную характеристику эффективности слияния капель при соударениях [74].

Учет неслияния и дробления капель в результате соударения приводит к существенному уменьшению роста частиц из-за коагуляции.

Наконец, еще один процесс может приводить к разрушению капель из-за их соударений. Точки встречи мелких частиц, ударяющихся в крупную, можно считать равновероятно распределенными по ее сечению. Ввиду нецентральной ударов после слияния остается момент количества движения, происходит раскрутка капли. Оценки результатов множественных ударов говорят о заметной вероятности того, что угловая скорость капель в типичных условиях может превысить значение предельной угловой скорости по устойчивости вращающихся капель и произойдет их разрушение.

Следует подчеркнуть, что все отмеченные процессы происходят не изолированно, а одновременно, влияя друг на друга. Капля вращается, обдувается и деформируется газовым потоком и одновременно подвергается ударам. Трудно надеяться на точность аддитивного учета влияния всех этих процессов на размеры частиц, даже основываясь на надежных экспериментальных и теоретических данных для каждого отдельного процесса. Поэтому особую важность приобретает проведение тщательно поставленных экспериментов, воспроизводящих рассмотренные выше явления возможно ближе к условиям в натуральных двигателях.

11.5. НЕРАВНОВЕСНОСТЬ ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ В СОПЛЕ

Если давление насыщенных паров вещества в камере сгорания составляет заметную долю p_{0c} , то при течении в сопле содержание конденсированной фазы будет существенно изменяться. Конденсация вещества может происходить на уже имеющихся конденсированных частицах этого вещества и на других имеющихся ядрах конденсации, а также на частицах, появившихся в результате нуклеации, т. е. образования зародышей в перенасыщенном паре.

Таким образом, для расчета кинетики процесса конденсации необходимо определять скорость образования зародышей в потоке и их роста в результате диффузии. При этом должны определяться также скорость и температура частиц.

Остановимся кратко на некоторых результатах исследований неравновесных двухфазных сечений с конденсацией на примере топлива $H_2O_2 + V_5H_9$.

Рассматривался двигатель, имеющий диаметр минимального сечения $d_m = 100$ мм и работающий при соотношении компонентов $\kappa = 2,05$. При этом в камере сгорания конденсат отсутствует, а на срезе сопла в случае равновесного течения его массовая доля составляет $z = 0,5$ при геометрической степени расширения $\bar{F}_a = 15$. При неравновесном течении в зависимости от условий, принятых для расчета скорости образования и роста капель, величина z составляет 0,4—0,5. Точка появления конденсата смещается вниз по потоку по сравнению с равновесным случаем, и интенсивное образование ядер нуклеации наступает при перенасыщении $s = 1,7 \dots 3$.

Температура частиц V_2O_3 имеет значение, при котором давление насыщенного пара частицы равно давлению пара в потоке. Скорость частиц размеры которых оказываются не превышающими долей микрона, близка к скорости газа.

Принятие некоторых крайних условий, замедляющих нуклеацию, дает значения начального перенасыщения, достигающие 10 и 100. Однако величина потерь удельного импульса во всех случаях не превышает 1%.

Для объяснения этого не вполне очевидного результата были выполнены термодинамические расчеты горения и расширения при различных постоянных по соплу значениях перенасыщения. Принципы расчета объяснены в начале разд. 11.2. Результаты, приведенные на рис. 11.10, показывают, что при ожидаемых согласно кинетическим расчетам перенасыщениях, не превышающих 10—100, потери удельного импульса оказываются ниже 1%. Расчеты неравновесных, с учетом кинетики конденсации, течений дают несколько большие величины потерь, так как при этом учитываются дополнительные потери, связанные с отсутствием температурного равновесия между газом и частицами.

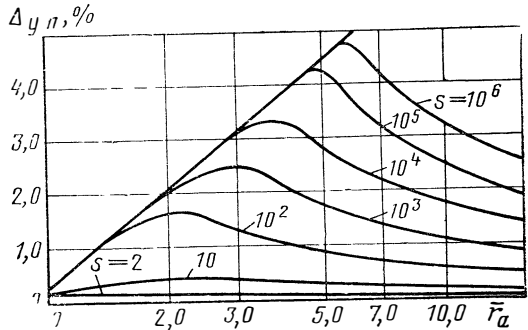


Рис. 11.10. Уменьшение удельного импульса вследствие перенасыщения при расширении в сопле:

топливо — 98% $H_2O_2 + V_5H_9$; $p_{0c} = 15$ МПа; $\kappa = 2,05$ моль ок/моль г

Глава XII

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА

12.1. ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ

Реальным потокам жидкостей и газов обычно сопутствуют явления диффузии, вязкости и теплопроводности. Характер этих явлений существенным образом зависит от режима течения. При ламинарном течении диффузия, вязкость и теплопроводность в газовых смесях определяются межмолекулярными взаимодействиями.

Явления диффузии, вязкости и теплопроводности физически аналогичны. Они предполагают перенос (транспорт) через жидкость или газ некоторого физического свойства в результате движения и взаимодействия атомов и молекул, образующих смесь. Обычная диффузия — перенос массы из одной области в другую вследствие градиента концентрации; вязкость — перенос количества движения вследствие градиента скорости; теплопроводность — перенос энергии вследствие градиента температуры.

Поэтому перечисленные физические явления получили общее название — явления переноса, а соответствующие им теплофизические коэффициенты диффузии D , вязкости η , теплопроводности λ — коэффициенты переноса (транспортные коэффициенты). Указанные коэффициенты являются коэффициентами пропорциональности в выражениях для потоков массы (числа молекул n), количества движения nmv_y и энергии nc_vT в направлении, обратном градиенту:

$$\psi_n = -D \frac{dn}{dz}; \quad \psi_{mv} = -\eta \frac{dv_y}{dz};$$

$$\psi_{c_v T} = -\lambda \frac{dT}{dz},$$

где n — число молекул в единице объема, m и c_v масса молекулы и теплоемкость (в расчете на одну молекулу).

Диффузия может также возникнуть вследствие температурного градиента, поток энергии — из-за градиента концентрации.

Первый эффект обычно весьма мал и здесь не рассматривается, второй учитывается при определении коэффициента теплопроводности реагирующей смеси.

Рассмотрим элементарную теорию явлений переноса. Примем, что молекулы, образующие газообразное рабочее тело, являются упругими сферами массой m и диаметром σ , не взаимодействующими на расстоянии. Все они движутся с одинаковой скоростью в направлениях, параллельных координатным осям прямоугольной системы координат x, y, z с равной вероятностью, т. е. одна шестая молекул движется в направлении $(+x)$, одна шестая — в направлении $(-x)$, одна шестая — в направлении $(+y)$ и т. д. Скорость их равна средней арифметической скорости молекул в условиях равновесного состояния, которая, как известно из курса физики, равна

$$\bar{v} = \sqrt{8kT(\pi m)},$$

где k — постоянная Больцмана.

Рассмотрим перенос какого-либо свойства P (числа молекул n , количества движения nmv_y , энергии nc_vT) через единицу поверхности O (рис. 12.1). Молекулы, приближающиеся к плоскости O сверху или снизу (по $1/6$ всех молекул), столкнулись перед этим с другими молекулами на расстоянии от плоскости O (т. е. в плоскостях A и B), равном средней длине свободного пробега. Принимая постоянным градиент величины P на длине l , можно записать

$$P_A = P_O - l(dP/dz); \quad P_B = P_O + l(dP/dz).$$

Поток свойства P через единицу поверхности в единицу времени ψ_P равен разности соответствующих потоков со стороны плоскостей A и B :

$$\psi_P = \frac{1}{6} \bar{v} P_A - \frac{1}{6} \bar{v} P_B = -\frac{1}{3} \bar{v} l \frac{dP}{dz}.$$

Сравнивая полученную формулу с выражениями для ψ_n , ψ_{mV} и ψ_{cVT} , находим, что

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} l, \quad \eta = \frac{1}{3} n m \bar{v} l, \quad \lambda = \frac{1}{3} n c_V \bar{v} l.$$

Из курса физики известно следующее выражение для средней длины свободного пробега в однородном газе:

$$l = 1/(\sqrt{2} n \pi \sigma^2).$$

Подставляя выражения для \bar{v} и l в формулы для D , η и λ , получаем

$$D = \xi \frac{\sqrt{\pi m k T}}{\pi \sigma^2 m n}; \quad \eta = \xi \frac{\sqrt{\pi m k T}}{\pi \sigma^2}; \quad \lambda = \xi \frac{\sqrt{\pi m k T} c_V}{\pi \sigma^2 m},$$

где D — коэффициент самодиффузии; $\xi = 2/3$.

Теоретические методы являются пока основным источником информации о свойствах переноса высокотемпературных продуктов сгорания. В отличие от элементарной теории эти методы основаны на решении системы интегро-дифференциальных уравнений Больцмана для функции распределения частиц по скорости в зависимости от координат частицы и времени с учетом сложного взаимодействия молекул между собой.

Формальными отличительными признаками результатов решений от элементарной теории являются неодинаковые значения коэффициента ξ в формулах для D , η и λ и наличие в знаменателе этих формул «поправочного» множителя Ω^l . ★ — приведенного интеграла столкновений, учитывающего динамику столкновения частиц (молекул и атомов). Последняя определяется межмолекулярной функцией взаимодействия (потенциалом) — зависимостью потенциальной энергии взаимодействия от расстояния между частицами.

При использовании результатов расчета коэффициентов переноса необходимо иметь в виду основные допущения, которые принимаются при выводе зависимостей.

1. Предполагается, что в смеси газов молекулы индивидуальных веществ участвуют только в парных столкновениях, поэтому результаты расчетов D , η , λ могут иметь погрешность в условиях больших плотностей. Как показывают расчеты по оценке влияния плотности на D , η , λ для продуктов сгорания ракетных топлив, это допущение может привести к ошибке на несколько процентов.

2. Полученные решения, как правило, ограничиваются лишь первым приближением к функции распределения, что справедливо, когда градиенты основных макроскопических величин малы (относительное изменение меньше единицы на средней длине свободного пробега молекул).

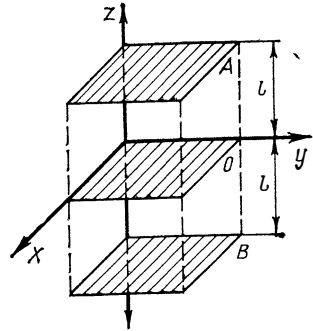


Рис. 12.1. Элементарная схема для определения свойств переноса

3. Предполагается, что размеры газового объема велики по сравнению со средней длиной свободного пробега молекул ($\approx 10^{-7}$ м). В противном случае молекулы будут чаще сталкиваться со стенками сосуда, чем друг с другом, и понятие сплошной среды потеряет смысл.

4. Основные выражения классической молекулярно-кинетической теории получены для смесей одноатомных не реагирующих газов со сферическим потенциалом межмолекулярного взаимодействия. Однако на практике эти выражения для коэффициентов диффузии и вязкости применяют и для более сложных случаев взаимодействия молекул с приблизительно сферически симметричным потенциалом.

Существенные расхождения между рассчитанными и наблюдаемыми величинами следует ожидать для коэффициента теплопроводности смесей химически реагирующих многоатомных газов. В этом случае возникает необходимость в специальном рассмотрении особенностей переноса энергии в таких смесях.

Приводимые ниже зависимости получены с учетом указанных ранее допущений.

12.1.1. ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ ВЕЩЕСТВА

Коэффициент диффузии компонента i в бинарной смеси i и j газов равен

$$D_{ij} = 0,0266 \frac{T \sqrt{T(\mu_i + \mu_j)/(2\mu_i\mu_j)}}{p \sigma_{ij}^2 \Omega_{ij}^{1,1} \star}, \quad (12.1)$$

где p — давление в Па, D_{ij} — в м²/с, $\Omega_{ij}^{1,1} \star$ — приведенный интеграл столкновений (общая запись $\Omega_{ij}^{l,s} \star$) — функция приведенной температуры

$$T_{ij}^* = \frac{T}{(\epsilon/k)_{ij}}; \quad (12.2)$$

σ_{ij} , $(\epsilon/k)_{ij}$ — параметры потенциальной функции взаимодействия молекул (атомов) сортов i и j ; μ_i , μ_j — молекулярные массы компонентов i и j .

В случае равенства $i=j$ (однокомпонентный газ) из формулы (12.1) получается выражение для коэффициента самодиффузии.

Коэффициент вязкости равен

$$\eta_q = 26,7 \cdot 10^{-7} \frac{\sqrt{\mu_q T}}{\sigma_q^2 \Omega_q^{2,2} \star}; \quad (12.3)$$

размерность η_q — Па·с.

Удобным выражением для определения коэффициента теплопроводности λ индивидуального вещества q может служить соотношение

$$\lambda_q = f_q \frac{\eta_q (C_{pq} - R_0)}{\mu_q}, \quad (12.4)$$

где C_{pq} — мольная теплоемкость при постоянном давлении в Дж/(моль·К), λ_q — в Вт/(м·К).

Для одноатомных газов величина f_q близка к 2,5; значение C_{pq} составляет $(5/2) \cdot R_0$, следовательно, для одноатомного газа

$$\lambda'_q = \frac{15}{4} \frac{R_0}{\mu_q} \eta_q.$$

Расчет коэффициента теплопроводности многоатомного газа усложняется вследствие влияния внутренних степеней свободы: вращения и колебаний и необходимости учета переноса энергии этих степеней свободы. Величина f для многоатомных молекул меньше 2,5 и уменьшается с усложнением строения молекул. Для условий высоких температур значение f обычно рассчитывается на основе предположения о диффузионном механизме переноса энергии внутренних степеней свободы и принципа локального термодинамического равновесия для различных видов внутренней энергии:

$$f_q = \frac{\rho_q D_q}{\eta_q} + \frac{3}{2} \frac{R_0}{(C_{pq}^0 - R_0)} \left(\frac{5}{2} - \frac{\rho_q D_q}{\eta_q} \right), \quad (12.5)$$

где ρ_q — плотность индивидуального вещества q в кг/м³; D_q — коэффициент самодиффузии.

Ошибки в расчетах λ_q , возникающие вследствие пренебрежения отклонением от локального термодинамического равновесия, для компонентов продуктов сгорания при $T > 2000$ К обычно не превосходят нескольких процентов.

12.1.2. СМЕСИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ВЕЩЕСТВ

Расчетные выражения для определения коэффициентов вязкости и теплопроводности многокомпонентной смеси из q индивидуальных веществ записываются как отношение определителей порядка $q+1$ и q . В формулы для элементов этих определителей входят коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии бинарных систем $i-j$ для всех сочетаний компонентов. Указанные формулы приведены во многих работах, в том числе и в справочнике [79]. При выполнении расчетов на ЭВМ целесообразно использовать эти формулы. В некоторых случаях допустимо применение приближенных формул, которые рассматриваются ниже. Погрешность приближенных формул по сравнению со строгими формулами молекулярно-кинетической теории обычно не превосходит нескольких процентов [79].

Коэффициент вязкости смеси, химический состав которой задан мольными долями x_q , вычисляется по формуле

$$\eta = \sum_q \frac{\eta_q x_q}{\sum_i \varphi_{qi} x_i}, \quad i, q = 1, 2, 3, \dots, l + m, \quad (12.6)$$

$$\text{где } \varphi_{qi} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\eta_q}{\eta_i} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_i}{\mu_q} \right)^{0,25} \right]^2}{2 \sqrt{2} \left(1 + \frac{\mu_q}{\mu_i} \right)^{0,5}}.$$

Традиционной формой представления коэффициента теплопроводности смеси λ является выражение

$$\lambda = \lambda_f + \lambda_R, \quad (12.7)$$

$$\lambda_f = \lambda' + \lambda'', \quad (12.8)$$

где λ_f — коэффициент теплопроводности смеси не реагирующих газов; λ_R — составляющая коэффициента теплопроводности, обусловленная переносом тепла химических реакций; λ' — коэффициент теплопроводности смеси одноатомных газов; λ'' — составляющая коэффициента теплопроводности, обусловленная переносом энергии внутренних степеней свободы.

Составляющая коэффициента теплопроводности λ' определяется по формуле

$$\lambda' = \sum_q \frac{\lambda'_q x_q}{\sum_i \psi_{qi} x_i}, \quad (12.9)$$

$$\text{где } \psi_{qi} = \varphi_{qi} \left[1 + \frac{2,41 (\mu_q - \mu_i) (\mu_q - 0,142 \mu_i)}{(\mu_q + \mu_i)^2} \right].$$

Составляющая коэффициента теплопроводности, учитывающая перенос энергии внутренних степеней свободы, рассчитывается в предположении диффузионного механизма переноса энергии:

$$\lambda'' = \sum_q \frac{(\lambda_q - \lambda'_q) x_q}{\sum_i x_i (D_{il}/D_{iq})}. \quad (2.10)$$

В реагирующих смесях поток тепла может быть значительно больше, чем в не реагирующих. Механизм переноса тепла химических реакций следующий. Если в реагирующей смеси газов существует градиент температур, то в области повышенных температур смесь сильнее диссоциирована. Вследствие возникающего при этом градиента концентрации продукты диссоциации диффундируют в область более низких температур, где происходит рекомбинация и выделяется тепло химических реакций. Общий метод определения составляющей теплопроводности λ_R , которая учитывает этот эф-

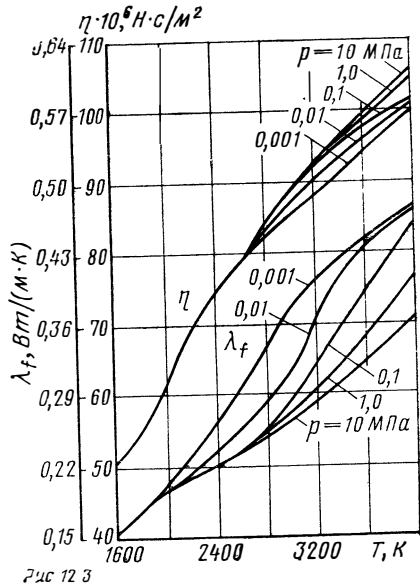
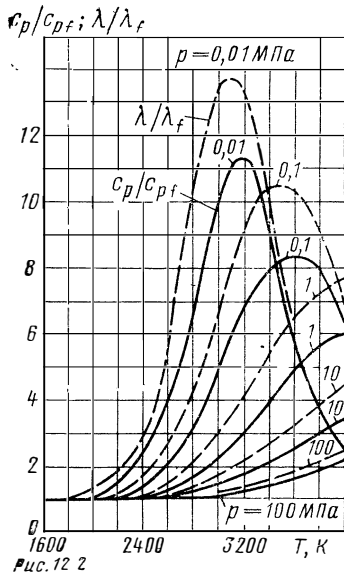


Рис. 12.2. Величины отношений c_p/c_{pf} и λ/λ_f при различных температурах и давлениях

Рис. 12.3. Некоторые теплофизические свойства продуктов сгорания при различных температурах и давлениях

фект, предложен Батлером и Брокау*. Расчетные формулы для λ_R , полученные в предположении локального химического равновесия, очень громоздки и приводятся в специальной литературе [79].

Для грубой оценки составляющей коэффициента теплопроводности λ_R используется соотношение

$$\lambda_R/\lambda_f = (c_p/c_{pf}) - 1, \quad (12.11)$$

полученное в предположении, что числа Прандтля реагирующей и нереагирующей смеси одинаковы, т. е.

$$\eta c_p/\lambda = \eta c_{pf}/\lambda_f.$$

На рис. 12.2 и 12.3 показан характер изменения величин λ/λ_f , λ_f , η от температуры при различных давлениях. Расчеты выполнены для продуктов сгорания топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$ при $\alpha_{ок} = 0,8$; при этом значения λ_R определены по формулам Батлера и Брокау. На графике рис. 12.2 нанесены значения c_p/c_{pf} , что дает возможность оценить точность формулы (12.11). Как видно, химические реакции существенно влияют на λ , при этом максимальные значения λ/λ_f , c_p/c_{pf} достигаются, когда скорость изменения степени диссоциации по температуре максимальна.

* Butler N., Brokaw R. S. J. of Chem. Phys., 26, 1957, p 1636.

12. 1. 3. ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Коэффициенты переноса зависят от взаимодействия молекул при их столкновении. В общем случае это взаимодействие не может быть описано аналитической функцией расстояния между молекулами. Поэтому для расчетных целей применяются различные модели взаимодействия в виде эмпирических зависимостей энергии взаимодействия φ от расстояния и ориентации молекул. Эти зависимости находят отражение в расчетных формулах для коэффициентов переноса в виде интегралов столкновений $\sigma^2 \Omega^{1,1\star}$. Целесообразность применения той или иной модели взаимодействия (потенциала) для расчетов определяется природой вещества, температурным диапазоном, наличием достоверных данных по параметрам потенциала.

Наиболее часто в теплотехнических расчетах используется потенциал Леннарда—Джонса (12—6)

$$\varphi(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right],$$

где ε — максимальная энергия притяжения; σ — диаметр столкновений, т. е. значение r , при котором $\varphi(r) = 0$.

Этот потенциал описывает столкновения молекул в области как низких, так и умеренно высоких температур. Это позволяет использовать экспериментальные данные для определения соответствующих констант потенциала, во-первых, и более или менее обоснованно экстраполировать, во-вторых. Кроме того, константы потенциала (12—6) можно оценить по некоторым физическим свойствам при отсутствии непосредственных экспериментальных данных.

Константы потенциала Леннарда—Джонса σ и ε/k для компонентов продуктов сгорания ракетных топлив приведены в справочнике [79].

Коэффициенты D_q , λ_q , η_q индивидуальных компонентов рассчитывают так:

а) определяют приведенную температуру $T_q^\star = T/(\varepsilon/k)_q$, в зависимости от нее вычисляют соответствующий интеграл столкновений $\Omega_q^{1,1\star}$ или $\Omega_q^{2,2\star}$ [79];

б) с использованием диаметра столкновения компонента σ_q определяют соответствующее значение λ_q , η_q , D_q ;

в) необходимые для определения коэффициента бинарной диффузии D_{ij} потенциальные параметры σ_{ij} , $(\varepsilon/k)_{ij}$ определяют по правилам комбинирования:

$$\sigma_{ij} = 0,5 (\sigma_i + \sigma_j); \quad (12. 12)$$

$$(\varepsilon/k)_{ij} = \sqrt{(\varepsilon/k)_i (\varepsilon/k)_j}, \quad (12. 13)$$

а затем уже находят температуру T_{ij}^\star и интеграл столкновений $\Omega_{ij}^{1,1\star}$.

При использовании в расчетах значений теплофизических коэффициентов η , λ , D , вычисленных по формулам этого раздела, необходимо иметь в виду следующее. Большинство известных значений потенциальных параметров σ , ϵ/k определено из экспериментов по сжимаемости, вязкости, теплопроводности и диффузии в условиях сравнительно низких температур, поэтому применение их в расчетах при высоких температурах строго не обосновано. Кроме того, для ряда веществ отсутствуют экспериментальные значения σ и ϵ/k и для их оценки используются грубые эмпирические формулы. Поэтому расчетные величины коэффициентов переноса для продуктов сгорания ракетных топлив в некоторых случаях могут рассматриваться как оценочные значения. Однако применение даже неточных значений коэффициентов переноса во многих случаях оказывается оправданным. Например, в расчете плотности конвективного теплового потока q_k по критериальным зависимостям его значение пропорционально $\eta^{0,2}$ и ошибка в расчете коэффициента η в 50% приводит к ошибке в вычислении q_k примерно в 8%; примерно такая же ошибка возникает при вычислении уменьшения удельного импульса из-за трения. Более подробно влияние неточностей в теплофизических коэффициентах на расчет ряда важнейших параметров процессов тепло- и массообмена рассмотрено в справочнике [79].

12.2. ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ

При турбулентном движении поля скоростей, давлений, температур и других параметров имеют сложную структуру, что обусловлено крайне нерегулярным и случайным характером изменения параметров в пространстве и времени. Такие изменения называют пульсациями, и они являются наиболее характерным свойством турбулентного движения.

Вследствие турбулентных пульсаций появляются дополнительные (по сравнению с молекулярным переносом) потоки импульса и тепла, которым соответствуют турбулентное напряжение трения τ_t и плотность теплового потока q_t . По аналогии с ламинарным течением можно ввести понятия турбулентных коэффициентов вязкости η_t и теплопроводности λ_t так, чтобы

$$\tau_t = -\eta_t \frac{\partial v_y}{\partial z}; \quad q_t = -\lambda_t \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (12.14)$$

Тогда с учетом молекулярной вязкости и теплопроводности для напряжения трения и плотности конвективного теплового потока можно записать формулы

$$\tau = -(\eta + \eta_t) \frac{\partial v_y}{\partial z}; \quad q = -(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (12.15)$$

Значения η_t и λ_t могут во много раз превосходить соответствующие параметры молекулярного переноса η и λ . Следует отметить, что представление турбулентного трения и переноса тепла в виде

выражений (12.14) применимо не всегда, так как характеристики турбулентности в каждой точке потока определяются условиями течения среды не только в этой же точке, но и предьсторией потока. Однако для большинства случаев такое представление оказывается возможным.

В настоящее время отсутствуют законченные теории турбулентности. В связи с этим для установления зависимостей η_T и λ_T от различных параметров потока широко применяют эксперимент и различные полуэмпирические соотношения. Устанавливаемые зависимости нередко носят частный характер: они либо справедливы для течения в свободных струях, либо только для течений в пограничном слое, их применение может ограничиваться масштабом турбулентности и т. п.

12.3. МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

При расчете параметров идеальных потоков широко применяется уравнение состояния идеального газа, согласно которому продукты сгорания являются системой не взаимодействующих между собой материальных точек. Реальные продукты сгорания представляют собой смесь веществ, состоящих из частиц конечных размеров, между которыми действуют силы межмолекулярного взаимодействия. Роль этих факторов возрастает с увеличением плотности, т. е. с увеличением числа частиц в единице объема.

Модель идеального газа обычно является достаточно хорошим приближением для описания зависимости между давлением, объемом и температурой (так называемых $p-v-T$ свойств) продуктов сгорания ракетных топлив. Лишь в некоторых случаях при существенном возрастании плотности возникает необходимость в применении уравнений состояния реального газа. В частности, целесообразно учитывать реальные $p-v-T$ свойства при расчете параметров генераторного газа, имеющего сравнительно невысокую температуру и высокое давление, особенно в случае газогенератора ЖРД с дожиганием генераторного газа.

Рассмотрим кратко методы расчета параметров продуктов сгорания с применением уравнения состояния реального газа $\varphi(p, v, T) = 0$.

Выражение для химического потенциала φ_q индивидуального газообразного вещества q в газовой смеси с давлением p устанавливается с помощью известного дифференциального соотношения термодинамики

$$(\partial\varphi_q/\partial p)_{T,n_j} = \bar{v}_q, \quad (12.16)$$

где $\bar{v}_q = (\partial V/\partial n_q)_{p,T,n_j}$ — мольный парциальный объем. Интегрируя выражение (12.16) по давлению от заданного p до $p \rightarrow 0$ при $T = \text{const}$ и выполняя простые преобразования, получаем

$$\varphi_q = \varphi_q^0 + R_0 T (\ln x_q + \ln p) - \int_0^p \alpha_q dp,$$

где $\alpha_q = (R_0 T/p) - \bar{v}_q$ — остаточный объем; $\varphi_q^0 = I_q^0 - T S_q^0$ — химический потенциал одного моля идеального газа при давлении 101325 Па (1 физ. атм.). Под-

ставим величину мольной доли $x_q = n_q/N$ в выражение для φ_q и учтем, что число молей топлива M_T можно выбрать так, чтобы удовлетворялось равенство $p=N$ (см. гл. V). Тогда окончательно выражение для химического потенциала принимает вид

$$\varphi_q = I_q^0 - T (S_q^0 - R_0 \ln n_q) - \int_0^p \alpha_q dp. \quad (12.17)$$

Теперь не представляет особой сложности записать и систему уравнений химического равновесия для расчета равновесного состава. Эта система включает уравнения (5.6), (5.11) и (5.12).

Для расчета термодинамических функций и свойств продуктов сгорания достаточно получить выражения для их энтальпии I и энтропии S , так как остальные параметры вычисляются с применением формул для I и S и соотношений термодинамики. Известны следующие выражения для мольных парциальных энтропии и энтальпии:

$$\bar{S}_q = \left(\frac{\partial S}{\partial n_q} \right)_{p,T,n_j} = - \left(\frac{\partial \varphi_q}{\partial T} \right)_{p,n_j};$$

$$\bar{I}_q = \left(\frac{\partial I}{\partial n_q} \right)_{p,T,n_j} = \varphi_q + T \bar{S}_q,$$

где $S = \sum_q n_q \bar{S}_q$, $I = \sum_q n_q \bar{I}_q$. Подставляя в эти выражения формулу (12.17), получим

$$\bar{S}_q = S_q^0 - R_0 \ln n_q + \int_0^p \left(\frac{\partial \alpha_q}{\partial T} \right)_{p,n_j} dp; \quad (12.18)$$

$$\bar{I}_q = I_q^0 - \int_0^p \alpha_q dp + T \int_0^p \left(\frac{\partial \alpha_q}{\partial T} \right)_{p,n_j} dp.$$

Важным моментом в термодинамике реального газа является выбор соответствующего уравнения состояния. Критерием правильности этого выбора служит совпадение расчетных и экспериментальных свойств смеси. В настоящее время применяются самые различные уравнения. Следует отметить, что практически все известные уравнения состояния являются эмпирическими или, в лучшем случае, полуэмпирическими. Их недостаток — специфичность используемых констант — делает необоснованной экстраполяцию за пределы эксперимента и ограничивает совокупность рассматриваемых веществ и смесей.

Единственным уравнением состояния, которое может быть получено теоретически, является уравнение состояния с вириальными коэффициентами:

$$pv = R_0 T \left(1 + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \frac{D}{v^3} + \dots \right), \quad (12.19)$$

где B, C, D, \dots — второй, третий, четвертый и т. д. вириальные коэффициенты; v — мольный объем.

Оценка значений вириальных коэффициентов и вклада каждого из них в рассчитанные значения параметров продуктов сгорания показывает, что для расчета последних с учетом неидеальности достаточно ограничиться в уравнении состояния (12.19) вторым и третьим вириальными коэффициентами.

Для расчета вириальных коэффициентов должны быть известны химический состав смеси и потенциал межмолекулярного взаимодействия $\varphi(r)$. В качестве последнего часто применяется потенциал Леннарда — Джонса. Формулы для расчета коэффициентов B, C индивидуальных веществ и смесей приведены в справочнике [79].

Там же выполнено подробное исследование влияния межмолекулярных взаимодействий с использованием уравнения состояния (12.19). Влияние межмолекулярных взаимодействий оценивалось по значениям отклонений $\delta\Phi = (\Phi_{\text{ид}} - \Phi)/\Phi_{\text{ид}}$, где $\Phi_{\text{ид}}$ — значение параметра, вычисленное с использованием уравнения состояния идеального газа. Основные результаты заключаются в следующем. В зависимости от роли межмолекулярных взаимодействий параметры продуктов сгорания условно можно разделить на такие группы: а) равновесный состав, молекулярная масса, энтальпия и энтропия; б) «дифференциальные» термодинамические свойства: теплоемкости и их отношение, термические коэффициенты, скорость звука; в) параметры процессов T_{0c} , R_{0c} , β , ω , $I_{у.п.}$, \bar{F} .

В условиях, соответствующих камерам сгорания ЖРД ($T_{0c} \approx 3200$ К, $p_{0c} \approx 10 \dots 30$ МПа), отклонения $\delta\Phi$ для параметров первой и третьей групп не превосходят 0,5%, для параметров второй группы они могут возрастать до 2—4% при $p_{0c} > 15$ МПа.

В условиях, соответствующих газогенераторам ($T_{0c} \sim 1000$ К, $p_{0c} \approx 30 \dots 50$ МПа), отклонения $\delta\Phi$ могут быть больше: для параметров первой группы (кроме x_q и μ) они составляют 1—2%, для параметров второй группы — 2—5% (c_p , c_v , c_p/c_v) и 10—15% (a , α_p , β_T), для параметров третьей группы (R_{0c} , β) — 3—4%.

Глава XIII

ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

13.1. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Как и всякая реальная жидкость, продукты сгорания обладают вязкостью и теплопроводностью. Движение и параметры таких сред описываются системой уравнений движения Навье—Стокса, уравнений неразрывности и энергии. Решение систем уравнений, включающих уравнения движения Навье—Стокса, представляет серьезные математические трудности, и некоторые результаты для частных случаев получены лишь в последнее время. Однако приближенное решение задачи о движении вязкой и теплопроводной жидкости можно получить, если принять во внимание экспериментальный факт о существенном влиянии вязкости лишь в области непосредственно возле поверхности обтекаемого контура. Для этой области, называемой пограничным слоем, уравнения Навье—Стокса упрощаются, что и дает возможность получить их решение.

В зависимости от характера течения режим движения в пограничном слое может быть ламинарным или турбулентным. В камерах ракетных двигателей вследствие больших скоростей потока образуется обычно турбулентный пограничный слой. В соплах микродвигателей или в соплах с большой степенью расширения при низком давлении в камере сгорания режим течения в пограничном слое может быть ламинарным, возможно также возникновение режима перемежающегося (переходного) течения.

Режим течения в пограничном слое определяют по критическому числу Рейнольдса $Re_{кр}$. Значение $Re_{кр}$ зависит от большого чис-

ла факторов и определяется обычно на основании экспериментальных данных.

В пограничном слое происходит изменение многих параметров и свойств потока. Область изменения той или иной величины от значения на стенке до значения в ядре потока определяет соответствующую характерную толщину пограничного слоя. Например, в динамическом пограничном слое толщиной δ (рис. 13.1) в качестве характерной величины рассматривается скорость газа u вдоль стенки, которая уменьшается от значения во внешнем потоке до нуля при $\delta=0$. В тепловом пограничном слое толщиной δ_T характерной величиной считается температура или энтальпия, изменяющаяся от значения на границе слоя до значения на стенке. В общем случае влияние вязкости и теплопроводности является различным, а распределения скорости и температуры, так же как и толщины слоев δ и δ_T , не совпадают ($\delta > \delta_T$ при $Pr > 1,0$, $\delta < \delta_T$ при $Pr < 1,0$).

Однозначно определить внешнюю границу (а тем самым и толщину) пограничного слоя невозможно. Поэтому границу пограничного слоя часто определяют условно; например, для динамического пограничного слоя границу проводят там, где местная скорость отличается от скорости внешнего потока на один или половину процента.

Использование в качестве линейных размеров толщины δ и δ_T не всегда удобно из-за их нечеткого определения. В расчетах и при обработке экспериментальных данных применяют условные толщины пограничного слоя: толщину вытеснения δ^* , толщину потери импульса δ^{**} и толщину потери энергии δ_T^{**} . Для осесимметричного пограничного слоя сжимаемой жидкости условные толщины определяют по формулам

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \frac{r}{R} \frac{\tilde{q}}{q_x} \left(1 - \frac{qu}{\tilde{qu}}\right) dy; \quad (13.1)$$

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{u}{\tilde{u}}\right) \frac{qu}{q_x \tilde{u}} dy; \quad (13.2)$$

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{r}{R} \left(1 - \frac{\Delta i_0}{\Delta \tilde{i}_0}\right) \frac{qu}{q_x \tilde{u}} dy, \quad (13.3)$$

где q_x — некоторая, не зависящая от y характерная плотность (например, в ядре потока, при средней температуре пограничного слоя или при температуре стенки и т. п.); $\Delta i_0 = i_0 - i_{ct}$ — разность энтальпий при температуре торможения и температуре стенки; R — радиус стенки; r — текущий радиус (рис. 13.2), символом \sim здесь и далее отмечены параметры вне пограничного слоя. Применение в формулах (13.1—13.3) в качестве верхнего предела интегрирования δ_T , $\delta = \infty$ освобождает величины δ^* , δ^{**} и δ_T^{**} от неопределенности из-за условного выбора толщины пограничного слоя δ , δ_T .

Условные толщины имеют определенный физический смысл. Толщина вытеснения соответствует уменьшению расхода из-за образования пограничного слоя. Она представляет собой условное расстояние, на которое нужно отодвинуть стенку, чтобы расход и распределение давления вдоль поверхности при течении невязкой



Рис. 13.2. Система координат пограничного слоя

← Рис. 13.1. Характерные толщины пограничного слоя:

δ — толщина динамического пограничного слоя;
 δ_T — толщина теплового пограничного слоя

жидкости были такими же, как и при обтекании истинного контура вязкой жидкостью. Толщина потери импульса в выходном сечении сопла δ_a^{**} характеризует потери количества движения из-за вязкости и теплоотдачи в стенку. Толщина потери энергии δ_T^{**} пропорциональна количеству тепла, отданному потоком в стенку на участке от начала развития пограничного слоя до рассматриваемого сечения [64].

13.2. УРАВНЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

При математическом описании турбулентного движения течение делят на среднее и пульсационное. Для получения средних величин гидродинамических параметров проводят статистическое осреднение по времени. Полагают, что период осреднения достаточно большой по сравнению с периодом пульсаций и существенно мал по сравнению с характерным для осредненного движения интервалом времени.

Истинное значение каждого параметра потока представляют суммой среднего $\langle \varphi \rangle$ и пульсационного φ' значений —

$$\varphi = \langle \varphi \rangle + \varphi' \quad (13.4)$$

и принимают следующие правила осреднения:

$$\langle \varphi_1 + \varphi_2 \rangle = \langle \varphi_1 \rangle + \langle \varphi_2 \rangle; \quad (13.5)$$

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right\rangle = \frac{\partial \langle \varphi \rangle}{\partial \tau}; \quad \left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right\rangle = \frac{\partial \langle \varphi \rangle}{\partial x}; \quad (13.6)$$

$$\langle \langle \varphi_1 \rangle \langle \varphi_2 \rangle \rangle = \langle \varphi_1 \rangle \langle \varphi_2 \rangle; \quad \langle \langle \varphi \rangle \rangle = \langle \varphi \rangle. \quad (13.7)$$

Система уравнений для турбулентных течений выводится из уравнений Навье—Стокса, уравнений неразрывности и энергии,

в которые подставляются величины параметров в виде (13.4). Затем выполняется операция осреднения в соответствии с правилами (13.5)—(13.7). В приложениях к различным задачам турбулентных течений эта система подвергается соответствующим упрощениям. В частности, для течения в пограничном слое, приближенно оценивая порядок значений параметров, принимают, что $v \ll u$ и $\partial\varphi/\partial y \gg \partial\varphi/\partial x$, где φ —любая гидродинамическая величина. Эти допущения применяют при оценке возможного значения каждого члена уравнений; члены более высокого порядка малости отбрасывают. В результате получается система уравнений, приближенно описывающая течение в пограничном слое. Для характерного в камерах ракетных двигателей осесимметричного химически равновесного течения она имеет следующий вид (для простоты знак осреднения сохранен лишь в пульсационных составляющих, уравнения записаны без учета излучения):

$$\frac{\partial}{\partial x}(rqu) + \frac{\partial}{\partial y}(rqv) = 0; \quad (13.8)$$

$$qu \frac{\partial u}{\partial x} + qv \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y}(r\tau); \quad (13.9)$$

$$\partial p/\partial y = 0; \quad (13.10)$$

$$qu \frac{\partial i_0}{\partial x} + qv \frac{\partial i_0}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y}(rq_0); \quad (13.11)$$

$$q = f(i, p), \quad (13.12)$$

$$\text{где } \tau = \eta \frac{\partial u}{\partial y} - q \langle u'v' \rangle;$$

$$q_0 = \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} - q \langle i'v' \rangle + u\tau, \quad (13.13)$$

$$i_0 = i + u^2/2.$$

В соответствии с формулами (12.14) члены уравнений, содержащие пульсационные составляющие, могут быть записаны в виде

$$-q \langle u'v' \rangle = \eta_\tau \frac{\partial u}{\partial y}, \quad -\langle i'v' \rangle = a_\tau \frac{\partial i}{\partial y},$$

где $a_\tau = \lambda_\tau / (c_p q)$ — коэффициент турбулентной теплопроводности.

Граничными условиями для системы уравнений (13.8—13.12) будут следующие. При $y=0$, т. е. непосредственно на стенке при отсутствии вдува $u=v=0$, $i=i_{ст}$, $\tau=\tau_{ст}$, $q=q_{ст}$; при $y=\delta$, т. е. на внешней границе динамического пограничного слоя, $u=\tilde{u}$, $\tau=0$; при $y=\delta_T$, т. е. на внешней границе теплового пограничного слоя, $T=T_0$, $i=i_0$, $q=0$.

Система уравнений (13.8—13.12) является необходимой основой для определения средних значений параметров пограничного слоя: i , p , q , u , v . В результате решения системы может быть найдено распределение параметров по пограничному слою и вычисле-

ны плотность конвективного теплового потока $q_{ст} = (\lambda/c_p) (\partial i/\partial y)_{ст}$ и касательное напряжение трения $\tau_{ст} = \eta (\partial u/\partial y)_{ст}$. Однако, чтобы полученная система уравнений была замкнутой, необходимы выражения, устанавливающие взаимосвязь между средними параметрами потока и пульсационными составляющими.

Решение задачи о расчете параметров в пограничном слое в строгой постановке в настоящее время невозможно. Обычно вводят многочисленные упрощающие допущения и предположения, поэтому для обоснования принятых методов расчета решающее значение имеет эксперимент.

Для анализа структуры пограничного слоя большое значение имеет уравнение баланса энергии турбулентных пульсаций. Согласно этому уравнению конвективный перенос турбулентности со средней скоростью потока уравнивается генерацией турбулентности при неоднородной средней скорости, диссипацией турбулентности и «диффузией» турбулентности в пространстве (под влиянием пульсаций давления и молекулярной вязкости). Экспериментальное исследование вклада каждой составляющей показывает, что в пограничном слое можно выделить три характерные области: тонкий слой вблизи стенки, промежуточную область и область во внешней части пограничного слоя. В пристеночном слое существенно влияние молекулярной вязкости, диффузии турбулентности и диссипации энергии; в промежуточной области главными статьями баланса энергии являются генерация турбулентности и ее диссипация, которые примерно уравнивают друг друга, влияние других составляющих баланса энергии мало. Промежуточная зона является основной зоной турбулентного пограничного слоя с большим градиентом средней скорости. Во внешней части градиент средней скорости становится малым, главными статьями баланса энергии являются диффузия турбулентности и диссипация.

Широкое распространение в теории пограничного слоя получила полуэмпирическая теория пути смешения Прандтля.

Согласно этой теории для турбулентных коэффициентов вязкости и теплопроводности справедливы формулы

$$\eta_r = \rho l^2 |\partial u/\partial y|; \lambda_r = c_p \rho l_1 l |\partial u/\partial y|, \quad (13.14)$$

где l, l_1 — длина пути перемешивания для импульса и температуры. Для вычисления значений l, l_1 предложены различные формулы, например, $l = ky, l_1 = l, k = 0,4$.

На основе анализа экспериментальных данных о структуре пограничного слоя В. М. Иевлевым [34] развита полуэмпирическая теория пограничного слоя высокотемпературных потоков, которая применима для решения широкого круга задач. Основу теории составляет применение уравнений баланса: энергии турбулентности и квадрата пульсаций энтальпии $\langle i'^2 \rangle$. Для промежуточной части пограничного слоя делается предположение, что генерация энергии турбулентности и величины $\langle i'^2 \rangle$ примерно равны их диссипации. Это предположение несправедливо для пристеночного слоя, однако в этой области η_r и α_r невелики, поэтому ошибки в их определе-

нии не сильно повлияют на суммы $\eta + \eta_T$ и $a + a_T$. Оно несправедливо также и для внешней части пограничного слоя, но в этой области малы градиенты $\partial u/\partial y$ и $\partial i/\partial y$, поэтому ошибки в η_T и a_T не очень существенны. На основе сделанного предположения и применения экспериментальных данных для определения эмпирических констант В. М. Иевлевым получены следующие формулы:

$$\frac{v_T}{v} = -3,8 + \sqrt{14,4 + \left(\frac{l_T V \sqrt{\tau/\rho}}{v}\right)^2}; \quad (13.15)$$

$$\frac{a_T}{a} = \frac{v_T/v}{-\frac{1}{Pr} + \sqrt{\frac{1}{Pr^2} + 1,25 \frac{v_T}{v} \left(6,67 + \frac{v_T}{v}\right)}}$$

где l_T — масштаб турбулентности; $v_T = \eta_T/\rho$; $v = \eta/\rho$.

При $[l_T/v(\sqrt{\tau/\rho})] \gg 1$, т. е. вдали от стенки, из формул (13.15) получается $v_T \approx l_T \sqrt{\tau/\rho}$, что совпадает с формулой Прандтля. Следовательно, для обеспечения согласия расчетов по формулам (13.15) с опытными данными необходимо вдали от стенки считать величину l_T равной «длине пути смещения» Прандтля.

Можно, например, вычислять l_T по формуле Никурадзе для трубы, заменив в этой формуле радиус трубы толщиной пограничного слоя δ :

$$l_T/\delta = 0,14 - 0,08(1 - y/\delta)^2 - 0,06(1 - y/\delta)^4 \quad (13.16)$$

или воспользоваться другими предлагавшимися в литературе эмпирическими зависимостями для l_T , например, $l_T = 0,4 y$.

Таким образом, уравнения (13.8) — (13.12) и (12.14) совместно с зависимостями (13.15) — (13.16) образуют замкнутую систему дифференциальных уравнений в частных производных. Эту систему при заданных граничных условиях можно решить численно на ЭВМ.

13.3. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ И ЭНЕРГИИ

Интегральные соотношения выражают законы количества движения и сохранения энергии в пограничном слое. Их можно получить интегрированием по y уравнений (13.9) и (13.11) с учетом граничных условий и уравнения неразрывности (13.8). Используя формулы для условных толщин (13.2) и (13.3), можно записать интегральные соотношения импульсов и энергии в виде

$$\tilde{u} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_x \tilde{u} R \delta^{**}) + \rho_x \tilde{u} R \delta^{**} (1 + H^*) \frac{d\tilde{u}}{dx} = R \tau_{ct}; \quad (13.17)$$

$$\frac{d}{dx} (\Delta \tilde{i}_0 \rho_x \tilde{u} R \delta_T^{**}) = R q_{ct}, \quad (13.18)$$

где $H^* = \delta^*/\delta^{**}$ — формпараметр.

Вывод интегральных соотношений удобно рассмотреть на примере вывода интегрального соотношения энергии. Умножим уравнение (13.8) на i_0 , уравнение (13.11) на r и сложим их.

В результате получим

$$\frac{\partial}{\partial x} (i_0 r q u) + \frac{\partial}{\partial y} (i_0 r q v) = \frac{\partial}{\partial y} (r q_0). \quad (13.19)$$

Уравнение неразрывности (13.8) умножим теперь на энтальпию торможения вне пограничного слоя \tilde{i}_0 , которая не зависит от x и y :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\tilde{i}_0 r q u) + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{i}_0 r q v) = 0. \quad (13.20)$$

Из уравнения (13.20) вычтем уравнение (13.19), разность энтальпий $\tilde{i}_0 - i_0$ представим в виде $\Delta \tilde{i}_0 - \Delta i_0$, где $\Delta \tilde{i}_0 = \tilde{i}_0 - i_{cT}$. В результате будем иметь

$$\frac{\partial}{\partial x} [(\Delta \tilde{i}_0 - \Delta i_0) r q u] + \frac{\partial}{\partial y} [(\Delta \tilde{i}_0 - \Delta i_0) r q v] = -\frac{\partial}{\partial y} (i q_0). \quad (13.21)$$

Интегрирование уравнения (13.21) по y в пределах толщины пограничного слоя δ_T с учетом граничных условий и формулы (13.3) приводит к соотношению (13.18). Примерно в такой же последовательности выводится интегральное соотношение импульсов.

Введем в рассмотрение характерные числа Рейнольдса, записанные по условным толщинам пограничного слоя:

$$Re^{**} = \frac{\rho_x \tilde{u} \delta_T^{**}}{\eta_x}; \quad Re_T^{**} = \frac{\rho_x \tilde{u} \delta_T^{**}}{\eta_x}, \quad (13.22)$$

а также безразмерные коэффициенты α и α_T , пропорциональные соответственно коэффициенту трения и критерию Стантона:

$$\alpha = \frac{\tau_{cx}}{\rho_x \tilde{u}^2}, \quad \alpha_T = \frac{q_{cx}}{\rho_x \tilde{u} \Delta \tilde{i}_0}, \quad (13.23)$$

где η_x — некоторый характерный коэффициент вязкости, не зависящий от x .

С учетом введенных параметров Re^{**} , Re_T^{**} , α и α_T интегральные соотношения импульсов и энергии можно преобразовать так:

$$\frac{d Re^{**}}{d \bar{x}} + (1 + H^*) \frac{Re^{**}}{\tilde{u}} \frac{d \tilde{u}}{d \bar{x}} + Re^{**} \frac{d \ln \bar{r}}{d \bar{x}} = \alpha Re_0; \quad (13.24)$$

$$\frac{d Re_T^{**}}{d \bar{x}} + \frac{Re_T^{**}}{\Delta \tilde{i}_0} \frac{d \Delta \tilde{i}_0}{d \bar{x}} + Re_T^{**} \frac{d \ln \bar{r}}{d \bar{x}} = \alpha_T Re_0; \quad (13.25)$$

где $Re_0 = \rho_x \tilde{u} L / \eta_x$; L — некоторый характерный размер, например радиус минимального сечения сопла r_m ; $\bar{x} = x/L$; $\bar{r} = R/L$.

Таким образом, из системы дифференциальных уравнений в частных производных получена два обыкновенных дифференциальных уравнения (13.24) и (13.25), которые содержат пять неизвестных: α , α_T , H^* , Re^{**} и Re_T^{**} . Поэтому для замыкания системы необходимы дополнительные соотношения, задаваемые на основе экспериментальных и теоретических данных. Благодаря тому, что порядок уравнений (13.24) и (13.25) ниже, чем порядок исходных дифференциальных уравнений (13.8) — (13.12), уравнения вида (13.24) и (13.25) широко используются в расчетах и при обработке экспериментальных данных. В то же время эти уравнения в отличие от

системы (13.8)—(13.12) не позволяют непосредственно найти распределение параметров внутри пограничного слоя.

Зависимости вида

$$\alpha = f(\text{Re}^{**}); \alpha_T = f(\text{Re}_T^{**}, \text{Pr}) \quad (13.26)$$

получили название законов трения (сопротивления) и теплообмена. Наиболее просто такие законы удается получить обобщением экспериментальных и расчетных данных для случая обтекания пластины несжимаемой жидкостью при $\tilde{y} = \text{const}$ и $T_{\text{ст}} = \text{const}$.

Дозвуковые и сверхзвуковые течения газа обладают рядом особенностей, отличающих их от течений несжимаемой жидкости. Однако если рассматривать только вопросы трения, теплообмена и диффузии в пограничном слое без скачков уплотнения, то между течением несжимаемой жидкости и газом качественных различий не обнаруживается. Основные различия — количественные, и характеризуются они видом зависимости свойств поперек пограничного слоя от энthalпии (температуры) и давления. Это справедливо и для смесей газов, в том числе и для диссоциированных. В работах В. М. Иевлева показано, что законы трения и теплообмена для турбулентного пограничного слоя консервативны к изменению граничных условий, поэтому законы трения и теплообмена, полученные при $T_{\text{ст}} = \text{const}$ и $\tilde{y} = \text{const}$, представляется возможным распространить на более сложные граничные условия. Более того, в качестве основных могут быть взяты данные для несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами, а затем с помощью различных поправок они могут быть скорректированы на другие виды физических сред.

Сжимаемость и изменение свойств рабочего тела поперек пограничного слоя обычно учитывают двумя методами. По методу определяющей температуры физические параметры, входящие в критерии подобия (Re , St , Pr), относят к некоторой «определяющей» температуре, способ вычисления которой выбран на основании сопоставления расчетных и экспериментальных данных. Определяющая температура в общем случае может быть неодинаковой при расчете различных параметров (например, плотности и коэффициента вязкости). В качестве примера такого подхода в данной главе рассматривается метод В. М. Иевлева [34].

Другим методом является метод, согласно которому сжимаемость и неизотермичность учитываются некоторыми функциями отношения характерных температур, например температуры торможения в ядре потока и температуры стенки. В качестве функций могут использоваться как сами температуры, так и некоторые свойства (например, плотности), либо комплексы величин. Метод функций отношения, обобщенный на основе предельных законов сопротивления и теплообмена на различные случаи течения реальной жидкости, развит в работах С. С. Кутателадзе — А. И. Леонтьева [42]. Этот метод также рассматривается в данной главе.

13.4. МЕТОД ИНТЕГРАЛЬНЫХ СООТНОШЕНИЙ

В. М. ИЕВЛЕВА

Рассматриваемый метод часто используется в расчетах конвективного теплообмена.

В качестве исходных уравнений используются интегральные соотношения (13.24) и (13.25). Введем в эти уравнения новые переменные — z и z_T :

$$z = \frac{Re^{**}}{\alpha} \sim \frac{\delta^{**}}{\alpha}; \quad z_T = \frac{Re_T^{**}}{\alpha_T} \sim \frac{\delta_T^{**}}{\alpha_T}. \quad (13.27)$$

Значения δ^{**}/α и δ_T^{**}/α_T сравнительно слабо зависят от распределения скоростей и энтальпий по пограничному слою. Поэтому распределение u и Δi_0 при выводе соотношений для трения и теплообмена в пограничном слое с применением z и z_T может задаваться приближенно. Теперь интегральные соотношения импульсов и энергии можно представить в виде

$$\frac{dz}{dRe_x} + \frac{z}{\alpha} \frac{d\alpha}{dRe_x} = 1 - (1 + H^*) \frac{z}{\tilde{u}} \frac{d\tilde{u}}{dRe_x} - z \frac{d \ln r}{dRe_x}; \quad (13.28)$$

$$\frac{dz_T}{dRe_x} + \frac{z_T d\alpha_T}{\alpha_T dRe_x} = 1 - \frac{z_T}{\Delta i_e} \frac{d\Delta i_e}{dRe_x} - z_T \frac{d \ln r}{dRe_x}, \quad (13.29)$$

где $dRe_x = \rho x \tilde{u} dx / \eta_x$; $\Delta i_e = \tilde{i} + \psi \tilde{u}^2 / 2 - i_{ct}$

— «эффективный» перепад энтальпий; ψ — коэффициент восстановления энтальпии (при постоянной теплоемкости этот коэффициент равен коэффициенту восстановления температуры).

Законы трения и теплообмена, т. е. зависимости α и α_T от z , z_T и числа Pr , выводятся двумя путями: расчетами с применением полуэмпирической теории турбулентного пограничного слоя и с использованием имеющихся экспериментальных данных. Сопоставление закономерностей, полученных таким образом, позволяет установить некоторый окончательный вид этих законов.

Все имеющиеся данные при $z, z_T = 10^5 \dots 10^9$; $Pr = 0,7 \dots 2000$;

$\left| \frac{\delta^{**} d\tilde{u}}{\tilde{u} dx} \right| \ll 10^{-3}$ удовлетворительно аппроксимируются следующими формулами:

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

$$H = (1 - 5 \sqrt{\alpha})^{-1};$$

$$\psi = 0,9 + 30,2 \alpha (Pr - 0,9) Pr^{-0,15};$$

$$H_m = H (z/z_T)^{0,43z^{-0,01}};$$

$$H_e = \frac{\tilde{\alpha}_p}{\tilde{c}_p} \left[\Delta i_e H_m \frac{\alpha_T}{\alpha} \frac{z_T}{z} - (1 + H) \frac{\tilde{u}^2}{2} \right];$$

$$H^* = H - H_e;$$

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

Результаты расчетов при переменных свойствах среды удается приближенно представить с помощью тех же формул (13.30) путем выбора соответствующих значений η_x , q_x и Pr_x . Введем обозначения

$$i_m = \frac{\tilde{i}_0 + i_{cr}}{2} - \left(\frac{\tilde{u}}{2} \right)^2 / 2; \quad (13.31)$$

$$i_* = \frac{3\tilde{i}_0 + i_{cr}}{2} - \left(\frac{3\tilde{u}}{4} \right)^2 / 2.$$

Первое слагаемое в формуле для i_m — среднее значение энтальпии торможения i_{m0} в пограничном слое, второе — половина квадрата средней скорости $u_m = \tilde{u}/2$. Поэтому величина i_m — средняя энтальпия в данном сечении пограничного слоя. Значение i_* , вычисляемое по средней энтальпии торможения $(i_{m0} + i_0)/2$ и скорости $u = (u_m + \tilde{u})/2$, примерно соответствует средней энтальпии в турбулентной части пограничного слоя.

Расчеты показывают, что при монотонном изменении свойств рабочего тела в функции энтальпии и давления для справедливости формул (13.30) в случае среды с переменными свойствами необходимо принять

$$q_x = q_m^{0,82} q_*^{0,18}; \quad Pr = Pr_m; \quad \eta_x = (\eta_m)_{cp}, \quad (13.32)$$

где запись φ_m или φ_* обозначает функциональную зависимость параметра φ от i_m , p или i_* , p соответственно; в качестве η_x берется среднее по длине (например, по соплу) значение η_m .

Таким образом, уравнения (13.28), (13.29), соотношения (13.30) и (13.32) образуют замкнутую систему дифференциальных уравнений, которая интегрируется численными методами.

13.5. МЕТОД ИНТЕГРАЛЬНЫХ СООТНОШЕНИЙ КУТАТЕЛАДЗЕ — ЛЕОНТЬЕВА

В результате обработки обширных экспериментальных данных для несжимаемой жидкости может быть предложен ряд степенных законов сопротивления. Экспериментальные исследования также показывают приемлемую точность аналогии Рейнольдса для теплообмена с соответствующим поправочным множителем для случая $Pr < 1$. В случае выбора в качестве характерной плотности ее значения вне пограничного слоя, т. е. $q_x = q$, законы трения и теплообмена для несжимаемой жидкости могут быть записаны в виде [42]

$$c_{f0} = B(Re^{**})^{-m}; \quad St_0 = \frac{B}{2} Pr^{-0,75} (Re_T^{**})^{-m}, \quad (13.33)$$

где $c_{f0} = 2\tau_{cr}/(\tilde{q}\tilde{u})$, $St_0 = q_{cr}/[c_p \tilde{q} \tilde{u} (T_e - T_{cr})]$.

Соотношения (13.33) получены с использованием степенного профиля распределения скоростей в пограничном слое:

$$\tilde{u}/v_* = \text{const} (v_* y/\nu)^n,$$

где $v_* = \sqrt{\tau_{ct}/\rho}$ — так называемая динамическая скорость; $\nu = \eta/\rho$ — кинематическая вязкость. При $n=1/7$ $B=0,0252$, $m=0,25$; при $n=1/9$ $B=0,019$ и $m=0,2$.

Сжимаемость, неизотермичность и другие особенности реальных течений учитываются с помощью относительных законов сопротивления и теплообмена.

Относительные законы сопротивления и теплообмена записываются в виде

$$\Psi = \left(\frac{c_f}{c_{f0}} \right)_{\text{Re}^{**}}; \quad \psi_s = \left(\frac{\text{St}}{\text{St}_0} \right)_{\text{Re}_T^{**}}; \quad (13.34)$$

при этом значения локальных параметров c_{f0} и St_0 в «стандартных» условиях (обтекание пластины изотермическим потоком несжимаемой жидкости) вычисляются, например, по формулам (13.33), при значениях чисел Re^{**} и Re_T^{**} , соответствующих расчету реальных условий течения.

Результаты экспериментов и расчетов показывают сравнительно слабую зависимость относительного изменения сопротивления и теплообмена (т. е. значений Ψ) от числа Re . Это послужило необходимой предпосылкой для вывода так называемых относительных предельных законов сопротивления и теплообмена.

Особенностью этих законов является независимость от эмпирических констант турбулентности, что позволяет эффективно использовать их в инженерных расчетах.

Для вывода предельных законов используется гипотеза Прандтля о пути смешения, эмпирические константы турбулентности исключаются из выражений при рассмотрении предельных случаев, когда Re^{**} , $\text{Re}_T^{**} \rightarrow \infty$.

Выберем в качестве характерных значений плотности ρ_x и коэффициента вязкости η_x параметры в ядре потока \tilde{q} и η_{ct} ; в правую часть уравнений (13.24), (13.25) вместо коэффициентов α и α_T введем коэффициент трения $c_f = \tau_{ct}/(1/2 \tilde{q}\tilde{u}^2) = \Psi c_{f0}$ и критерий Стантона $\text{St} = q_{ct}/(\tilde{q}\tilde{u}\Delta i_e) = \Psi_s \text{St}_0$. Тогда интегральные соотношения импульсов и энергии (13.24), (13.25) (без учета вдува вещества в пограничный слой через проницаемую стенку) можно представить в виде

$$\frac{d\text{Re}^{**}}{dx} + (1+H^*) \frac{\text{Re}^{**}}{\tilde{u}} \frac{d\tilde{u}}{dx} + \text{Re}^{**} \frac{d \ln \bar{r}}{dx} = \text{Re}_L \Psi c_{f0}; \quad (13.35)$$

$$\frac{d\text{Re}_T^{**}}{dx} + \frac{\text{Re}_T^{**}}{\Delta i_e} \frac{d\Delta i_e}{dx} + \text{Re}_T^{**} \frac{d \ln \bar{r}}{dx} = \text{Re}_L \Psi_s \text{St}_0. \quad (13.36)$$

С помощью величин Ψ и Ψ_s могут быть учтены различные случаи отличий реальных течений от «стандартных»: неизотермич-

ность и сжимаемость, градиент давления. Каждый фактор учитывается своим коэффициентом ψ_j, ψ_{sj} , так что $\psi = \psi_1 \psi_2 \dots \psi_n, \psi_s = \psi_{s1} \psi_{s2} \dots \psi_{sn}$. С помощью ψ_j, ψ_{sj} учитывается и поперечный дивергент вещества, однако здесь несколько видоизменяются правые части уравнений (13.35), (13.36), поскольку исходные уравнения (13.24), (13.25) должны быть получены с учетом других граничных условий.

Величины ψ_j и ψ_{sj} для каждого вида отличия от «стандартных» условий выражаются через известное распределение параметров потока на границах пограничного слоя. Формпараметр H^* также может быть представлен функцией величин ψ и ψ_s и параметров потока. Поэтому система дифференциальных уравнений (13.35) и (13.36) после подстановки соответствующих выражений для ψ и ψ_s становится замкнутой. В результате интегрирования находятся зависимости $Re^{**}(x), Re_T^{**}(x)$, затем вычисляются значения $c_{fo}(x), St_0(x)$ и с помощью предельных законов — c_f и St .

Глава XIV

ТЕПЛООБМЕН И ТРЕНИЕ В ТРАКТЕ КАМЕРЫ

14.1. ОСОБЕННОСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В КАМЕРЕ

В камере ракетного двигателя движутся диссоциированные продукты сгорания, имеющие высокую температуру. От продуктов сгорания к стенкам камеры передается тепло путем излучения (лучистый тепловой поток) и непосредственного соприкосновения со стенками (конвективный тепловой поток).

Процессы передачи тепла от продуктов сгорания в стенки камеры очень интенсивны из-за высокой температуры, скорости и давления газового потока. Увеличению теплоотдачи способствуют возможное присутствие в рабочем теле конденсированных частиц, а также существенная нестабилизированность течения из-за малого отношения длины тракта к его диаметру.

Расчет теплообмена и трения в камере ракетного двигателя основан на применении результатов теории пограничного слоя.

Пограничный слой в камере ракетного двигателя отличается рядом особенностей. Вследствие большой разности температур на границах слоя (стенка — ядро потока) турбулентное перемещение газовых объемов (из-за турбулентных пульсаций) из области высоких температур в область низких температур вблизи стенок приводит не только к переносу кинетической энергии, но и к переносу тепла химических реакций. Это тепло выделяется при реакциях рекомбинации в зоне пониженной температуры. Химический состав и свойства рабочего тела поперек пограничного слоя будут при этом переменными.

Применение теории турбулентных течений для камер ракетных двигателей встречает значительные трудности. Они обусловлены неоднородностью параметров потока, его свойств и состава по поперечному сечению камеры, возможной химической неравновесностью в пограничном слое, большой ролью диффузионных процессов. В случае двухфазных и многофазных продуктов сгорания дополнительные особенности вносит присутствие конденсированных жидких и (или) твердых частиц, взаимодействующих с газовой фазой и стенкой.

Кроме того, при течении в соплах как в сужающейся, так и в расширяющейся их частях возможно возникновение течений с положительными градиентами давления, приводящими нередко к отрыву потока (см. гл. IX, XV). Отрыв потока и разрушение пограничного слоя могут возникать также при появлении высокочастотной неустойчивости процессов в камере сгорания. Как правило, такие режимы сопровождаются аномальными увеличениями тепловых потоков в стенки камеры.

Разработка теории турбулентности, учитывающей указанные особенности, чрезвычайно сложная и трудная задача. Поэтому погрешность расчета параметров теплообмена и трения в камерах ракетных двигателей может достигать десятков процентов.

14.2. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ РАСЧЕТА ПЛОТНОСТИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА МЕТОДОМ В. М. ИЕВЛЕВА

Для расчета конвективного теплообмена в камере ракетного двигателя распространение получил метод интегральных соотношений В. М. Иевлева. Метод удобен из-за своей относительной простоты, и его точность в большинстве случаев мало отличается от точности полных двумерных расчетов пограничного слоя.

Остановимся на возможной последовательности расчета конвективного теплообмена и трения в тракте камеры. Необходимо задать элементарный состав продуктов сгорания на внешней границе пограничного слоя, распределение давления $\tilde{p}(x)$ и скорости $\tilde{u}(x)$, геометрию обтекаемой поверхности $d(x)$. Должны быть также известны максимальная температура на границе пограничного слоя (обычно это T_{0c}) и температура стенки $T_{ст}(x)$.

1. Выполняют термодинамический расчет химического состава и свойств продуктов сгорания для диапазона температур от $T_{ст\ min}$ до T_{0c} и давлений от p_a до p_{0c} . Этот расчет позволяет получить зависимости вида $\eta(p, T)$, $c_p(p, T)$, $\lambda(p, T)$, $\alpha_p(p, T)$, $i(p, T)$, $q(p, i)$, $T(p, i)$, а также $i_{ст}(x)$ и значение $\tilde{i}(p_{0c}, T_{0c})$. Зависимость $T(p, i)$ необходима для перехода от переменных p, i к переменным p, T при вычислении $\eta, \lambda, c_p, Pr, \alpha_p$.

2. Определяют граничные условия (значения z^0 и z_T^0 при $x=0$) системы уравнений (13.28) — (13.29). Эти величины могут быть найдены расчетом развития пограничного слоя до сечения $x=0$.

В случае камеры двигателя целесообразно в качестве сечения $x=0$ выбрать положение входного сечения сопла и каким-либо способом оценить значения плотности теплового потока $q_{ст}$ и коэффициента трения c_f на входе в сопло. Например, если течение в камере сгорания рассматривается как течение в цилиндрической трубе с постоянной скоростью u_0 , равной скорости на входе в сопло, то можно применить эмпирические критериальные зависимости вида [64]

$$\left. \begin{aligned} Nu &= \frac{\alpha_2 L}{\lambda} = \frac{q_{ст}}{T_e - T_{сг}} \frac{L}{\lambda} = 0,0296 Re_{ст}^{0,8} Pr^{0,43} \left(\frac{T_{сг}}{T_e} \right)^{0,4} (1+r\omega)^{0,11}; \\ c_f &= \frac{2\tau_{ст}}{\rho_{ст} u_0^2} = 0,059 Re_{ст}^{0,8} Pr^{0,43} (1+r\omega)^{0,11}, \end{aligned} \right\} (14.1)$$

где α_2 — коэффициент конвективной теплоотдачи газа; $Re_{ст} = u_0 \rho_{ст} L / \eta_{ст}$; $\omega = (\kappa - 1) M^2 / 2$; r — коэффициент восстановления температуры, равный (0,88—0,91); T_e — эффективная температура.

Эффективная температура T_e — это та температура, которую имела бы теплоизолированная стенка при отсутствии теплообмена. При $Pr = 1$ температура T_e совпадает с температурой торможения T_0 в ядре потока. При $Pr \neq 1$ температура $T_e < T_0$, так как только часть тепла, выделившегося в пограничном слое из-за диссипации кинетической энергии, преобразуется в тепло на стенке; другая часть энергии используется на нагрев пограничного слоя.

Соотношение между температурами T_e и T_0 можно установить с помощью коэффициента восстановления температуры

$$r = \frac{(T_e - T)}{(T_0 - T)}, \quad (14.2)$$

где T — термодинамическая (статическая) температура газа в основном потоке.

Значение коэффициента восстановления r как функции чисел Pr , Pr_T , Re определяют экспериментально. Для расчета нередко применяется формула вида

$$r = Pr^{1/3}, \quad (14.3)$$

удовлетворительно согласующаяся с экспериментом.

В качестве характерного размера L в формуле (14.1) для камеры сгорания ЖРД можно взять расстояние от фронта пламени до входа в сопло, считая, что после фронта пламени существует развитый турбулентный пограничный слой. Это расстояние принимают равным $0,75 L_{к.с}$, где $L_{к.с}$ — длина камеры сгорания. В случае камеры сгорания РДТТ следует использовать другие способы выбора L , рассматривая конкретную компоновку заряда твердого топлива в камере сгорания.

Располагая значениями $q_{ст}$ и $\tau_{ст}$ для входного сечения сопла, по формулам (13.23) рассчитываем α и α_T , затем по формулам (13.30) — начальные значения z^0 и z_T^0 .

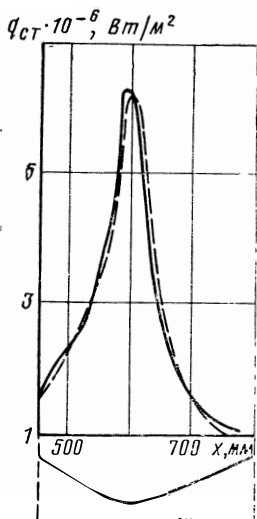


Рис. 14.1. Плотность теплового потока q в сопле ЖРД:

топливо $\text{HNO}_3 + \text{керосин}$;
 $p_{вс} = 2 \text{ МПа}$; $k_m = 4 \text{ кг/кг}$;
 — эксперимент;
 --- расчет

$$x = \int_0^{x_1} \frac{dx_1}{\cos \theta},$$

где θ — угол наклона образующей контура.

На рис. 14.1 [34] приведены результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных. Как видно, согласование расчетов и экспериментов вполне удовлетворительное.

14.3. ПЕРЕСЧЕТ ПЛОТНОСТИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

Из анализа алгоритма расчета $q_{ст}$ нетрудно видеть зависимость плотности конвективного теплового потока от свойств топлива, давления в камере сгорания, температуры стенки, геометрии камеры. При изменении хотя бы одного из этих факторов требуется повторение трудоемкого расчета q_k . В тех случаях, когда необходимы лишь оценочные расчеты q_k (с погрешностью 10—15% по сравнению с точными расчетами), трудоемких вычислений можно избежать, используя формулу пересчета плотности конвективного теплового потока. Формула пересчета, предложенная В. М. Иевлевым, позволяет для геометрически подобных камер оценить удельные конвективные тепловые потоки $q_k(x)$ в одной из камер, если для другой («эталонной») камеры известны давление на входе в

3. Задаем в нулевом приближении зависимости $\alpha_T(x)$ и $\alpha(x)$. Можно, например, задать эти величины постоянными или взять по аналогии с другими расчетами.

4. Интегрируем систему дифференциальных уравнений (13.28) — (13.29). В ходе интегрирования для вычисления функций $H(x)$, $H_m(x)$, $H_q(x)$, $\psi(x)$, $\Delta l_e(x)$ используются зависимости $\alpha_T(x)$ и $\alpha(x)$.

5. Используя результат интегрирования — функции $z_T(x)$ и $z(x)$, по формулам (13.30) вычисляем значения α и α_T , затем значения $\tau_{ст} = \alpha q_k \tilde{x}^2$ и $q_{ст} = \alpha_T q_k \tilde{x} \Delta l_e$, при этом $q_{ст} = q_k$, так как излучение не учитывается.

Повторяем интегрирование системы уравнений (13.28), (13.29), используя уточненные функции $\alpha_T(x)$ и $\alpha(x)$, и находим в результате уточненные значения $q_{ст}(x)$ и $\tau_{ст}(x)$. Процесс последовательных приближений быстро сходится и обычно бывает достаточно двух приближений.

При интегрировании координата x отсчитывается вдоль образующей контура сопла. Связь этой координаты с координатой x_1 , отсчитываемой вдоль оси сопла, определяется формулой

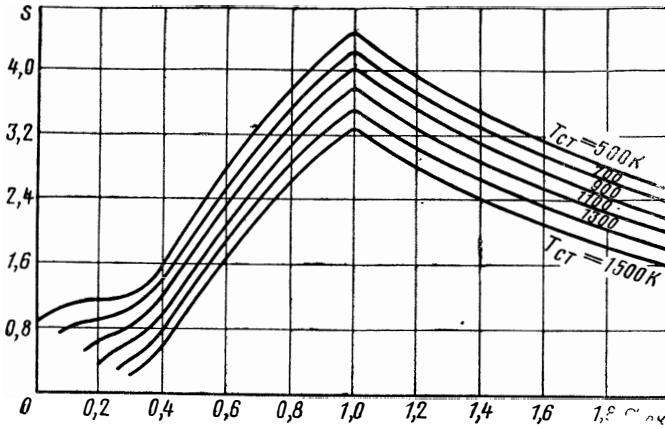


Рис. 14.2. Функция S продуктов сгорания топлива $(\text{O}_2)_ж + (\text{H}_2)_ж$

сопло p_{0c}° , диаметр минимального сечения d_m° , распределение плотности конвективного теплового потока $q_{ct}^\circ(x) = q_k^\circ(x)$ и некоторый комплекс теплофизических параметров — так называемая функция S° . Пересчет q_{ct} для сходственных сечений камеры, т. е. сечений с одинаковым относительным диаметром $\bar{d} = d/d_m$, производится по формуле

$$q_k = q_k^\circ \left(\frac{p_{0c}}{p_{0c}^\circ} \right)^{0,85} \left(\frac{d_m^\circ}{d_m} \right)^{0,15} \frac{S}{S^\circ}, \quad (14.4)$$

$$\text{где } S = \frac{\Delta i_0 T_{02}^{0,425} n_H^{0,15}}{R_{нд}^{0,425} (3T_{02} + T_{ст})^{0,15} (T_{02} + T_{ст})^{0,595}}. \quad (14.5)$$

Значения функции S для некоторых топлив приведены на графиках рис. 14.2—14.3.

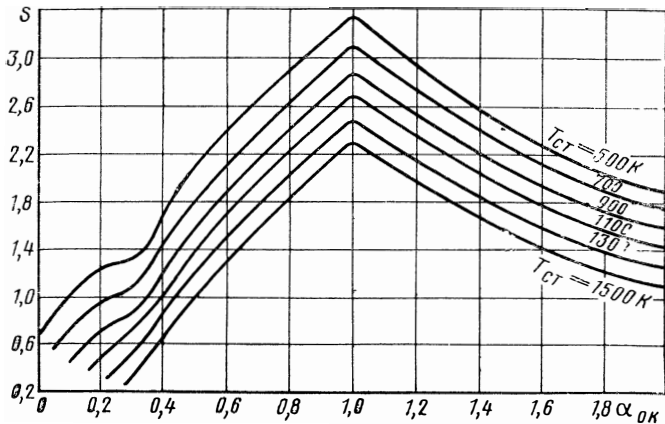


Рис. 14.3. Функция S продуктов сгорания топлива $\text{N}_2\text{O}_4 + (\text{CH}_3)_2\text{NNH}_2$

Формула (14.4) позволяет судить о зависимости q_k от давления в камере сгорания, от свойств продуктов сгорания и геометрии тракта. Последняя зависимость слабая (степень 0,15), поэтому при использовании формулы пересчета строгое соблюдение геометрического подобия необязательно, если отклонения не приводят к качественному изменению характера потока, например к отрыву и т. п.

14.4. РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА И ТРЕНИЯ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Типичным примером турбулентного пограничного слоя на проницаемой поверхности является пограничный слой при транспирационном (пористом) охлаждении или применении различных выгорающих (сублимирующих) теплозащитных покрытий. Так как в этом случае происходит вдув вещества, то граничными условиями на поверхности обтекаемого тела будут следующие условия: при $y=0$ $v=v_{ст}$, где $v_{ст}$ — скорость поступления (вдува) вещества; $T=T_{ст}$ или $i=i_{ст}$.

В качестве возможного метода решения задачи применим рассмотренный в гл. XIII метод интегральных соотношений Кутателадзе — Леонтьева. В результате интегрирования уравнений (13.35), (13.36) определяются зависимости $Re_T^{**}(\bar{x})$ и $Re_T(\bar{x})$ и затем значения $c_f(\bar{x})$ и $St(\bar{x})$. Можно интегрировать лишь одно из уравнений (13.35) и (13.36) и находить соответствующую зависимость для одного из параметров $c_f(\bar{x})$ или $St(\bar{x})$. Зависимость от \bar{x} для другого параметра определяется затем с помощью гидродинамической аналогии Рейнольдса.

Рассмотрим в качестве примера решение с помощью интегрального соотношения энергии. С учетом изменившихся граничных условий (учет вдува) интегральное соотношение (13.36) можно представить в виде

$$\frac{dRe_T^{**}}{d\bar{x}} + \frac{Re_T^{**}}{\Delta i_e} \frac{d\Delta i_e}{d\bar{x}} + Re_T^{**} \frac{d \ln \bar{r}}{d\bar{x}} = Re_L St_0 (\psi_s + b_h), \quad (14.6)$$

где $b_h = q_{сг} v_{сг} / (\tilde{q} \tilde{u} St_0)$ — параметр проницаемости (вдува); $Re_L = \tilde{q} \tilde{u} L / \eta_{сг}$; $\Delta i_e = \tilde{i} + r \tilde{u}^2 / 2 - i_{сг}$; $r = Pr^{1/3}$ — коэффициент восстановления энтальпии.

Относительные предельные законы трения и теплообмена, учитывающие неизотермичность ψ_t , сжимаемость ψ_m и вдув $\psi_{вд}$ записываются в виде

$$\begin{aligned} \psi_s &= \psi_t \psi_m \psi_{вд}; \\ \psi_t &= 2 / \sqrt{1 + \bar{h}_{сг}}; \quad \psi_{вд} = (1 - b_h / b_*^2); \quad \bar{h}_{сг} = h_{сг} / h_e; \\ \psi_m &= \frac{\left(\arctg M \sqrt{r \frac{n-1}{2}} \right)^2}{\left(M \sqrt{r \frac{n-1}{2}} \right)^2}; \quad b_* = \frac{\psi_m}{1 - \bar{h}_{сг}} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \bar{h}_{сг}}}{1 - \sqrt{1 - \bar{h}_{сг}}} \right)^2, \end{aligned} \quad (14.7)$$

$h = i - \frac{\sum_{\mu} x_{\mu} \Delta H_{f\mu}^0}{\mu}$ — энтальпия; $\Delta H_{f\mu}^0$ — теплота образования вещества q (компонента продуктов сгорания).

Подставим в уравнение (14.6) вместо величины St_0 выражение (13.33), в качестве характерного размера выберем диаметр d_{μ} ; произведение $\tilde{q}\tilde{u}$, входящее в число Re_L , представим с помощью известных формул газовой динамики в виде

$$\tilde{q}\tilde{u} = \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{1}{n-1}} \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \varrho_{0c} u_{\max},$$

$$\text{где } u_{\max} = \sqrt{2 \frac{n}{n-1} R_{0c} T_{0c}}.$$

Проинтегрируем теперь уравнение (14.6) от начального сечения \bar{x}_0 до сечения \bar{x} . В результате получим:

$$Re_T^{**} = \frac{1}{\Delta i_e} \left[\frac{[m+1] B Re_0}{2 Pr^{0,75} \bar{d}^{(m+1)}} \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{1}{n-1}} \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \times \right. \\ \left. \times \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} (\psi_s + b_h) \Delta i_e^{(m+1)} \bar{d}^{(m-1)} d\bar{x} + (Re_T^{**} \bar{d} \Delta i_e)_{x_0}^{(m+1)} \right]^{\frac{1}{m+1}}, \quad (14.8)$$

где $Re_0 = \varrho_{0c} u_{\max} d_{\mu} / \eta_{cT}$; $\bar{d} = d/d_{\mu}$.

В качестве начального значения x_0 целесообразно выбрать положение сечения сопла, от которого начинается участок вдува. До этого сечения решение интегральных соотношений производится без учета вдува, в результате определяется значение величин $Re_T^{**} \bar{d} \Delta i_e$ в точке x_0 начала вдува. Дальнейшее интегрирование численными методами производится по формуле (14.8). После того как найдена зависимость $Re_T^{**}(\bar{x})$, по формуле (13.33) вычисляется St_0 , затем $St = \psi_s St_0$ и, наконец, $q_{cT} = q_K = St \tilde{q}\tilde{u} \Delta i_e$.

Для применения метода необходимо располагать геометрией тракта $d(x)$ и значениями параметров потока на стенке и в ядре потока. Кроме того, изложенный метод расчета предполагает использование степенных профилей скорости и температуры. Значения коэффициентов B и m в формулах для различных значений показателя степени n_1 составляют

$n_1 =$	1/7	1/8	1/9	1/10
$m =$	0,250	0,222	0,200	0,182
$B =$	0,0252	0,0206	0,0190	0,0148

При значениях чисел Re^{**} , $Re_T^{**} < 10^4$ рекомендуется принимать $n_1 = 1/7$.

14.5. РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ЖИДКОСТНОЙ ЗАВЕСОЙ

Охлаждение камер ракетных двигателей жидкостной завесой обычно осуществляется подачей вдоль стенки части одного из компонентов топлива. Длина участка камеры L , охлаждаемого жидкостной пленкой, в основном определяется теплоемкостью $c_{ж}$ и теплотой испарения $Q_{исп}$ жидкого охладителя. Эта длина складывается из двух составляющих: участка нагрева охладителя L' от температуры ввода $T_{в}$ до температуры его кипения T_s при давлении p и участка испарения охладителя L'' , так что $L=L'+L''$. Для цилиндрического участка камеры сгорания радиусом r составляющие L' и L'' можно оценить по формулам

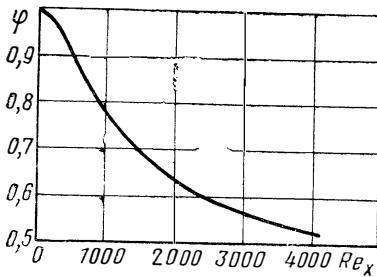


Рис. 14.4. Зависимость коэффициента устойчивости жидкой пленки от числа Рейнольдса

$$L' = \frac{\varphi \dot{m}_{ж} c_{ж} (T_s - T_{в})}{2\pi r \alpha_1 (T_e - T_{в})}; \quad (14.9)$$

$$L'' = \frac{\varphi \dot{m}_{ж} Q_{исп}}{2\pi r \alpha_2 (T_e - T_s)},$$

где $\dot{m}_{ж}$ — массовый секундный расход охладителя; α_1, α_2 — коэффициенты конвективной теплоотдачи от газа к пленке.

Коэффициент φ учитывает неустойчивость пленки. Он является функцией числа Рейнольдса охладителя (рис. 14.4), рассчитанного по средней скорости движения охладителя $u_{ж}/2$ и длине x , т. е. $Re_x = u_{ж} Q_{ж} x / (2\eta_{ж})$, где $u_{ж}$ — скорость на внешней границе пленки.

Расчет коэффициента конвективной теплоотдачи α_1 для участка L' производится в предположении, что жидкая пленка является «стенкой», температура которой по длине участка меняется от $T_{в}$ до T_s . На участке L'' температура стенки постоянная и равна T_s , однако при этом происходит вдув с испаряемой пленки в основной поток.

Для определения параметра вдува $(qv)_{ст}$ сделаем предположение, что процесс испарения происходит при давлении меньше критического и лимитируется количеством подводимого тепла, так что $2\pi r dx (qv)_{ст} Q_{исп} = \alpha_2 (T_e - T_{ст}) 2\pi r dx$.

В результате получаем

$$(qv)_{ст} = \alpha_2 (T_e - T_s) / Q_{исп}. \quad (14.10)$$

Для расчета коэффициента теплоотдачи от пленки к стенке при впрыске жидкости предложены различные аналитические методы. Рассмотрим один из них*. Будем считать, что нам известно распределение параметров продуктов сгорания в ядре потока, заданы

* Стехман, Оберстоун, Хоуэл. ВРТ, 1969, № 5, 21.

массовый секундный расход охладителя в точке впрыска и температура стенки камеры со стороны пленки $T_{ст}$.

Допустим, что в пленке с постоянными теплофизическими свойствами существует линейный профиль распределения скорости от нуля на стенке до значения $u_{ж}$ на границе пленки толщиной δ . Кроме того, в жидкости касательное напряжение на границе с газом равно касательному напряжению в газе на той же границе.

Из формулы для касательного напряжения трения

$$\tau_{ж} = \eta_{ж} \frac{du_{ж}}{dy} = \eta_{ж} \frac{u_{ж}}{\delta}$$

найдем толщину пленки δ и выразим массовый секундный расход вещества пленки через напряжение $\tau_{ж}$:

$$\dot{m}_{ж} = 2\pi r \delta \rho_{ж} (u_{ж}/2) = \pi r \rho_{ж} \eta_{ж} u_{ж}^2 / \tau_{ж}$$

Величину $\tau_{ж}$ исключим из формулы для $\dot{m}_{ж}$ с помощью аналогии Рейнольдса между трением и теплообменом для пограничного слоя газа вблизи пленки

$$c_f/2 = St \cdot Pr^{0,67}$$

и равенства $\tau_2 = \tau_{ж}$. В результате получим

$$\dot{m}_{ж} = \frac{\pi r \rho_{ж} \eta_{ж} u_{ж}^2 c_{p2}}{\alpha_2 u_2 Pr_2^{0,67}},$$

откуда найдем скорость на границе пленки

$$u_{ж} = \left(\frac{\dot{m}_{ж} \alpha_2 u_2 Pr_2^{0,67}}{\pi r \rho_{ж} \eta_{ж} c_{p2}} \right)^{1/2},$$

где α_2 равно α_1 или α_2 .

Уравнение для теплообмена в случае турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости имеет вид

$$Nu_x = 0,0288 Re_x^{0,8} \cdot Pr_x^{0,33},$$

где $Nu_x = \alpha_{ж} x / \lambda_{ж}$; $Re_x = u_{ж} \rho_{ж} x / \eta_{ж}$; x — координата вдоль стенки.

Подставляя в уравнение теплообмена величину $u_{ж}$ и учитывая неустойчивость пленки коэффициентом φ , окончательно получим

$$\alpha_{ж} = 0,0288 \frac{c_{ж}}{\eta_{ж}^{0,2} x^{0,2} Pr_{ж}^{0,67}} \left(\frac{\varphi \dot{m}_{ж} \alpha_2 u_2 Pr_2^{0,67} \rho_{ж}}{\pi r c_{p2}} \right)^{0,4}. \quad (14.11)$$

В формулу (14.11) входит значение $\dot{m}_{ж}$. Для участка L' значение $\dot{m}_{ж}$ постоянно и равно $\dot{m}_{ж}^{(0)}$, для участка L'' оно меняется из-за испарения:

$$\dot{m}_{ж} = \dot{m}_{ж}^{(0)} - \int_{L'}^x \dot{r} \frac{dx}{u_{ж}/2}$$

или с учетом формулы для \dot{r} :

$$\dot{m}_ж = \dot{m}_ж^{(0)} - 2 \int_{L_1}^x \frac{\pi r a_2 (T_e - T_s)}{Q_{исп}} dx. \quad (14.12)$$

При вычислении теплового потока в качестве разности температур рекомендуется брать разность между средней температурой пленки и температурой стенки камеры со стороны пленки.

14.6. РАСЧЕТ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА

14.6.1. ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ

В отличие от конвективного теплообмена носителями энергии в случае лучистого теплообмена являются не частицы среды, а фотоны — электромагнитное излучение различной частоты, испускаемое веществом при температурах выше абсолютного нуля.

Излучение и поглощение квантов света происходит при переходах атомов, молекул или совокупностей частиц в газе из одного энергетического состояния в другое. Для продуктов сгорания основным источником излучения является излучение при колебательно-вращательных переходах, т. е. при переходах молекул из одного состояния колебательного движения в другое. При этом каждый колебательный переход может сопровождаться изменением энергии вращательного движения.

Излучение при колебательных переходах возникает, если при этом изменяется дипольный момент молекул. Поэтому многие двухатомные молекулы — компоненты продуктов сгорания (N_2 , O_2 , H_2 и др.) — не излучают энергии при колебательно-вращательных переходах, так как их дипольный момент равен нулю. Однако при больших давлениях, когда существенно межмолекулярное взаимодействие, система частиц из таких молекул может обладать дипольным моментом и излучать энергию.

При температурах примерно до 4000 К большая часть энергии излучения приходится на инфракрасную область и небольшая часть — на видимую. Основную роль играют колебательно-вращательные переходы двух- и трехатомных молекул CO_2 , H_2O , CO , OH , NO , HF , HCl , B_2O_3 и др. В дальней инфракрасной области (30 мкм и более) наблюдаются чисто вращательные переходы. Излучение H_2O наиболее существенно; заметный вклад вносит также излучение CO_2 , влияние излучения других молекул мало по сравнению с H_2O и CO_2 . Излучение сажистых частиц и окислов металлов имеет непрерывный спектр.

Одной из важнейших характеристик поля излучения является так называемая спектральная интенсивность излучения I_ν . Величина I_ν определяется таким образом, что количество энергии, переносимой излучением с частотой от ν до $\nu + d\nu$ в единицу времени через площадку dF , перпендикулярную выбранному направлению лучей, и с направлением лучей в пределах телесного угла $d\Omega$ (с осью вдоль выбранного направления) составляет

$I_\nu dF d\Omega d\nu$. Лучистый тепловой поток в среде q_π определяется как интеграл от I_ν по всем направлениям и частотам:

$$q_\pi = \int_{\nu=0}^{\infty} \int_{\Omega} I_\nu d\Omega d\nu. \quad (14.13)$$

При расчете потока излучения, падающего на стенку, интегрирование по телесному углу следует проводить только в пределах полусферы.

Наиболее общим при расчете лучистого теплообмена является случай, когда продукты сгорания представляют гетерогенную систему. Изменение интенсивности излучения I_ν вдоль луча s в таких системах определяется процессами излучения, поглощения и рассеяния. Скорость уменьшения I_ν под влиянием поглощения пропорциональна самой величине I_ν ; скорость увеличения I_ν из-за излучения среды определяется суммой двух членов: спонтанного (не зависящего от I_ν) и индуцированного (пропорционального I_ν) излучения. Процесс рассеяния возникает в основном из-за наличия частиц конденсированной фазы в продуктах сгорания; роль процесса рассеяния излучения самой газовой фазой мала.

Изменение интенсивности излучения I_ν вдоль луча s описывается уравнением переноса излучения.

Для гомогенных продуктов сгорания уравнение переноса излучения записывается в виде

$$dI_\nu/ds = a_\nu I_\nu^0 - k_\nu I_\nu, \quad (14.14)$$

где $a_\nu(s)$, $k_\nu(s)$ — так называемые радиационные характеристики среды — коэффициенты излучательной способности и поглощения; I_ν^0 — спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела (определяется по формуле Планка).

Уравнение (14.14) можно проинтегрировать с учетом граничного условия: при $s=0$ падающее излучение имеет интенсивность $I_{\nu,0}$, т. е. $I_\nu = I_{\nu,0}$. В случае, когда собственное излучение среды много больше падающего, решение уравнения (14.14) имеет вид

$$I_\nu = \varepsilon_\nu(s) I_\nu^0, \quad (14.15)$$

где $\varepsilon_\nu(s) = 1 - \exp[-a_\nu(s)s]$ — спектральная излучательная способность среды по направлению s .

Интегрированием $\varepsilon_\nu(s)$ по всем направлениям s в пределах телесного угла 2π получают полусферическую излучательную способность ε_ν для частоты ν , интегрирование ε_ν по всем частотам дает значение полной полусферической излучательной способности среды ε . В частности, для однокомпонентного газа значение ε можно рассчитывать по формуле

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma_0 T^4} \int_0^\infty I_\nu^0 \{1 - \exp[-a_\nu(\nu)s]\} d\nu, \quad (14.16)$$

где σ_0 — постоянная Стефана—Больцмана.

При расчетах радиационного теплообмена приходится иметь дело с объемами различной геометрической конфигурации, при этом длина пути луча s в зависимости от направления может быть самой различной. Хотелось предложить использовать при расчетах эффективную длину луча $s = l_{эф}$, которая получается путем замены объемов сложной конфигурации эквивалентным по излучению полусферическим объемом, имеющим радиус $l_{эф}$. Соотношения между характерным линейным размером объема заданной формы и $l_{эф}$ для наиболее часто встречающихся конфигураций обычно приводятся в справочниках.

Например, при расчете излучения на боковую поверхность цилиндра диаметром D и высотой H $l_{эф} = 0,5 D$ при $H/D = 1$ и $l_{эф} = 0,95 D$ при $H/D \rightarrow \infty$; для тех же случаев при излучении в центр основания имеем соответственно $0,71 D$ и $0,9 D$.

Как видно из формулы (14.16), для расчета ϵ необходимы данные по коэффициентам a_ν в зависимости от длины волны излучения и параметров среды — температуры и давления.

Расчет ϵ на основе данных спектроскопических исследований, полученных для низких давлений, может привести к погрешностям, так как необходимо учитывать уширение полос поглощения при высоких давлениях.

Обычно результаты экспериментальных исследований радиационных характеристик приводят к некоторым стандартным давлению и длине пути луча (например, $s = 1$ м, $p \approx 0,1$ МПа = 1 физ. атм.). Поэтому в расчетные формулы, полученные на основе формулы (14.16), в виде множителя входит произведение $p_i l_{эф}$ (p_i — парциальное давление), учитывающее отклонение от стандартных условий.

Для оценки коэффициента излучательной способности может оказаться полезным метод*, основанный на том, что каждую колебательно-вращательную полосу поглощения представляют в виде прямоугольника со средним коэффициентом поглощения \bar{k}_{ij} , эффективная ширина которого определяется соответствующим расчетом. Результаты расчетов \bar{k}_{ij} (индекс i характеризует индивидуальное вещество, j — частоту) для молекул некоторых газов** представлены на рис. 14.5. Значения \bar{k}_{ij} относятся к давлению $\approx 0,1$ МПа (1 физ. атм.).

Расчет излучательной способности ϵ с использованием \bar{k}_{ij} проводят в таком порядке. Значение $\bar{k}_{ij}(\nu)$ из графика умножают на парциальное давление p_i , выраженное в физ. атм., затем результат корректируют по температуре:

$$a_{\nu ij} = \bar{k}_{ij}(\nu) p_i \frac{3 \cdot 10^3}{T}.$$

* Пеннер С. С. Количественная молекулярная и излучательная способность газов. — М.: ИЛ, 1963. — 492 с.

** Пластинин Ю. А. Физическая газодинамика ионизированных и химически реагирующих газов. — Сб. статей. — М.: Наука, 1968. — с. 169—174.

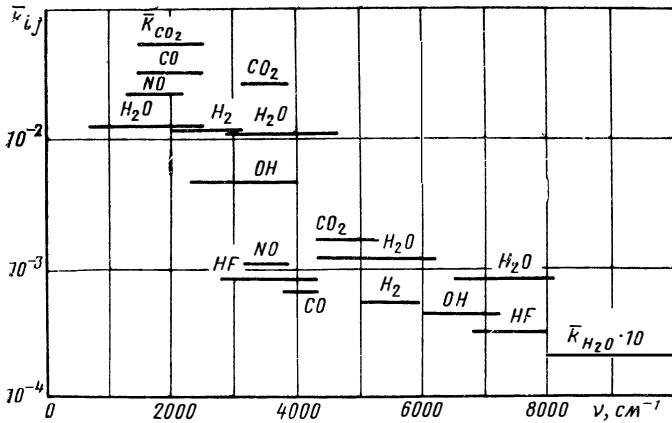


Рис. 14.5. Зависимость коэффициентов поглощения $\bar{k}_{ij}(\nu)$ для некоторых молекул

Для интервала частот $\Delta\nu_{ij}$ по формуле Планка рассчитывают интенсивность излучения абсолютно черного тела $I_{\nu_j}^0$. Наконец, вычисляют интеграл (14.16) по формуле

$$\epsilon = \sum_i \sum_j \frac{I_{\nu_{ij}}^0}{\sigma_0 T^4} [1 - \exp(-a_{\nu_{ij}} s)] \Delta\nu_{ij}.$$

Излучение продуктов сгорания топлив, состоящих из химических элементов С—Н—О—N, обусловлено в первую очередь содержанием в них водяных паров и углекислого газа. С учетом излучения только H_2O и CO_2 степень черноты смеси составляет

$$\epsilon = \epsilon_{H_2O} + \epsilon_{CO_2} - \Delta\epsilon, \quad (14.17)$$

где величина $\Delta\epsilon$ учитывает, что интервалы длин волн излучения H_2O и CO_2 частично совпадают, т. е. энергия излучения H_2O частично поглощается CO_2 и наоборот. При температурах, превышающих 1000 К, поправку $\Delta\epsilon$ можно рассчитывать по формуле

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{H_2O} \epsilon_{CO_2}.$$

Излучательные способности ϵ_{H_2O} и ϵ_{CO_2} в диапазоне температур 2000—4000 К можно определить по графикам рис. 14.6 и 14.7, рассчитанным с использованием понятия эффективной ширины полосы без учета влияния давления.

При заданных значениях $p \cdot l$ излучательные способности газов увеличиваются с ростом суммарного давления. При $p > 0,1$ МПа они несколько превышают значения, полученные с использованием эффективной ширины полос.

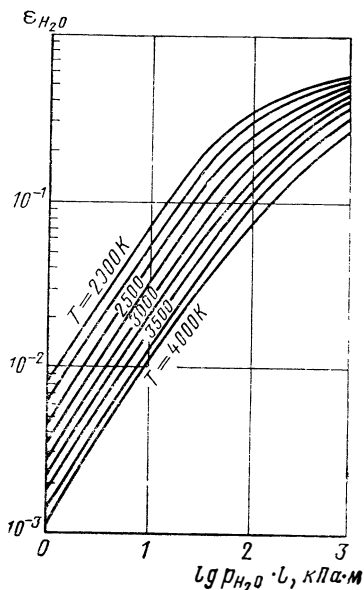


Рис. 14.6. Излучательная способность паров воды

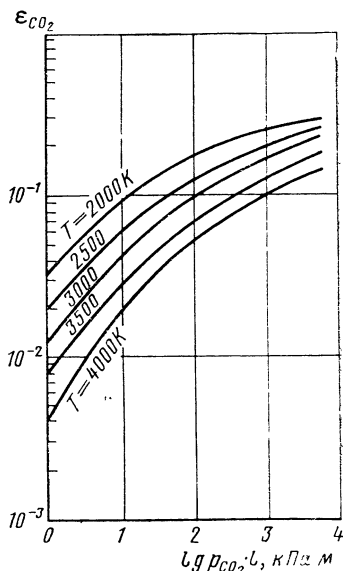


Рис. 14.7. Излучательная способность углекислого газа

14. 6. 2. РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

Лучистый теплообмен во многих случаях оказывает большое влияние на состояние и параметры высокотемпературных сред. Поэтому система уравнений, определяющих движение и состояние продуктов сгорания, в том числе и в пограничном слое, в общем случае должна записываться и решаться с учетом лучистого теплообмена. Лучистый тепловой поток учитывается в уравнении энергии введением в правую часть дополнительного члена $\text{div } \vec{q}_л$. Можно показать, что величина его равна интегралу от правой части уравнения (14.14) по частотам и телесному углу.

Задачу решают методом последовательных приближений: сначала без учета излучения определяется поле параметров движения и состояния, затем вычисляют значения I_ν и $\text{div } \vec{q}_л$, после этого задачу о течении газа и распределении температур решают повторно с подстановкой в уравнения найденных значений $\text{div } \vec{q}_л$ и т. д. — до получения сходящихся результатов. Затем по формуле (14.13) вычисляют $\vec{q}_л$. Расчеты показывают, что для продуктов сгорания ракетных топлив можно ограничиться лишь нулевым приближением: найти распределение параметров движения и состояния без учета излучения, затем вычислить I_ν и $\vec{q}_л$.

Лучистый теплообмен оказывает влияние и на характеристики турбулентности. При высоких температурах лучистый теплообмен в газе приводит в большинстве случаев к уменьшению пульсаций температуры и снижению эффективности турбулентного переноса

энергии, однако в более низкотемпературных частях потока возможно и увеличение турбулентных пульсаций температуры под влиянием излучения из зон с высокой температурой. Полуэмпирическая теория турбулентного пограничного слоя с учетом лучистого теплообмена рассмотрена в работе [34].

Для приближенного расчета лучистых тепловых потоков можно воспользоваться законом Стефана—Больцмана. Согласно этому закону плотность лучистого теплового потока рассчитывают по формуле

$$q_{\lambda} = 5,764 \epsilon'_{\text{ст}} \left[\epsilon \left(\frac{T_z}{100} \right)^4 - A_2 \left(\frac{T_{\text{ст}}}{100} \right)^4 \right], \quad (14.18)$$

где 5,764 — коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела; $\epsilon'_{\text{ст}}$ — эффективная степень черноты стенки; ϵ — излучательная способность газа при температуре газа T_z , К; A_2 — поглощательная способность газа при температуре стенки $T_{\text{ст}}$, К.

Поскольку температура стенок в камере ракетного двигателя обычно много меньше, чем T_z , то излучение стенок играет небольшую роль. Поэтому, пренебрегая вторым членом в формуле (14.18), получим

$$q_{\lambda} = 5,764 \epsilon'_{\text{ст}} \epsilon (T_z/100)^4. \quad (14.19)$$

Ввиду неопределенности состояния поверхности стенки эффективная степень ее черноты $\epsilon'_{\text{ст}}$ определяется как среднее арифметическое из степени черноты поверхности стенки $\epsilon_{\text{ст}}$ (поглощение тепла при однократном падении луча) и единицы, соответствующей полному поглощению тепла при многократных отражениях от внутренней поверхности камеры:

$$\epsilon'_{\text{ст}} \approx 0,5(\epsilon_{\text{ст}} + 1). \quad (14.20)$$

Значения степени черноты стенки ($0 \leq \epsilon_{\text{ст}} \leq 1$) зависят от материала и состояния ее поверхности (наличие окисной пленки, загрязненность и т. п.) и приводятся в справочниках. Наличие на стенках сажи резко увеличивает $\epsilon_{\text{ст}}$.

Следует отметить, что применение изложенной методики расчета лучистого теплообмена достаточно оправдано лишь в том случае, когда продукты сгорания однородны по поперечному сечению камеры. Наличие пограничного слоя и, тем более, пристеночного слоя, химический состав которого существенно отличается от состава в ядре потока, значительно усложняет картину явлений. Поэтому в общем случае расчет \vec{q}_{λ} должен основываться на распределении радиационных характеристик или спектральной интенсивности излучения по объему камеры.

14.7. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ДВУХФАЗНОМ ТЕЧЕНИИ

Изменение количественных характеристик теплообмена и трения при двухфазном течении обусловлены изменением параметров газовой фазы (скоростные и температурные поля, характеристики

турбулентности, условия течения в вязком подслое и др.) при взаимодействии ее с конденсатом; перемещением частиц (а следовательно, переносом теплоты и количества движения) в направлении к стенке сопла; изменением теплофизических свойств потока в целом.

Влияние конденсированных частиц на некоторые параметры газовой фазы для одномерных течений рассмотрено в гл. XI. Для определения перемещения частиц в направлении, нормальном к стенке, необходимо решение задачи о пространственном течении двухфазного потока. Поперечные перемещения частиц в сопле могут быть вызваны силами, возникающими при обтекании частицы потоком с неоднородным полем скоростей и давлений, силой Магнуса — в случае вращения частиц из-за нецентрального соударения. В потоке с неоднородным полем температур возникают так называемые силы термофореза, направленные в сторону пониженной температуры (из-за разной кинетической энергии молекул, соударяющихся с частицей). Силы термофореза могут быть существенны для вязкого подслоя, характеризующегося большим градиентом температуры. Турбулентная и молекулярная диффузия также способствуют поперечным перемещениям частиц. Наконец, стремление частиц к равномерному прямолинейному движению приводит к появлению нормальной по отношению к стенке составляющей скорости и соответствующего потока частиц (инерционное выпадение частиц).

Удары частиц о стенки сопла влияют на гидравлическое сопротивление двухфазного потока и интенсивность теплоотдачи. В случае твердых частиц основная причина такого влияния заключается в изменении скоростного и температурного полей газа вблизи стенки, а также в изменении состояния и толщины вязкого подслоя. Интенсивность теплоотдачи к стенке возрастает на несколько десятков процентов.

В случае жидких частиц осаждение капель на поверхности сопла может привести к образованию пленки.

Если температура поверхности достаточно низка, то возможно существование твердого слоя (и выделение теплоты кристаллизации), покрытого сверху жидкой пленкой. Пленка может иметь различные режимы течения: ламинарный, ламинарный с волнами, турбулентный.

Пленка жидкости представляет собой дополнительное термическое сопротивление и способствует уменьшению интенсивности теплообмена между потоком и стенкой.

Расчеты показывают, что конвективный тепловой поток в этом случае может быть даже меньше, чем для чистого газа. В то же время теплоотдача от потока к самой пленке существенно возрастает из-за попадания частиц, имеющих более высокую температуру, в пленку.

Многообразие факторов, определяющих теплоотдачу двухфазных потоков, затрудняет обобщение накопленных данных и создание необходимых теорий. Отсутствует единое мнение о форме критериев подобия, которые следует исполь-

зовать при обобщении экспериментов. Некоторые сведения по методам расчета конвективного теплообмена и трения для двухфазных потоков приведены в работах В. К. Щукина и др.*.

Для гетерогенных продуктов сгорания меняются и параметры лучистого теплообмена. Уравнение переноса излучения для них представляет собой интегро-дифференциальное уравнение. Его решение — сложная математическая задача, поэтому разработаны лишь приближенные численные методы для некоторых частных случаев. Применение этих методов, а также некоторые экспериментальные данные показывают, что значения излучательной способности гетерогенных продуктов сгорания больше, чем для однородных, и могут составлять 0,3—0,8.

14.8. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА ПО ТРАКТУ КАМЕРЫ

Плотность теплового потока к стенкам камеры складывается из плотности конвективного и лучистого тепловых потоков

$$q = q_k + q_l. \quad (14.21)$$

Рассмотрим изменение составляющих теплового потока q_k и q_l по тракту камеры. Качественно распределение q_k удобно установить из анализа изменения величин, которые определяют значения q_k согласно формуле (14.1).

Изменение эффективной температуры пограничного слоя T_e возможно из-за изменения температуры торможения T_0 и коэффициента восстановления r . Эти изменения относительно невелики, и для качественного анализа можно принять температуру T_e постоянной.

Распределение температуры стенки со стороны газа $T_{ст}$ может быть различным. При обычных соотношениях между T_e и $T_{ст}$ изменение $T_{ст}$ на 100—200 К приводит к изменению разности ($T_e - T_{ст}$) всего на 5—10%. Поэтому для качественного анализа распределения плотности теплового потока будем считать разность ($T_e - T_{ст}$) постоянной.

Таким образом, изменение q_k определяется изменением коэффициента теплоотдачи α_z . Из формулы (14.1) можно вывести, что максимум α_z совпадает с максимумом величины

$$\frac{1}{d_3^{0,2}} \left(\frac{\dot{m}}{F} \right)^{0,8} = \frac{(\rho w)^{0,8}}{d_3^{0,2}}, \quad (14.22)$$

так как определяемые при средней температуре параметры η , c_p , Pr близки к постоянным. Комплекс величин (14.22) имеет максимум в сечении с наименьшей площадью, т. е. в минимальном сечении сопла. Аналогичный характер изменения показанный на рис. 14.8, имеет плотность конвективного теплового потока.

* Щукин В. К. и др. — ИВУЗ. сер. «Авиац. техника», 1976, № 1.— с. 109—114.

Распределение плотности лучистого теплового потока зависит главным образом от изменения статической температуры продуктов сгорания T . В связи с этим следует ожидать интенсивного падения $q_{\text{л}}$ в сопле. Однако на участке до минимального сечения сопла стенки камеры довольно существенно воспринимают лучистый тепловой поток от продуктов, находящихся в камере сгорания и имеющих высокую температуру. Поэтому падение $q_{\text{л}}$ на участке сопла начинается не сразу; это падение очень интенсивно в расширяющейся части сопла, куда лучи из камеры сгорания практически не попадают.

Учитывая приближенность расчета излучения, целесообразно вычислять $q_{\text{л}}$ только для камеры сгорания. Величину $q_{\text{л}}$ в других сечениях камеры можно определить эмпирически.

1. Начиная от входа в сопло до сечения в сужающейся части сопла с диаметром $d=1,2 d_{\text{ж}}$ плотность лучистого теплового потока считают постоянной и равной значению в камере $q_{\text{л.к}}$, вычисленному по средним параметрам газа на входе в сопло.

2. В минимальном сечении сопла плотность лучистого потока принимают равной $0,5 q_{\text{л.к}}$.

3. В расширяющейся части сопла принимают, что:

а) в сечении с диаметром $d=1,5d_{\text{ж}}$ $q_{\text{л}}=0,15 q_{\text{л.к}}$;

б) в сечении с диаметром $d=2,5d_{\text{ж}}$ $q_{\text{л}}=0,04 q_{\text{л.к}}$.

На участке камеры сгорания ЖРД, начиная с расстояния 50—100 мм от головки, плотность лучистого теплового потока постоянна и равна $q_{\text{л.к}}$; непосредственно возле головки $q_{\text{л}}=0,25 q_{\text{л.к}}$.

Типичное распределение $q_{\text{л}}$ для камеры ЖРД показано на рис. 14.8. Лучистый тепловой поток в стенку камеры сгорания РДТТ дополнительно зависит от компоновки заряда в двигателе.

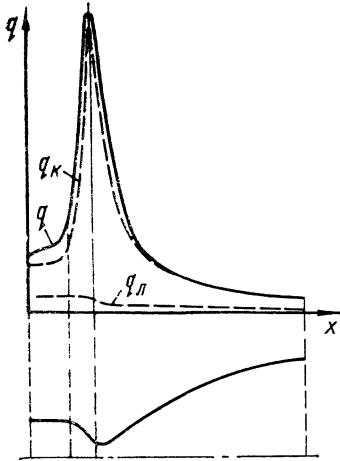
Изменение плотности суммарного теплового потока определяется изменением $q_{\text{к}}$ и $q_{\text{л}}$. Для него характерно небольшое смещение максимума от минимального сечения в сторону сужающейся части сопла.

Итак, в любом случае наиболее термически напряженной является зона минимального сечения сопла, которая нуждается в эффективной защите.

Абсолютное значение q зависит прежде всего от вида применяемого топлива и температуры его продуктов сгорания. Для каждого топлива максимум q получается при соотношении компонентов топлива, соответствующем максимальной температуре продуктов сгорания.

Давление существенно влияет на плотность теплового потока (рис. 14.9). С ростом давления увеличивается плотность рабочего тела ρ и величина $\rho\omega$, от которой в основном зависит плотность конвективного теплового потока. Так как величина $q_{\text{к}}$ пропорциональна $(\rho\omega)^{0,8}$, то, следовательно, $q_{\text{к}} \sim p^{0,8}$. Это же видно и из более строгой формулы (14.4). Влияние давления на плотность лучистого теплового потока определяется главным образом зависимостью степени черноты газа от давления.

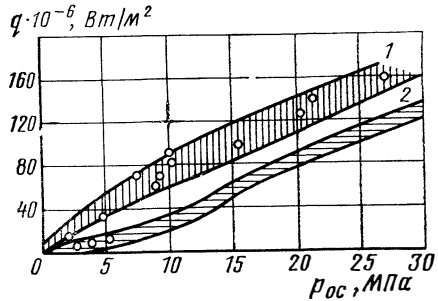
Как видно из рис. 14.8, соотношение между конвективным и лучистым тепловыми потоками меняется по длине камеры. Наибольшая доля лучистого теплового потока приходится на камеру сгорания. Эта доля возрастает для продуктов сгорания высокоэнер-



← Рис. 14.8. Распределение плотности тепловых потоков по тракту камеры

Рис. 14.9. Зависимость максимальной плотности теплового потока от давления в камере сгорания:

1 — топливо $(O_2)_ж + (H_2)_ж$; 2 — топливо $(O_2)_ж + \text{керосин}$



гетических топлив, топлив с большим содержанием конденсата и для камер больших размеров.

Некоторые ориентировочные значения плотности теплового потока по длине сопла следующие: входное сечение — $q = (2 \dots 10) \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$; $q_k = (0,7 \dots 0,9)q$; минимальное сечение — $q = (40 \dots 160) \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$, $q_k = (0,85 \dots 0,95)q$; выходное сечение — $q = (0,5 \dots 3) \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$, $q_k = (0,97 \dots 0,99)q$.

Глава XV

ОТРЫВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В СОПЛАХ

15.1. ОТРЫВ ПОТОКА В КРУГЛЫХ СОПЛАХ НА РЕЖИМАХ ПЕРЕРАСШИРЕНИЯ

15.1.1. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА ТЕЧЕНИЯ

Как отмечалось в гл. II, на режимах со значительным перерасширением, когда давление окружающей среды p_H существенно превышает расчетное давление на выходе из сопла p_n и степень нерасчетности m достигает предельного значения, поток отрывается от стенок сопла. Это явление необходимо учитывать при расчете тяговых характеристик двигателя, теплоотдачи в стенки сопла, прочности сопла и др.

Причиной отрыва потока является наличие пограничного слоя, по дозвуковой части которого возмущения из внешней среды имеют возможность передаваться вверх по потоку. При $m < m_{\text{пред}}$ запас кинетической энергии в пограничном слое достаточно велик,

чтобы преодолеть перепад давлений в скачке нерасчетности на срезе сопла, и отрыва не происходит. При $m > m_{\text{пред}}$, как показал Г. И. Петров, происходит отрыв потока и вглубь сопла начинает двигаться мостообразный скачок уплотнения. Заметим, что если от стенок сопла удалять пограничный слой, например, путем отсоса, то безотрывное течение в сопле будет существовать при увеличении степени нерасчетности до тех пор, пока на срезе сопла не образуется скачок уплотнения, близкий к прямому. Предельная степень нерасчетности, соответствующая возникновению отрыва в этом случае, может быть приближенно определена по формуле для прямого скачка уплотнения по известным параметрам на срезе сопла [1]:

$$m_{\text{пред}} = \frac{2n}{n+1} M_a^2 - \frac{n-1}{n+1}.$$

Для типичного случая значения $m_{\text{пред}}$, вычисляемое по данной формуле, составляет около 20, что значительно больше реальных значений, равных 3—4. Из этого примера видно, какое влияние оказывает пограничный слой на отрыв в сопле.

Для того чтобы рассчитать тягу при течении в круглом сопле с отрывом потока, необходимо знать положение сечения отрыва и распределение давления по соплу ниже этого сечения. Отметим, что четко выделить сечение отрыва затруднительно, так как отрыв в круглых соплах, как правило, характеризуется существенной неравномерностью по периметру сопла и нестационарностью. Неравномерность и нестационарность отрыва наиболее характерны для сопел ракетных двигателей больших тяг и еще недостаточно изучены. Поэтому при рассмотрении течения с отрывом потока в круглых соплах пока предполагают, что сечение отрыва стационарно.

На рис. 15.1 представлены схема течения с отрывом потока и качественный характер распределения давления вдоль контура сопла. На участке отрыва давление имеет существенно большее значение, чем при безотрывном течении (штриховая линия), поэтому тяга круглого сопла на режиме перерасширения с отрывом потока выше, чем при безотрывном перерасширении.

Анализ результатов экспериментов в соплах с отрывом показал, что можно выделить две количественные характеристики отрывного течения; это — отношение давления за скачком, вызывающим отрыв, p_2 , к давлению в невозмущенном потоке p_1 перед сечением отрыва, а также отношение давления окружающей среды p_H к давлению p_2 . Зная эти две характеристики течения,

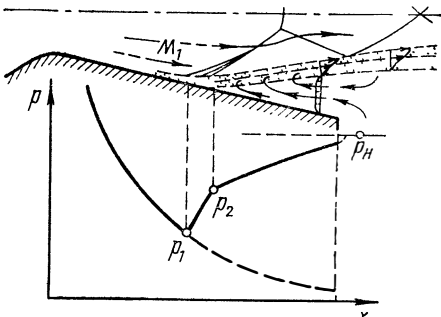


Рис. 15.1. Схема течения в круглом сопле с отрывом потока

можно найти положение сечения отрыва и распределение давления в области отрыва, а по ним рассчитать тягу.

Многочисленные экспериментальные исследования отрывных течений позволили установить, что отношение p_2/p_1 соответствует так называемому критическому перепаду, не зависит от типа отрывного течения в сверхзвуковом потоке и является некоторой обобщенной закономерностью отрывных течений.

В случае турбулентного пограничного слоя критический перепад зависит главным образом от числа Маха M_1 в невозмущенном потоке перед областью отрыва и его можно определить по следующей эмпирической формуле [1]:

$$(p_2/p_1)_{кр} = 1 + 0,2 \frac{nM_1^2}{(M_1^2 - 1)^{0,25}} \quad (15.1)$$

При ламинарном пограничном слое критический перепад зависит еще и от числа Рейнольдса:

$$(p_2/p_1)_{кр} = 1 + 0,94 \frac{nM_1^2}{[(M_1^2 - 1) Re_x]^{0,25}}, \quad (15.2)$$

где $Re_x = \frac{1}{\eta_{ст} r_2} \int_0^x r^2 \tilde{u}_{ст} dx$ — эффективное число Рейнольдса, определенное по текущей координате x вдоль образующей сопла от начала развития пограничного слоя до сечения отрыва; r — текущий радиус; $\eta_{ст}$, $\rho_{ст}$ — вязкость и плотность газа при температуре стенки; \tilde{u} — текущее значение скорости на внешней границе пограничного слоя.

Зависимости критического перепада для турбулентного и ламинарного пограничных слоев от числа M_1 , рассчитанные по формулам (15.1) и (15.2), представлены на рис. 15.2. Там же показаны схемы отрывных течений, для которых справедливы данные зависимости.

Определение отношения давлений в области отрыва p_H/p_2 в настоящее время возможно также только на основании экспериментальных исследований. Эксперименты показывают, что отношение p_H/p_2 в общем случае зависит от длины и формы контура сопла. Так, для конических сопел с углом раствора $2\alpha \geq 30^\circ$ можно принять $p_2 \sim p_H$. Это означает, что та часть сопла, которая находится

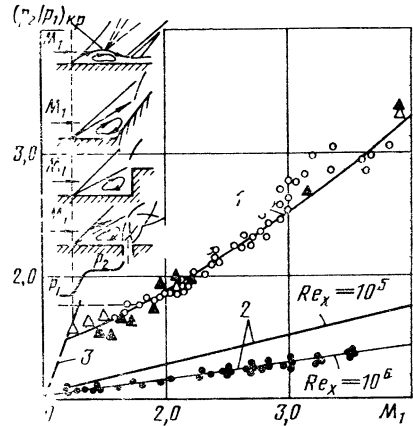


Рис. 15.2. Зависимость критического перепада давлений от числа M_1 :

1 — турбулентный пограничный слой; 2 — ламинарный пограничный слой; 3 — отношение давлений в прямом скачке

за сечением отрыва, как бы исключается из работ. Числа Маха в сечении отрыва M_1 , а следовательно, и само сечение отрыва в этом случае может быть определено по известной степени нерасчетности $m = p_H/p_a$ следующим образом:

$$\frac{\pi(M_1)}{\pi(M_a)} (p_2/p_1)_{кр} = m, \quad (15.3)$$

где $\pi(M) = \left(1 + \frac{n-1}{2} M^2\right)^{\frac{n}{1-n}}$ — газодинамическая функция давления.

Течение с отрывом в конических соплах с углом раствора $2\alpha < 30^\circ$ характеризуется значительно бóльшим перерасширением потока в сопле. Эксперименты показывают, что в этом случае давление за скачком отрыва p_2 существенно зависит от угла раствора сопла 2α и степени нерасчетности m и может составить $p_2 = (0,3 \dots 0,9) p_H$. В работе [63] на основании обобщения экспериментальных данных по течению с отрывом в конических соплах ($2\alpha < 30^\circ$) приведена следующая эмпирическая зависимость для определения p_H/p_2 :

$$p_H/p_2 = \left[1 + \left(0,192 \frac{1}{\sin \alpha} - 0,7\right) \left(1 - \frac{M_1}{M_a}\right)\right]. \quad (15.4)$$

С учетом формулы (15.4) получается следующее уравнение для определения числа M_1 в сечении отрыва в конических соплах ($2\alpha < 30^\circ$):

$$\frac{\pi(M_1)}{\pi(M_a)} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{кр} \left[1 + \left(0,192 \frac{1}{\sin \alpha} - 0,7\right) \left(1 - \frac{M_1}{M_a}\right)\right] = m. \quad (15.5)$$

Течение с отрывом потока в профилированных соплах сложнее и изучено меньше, чем в конических соплах. В настоящее время для профилированных сопел отсутствуют методы, позволяющие определить место сечения отрыва и распределение давления в области отрыва. Поэтому при расчете течений с отрывом в профилированных соплах приходится пользоваться соотношениями, полученными для конических сопел. Если пренебречь влиянием формы контура на течение в области отрыва, то контур профилированного сопла за точкой отрыва можно заменить условной конической поверхностью, образующая которой проходит через точку отрыва и срез сопла. Такая схема расчета течения с отрывом в профилированном сопле представлена на рис. 15.3.

Из рис. 15.3 видно, что на режимах с малой степенью нерасчетности сечение отрыва близко к срезу сопла и в этом случае может мало отличаться от течения в коническом сопле с малым углом раствора 2α . С увеличением степени нерасчетности m угол раствора такого условного сопла увеличивается и может стать больше 30° . В этом случае $p_2 \approx p_H$ и положение сечения отрыва можно оценить так же, как и для конического сопла с углом $2\alpha \geq 30^\circ$.

При нахождении распределения давления на стенке сопла в области отрыва обычно предполагают, что на участке $p_1 - p_2$ давле-

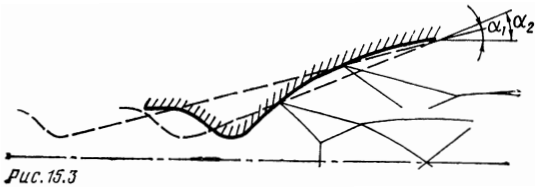


Рис. 15.3

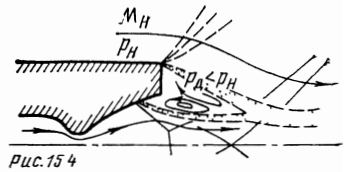


Рис. 15.4

Рис. 15.3. Схема определения сечения отрыва в профилированном сопле.

Рис. 15.4. Схема течения с отрывом потока в сопле при наличии внешнего обтекания

ние меняется скачкообразно, а изменение давления на участке $p_2 - p_H$ — линейное (см. рис. 15.1).

При наличии внешнего обтекания расчет распределения давления для течения с отрывом потока несколько осложняется.

В этом случае сечение отрыва потока в сопле, а следовательно, и тяга будут определяться не давлением окружающей среды p_H , а давлением в кормовой части летательного аппарата — донным давлением p_d (рис. 15.4).

Донное давление, как правило, меньше давления окружающей среды и в общем случае зависит от многих факторов: параметров внешнего потока, конфигурации кормовой части летательного аппарата, количества выхлопных струй и их параметров, вдува в донную область продуктов газогенерации и др.

Определение донного давления расчетным путем с учетом всех перечисленных выше факторов затруднительно. Однако, как показывают эксперименты, при работе сверхзвукового сопла на режимах перерасширения донное давление слабо зависит от параметров выхлопной струи. Для конфигурации кормовой части, показанной на рис. 15.4, при сверхзвуковой скорости полета донное давление приближенно может быть определено по формуле

$$p_d = 0,846 p_H / M_H^{1,3}, \quad (15.6)$$

где M_H — число Маха, соответствующее скорости полета.

15.1.2. ТЯГА НА РЕЖИМЕ ПЕРЕРАСШИРЕНИЯ С ОТРЫВОМ ПОТОКА

Тягу камеры на режиме перерасширения с отрывом потока удобно представить следующим образом:

$$P = P_1 + P_2 + P_3,$$

где P_1 — составляющая тяги от действия сил давления на внутреннюю поверхность камеры до сечения отрыва; P_2 — составляющая тяги от действия сил давления на внутреннюю поверхность камеры на участке от сечения отрыва до среза сопла; $P_3 = -F_a p_H$ — сила, возникающая от действия давления на наружную поверхность камеры.

Составляющая тяги P_1 приближенно может быть определена по параметрам потока в сечении отрыва в предположении одномерного течения в сопле. Следует отметить, однако, что течение в про-

филированных соплах и конических со значительным углом раствора характеризуется существенной неравномерностью параметров потока в поперечном сечении сопла, и определение P_1 в одномерном приближении может быть сделано с погрешностью до нескольких процентов (см. гл. IX). В этом случае необходимо воспользоваться результатами двухмерных (осесимметричных) течений в сопле. Такие результаты обычно приводятся в таблицах контуров сопел. Заметим, что при определении сечения отрыва за число M_1 в этом случае необходимо принимать число Маха на линии тока, выбранной в качестве контура.

Составляющая тяги P_2 определяется интегрированием распределения давления по поверхности сопла за сечением отрыва.

15.2. ОТРЫВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЗА ТОРЦЕВЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ В СОПЛАХ С РЕЗКИМ ИЗЛОМОМ КОНТУРА

В последние годы в связи с потребностями ракетной техники существенно расширились представления о сверхзвуковых соплах. Кроме обычного круглого сопла Лавалья, нашедшего широкое применение, исследуется возможность применения ряда новых типов сопел РД. К ним следует отнести сопла изменяемой геометрии, кольцевые сопла, неосесимметричные сопла и многие другие. Проектирование и применение таких типов сопел вызвали интерес к исследованию отрывных течений за торцевыми поверхностями, или так называемых донных течений. С такими течениями, в частности, приходится иметь дело при проектировании круглых сопел с изломом контура, качающихся сопел и кольцевых сопел с укороченным внутренним контуром.

15.2.1. СОПЛО С ВЫДВИЖНЫМ НАСАДКОМ

Тяга такого сопла (рис. 15.5) складывается из тяги основного сопла, донной тяги, равной интегралу давления на торцевую поверхность, а также тяги, «снимаемой» с контура выдвижного насадка. Применение сопла с выдвижным насадком позволяет улучшить тяговые характеристики ракетного двигателя путем регулирования степени расширения сопла, а также сократить стартовые осевые габариты летательного аппарата.

Кроме того, как показывают эксперименты, характеристики сопла при этом можно повысить с помощью вдува в область за торцевым уступом малого расхода вторичного газа, например, продуктов газогенерации. Такой вдув позволяет увеличить давление в отрывной донной области и, следовательно, тягу всего сопла.

Рассмотрим работу сопла с выдвижным насадком. Схема течения и характер распределения давления на стенке насадка в зависимости от расхода вдува ($g=0$ и $g\neq 0$) показаны на рис. 15.6,а. В отличие от рассмотренного в разд. 15.2 течения с отрывом в круглом сопле в данном случае сечение отрыва нам известно. Тем не менее расчет параметров в отрывной донной области остается еще очень сложной задачей. Для упрощения анализа при рассмотрении

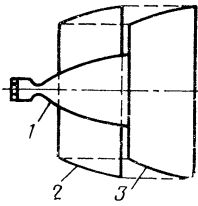


Рис. 15.5. Двигатель с выдвижным насадком:

1—основное сопло; 2—насадок в нерабочем положении; 3—насадок в рабочем положении

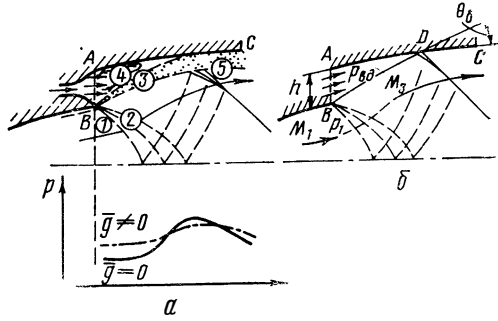


Рис. 15.6. Схема течения в сопле с выдвижным насадком

процессов за сечением отрыва область донного течения удобно разбить на следующие подобласти.

1. Невозмущенный сверхзвуковой поток перед точкой отрыва B .
2. Разворот потока в веее волн разрежения у кромки B .
3. Вязкий слой смешения.
4. Донная, или застойная, зона.
5. Область присоединения оторвавшегося потока.

Такая разбивка течения на подобласти условна, но она позволяет приблизительно описать процессы в каждой из подобластей и, следовательно, во всей отрывной области.

На практике широкое распространение получили методы расчета параметров течения, основанные на использовании некоторых универсальных свойств отрывных течений, слабо зависящих от структуры и типа отрывного течения. Один из таких методов, основанный на понятии критического перепада давления, использовался при расчете параметров отрыва в круглых соплах. Рассмотрим аналогичный метод по определению донного давления в сопле с выдвижным насадком.

В этом методе в качестве основного параметра, позволяющего решить задачу, вводится понятие допустимого угла поворота потока в области (точке) присоединения θ_d . Донное давление вычисляется методом последовательных приближений таким образом, чтобы граничная линия в точке пересечения с контуром (точка D на рис. 15.6,б) имела угол θ_d .

Величина допустимого угла поворота потока θ_d может быть определена на основании обобщения многочисленных экспериментальных данных по течению с отрывом, а также из расчетов по методу разделяющей линии тока [85.] Исследования показывают, что значение угла θ_d слабо зависит от типа отрывного течения и определяется числом Маха M_2 на граничной линии тока невязкого потока, а также относительным расходом вдуваемого вторичного потока в донную область:

$$g = \frac{(qu)_{вд}}{(qu)_2} \frac{h}{l} \frac{12 + 2,76M_2}{1 + \frac{n-1}{2} M_2^2},$$

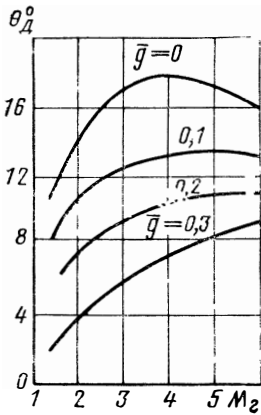


Рис. 15.7. Зависимость допустимого поворота потока θ_d от M_2 и \bar{g} [16]

где l — длина граничной линии тока BD в области отрыва; h — высота донного торца; $(qu)_2$, M_2 — параметры на граничной линии невязкого потока.

Зависимость допустимого угла поворота потока в области присоединения θ_d от M_2 и g показана на рис. 15.7.

Порядок определения донного давления следующий:

1) задается значение донного давления $p_d < p_1$, которое принимается постоянным для области ABD (см. рис. 15.6, б);

2) для выбранного значения давления p_d рассчитываются (методом характеристик) параметры граничной линии невязкого потока в донной области: M_2 , $(qu)_2$ и др., а также координаты этой линии (линия BD);

3) вычисляется значение g , затем по графику рис. 15.7 определяется значение θ_d ;

4) проверяется условие совпадения угла наклона граничной линии тока в точке пересечения с контуром с углом θ_d , который найден по графику.

Если последнее условие не выполняется, то задается новое значение донного давления и расчеты повторяются до тех пор, пока не будет достигнуто совпадение углов.

15.2.2. УКОРОЧЕННОЕ КОЛЬЦЕВОЕ СОПЛО

Задача по определению донного давления встречается также при проектировании некоторых типов кольцевых сопел с укороченным внутренним контуром, а также тарельчатых сопел.

Эксперименты и расчеты показывают, что в кольцевых соплах со значительно укороченным контуром благодаря донному давлению создается 20—30% тяги. Поэтому точность расчета тяговых характеристик двигателя во многом зависит от точности определения донного давления.

Рассмотрим кратко основные особенности работы укороченных сопел на различных режимах их работы (рис. 15.8). Саморегулирование степени расширения, характерное для кольцевых сопел, в этом случае осуществляется изменением донного давления при изменении давления окружающей среды. В зависимости от того, как связано донное давление с давлением окружающей среды, различают режимы работы сопла с замкнутой донной областью и режимы с открытой донной областью. Режимы с замкнутой донной областью возникают при недорасширении, на расчетном режиме и при некотором перерасширении и характеризуются тем, что донное давление не зависит от давления окружающей среды. Об-

ласть донного течения на этих режимах замыкается кромочным скачком AC (см. рис. 15.8, a). При увеличении давления окружающей среды наружная граница струи поджимается, а кромочный скачок начинает перемещаться в направлении к донному торцу. На режиме перерасширения, начиная примерно с того момента, когда кромочный скачок AC пересечет след D , донная область открывается и донное давление начинает зависеть от давления окружающей среды. Донное течение на этом режиме гораздо сложнее и существенно зависит от степени нерасчетности (см. рис. 15.8, b).

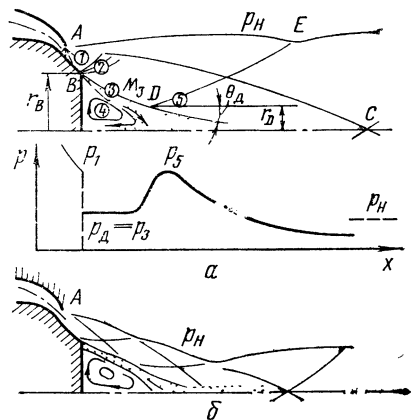


Рис. 15.8. Течение в укороченном кольцевом сопле:

a —замкнутая донная область; b —открытая донная область

Для определения донного давления на режиме с замкнутой донной областью можно воспользоваться изложенным выше методом допустимого угла поворота потока θ_D . Однако в этом случае необходимо знать радиус точки присоединения r_D , в которую приходит граничная линия невязкого потока BD (см. рис. 15.8, a). Согласно экспериментальным данным его можно принять равным половине радиуса донного торца r_B . Эксперименты показывают также, что на режиме с открытой донной областью донное давление незначительно отличается от давления окружающей среды и приближенно их можно принять равными ($p_D \approx p_H$).

15.3. НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ОТРЫВ ПОТОКА В СОПЛЕ

Одним из эффективных способов управления вектором тяги (УВТ) ракетного двигателя является так называемый газодинамический способ, которому уделяется большое внимание. Этот способ основан на создании локальных зон повышенного давления на стенке сопла с целью создания бокового усилия. Для этого в основной сверхзвуковой поток вдувается струя жидкости или газа или вводится твердое препятствие. Взаимодействие струй или препятствий с основным потоком приводит к отрыву потока и возникновению сложного пространственного течения.

На рис. 15.9 в качестве примера показаны две схемы УВТ с помощью введения щитка в сверхзвуковой поток, а также с помощью поперечного вдува газа через щель. Там же показан характер распределения давления вдоль оси сопла.

Из первой схемы УВТ видно, что в некоторой точке перед щитком происходит отрыв потока от стенки сопла и образуется передняя застойная отрывная зона. В точке отрыва возникает скачок уплотнения AB , который сливается с криволинейной ударной вол-

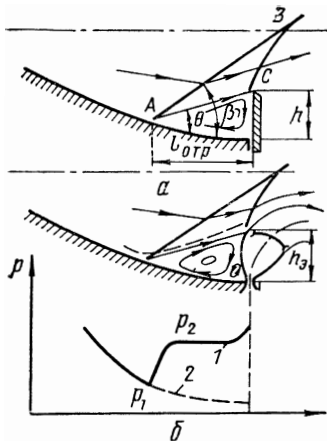


Рис. 15.9. Схемы управления вектором тяги:

a — плоский щиток; *б* — вдув газа через щель; 1 — со вдувом; 2 — без вдува

вия в создании боковой силы вдуваемой струи

$$P_j = (\dot{m}_j w_j + p_j F_j) \cos \alpha.$$

Суммарная боковая сила равна

$$F_{\Sigma} = F + P_j.$$

Для расчета боковой силы необходимо определить площадь зоны отрыва, а также распределение давлений в ней. Определение их в общем случае затруднено сложным пространственным характером отрывного течения.

Однако при использовании рассматриваемых схем УВТ, например, для плоского сопла Лавалия или «линейного» сопла с плоским центральным телом, течение в области отрыва можно считать плоским, а влиянием краевых эффектов, обусловленных конечной длиной щитка или щели, можно пренебречь.

В этом случае площадь отрыва и давление на ней могут быть определены на основании уже рассмотренного ранее понятия «критического» перепада давлений. Эксперименты показывают, что давление в области отрыва можно приближенно принять постоянным и вычислять по критическому перепаду давлений в скачке отрыва *AB*. При плоском течении для определения площади отрывной зоны достаточно определить ее длину

$$l_{\text{отр}} = h_0 / \operatorname{tg} \theta,$$

где h_0 — высота эквивалентного препятствия; θ — угол поворота в скачке отрыва.

ной *CB*. Возникновение боковой силы (в данном случае это сила аэродинамического взаимодействия) обусловлено появлением перед щитком зоны повышенного давления. Проекция боковой силы на ось, перпендикулярную оси сопла, может быть определена следующим образом:

$$F = \int_S (p_2 - p_{\infty}) \cos \alpha dS,$$

где p_2 — давление в области отрыва; p_{∞} — давление в невозмущенном потоке; S — площадь области отрыва; α — угол между осью сопла и касательной к его стенке.

Течение в области отрыва при поперечном вдуве газа через щель практически не отличается от течения перед щитком, однако в этом случае кроме силы аэродинамического взаимодействия участвует также реактивная сила

Высота эквивалентного препятствия в первой схеме УВТ равна высоте щитка, а во втором случае приближенно может быть рассчитана по формуле

$$h_э = 0,64 \sqrt{\Delta z_j p_{0j} / p_\infty},$$

где Δz_j — ширина щели вдува в см; p_{0j} — полное давление перед соплом вдува в Па.

При определении угла θ сначала подсчитывается угол наклона скачка отрыва

$$\beta = \arcsin \sqrt{\frac{(p_2/p_1)_{кр} - (n-1)/(n+1)}{M_1^2 2n/(n+1)}},$$

а из соотношения

$$\operatorname{tg}(\beta - \theta) = \frac{\left[\frac{n-1}{n+1} (p_2/p_1)_{кр} + 1 \right] \operatorname{tg} \beta}{\frac{n-1}{n+1} + (p_2/p_1)_{кр}}$$

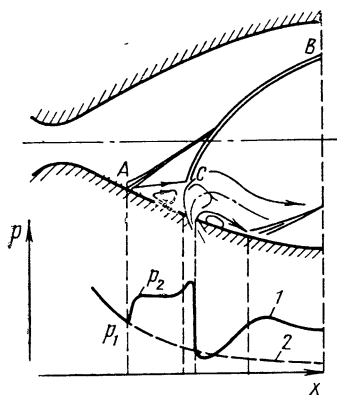
определяется угол θ ; значение $(p_2/p_1)_{кр}$ вычисляется по формулам (15.1), (15.2).

Рассмотренные два способа УВТ обладают рядом недостатков. Так, например, при вводе щитка в сверхзвуковую струю имеют место значительные потери тяги, обусловленные разностью давлений на переднюю и заднюю поверхности щитка. Серьезную проблему представляет также выбор материала щитка и обеспечение его термостойкости. Второй способ УВТ представляется более эффективным, чем первый. Основным его недостатком является относительно небольшая величина площади зоны отрыва и бокового усилия.

Значительно бóльшую область отрыва, а также бóльшую боковую силу можно получить при вдуве газа в расширяющуюся часть сопла на некотором расстоянии от его среза (рис. 15.10). Физическая картина в этом случае несколько сложнее, чем в рассмотренных двух способах УВТ, и менее изучена. Течение в отрывной области перед струей носит сложный пространственный характер, однако качественно мало отличается от течения в уже рассмотренных схемах отрыва. Ниже отверстия вдува по потоку пространственное течение обладает преимущественно свойствами донных течений, или отрывных течений, образующихся в кормовой части тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком. Как показано на рис. 15.10, непосредственно за струей образуется область с пониженным давлением, что приводит к некоторому уменьшению боковой силы. На всех других участках возмущенной зоны давление выше, чем в невозмущенном потоке на противоположной стороне сопла.

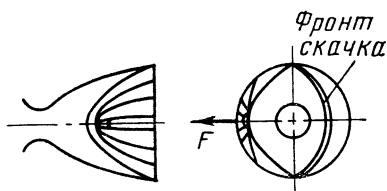
При увеличении расхода вдуваемого газа размеры зоны повышенного давления, а также боковая сила увеличиваются до тех пор, пока зона возмущения не переместится на другую, противополож-

ную огверстия вдува сторону сопла. В этом случае уменьшается несимметричность распределения давления, а следовательно, и боковая сила. Расход вдуваемого газа и место вдува, обеспечивающие максимальную боковую силу, очевидно, будут соответствовать такой конфигурации криволинейной ударной волны CB , когда точки пересечения последней со стенками сопла в плоскости выходного сечения расположены на диаметре, как показано на рис. 15.11.



← Рис. 15.10. Схема вдува газа в расширяющуюся часть сопла:
1—со вдувом; 2—без вдува

Рис. 15.11. Область повышенного давления при вдуве в расширяющуюся часть сопла, соответствующая максимальному расходу вдува



Кроме того, величина боковой силы зависит и от многих других факторов. К ним следует отнести термодинамические параметры основного и вдуваемого газов (RT), наличие конденсата в потоке, угол наклона сопла вдува по отношению к оси сопла и т. п.

Определение боковой силы расчетными методами с учетом всех указанных факторов в настоящее время не представляется возможным. Поэтому обычно используют экспериментальные данные:

$$F_{\text{з}} = k_y P_j,$$

где k_y — экспериментальная константа, получившая название коэффициента усиления.

Коэффициент усиления показывает, во сколько раз боковое усилие превышает импульс вдуваемой струи, или другими словами, — роль аэродинамического взаимодействия в создании бокового усилия. От него зависят расход вдуваемого вещества, необходимый для создания требуемого бокового усилия, а также масса и габариты системы вдува.

Наряду с коэффициентом усиления для более полной характеристики вдува как способа УВТ вводится еще один коэффициент, получивший название коэффициента качества:

$$k = F_{\text{з}} / \Delta P.$$

Этот коэффициент показывает, к каким потерям тяги ΔP основного сопла приводит вдув в расширяющуюся часть сопла. Потери тяги ΔP вычисляют как разность между тягой $P^{(0)}$, которую можно было бы получить, если бы вдуваемое вещество использовалось

для создания тяги при подаче его в камеру сгорания, и тягой P , получаемой при наличии системы вдува с учетом проекции на ось сопла боковой силы.

Экспериментальные зависимости коэффициентов k_y и k от относительного расхода вдува и от расположения места вдува показаны на рис. 15.12 и 15.13*. Эксперименты проведены на воздухе, а также на топливе «воздух — керосин» и твердом топливе. Вдвуд производился через единичное отверстие, энергетические характеристики основного и вдуваемого газов были одинаковыми.

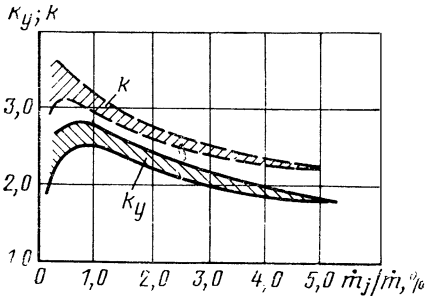


Рис. 15.12. Зависимость коэффициентов k_y и k от относительного расхода вдува

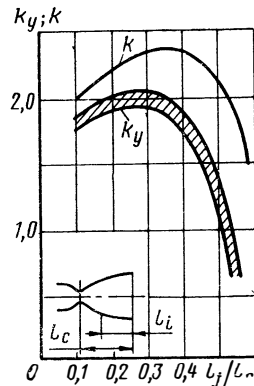


Рис. 15.13. Зависимость коэффициентов k_y и k от расположения мест вдува по длине сопла

Заметим, что один и тот же расход вдуваемого газа можно создать за счет изменения площади проходного сечения как при большом, так и при малом значении давления торможения на входе в сопло вдува p_{0j} . Эксперименты показывают, что коэффициент усиления практически не зависит от p_{0j} , числа Маха на срезе сопла вдува и формы этого сопла.

Оптимальное место вдува, как видно из рис. 15.13, определяется величиной l_j/l_c , равной примерно 0,3—0,4. Уменьшение k_y при малых l_j/l_c связано с неполным использованием возмущенной зоны в районе отверстия вдува для создания боковой силы, а при больших l_j/l_c — с переходом возмущенной зоны на противоположную стенку.

При вдуве через щель или через несколько отверстий, расположенных по периметру сопла, оптимальное место вдува сдвигается к срезу сопла и тем ближе, чем длиннее щель.

Оптимальный угол наклона оси сопла вдува по отношению к оси сопла примерно составляет 130° .

Двухфазность потока существенно ухудшает характеристики системы УВТ. Коэффициент усиления в этом случае может быть приближенно определен следующим образом:

$$k_{ys} = \varphi_s k_y,$$

где φ_s — потери из-за наличия конденсата во вдуваемом потоке; k_y — коэффициент усиления при отсутствии конденсированной фазы.

* Виноградов Б. С., Шайхутдинов З. Г. Известия вузов, «Авиационная техника», 1977, № 3. — с. 23—29.

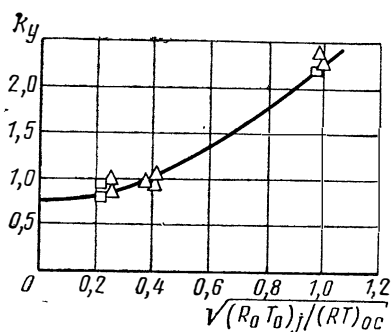


Рис. 15.14. Влияние термодинамических параметров вдуваемого газа на эффективность вдува

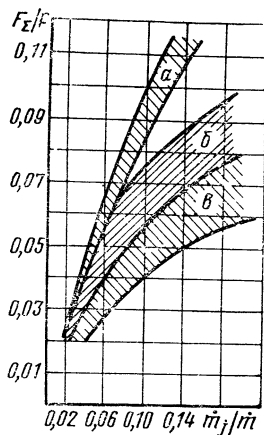


Рис. 15.15. Зависимость отношения боковой силы к осевой тяге от относительного расхода вдува:

a—продукты сгорания твердого топлива; *b*—реагирующие жидкости; *в*—инертные жидкости

Влияние термодинамических параметров основного ($R_{oc}T_{oc}$) и вдуваемого газов ($R_{0j}T_{0j}$) на эффективность вдува показано на рис. 15.14. Видно, что эффективность вдува при уменьшении RT вдуваемого газа существенно ухудшается. Поэтому для повышения эффективности целесообразно использовать для вдува газ из камеры сгорания с высоким значением RT . Однако такая схема обладает существенным недостатком конструктивного характера. Он заключается в том, что клапан перепуска должен работать на высокотемпературном газе, возможно содержащем частицы конденсата. Создание такого клапана является сложной задачей.

Применение впрыска какой-либо жидкости с конструктивной точки зрения кажется более привлекательным, хотя по эффективности такая система уступает системе со вдувом газа. Отличительная особенность системы состоит в том, что после вдува жидкость распыливается потоком и испаряется.

При выборе типа жидкости необходимо стремиться к тому, чтобы плотность ее была как можно выше. Это позволит уменьшить объем емкости для ее хранения. Она должна быть стабильной в процессе хранения и иметь малую токсичность. Низкая удельная теплоемкость и низкая теплота испарения способствуют повышению эффективности системы. В качестве нейтральных жидкостей для впрыска могут использоваться различные фреоны, а из реагирующих жидкостей — такие, как четырехокись азота N_2O_4 , перекись водорода H_2O_2 , трехфтористый хлор ClF_3 и другие компоненты жидких ракетных топлив.

При расчете системы УВТ с впрыском жидкости также пользуются экспериментальными зависимостями, полученными на модельных или натуральных двигателях (рис. 15.15) [90].

ЖИДКОСТНЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Глава XVI

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

16.1. СОСТАВ ЖРД

Жидкостные ракетные двигатели (ЖРД) представляют наиболее развитый и обширный класс химических ракетных двигателей. На классификационной схеме рис. 16.1 показаны основные виды ЖРД, отличающиеся типом топлива (однокомпонентное или раздельной подачи), способом подачи топлива (вытеснительная или насосная), способом организации рабочего процесса (с дожиганием или без дожигания генераторного газа). Наиболее распространенные сочетания этих признаков показаны двойными линиями.

Основным агрегатом ЖРД является его камера, создающая тягу. Камера состоит из камеры сгорания и сопла, конструктивно представляющих обычно одно целое. Важной частью камеры сгорания является смесительная головка — устройство для впрыска и смешения компонентов топлива. Элементами смесительной головки являются форсунки различных типов. Воспламенение (зажигание) топлива осуществляется химическими, пиротехническими и электрическими средствами; часто компоненты топлива образуют самовоспламеняющуюся смесь. Камера ЖРД обычно охлаждается одним из компонентов топлива, проходящим до поступления в камеру сгорания через охлаждающий тракт — пространство между внутренней, огневой, стенкой и наружной, силовой, рубашкой камеры, связанными между собой различными способами.

ЖРД в общем случае состоит из одной или нескольких камер (многокамерный ЖРД), агрегатов системы подачи и автоматики, устройств для создания управляющих усилий и моментов, рамы, магистралей и вспомогательных устройств и агрегатов. Агрегаты автоматики ЖРД входят в совокупность устройств, обеспечивающих управление, регулирование и обслуживание ЖРД.

Жидкостная ракетная двигательная установка (ДУ) — установка, состоящая из одного или нескольких ЖРД, топливных баков,

агрегатов наддува топливных баков или вытеснительной подачи топлива, рулевых приводов, магистралей, соединяющих двигатели с баками, и вспомогательных устройств.

Система регулирования ЖРД осуществляет автоматическое поддержание или программированное изменение параметров рабочего процесса для обеспечения заданных значений тяги и соотношения компонентов топлива, устойчивой работы ЖРД, а также для управления переходными режимами (запуском, выключением и т. п.). Входящие в систему автоматического регулирования электри-

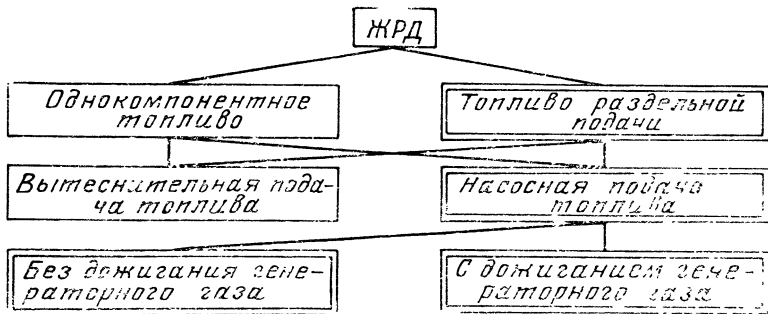


Рис. 16.1. Классификация жидкостных ракетных двигателей

ческие, электронные, пневматические, гидравлические, пиротехнические и механические устройства и называют обычно агрегатами автоматики.

Совокупность агрегатов, обеспечивающих подачу требуемого количества компонентов в двигатель под необходимым давлением и в заданном соотношении, принято называть системой подачи.

Наиболее сложным и ответственным элементом системы подачи является агрегат, обеспечивающий требуемое давление компонентов топлива на входе в камеру или газогенератор. В зависимости от вида этого агрегата различают два вида систем подачи: вытеснительную и насосную.

Вытеснительная подача топлива (ВПТ) — подача его вытеснением из баков давлением газа.

Насосная подача топлива — подача топлива с помощью насосов, приводимых обычно газовой турбиной.

Рабочим телом для привода турбины, наддува топливных баков, работы агрегатов управления служит генераторный газ — продукты разложения или низкотемпературного горения компонентов основного или вспомогательного топлива.

16.2. ВЫТЕСНИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ПОДАЧИ ТОПЛИВА

В зависимости от температуры и природы подаваемого в баки газа условно выделяют два типа систем вытеснительной подачи: на холодном и горячем газе. Классификация этих систем приведена на рис. 16.2.

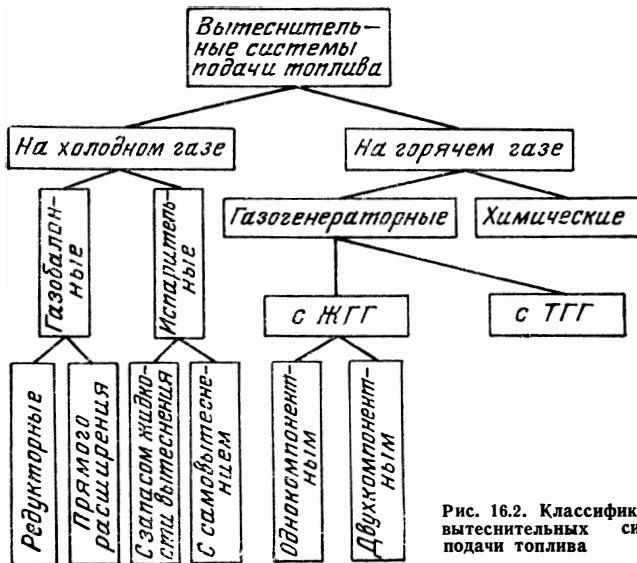


Рис. 16.2. Классификация вытеснительных систем подачи топлива

16.2.1. ВЫТЕСНИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ПОДАЧИ ТОПЛИВА НА ХОЛОДНОМ ГАЗЕ

Холодным называют газ, температура которого при подаче в бак равна или незначительно отличается от температуры компонентов. Различают два вида систем ВПТ на холодном газе: газобаллонную и испарительную.

В случае газобаллонной системы ВПТ газ вытеснения хранится в баллонах под давлением, значительно превышающим требуемое давление в баках, перед подачей в бак давление газа снижается до рабочего. В зависимости от метода снижения давления газа газобаллонные системы ВПТ делятся на редукторные и с прямым расширением.

На рис. 16.3 приведена типичная схема двигательной установки с системой ВПТ редукторного типа. В таких системах в качестве агрегата, обеспечивающего снижение давления газа, используется редуктор давления б.

В системах с прямым расширением газа регулирующий элемент на линии газа вытеснения выполнен в виде дроссельной шайбы или вообще отсутствует. Ставя дроссельную шайбу с большим или меньшим проходным сечением, можно существенно менять гидравлическое сопротивление системы, что соответственно изменит расход газа. При отсутствии регулирующего элемента весь необходимый запас газа располагается в свободном объеме бака, который называют подушкой. В системах ВПТ прямого расширения давление в баке и соответственно тяга двигателя непрерывно уменьшаются. Закон изменения тяги определяется размером газовой подушки в баке и давлением в нем.

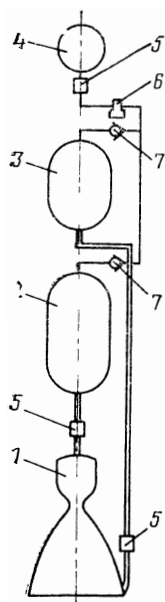


Рис. 16.3. Схема двигательной установки с газобаллонной системой подачи редукторного типа:

1—камера; 2—бак окислителя; 3—бак горючего; 4—баллон с газом; 5—пуско-отсечной клапан; 6—редуктор давления; 7—обратный клапан

В испарительных системах продукты газогенерации получают испарением жидкостей, обладающих при заданной температуре давлением насыщенных паров, равным или превышающим давление подачи. Постоянное давление наддува в такой системе поддерживается стабилизацией температуры нагрева испаряемого вещества.

В некоторых случаях вытеснение компонентов топлива производится под действием давления насыщенных паров самого компонента.

16. 2. 2. ВЫТЕСНИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ПОДАЧИ ТОПЛИВА НА ГОРЯЧЕМ ГАЗЕ

В качестве источников горячего газа для вытеснительной подачи используют два типа газогенераторов: на твердом (ТГГ) и жидком (ЖГГ) топливах, либо получают рабочее тело в тракте охлаждения.

Для ТГГ используются медленно горящие твердые топлива или специальные пиротехнические составы, продукты горения или разложения которых поступают в топливные баки.

Работа жидкостных газогенераторов основана на получении газа путем химической реакции между жидкими окислителем и горючим или реакции разложения одного компонента. В первом случае газогенератор называют двухкомпонентным, во втором — однокомпонентным.

Пример схемы двигательной установки с двухкомпонентным газогенератором показан на рис. 16.4. Подача топлива в газогенератор осуществляется из отдельных баков с помощью баллонной системы.

Температура генераторного газа ограничена жаропрочностью элементов конструкции, на которые он воздействует. Чтобы не превысить допустимой температуры, необходимо в двухкомпонентных ЖГГ осуществлять нестехиометрическое горение топлива, при котором один из компонентов подается с большим избытком. Если избыточным является горючее ($\alpha_{ок} \ll 1$), приготавливается восстановительный газ, если в избытке окислитель, — окислительный газ.

При вытеснительной подаче двухкомпонентного топлива необходимы два газогенератора: восстановительный для наддува бака горючего и окислительный — для бака окислителя.

Одним из видов вытеснительной системы подачи топлива является так называемая химическая система вытеснения. Газ

вытеснения получается в результате контролируемой реакции между компонентом топлива, находящимся в баке, и впрыскиваемым реагентом. Реагент хранится в отдельном баке и подается в основной бак путем вытеснения газом.

16.3. НАСОСНАЯ СИСТЕМА ПОДАЧИ ТОПЛИВА

Насосная система подачи топлива более распространена в ЖРД. Характерным для двигателей с насосной подачей топлива является наличие турбонасосного агрегата (ТНА), представляющего обычно единую компоновку турбины и насосов.

В большинстве случаев рабочее тело для питания турбины получают в жидкостных (одно- или двухкомпонентных) газогенераторах, иногда — в твердотопливных газогенераторах.

Находят применение двигатели, выполненные по схемам с дожиганием и без дожигания генераторного газа.

В двигателях без дожигания генераторного газа последний после срабатывания на турбине выбрасывается в окружающую среду через вспомогательные сопла, иногда являющиеся рулевыми. Генераторный газ состоит из продуктов существенно нестехиометрического горения, в связи с чем эффективность использования топлива, поданного в газогенератор, ниже, чем основного.

На рис. 16.5 и 16.6 приведены примеры принципиальных пневмогидравлических схем двигательных установок без дожигания генераторного газа. Эти схемы отличаются способом подачи топлива в ЖГГ.

В двигателях с дожиганием генераторного газа в камере (схема рис. 16.7) генераторный газ, пройдя через турбину, направляется в камеру сгорания. Через газогенератор пропускают обычно весь расход одного из компонентов и часть расхода другого, получая либо восстановительный, либо окислительный газ. Оставшаяся часть второго компонента в жидкой фазе поступает в камеру сгорания, где и происходит дожигание.

В отличие от двигателя без дожигания, где оба компонента подаются в камеру сгорания в жидком состоянии (схема организации рабочего процесса типа «жидкость — жидкость»), в ЖРД с дожиганием камера сгорания работает на газе и жидкости (схема «газ — жидкость»).

Схема с дожиганием генераторного газа в основной камере энергетически более выгодна, чем схема без дожигания, по той причине

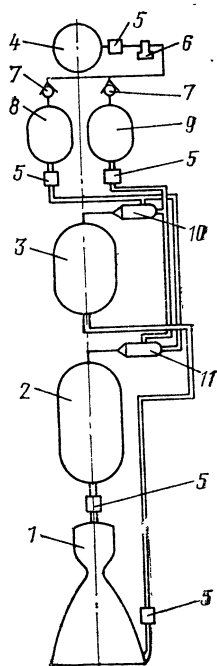


Рис. 16.4. Схема двигательной установки с ВПГ на двухкомпонентных ЖГГ:

1—7—по рис. 16.3; 8—бак окислителя ЖГГ; 9—бак горючего ЖГГ; 10—ЖГГ наддува бака горючего; 11—ЖГГ—наддува бака окислителя

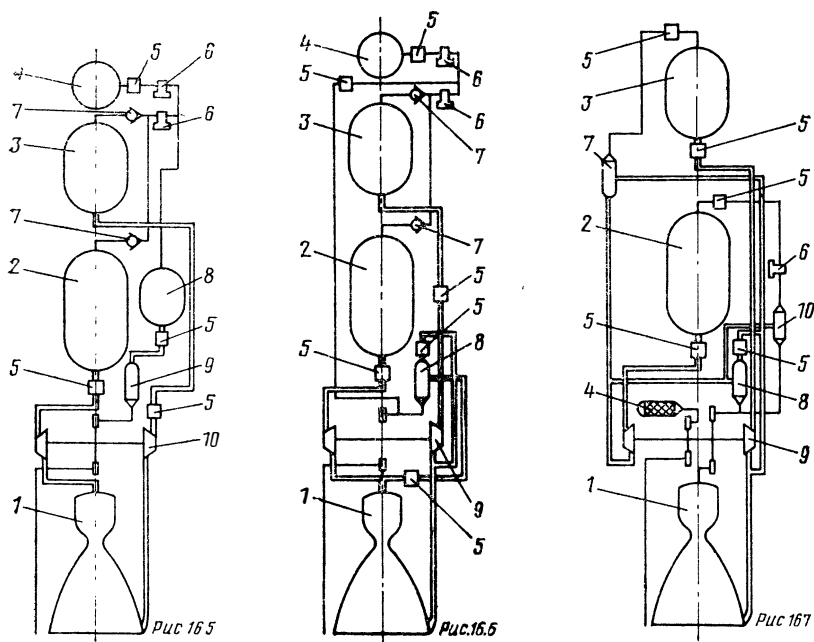


Рис. 16.5. Схема двигательной установки с насосной системой подачи топлива без дожигания генераторного газа (с однокомпонентным ЖГГ):

1—7 — по рис. 16.3; 8 — бак компонента газогенерации; 9 — ЖГГ; 10 — ТНА

Рис. 16.6. Схема двигательной установки с насосной системой подачи топлива без дожигания генераторного газа (с двухкомпонентным ЖГГ):

1—7—по рис. 16.3; 8—ЖГГ; 9—ТНА

Рис. 16.7. Схема двигательной установки с насосной системой подачи топлива с дожиганием генераторного газа:

1—3 и 5, 6—по рис. 16.3; 4—пиростартер; 7—ЖГГ наддува бака горючего; 8—ЖГГ; 9—ТНА; 10—смеситель

не, что в ЖРД с дожиганием все топливо сгорает при условиях, близких к стехиометрическому горению.

Возможен вариант схемы ЖРД, когда привод насосов осуществляется двумя турбинами, при этом для приготовления рабочего тела турбин используются два газогенератора. Один из газогенераторов przygotowывает восстановительный, а другой — окислительный газ. В камеру сгорания поступают и сгорают там два газообразных компонента (схема «газ — газ»).

Рабочее тело для турбины можно получать также испарением жидкости в тракте охлаждения камеры.

На рис. 16.8 приведена схема американского ЖРД RL-10А, работающего на кислороде и водороде. Компоненты топлива подаются насосами 1. Жидкий водород поступает в тракт охлаждения камеры 3 при $T=20\text{ К}$, а затем испаренный и подогретый до 200 К направляется в турбину 2. После турбины H_2 используется как горючее в камере сгорания. Турбина в данном случае работает на газе низкой температуры, однако адиабатная работа расширения его достаточна благодаря большому значению газовой постоянной.

Поддержание на входе в насосы давления компонентов топлива, требуемого для бескавитационной работы насосов, возлагается на систему наддува баков или преднасосы. Хотя систему наддува и не относят к двигательным системам, рабочее тело для нее нередко получают с помощью агрегатов двигателя. Работа системы наддува аналогична работе системы вытеснительной подачи.

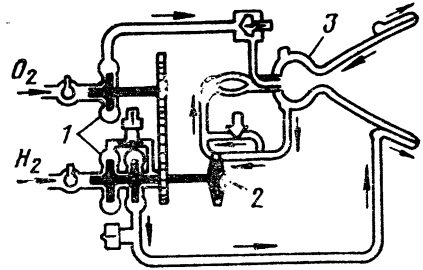


Рис. 16.8. Схема получения пара в тракте охлаждения ЖРД RL-10A (США)

16.4. УПРАВЛЕНИЕ И РЕГУЛИРОВАНИЕ

Основными параметрами, характеризующими режим работы двигателя, являются удельный импульс и тяга двигателя, давление и температура газов в газогенераторе и в камере сгорания, частота вращения турбонасосного агрегата и др. На стационарном режиме работы ЖРД эти параметры остаются постоянными во времени. На неустановившемся (переходном) режиме из-за действия различных возмущающих факторов параметры ЖРД изменяются в определенных пределах. Типичная схема изменения тяги двигателя в зависимости от времени показана на рис. 16.9 [90]. Характерными примерами переходных процессов, показанных на схеме, являются запуск и останов двигателя.

Сохранение выходных параметров двигателя в допустимых пределах или изменение этих параметров по заданному закону при действии возмущающих факторов, а также обеспечение запуска, изменения режимов и останова двигателя осуществляется с помощью системы управления двигателем.

Режим работы двигателя определяется тремя системами: ракетной системой управления, внутриводвигательной системой автоматического регулирования и системой предварительной настройки двигателя.

К ракетным системам относят систему регулирования кажущейся скорости (РКС) и систему одновременного опорожнения баков (СОБ), при работе которых двигатель является исполнительным органом системы управления ракетой. При работе системы РКС отклонение от заданного режима движения ЛА устраняется путем

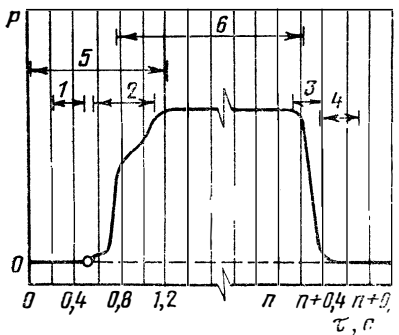


Рис. 16.9. Типичная диаграмма изменения тяги по времени; характерные периоды времени:

открытие и закрытие клапанов окислителя (участки 1, 3) и горючего (участки 2, 4); работа пускового твердотопливного (участок 5) и основного (участок 6) газогенераторов

регулирования тяги двигателя в соответствии с сигналами, поступающими от системы управления. Система СОБ обеспечивает одновременное опорожнение баков, сводя к минимуму остатки компонентов топлива в момент выключения двигателя.

Внутридвигательная система, отличающаяся меньшим временем переходного процесса при регулировании, предназначена для более точного поддержания основных параметров двигателя (таких, как давление газов и соотношение компонентов топлива в газогенераторе и камере сгорания).

Для компенсации отклонений режима работы двигателя от номинального значения, вызванных разбросом характеристик узлов и агрегатов двигателя в пределах допусков при их изготовлении, предусматривается предварительная настройка двигателя. Она заключается в установке в соответствующие гидравлические тракты двигателя расходных шайб с гидравлическим сопротивлением, подбираемым по результатам проливок отдельных агрегатов или по данным контрольно-технологических огневых испытаний двигателя.

Вопросы управления и регулирования ЖРД рассматриваются в специальных курсах [19, 62].

16.5. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ

Развитие жидкостных ракетных двигателей ведет свое начало примерно от рубежа XIX и XX столетий. В этот период были заложены основы теории реактивного движения и механики тел переменной массы. В разработке этих вопросов значительна роль выдающихся русских ученых Н. Е. Жуковского (1847—1921), И. В. Мещерского (1859—1935) и др.

Однако крупнейшим вкладом в развитие проблем реактивного движения явились работы знаменитого русского ученого К. Э. Циолковского (1857—1935), по праву считающегося основоположником современной космонавтики и ракетной техники. Начав интересоваться проблемами реактивного движения в 1883 г., К. Э. Циолковский опубликовал в 1903 г. получивший впоследствии всемирную известность труд «Исследование мировых пространств реактивными приборами». В этой работе К. Э. Циолковский изложил основы ракетодинамики и описал ракету как средство для космических полетов. Предложенная им схема ракетного двигателя на жидком топливе стала базой для разработок, выполненных его последователями. Пророческими оказались его высказывания о выборе топлива и некоторых особенностях устройства такого двигателя. К. Э. Циолковским были предложены кислородно-углеводородное и кислородно-водородное топлива, регенеративное охлаждение камеры сгорания и сопла двигателя компонентами жидкого топлива, керамическая изоляция этих элементов конструкции, раздельное хранение и насосная подача компонентов топлива в смешительную головку камеры с последующим сжиганием, управление вектором тяги поворотом выходной части сопла и газовыми рулями. Им была показана первостепенная важность высокой скорости истечения рабочего тела из двигателя и охарактеризованы способы ее увеличения.

Первыми последователями Циолковского в нашей стране были талантливые ученые и изобретатели Ю. В. Кондратьев (1897—1942), Ф. А. Цандер (1887—1933) и В. П. Глушко (род. в 1908 г.).

Ю. В. Кондратьев работал независимо от Циолковского. Его основное теоретическое исследование «Завоевание межпланетных пространств» (1929 г.) отчасти повторило и дополнило работы Циолковского, некоторые вопросы нашли новое решение. В частности, Ю. В. Кондратьев предложил в качестве топлива для двигателей некоторые металлы и их водородные соединения, например, борводороды.

Ф. А. Цандер еще в студенческие годы изучал труды Циолковского и интересовался вопросами космических полетов. В 1924 г. он изложил свою основную идею — сочетание ракеты с самолетом для взлета с Земли и последующее сжигание металлических частей самолета в качестве горючего для РД. Цандером выполнены теоретические исследования различных вопросов воздушно-реактивных и ракетных двигателей, начаты работы по их практической реализации.

В. П. Глушко еще в юности увлекался вопросами космонавтики. В письме К. Э. Циолковскому от 26 сентября 1923 г. он написал, что уже более двух лет поглощен идеей межпланетных путешествий. С 1924 г. В. П. Глушко начинает публиковать научно-популярные и научные работы по ракетно-космической технике. В 1930 г. им были предложены в качестве компонентов ракетного топлива азотная кислота, смесь азотной кислоты с четырехокисью азота, тетранитрометан, перекись водорода, смеси фтора с кислородом, трехкомпонентное топливо (кислород, водород и бериллий) и др.; была разработана керамическая теплоизоляция камеры сгорания двуокисью циркония. В 1931 г. В. П. Глушко предложил, а в 1933 г. внедрил химическое зажигание и самовоспламеняющееся топливо. Тогда же были разработаны профилированное сопло (1930 г.), карданная подвеска двигателя для управления полетом ракеты (1931 г.), конструкция турбонасосного агрегата с центробежными топливными насосами (1933 г.).

В. П. Глушко выполнены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования по важнейшим вопросам создания и развития ЖРД, разработано большое количество конструкций двигателей от первых отечественных опытных ракетных моторов (ОРМ) до новейших образцов, летающих в космос. Являясь одним из пионеров ракетной техники, В. П. Глушко по праву считается основоположником отечественного ракетного двигателестроения.

Теми же путями, что и Циолковский, но позднее его, подошли к идее создания жидкостных ракет ученые зарубежных стран.

Работы, посвященные этой проблеме, были опубликованы Р. Эно-Пельтри во Франции (1913 г.), Р. Годдардом в США (1919 г.), Г. Обертом в Германии (1923 г.).

К. Э. Циолковский не проводил экспериментальных работ по созданию ЖРД. Эта задача решалась его учениками и последователями как в СССР, так и за рубежом.

В США экспериментальные работы были начаты Р. Годдардом (1882—1945), предложившим много различных технических решений в области создания двигателей и ракет.

С 1921 г. Годдард проводил стендовые испытания экспериментального ЖРД, работавшего на кислородно-эфирном топливе, а 16 марта 1926 г. осуществил первый запуск экспериментальной жидкостной ракеты (топливо-жидкий кислород и бензин).

В Германии стендовые испытания ЖРД были начаты Г. Обертом в 1929 г., а летные испытания жидкостных ракет — И. Винклером с 1931 г. С 1937 г. под руководством В. фон Брауна разрабатывалась наиболее мощная по тому времени ракета V-2, летные испытания которой были начаты в 1942 г.

В СССР начало экспериментальных работ по реализации идей Циолковского относится к 15. V. 1929 г., когда в составе Газодинамической лаборатории (ГДЛ) в Ленинграде было создано и приступило к практической деятельности первое опытно-конструкторское подразделение для разработки ракет и электрических и жидкостных ракетных двигателей к ним. Руководил подразделением В. П. Глушко. В этом подразделении в 30-х годах было создано семейство опытных ЖРД с тягой от 60 до 3000 Н, работавших на различных жидких окислителях и горючих. Двигатели имели обозначение ОРМ (опытный ракетный мотор).

Первый советский экспериментальный ЖРД ОРМ-1 (рис. 16.10) разработан и построен в 1930—31 гг. Топливо двигателя — четырехокись азота и толуол или жидкий кислород и бензин. При испытании на кислородном топливе ОРМ-1 развивал тягу до 200 Н.

В период 1930—33 г. в ГДЛ была создана серия ЖРД от ОРМ-1 до ОРМ-52. Наиболее мощный ОРМ-52 работал на азотной кислоте и керосине и развивал тягу до 2,5—3,0 кН при давлении в камере сгорания 2—2,5 МПа.

В ГДЛ были впервые успешно решены многие практические вопросы создания ЖРД, определены дальнейшие пути развития.

Проблемы ракетной техники, привлекавшие широкое внимание, разрабатывались многими советскими энтузиастами на общественных началах. Их объединения получили название групп изучения реактивного движения (ГИРД). Такие общественные организации при Осоавиахиме были созданы в 1931 г. в Москве (МосГИРД) и Ленинграде (ЛенГИРД), позже — в других городах. Среди организаторов и активных работников МосГИРД были Ф. А. Цандер (первый его руководитель), С. П. Королев, В. П. Ветчинкин, М. К. Тихонравов, Ю. А. Победоносцев и др. Организация МосГИРД развернула широкую лекционную и печатную пропаганду, организовала курсы по теории реактивного дви-

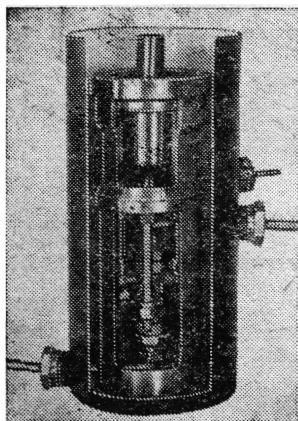


Рис. 16.10. Первый отечественный экспериментальный ЖРД ОРМ-1, разработанный в ГДЛ в 1930—31 гг.

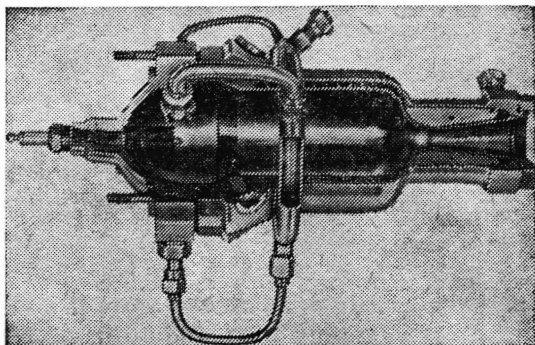


Рис. 16.11. ЖРД ОРМ-65

жения и начала работу по проектированию авиационного ЖРД ОР-2 (по проекту Цандера) для ракетоплана РП-1. В 1932 г. в Москве на базе МосГИРД была создана научно-исследовательская и опытно-конструкторская организация по разработке ракет и двигателей, также именовавшаяся ГИРД, а ее начальником стал С. П. Королев.

Двигатели, разрабатывавшиеся в ГИРД, использовали в качестве окислителя жидкий кислород, а в качестве горючего — бензин и этиловый спирт. Первый ЖРД Цандера, ОР-2, был испытан в 1933 г. на кислороде и бензине.

В конце 1933 г. в Москве на базе ГДЛ и ГИРД был создан первый в мире государственный Реактивный научно-исследовательский институт (РНИИ). Специалисты по ЖРД, выросшие в ГДЛ, работали в РНИИ в 1934—38 гг. серию экспериментальных двигателей от ОРМ-53 до ОРМ-102 и газогенератор ГГ-1, работавший часами на азотнокислотном-керосиновом топливе с водой при температуре 850 К и давлении 2,5 МПа. Двигатель ОРМ-65 (рис. 16.11), прошедший официальные испытания в 1936 г., был наиболее совершенным двигателем своего времени. Двигатель работал на азотной кислоте и керосине, тяга регулировалась в пределах 0,50—1,75 кН, запуск многократный, в том числе автоматизированный. Огневые испытания ОРМ-65 проходили на летательных аппаратах конструкции С. П. Королева, крылатой ракете 212 (в том числе, летные 1939 г.) и ракетоплане РП-318-1 (наземные, 1937—38 гг.). 28 февраля 1940 г. летчик В. П. Федоров совершил первый полет на ракетоплане с двигателем РДА-1-150, являвшимся модификацией ОРМ-65.

В 1941—42 гг. в РНИИ был разработан ЖРД Д-1-А-1100, работавший на азотной кислоте и керосине и развивавший номинальную тягу 11 кН. Двигатель предназначался для самолета БИ-1, разработанного в те же годы А. Я. Березняком и А. М. Исаевым под руководством главного конструктора В. Ф. Болховитнова. 15 мая 1942 г. летчик Г. Я. Бахчиванджи совершил на БИ-1 первый полет.

ГДЛ, ГИРД и РНИИ внесли основополагающий вклад в развитие ракетной техники в СССР.

В 1939 г. под руководством В. П. Глушко было создано самостоятельное подразделение по разработке ЖРД. В 1941 г. оно было преобразовано в опытно-конструкторское бюро, получившее впоследствии известность как ГДЛ — ОКБ. В этом ОКБ заместителями Главного конструктора активно работали С. П. Королев, Г. С. Жирицкий, Д. Д. Севрук, а руководителями основных подразделений — И. Н. Артамонов, В. А. Витка, Г. Н. Лист, Н. С. Шнякин и др.

В 1940-х годах ОКБ разработало семейство авиационных ЖРД от РД-1 до РД-3 (рис. 16.12). Вспомогательные самолетные ЖРД с насосной подачей азотнокислотно-керосинового топлива, химическим зажиганием, неограниченным числом (в пределах ресурса) повторных, полностью автоматизированных запусков, с регулируемой тягой прошли в 1943—46 гг. многочисленные испытания, в том числе летные на самолетах конструкции В. М. Петлякова, С. А. Лавочкина, А. С. Яковлева, П. О. Сухого.

С 1945 г. ГДЛ — ОКБ специализировалось по мощным ЖРД.

Крупным техническим достижением сороковых годов явилось создание мощных ЖРД, развивавших тягу свыше 250 кН и работавших на кислородно-спиртовом топливе. Разработка ракет на базе этих ЖРД привела, начиная с 1949 г., к регулярным запускам геофизических и метеорологических ракет, а затем и аппаратов другого назначения.

Основными направлениями совершенствования ЖРД, необходимого для решения поставленной в то время задачи — достижения первой космической скорости, — были рациональный выбор топлива, поиск эффективных схем организации рабочих процессов, форсирование рабочих процессов, снижение массы конструкции.

Крупными достижениями ГДЛ — ОКБ были переход к кислородно-керосиновому топливу, создание легких, технологичных и надежных паяно-сварных камер, способных работать при высоких давлениях и температурах газа. Эти достижения позволили создать наиболее мощные и экономичные для своего времени ЖРД РД-107 и РД-108 (рис. 16.13 и 16.14) с давлением в камере сгорания около 6 МПа. Эти ЖРД обеспечили в 1957 г. полет первой в мире космической ракеты. Дальнейшее их совершенствование привело к созданию ЖРД РД-111 и др. На топливе кислород — несимметричный диметилгидразин был разработан ЖРД РД-119.

Начиная с 1957 г. был создан ряд мощных ЖРД, работающих на эффективных высококипящих топливах. Первым среди них был РД-214 (рис. 16.15), использующий азотнокислотный окислитель и в качестве горючего — продукт переработки нефти. Затем последовали азотнокислотные двигатели, использующие в качестве горючего несимметричный диметилгидразин. В середине 60-х гг. были разработаны мощные азоттетроксидные ЖРД.

Дальнейшее повышение экономичности двигателей требовало роста давления в камере, однако это лимитировалось потерями на привод турбонасосного агрегата. Для двигателей ГДЛ-ОКБ с тягой в диапазоне 11—166 тонн потери удельного импульса составляли лишь 0,8—1,7% при давлении в камере 7,5—9 МПа, но возрастали до неприемлемых величин при больших давлениях. Решение проблемы было найдено впервые в СССР, благодаря разработке новой схемы ЖРД с дожиганием генераторного газа в основной камере. Первый экспериментальный ЖРД, основанный на этой схеме, был разработан и испытан в РНИИ в 1958—59 гг., а затем в опытно-конструкторских бюро. Примером двигателя такой схемы является ЖРД РД-253, применение которого началось в 1965 г. с полетов ракет-носителей «Протон». Давление в камере сгорания РД-253 почти втрое выше, чем в РД-108. Получен существенный выигрыш в экономичности и габаритах.

ЖРД ГДЛ-ОКБ используются на всех первых и большинстве вторых ступеней отечественных ракет-носителей. Для последующих ступеней РН, для автоматических межпланетных станций и космических кораблей применяются двигатели других ОКБ.

Организованная в 1942 г. А. М. Исаевым (1908—1971) группа была преобразована в 1944 г. в ОКБ, создавшее впоследствии ЖРД на высококипящих компонентах топлива для АМС, КК и др. (рис. 16.16). Коллективом А. М. Исае-

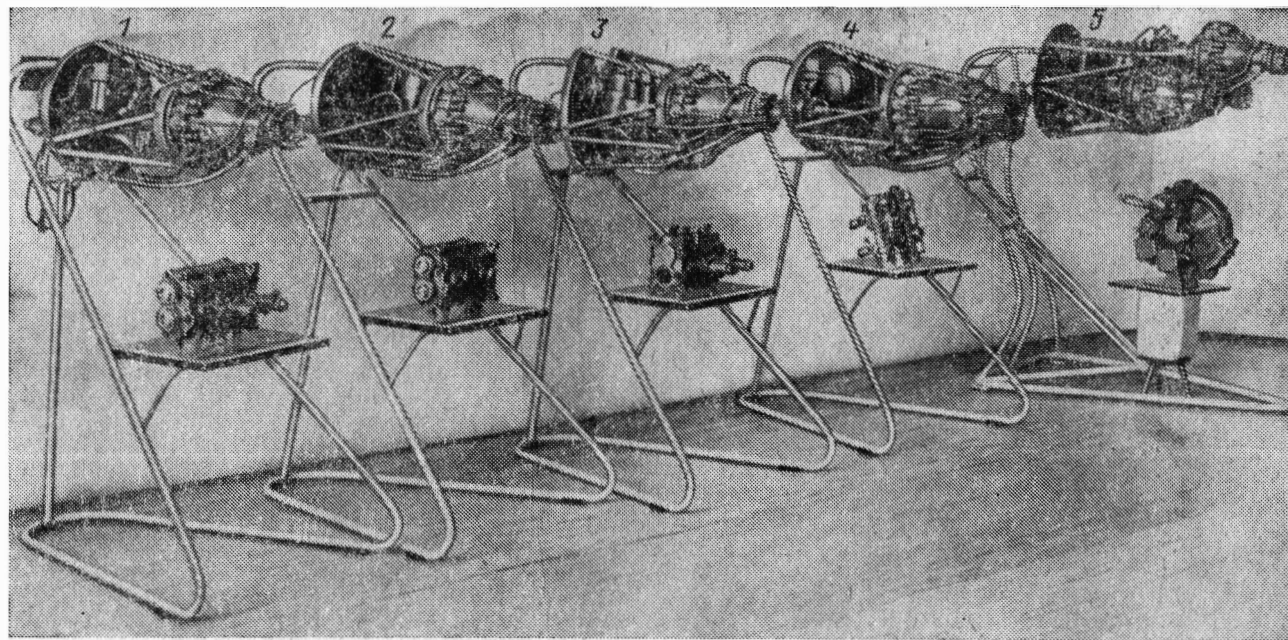


Рис. 16.12. Самолетные ЖРД (ГДЛ—ОКБ), слева направо:

1—РД-1 с тягой 3,0 кН; 2—РД-1Х3 с тягой 3,0 кН с химическим зажиганием; 3—модификация РД-1Х3; 4—РД 2 с тягой 6,0 кН. 5—РД 3 с тягой 9,0 кН, трехкамерный с ТНА (под двигателями показаны агрегаты)

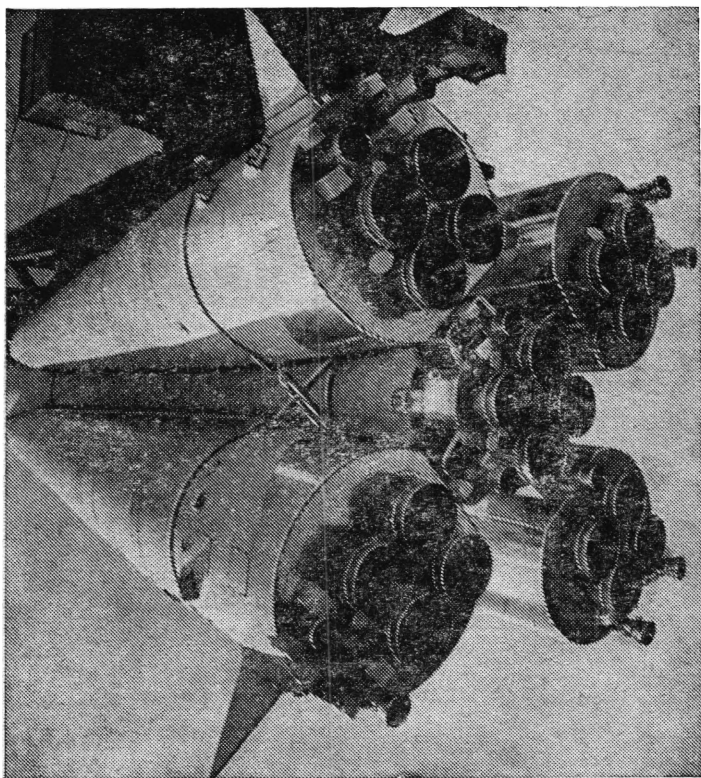


Рис. 16.13. Двигательные установки первой и второй ступеней ракеты-носителя «Восток»

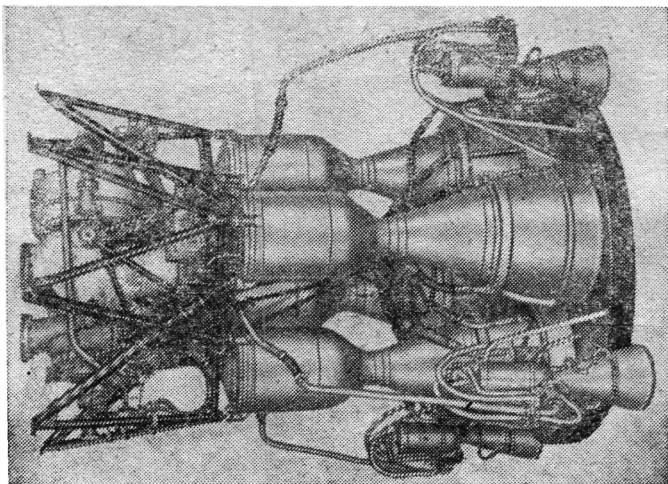


Рис. 16.14. ЖРД РД-108

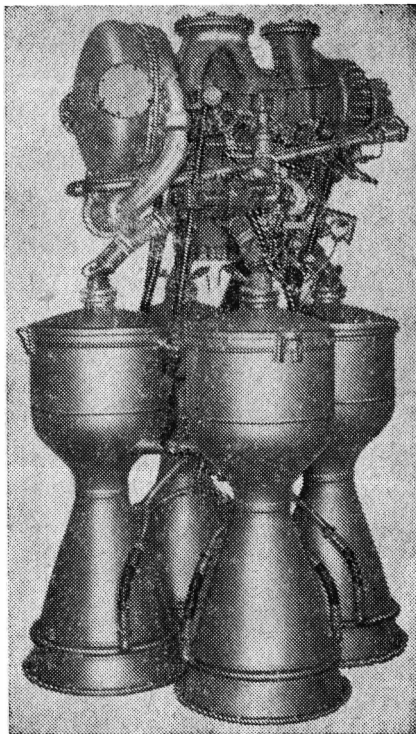


Рис. 16.15. ЖРД РД-214

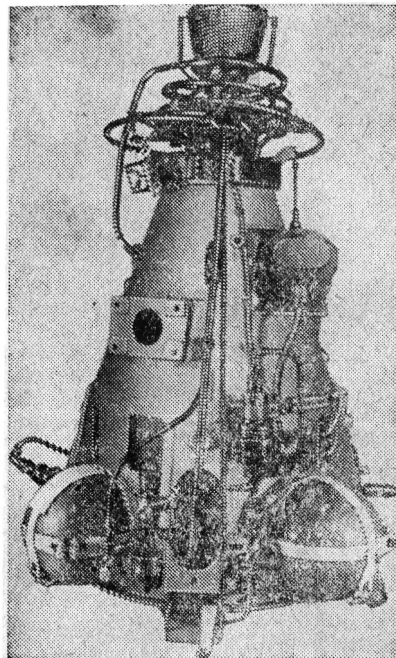


Рис 16.16. Корректирующая двигательная установка с тягой 2 кН на азотнокислотном окислителе для ИСЗ «Молния-1», АМС «Зонд», «Марс», «Венера» (ОКБ А. М. Исаева, 1963 г.)

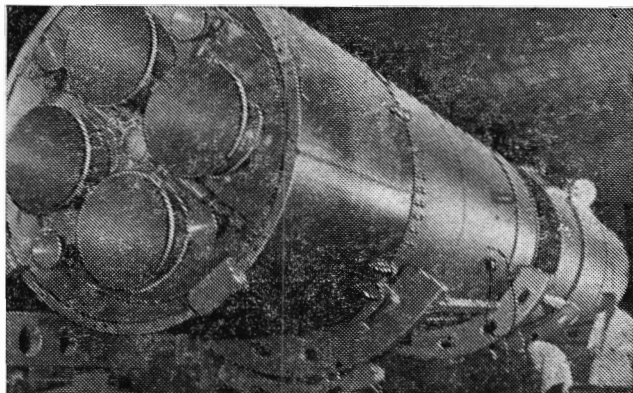


Рис. 16.17. Третья ступень ракеты-носителя «Союз» с четырехкамерным кислородно-керсиновым двигателем (ОКБ С. А. Косберга, 1959—1964 гг.)

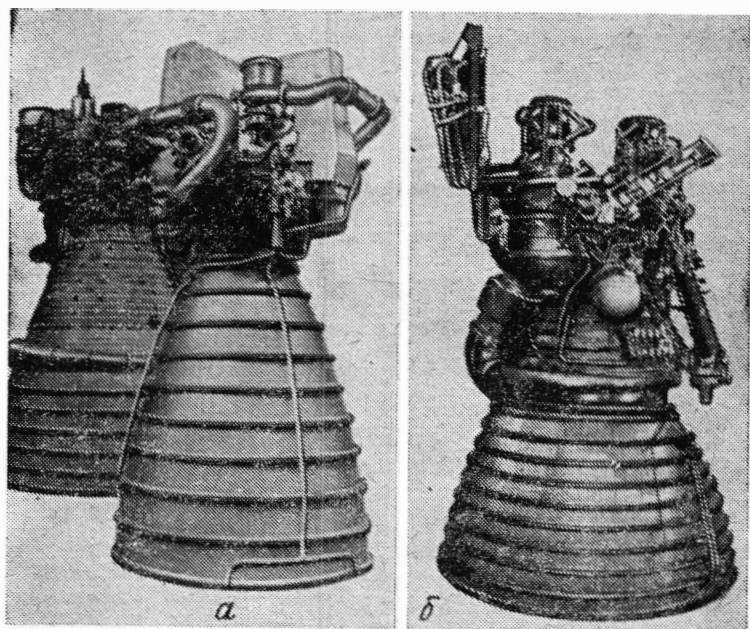


Рис. 16.18. Жидкостные ракетные двигатели США:
а—SSME и F-1; б—J-2

ва были решены сложные проблемы осуществления запуска ЖРД в пустоте и невесомости, причем были разработаны средства многократного запуска и с короткими и с продолжительными (до нескольких месяцев) промежутками между запусками.

ОКБ, руководимое С. А. Косбергом (1903—1965), в 1954—56 гг. начало заниматься разработкой самолетных ЖРД на однокомпонентном и двухкомпонентном топливах, а с 1958 г. — двигателей для верхних ступеней ракет-носителей (рис. 16.17).

ГДЛ — ОКБ, ОКБ А. М. Исаева и ОКБ С. А. Косберга совместно с другими двигательными ОКБ, институтами и заводами обеспечили нужды отечественной ракетно-космической техники в жидкостных ракетных двигателях всех классов. Эти двигатели успешно использовались в первых в мире ракетно-космических системах, разработанных под руководством основоположника практической космонавтики С. П. Королева (1907—1966), а также в ракетно-космических системах главного конструктора М. К. Янгеля (1911—1971), в уникальных космических аппаратах для исследования Луны и планет Солнечной системы, разработанных под руководством Г. Н. Бабакина (1914—1971), в разработках других конструкторов. Приоритетные достижения СССР в космонавтике, обеспеченные этими системами, общеизвестны.

Примерно тот же путь развития и применения ЖРД характерен и для США, где позже осваивали керосино-кислородное топливо и схему ЖРД с дожиганием, но раньше перешли к кислородно-водородному топливу. В высококипящих азоттетроксидных топливах в США используют горючие на основе гидразина и диметилгидразина. Имеются и другие конструктивные и схемные особенности. Примеры американских ЖРД приведены на рис. 16.18.

За сравнительно небольшой период своего развития ЖРД достигли большого совершенства. Созданы и создаются двигательные установки самого различного назначения, значительно отличающиеся между собой по применяемой схеме и характеристикам, удовлетворяющие самым разнообразным конструктивным и эксплуатационным требованиям.

В подавляющем большинстве разрабатываемых ракетно-космических систем основным типом двигателя продолжает оставаться ЖРД.

Глава XVII

ЖИДКИЕ РАКЕТНЫЕ ТОПЛИВА

17.1. ТРЕБОВАНИЯ К ТОПЛИВАМ

Современные ЖРД наиболее широко используют двухкомпонентные жидкие ракетные топлива с отдельным хранением и подачей в двигатель окислителя и горючего. Такое топливо сравнительно безопасно в эксплуатации, допускает широкий выбор компонентов. Требования к компонентам жидких ракетных топлив определяются более общим требованием обеспечить в заданные сроки создание высоконадежного и эффективного ракетного комплекса при минимальной затрате средств.

В зависимости от назначения ракетного комплекса различны требования к физическим, эксплуатационным, экономическим показателям топлива. Так, в случае, когда топливо выбирается для двигательной установки ракеты военного назначения, требование высокой боеготовности позволяет применять лишь те из топлив, которые допускают хранение заправленной, готовой к пуску ракеты. Ракеты-носители, предназначенные для вывода на орбиту искусственных спутников Земли, как правило, запускаются в известный заранее момент времени, и их предстартовая подготовка может быть спланирована так, как этого требует применяемое топливо. В этом случае нет препятствий для применения криогенных топлив, т. е. таких, один или оба компонента которых имеют критическую температуру, меньшую максимальной температуры в условиях эксплуатации или хранения.

Большая тяга двигателей тяжелых ракет-носителей обуславливает расходование больших количеств топлива, в частности на стендовую отработку двигателей и ступеней ракет. Поэтому, например, для нижних ступеней ракет-носителей должны применяться дешевые топлива, производимые в большом количестве. Важным свойством этих топлив является малая токсичность компонентов и продуктов их сгорания.

К компонентам топлива ЖРД зенитных ракет, хранящихся в заправленном состоянии на открытом воздухе, может быть предъявлено требование, чтобы они сохраняли жидкое состояние в достаточно широком диапазоне температур.

Из приведенных примеров видно, насколько разные требования могут быть предъявлены к топливу в зависимости от назначения двигательной установки. Целесообразно из всех топлив выделить группу так называемых стабильных топлив, компоненты которых представляют собой вещества, имеющие при максимальной температуре в условиях эксплуатации или хранения давление насыщенного пара ниже допустимого по условиям прочности топливных баков; обладающие стабильностью физико-химических свойств в течение заданного времени и допускающие хранение в баках ракеты или других емкостях при эксплуатационных температурах и давлениях без существенных потерь. Внутри этой группы могут быть выделены в особую подгруппу такие топлива, компоненты которых имеют наиболее желательные физико-химические свойства и допускают хранение в течение многих лет в герметически закрытых емкостях. Диапазон температуры и давления, при которых должны храниться стабильные компоненты, определяется назначением двигательной установки.

Для ракет, эксплуатируемых в земных условиях, могут быть выбраны компоненты, имеющие критическую температуру выше 70°C (они остаются в жидком состоянии при максимальной температуре окружающей среды) и давление насыщенных паров при 70°C не более, например, 3,5 МПа. Скорость разложения их не должна превышать 0,1% в год при постоянной температуре хранения 35°C , либо практически равняться нулю при использовании компонентов в ракетах, баки которых заправляются и герметически закрываются на заводе.

Для двигательных установок космических аппаратов, длительное время находящихся в условиях космоса или поверхности планет, существуют свои требования к диапазону температуры жидкого состояния и давлению паров, определяемых конкретными условиями применения, в частности, и системой терморегулирования. Применение стабильных топлив и в этих случаях позволяет наиболее просто избежать значительных потерь во время хранения.

Итак, по требованиям, предъявляемым к эксплуатационным характеристикам ракетного комплекса, все топлива могут быть разбиты на две большие группы. Одна группа включает в себя стабильные топлива, пригодные к длительному хранению на Земле,

других планетах или в космосе, другая — все остальные, не отвечающие этому требованию.

Если какая-то группа топлив по физико-химическим свойствам обеспечивает выполнение требований к эксплуатационным характеристикам двигательной установки, дальнейший выбор может основываться на следующих важнейших требованиях к топливам.

1. Высокие энергетические характеристики, т. е. высокие значения удельного импульса и плотности топлива. Эти два параметра в комплексе должны обеспечить создание ракеты минимальных габаритов и массы.

2. Возможность создания в приемлемые сроки эффективной и надежной двигательной установки. Применяемое топливо должно допускать получение реальных энергетических характеристик двигателя, близких к расчетным. Последние определяются на основе термодинамических характеристик и учета известных видов потерь удельного импульса в реальной конструкции, полученных теоретически или экспериментально. Необходимо иметь данные о возможности обеспечения высокой полноты сгорания, отсутствия больших потерь при истечении, потерь на обеспечение охлаждения и устойчивости рабочего процесса. Во всяком случае, реальный удельный импульс двигателя должен быть достаточно высоким, чтобы оправдывать применение нового топлива вместо широко используемых. На практике это не всегда может быть предсказано или обеспечено.

Известно, например, что использование добавок мелкодисперсного бора к керосину, повышающих теоретический удельный импульс, не дало реального эффекта вследствие низкой полноты сгорания бора.

Применение самовоспламеняющихся топлив, т. е. топлив, компоненты которых способны при контакте в жидком состоянии вступать в химические реакции и воспламеняться, упрощает конструкцию и повышает надежность двигателя. Хорошие охлаждающие свойства, отсутствие опасности разложения и взрыва компонентов, неагрессивность к конструкционным материалам позволяет создать высоко надежный двигатель при меньших затратах.

Многие из отмеченных свойств могут быть улучшены или достигнуты в результате проведения специальных исследовательских работ. К подобным работам следует отнести обеспечение самовоспламеняемости и полного сгорания применением специальных добавок к окислителю или горючему, снижение агрессивности, уменьшение склонности к разложению и др.

3. Возможно более безопасные эксплуатационные характеристики. Желательно, чтобы горючее не самовоспламенялось на воздухе, не было огнеопасным. Компоненты топлива должны иметь возможно меньшую склонность к воспламенению, разложению и взрыву в процессе обращения с ними и при случайном контакте с различными веществами.

Для нижних ступеней мощных ракет существенным является требование низкой токсичности компонентов топлив и их продуктов

сгорания. Использование компонентов, не отвечающих этому требованию, ведет к отравлению района расположения испытательных станций для отработки двигателей, что становится все более недопустимым, либо требует больших затрат на сооружения, обеспечивающие улавливание выбросов и очистку продуктов сгорания. Но и в этом случае остается проблема загрязнения стартовых позиций при эксплуатации ракет и опасность для близлежащей территории в случае аварий на старте.

Важным свойством является коррозионная активность, агрессивность компонентов. При высокой агрессивности для достижения длительных сроков хранения компонента без вступления его в реакции с материалами бака или трубопроводов может потребоваться применение узкого круга стойких и, возможно, дефицитных и дорогих материалов. Вместе с тем имеются способы снижения агрессивности путем применения небольшого количества добавок, не влияющих практически на энергетические характеристики топлива.

4. Хорошие экономические показатели. Топлива массового использования должны быть доступными для производства их в количестве, обеспечивающем все потребности ракетной техники. Желательно, чтобы компоненты могли находить применение в отраслях народного хозяйства, не связанных с ракетной техникой. Это позволит осуществить расширение масштабов производства компонентов и снизить их стоимость. Низкая стоимость 1 кг топлива желательна, но прежде всего необходим анализ влияния вида топлива на стоимость достижения цели, поставленной перед разрабатываемым ракетным комплексом. При этом не исключено, что более дешевым будет вариант при более дорогом топливе.

Таковы основные требования к жидким ракетным топливам. Естественно, что нет такого топлива, которое полностью удовлетворяло бы всем рассмотренным выше требованиям. В каждом конкретном случае основными являются те или иные характеристики, и именно они определяют выбор окислителя и горючего.

17.2. ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОНЕНТОВ

Температура плавления, зависимость давления насыщенного пара от температуры и скорость самопроизвольного разложения компонента являются теми физико-химическими свойствами, которые определяют возможность длительного хранения или применения компонента в ракетах с заводской заправкой. В табл. 17.1 и 17.2 и на рис. 17.1—17.3 приведены эти и другие свойства некоторых окислителей и горючих.

Из приведенных данных видно, что такие горючие, как керосин, диметилгидразин несимметричный, гидразин, монометилгидразин, пентаборан являются стабильными, обладают хорошими физическими свойствами, пригодны для длительного хранения. Из окислителей этими свойствами обладают азотная кислота с небольшой примесью окислов азота и воды, четырехокись азота, пятифтористый

Некоторые физико-химические свойства окислителей и горючих

Компонент	Формула	Молекулярная масса	Энтальпия, кДж/кг	Плотность, г/см ³	Температура плавления, К	Температура кипения, К	Теплота сгорания, кДж/кг	Критическая температура, К	Кригическое давление, МПа	Химическая стабильность
Окислители										
Кислород	O ₂	32,0	—398	1,14	54	90	214	154,3	5,004	Стабильный
Фтор	F ₂	38,0	—339	1,51	53	85	172	143,9	5,56	»
Пентафторид хлора	ClF ₅	130,457	—2036	1,90	170	260	171	415,9	5,26	»
Азотная кислота	HNO ₃	63,016	—2764	1,50	230	359	627	531	10,2	Недостаточно стабильный
Перекись водорода	H ₂ O ₂	34,016	—5520	1,43	272	424	1517	730,4	21,6	»
Четырехокись азота	N ₂ O ₄	92,016	—207	1,44	262	294	418	431,2	10,13	Стабильный
Окись фтора	OF ₂	54,0	126	1,52	49	128	206	215,2	4,94	»
Тетранитрометан	C(NO ₂) ₄	196,043	190	1,63	286	399	194	—	—	»
Горючие										
Водород	H ₂	2,016	—4354	0,07	13,9	20,4	454	33,2	1,273	»
Аммиак	NH ₃	17,032	—4185	0,68	195	240	1370	405,5	11,28	»
Гидразин	N ₂ H ₄	32,048	1576	1,00	275	387	1398	653,2	14,7	»
Монометилгидразин	H ₂ N— —NH(CH ₃)	46,075	1176	0,87	221	361	877	530,2	7,599	»
Диметилгидразин несимметричный (НДМГ)	H ₂ N— —N(CH ₃) ₂	60,102	828	0,79	216	335	583	522,2	5,35	»
Аэрозин-50 50% НДМГ 50% N ₂ H ₄	—	—	1209	0,9	266	343	989	607,2	11,54	»
Этиловый спирт	C ₂ H ₅ OH	46,07	6011	0,78	159	351	919	516,2	6,4	»
Метан	CH ₄	16,043	—5566	0,42	91	112	578	191	4,5	»
Керосин	C _{7,21} H _{13,29}	100	—1948	0,82— —0,85	200— —220	420—550	343	673	4,021	»
Пентаборан	B ₅ H ₉	63,172	730	0,62	226	332	507	500,4	3,967	»
Диборан	B ₂ H ₆	27,688	669	0,44	108	181	515	289,9	3,883	»

Таблица 17.2

Физические свойства окислителей и горючих

Компонент	Формула	Вязкость, Н·с/м ²	Теплопроводность, Вт/(м·К)	Теплоемкость, Дж/(кг·К)	Поверхностное натяжение, Н/м	Давление паров, Па	Токсичность (предельно до- пустимая кон- центрация) мг/м ³
О к с и л и т е л и							
Кислород	O ₂	0,2·10 ⁻³	0,17	1700	0,13·10 ⁻¹	1,013·10 ⁵	Не токсичен
Фтор	F ₂	0,26·10 ⁻³	—	1536	0,15·10 ⁻¹	1,013·10 ⁵	0,03
Пентафторид хлора	ClF ₅	—	—	745 (298)	—	1,013·10 ⁵	—
Азотная кислота	HNO ₃	0,75·10 ⁻³	0,25	1763	0,41·10 ⁻¹	0,573·10 ⁴	5
Перекись водорода (98%)	H ₂ O ₂	0,12·10 ⁻²	0,54	2880 (273—300)	0,8·10 ⁻¹	266	1
Четырехокись азота	N ₂ O ₄	0,42·10 ⁻³	0,13	1539	0,27·10 ⁻¹ (291)	1,013·10 ⁵	5
Окись фтора	OF ₂	0,28·10 ⁻³	—	1472 (91—113)	—	1,013·10 ⁵	0,01
Тетранитрометан	C(NO ₂) ₄	0,18·10 ⁻²	—	1242	0,29·10 ⁻¹	1496	0,3
Г о р ю ч и е							
Водород	H ₂	0,13·10 ⁻³	0,12	9460	0,23·10 ⁻²	1,013·10 ⁵	Не токсичен
Аммиак	NH ₃	0,26·10 ⁻³	0,50	4456	0,26·10 ⁻¹ (273)	1,013·10 ⁵	20
Гидразин	N ₂ H ₄	0,96·10 ⁻³	0,52	3084	0,67·10 ⁻¹	0,191·10 ⁴	0,1
Монометилгидразин	H ₂ N—NH(CH ₃)	0,89·10 ⁻³	0,26	2931	0,35·10 ⁻¹	0,661·10 ⁴	0,02
Диметилгидразин несимметричный	H ₂ N—N(CH ₃) ₂	0,51·10 ⁻³	0,16	2730	0,24·10 ⁻¹	0,21·10 ⁵	0,1
Этиловый спирт	C ₂ H ₅ OH	0,12·10 ⁻²	0,17	2430	0,26·10 ⁻¹	0,77·10 ⁴	1000
Метан	CH ₄	0,98·10 ⁻⁴	0,19	3424	0,14·10 ⁻¹	1,013·10 ⁵	—
Керосин	C _{7,21} H _{13,29}	0,15·10 ⁻²	0,12	2380 (373)	0,26·10 ⁻¹	0,42·10 ⁴	300
Пентаборан	B ₅ H ₉	0,32·10 ⁻³	0,13	1640 (293)	0,21·10 ⁻¹	0,275·10 ⁵	0,01
Диборан	B ₂ H ₆	0,16·10 ⁻³	—	2800	0,13·10 ⁻¹	1,013·10 ⁵	0,01
Аэрозин-50	—	0,89·10 ⁻³	0,25	2908	0,31·10 ⁻¹	0,175·10 ⁵	0,1

Примечания: 1. Данные приведены для веществ 100%-ой концентрации.
2. Все величины для высококипящих веществ приведены при 293—298 К, для криогенных — при T_{кип} при атмосферном давлении. В некоторых случаях в скобках приведено значение температуры в К, при котором данная величина определена.

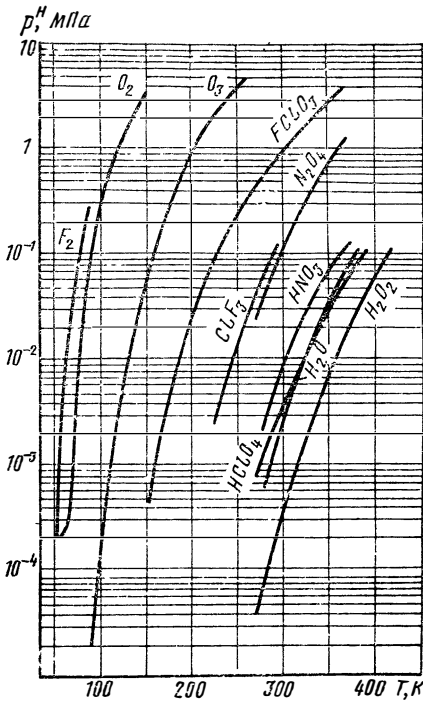


Рис. 17.1. Зависимость давления насыщенного пара от температуры для некоторых окислителей

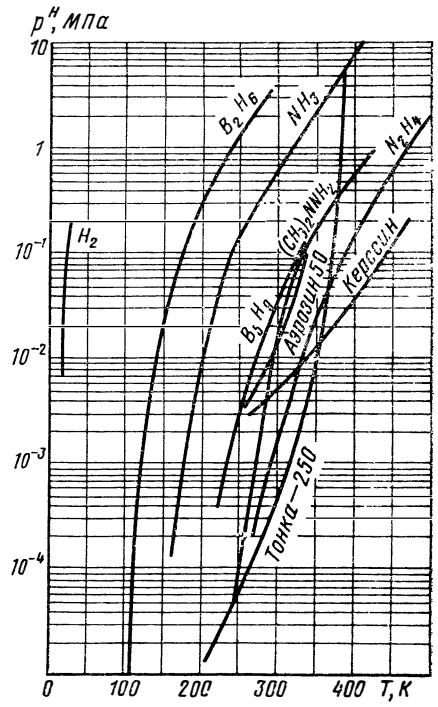


Рис. 17.2. Зависимость давления насыщенного пара от температуры для некоторых горючих

хлор и в меньшей степени, вследствие недостаточной химической стабильности, — перекись водорода и др.

Данные, приведенные в табл. 17.1 и на рис. 17.3, показывают, что высококипящие окислители, например четырехокись азота, перекись водорода, азотная кислота значительно превосходят по плотности широко применяемый криогенный окислитель — жидкий кислород. Благодаря этому уменьшаются объем и масса баков и улучшаются характеристики двигательных установок ракет на этих окислителях.

Из горючих высокую плотность имеет, например, гидразин и весьма низкую — жидкий водород. Надо заметить, что плотность одного компонента не является определяющей. Так, гидразин по плотности существенно лучше, чем диметилгидразин. Однако с четырехокисью азота и гидразин, и диметилгидразин дают топлива, почти одинаковой плотности, так как для окисления второго горючего необходимо большее количество окислителя.

Компоненты топлива должны быть эффективными охладителями. Это означает, что вязкость их должна быть низкой, чтобы обеспечить высокую скорость течения при малых гидравлических потерях, а теплопроводность и теплоемкость — высокими. Низкая вязкость и высокая теплопроводность обеспечивают возможность по-

лучения высоких местных коэффициентов теплоотдачи для защиты наиболее теплонапряженных участков камеры, высокая допустимая температура нагрева, а также высокая теплоемкость — снятие большого количества тепла со всей охлаждаемой поверхности. Последнее существенно зависит не только от физико-химических свойств компонента, но и от соотношения компонентов k_m в топливе. Если охладителем является горючее, что бывает чаще всего, то для увеличения возможного теплосъема желательно низкое значение k_m , если окислитель — высокое. В ряде случаев необходимость обеспечить охлаждение может влиять на выбор k_m и компонентов топлива.

Охлаждающие компоненты не должны разлагаться при подогреве со значительным выделением тепла, образованием газообразных продуктов и выделением осадка на стенку, так как это может привести к ее прогару.

Вязкость компонентов должна возможно меньше изменяться с температурой, чтобы не изменять условий впрыска и распыла. Зависимости теплофизических коэффициентов от температуры для некоторых компонентов ракетных топлив представлены на рис. 17.4—17.6.

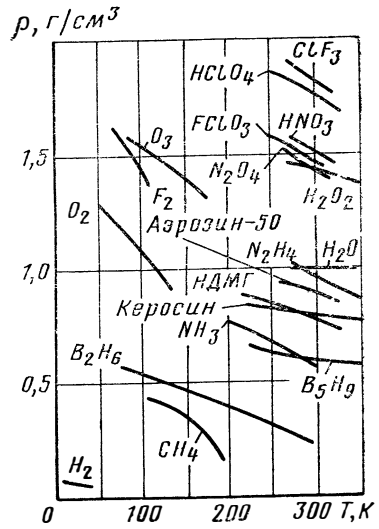


Рис. 17.3. Зависимость плотности некоторых компонентов от температуры

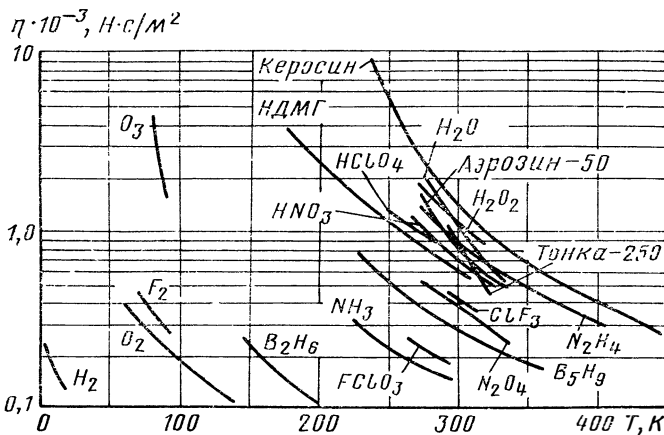


Рис. 17.4. Зависимость коэффициента вязкости некоторых компонентов от температуры

В табл. 17.2 приведены некоторые из упомянутых свойств ряда компонентов ракетных топлив. Там же приведены сведения о токсичности.

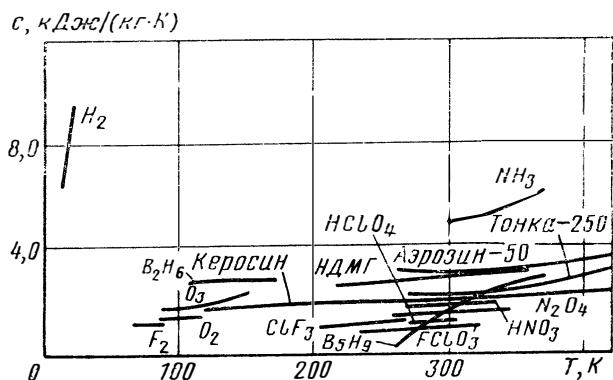


Рис. 17.5. Зависимость теплоемкости некоторых компонентов от температуры

Характеристикой токсичности служит предельно допустимая концентрация вещества (ПДК) — максимальная концентрация в атмосфере помещения в течение рабочего дня, не оказывающая заметного токсического действия на работающих. Для атмосферы населенных пунктов и водоемов также устанавливаются ПДК

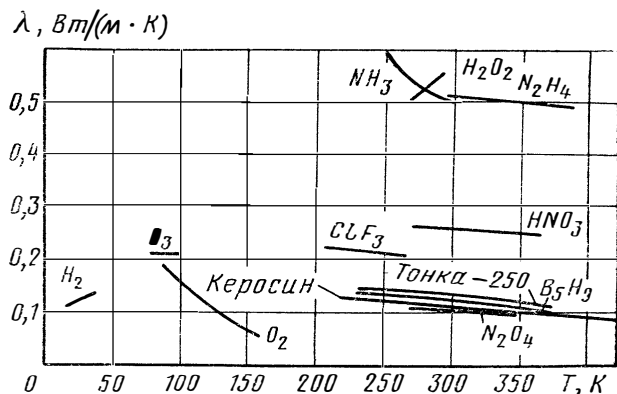


Рис. 17.6. Зависимость теплопроводности некоторых компонентов от температуры

токсичных веществ, значительно ниже ПДК для рабочих помещений. Надо заметить, что опасность при эксплуатации ракет, использующих токсичные компоненты, существенно уменьшается в случае заводской заправки и герметической закупорки баков.

17.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Воспламенение смеси паров жидких компонентов топлива возможно в случае возникновения быстро прогрессирующих, самоускоряющихся реакций окисления. Для этого необходимо создать в какой-то части или во всем объеме горючей смеси достаточно интенсивный источник тепла, либо реакционно-активных веществ (свободных атомов, радикалов).

В зависимости от реакционной способности окислителя и горючего различают топлива *несамовоспламеняющиеся* и *самовоспламеняющиеся*.

Самовоспламеняющиеся компоненты топлива в условиях эксплуатационных температур и давлений реагируют при контакте в жидкой фазе с выделением тепла. В результате разогрева горючей смеси инициируются предпламенные экзотермические реакции, которые обеспечивают разогрев до температуры кипения и выше, приводят к самовоспламенению.

Возможность самовоспламенения зависит от химического состава топливных компонентов. Одно горючее с различными окислителями или, наоборот, один окислитель с различными горючими образуют различные по активности топливные пары. В табл. 17.3

Таблица 17.3

Характеристика воспламенения некоторых топливных композиций

Горючее	Окислитель					
	(ClF ₃) _ж	(F ₂) _ж	(O ₂) _ж	HNO ₃	N ₂ O ₄	H ₂ O ₂
(NH ₃) _ж	С	С	Н	Н	Н	Н
C ₂ H ₅ OH	С	С	Н	Н	Н	Н
N ₂ H ₄	С	С	Н	С	С	Н
Керосин	С	С	Н	Н	Н	Н
(H ₂) _ж	С	С	Н	Н	Н	Н
Монометилгидразин	С	С	Н	С	С	Н
Диметилгидразин несимметричный	С	С	Н	С	С	Н

Обозначения: С — самовоспламеняющаяся; Н — несамовоспламеняющаяся.

показана степень этой активности для различных топливных композиций. В продуктах разложения высококонцентрированной перекиси водорода происходит воспламенение всех указанных в таблице горючих.

Воспламенение несамовоспламеняющихся в обычных условиях топливных пар можно обеспечить каталитическим воздействием или введением в один из компонентов активизирующих присадок. Так, например, топливо азотная кислота с керосином можно сделать самовоспламеняющимся, вводя в керосин значительное (до

40%) количества несимметричного диметилгидразина или небольшие добавки твердых активных веществ. Суспензии боргидридов калия и лития или гидрида лития в керосине обеспечивают самовоспламенение при небольшом (до 2%) содержании активных веществ. Топливо жидкий кислород с керосином становится самовоспламеняющимся при добавлении к окислителю небольших количеств (порядка сотых долей процента) фтористого озона F_2O_3 .

Важнейшей количественной характеристикой самовоспламенения является задержка самовоспламенения — время от момента соприкосновения жидких самовоспламеняющихся компонентов до момента появления пламени τ_3 . Величина задержки самовоспламенения зависит прежде всего от природы топлива. Для одной и той же самовоспламеняющейся пары (окислитель + горючее) величина τ_3 меняется в зависимости от коэффициента избытка окислителя $\alpha_{ок}$, давления среды, расхода топлива и начальной температуры его компонентов. На величину τ_3 оказывает влияние конструкция двигателя (вид смесеобразования, объем камеры сгорания, площадь минимального сечения сопла), а также режим его запуска. Величину τ_3 можно изменять введением активизирующих или балластирующих добавок к компонентам. В связи с множеством факторов, влияющих на задержку самовоспламенения τ_3 , величина последней для некоторых топлив может меняться в 5—10 раз.

Зависимости задержки самовоспламенения ЖРТ от различных факторов и способы определения этой величины рассматриваются в специальной литературе [32, 71].

Для несамовоспламеняющихся компонентов топлива возможно термическое воспламенение и воспламенение открытым пламенем. Термическое воспламенение характеризуют температурой воспламенения — той минимальной температурой, при которой в равномерно нагреваемой горючей смеси начинаются самоускоряющиеся реакции окисления, и периодом задержки. Оба эти показателя зависят от условий проведения эксперимента и не являются для данного топлива физическими константами, но будучи определенными в стандартных условиях, они характеризуют сравнительную активность топлив ЖРД.

Значения температур термического воспламенения, например, для воздуха с углеводородами составляют примерно 500—1000 К в зависимости от условий опыта, т. е. сравнительно невелики.

Воспламенение открытым пламенем происходит при воздействии на горючую смесь источников тепла с температурой 1500—3000 К. В этом случае тепловой поток от соседних горящих слоев и диффундирующие из них активные центры вызывают быстрый подъем температуры.

17.4. ОСНОВНЫЕ ПРИМЕНЯЕМЫЕ ТОПЛИВА

В двигательных установках ракет-носителей, служащих для запуска космических объектов, широко применяются дешевые и эффективные топлива на основе криогенного окислителя — жидкого кис-

Таблица 17.4

Характеристики некоторых топлив на основе жидкого кислорода (O_2)_ж при $p_{0c} = 15$ МПа, $\varepsilon = 300$ и оптимальном соотношении компонентов

Горючее	$\alpha_{ок}$	$\frac{k_{m,}}{кг\text{ ок}} \frac{кг}{кг\text{ г}}$	$Q_{T,}$ г/см ³	$T_{0c,}$ К	$T_{a,}$ К	$\beta,$ м/с	n	$I_{y,з'}$ м/с	$I_{y,п,}$ м/с	$\bar{F} a$
Этиловый спирт 95 %	0,9	1,781	0,9884	3504	1866	1731	1,14	3159	3346	32,4
Керосин	0,8	2,726	1,036	3799	1990	1797	1,146	3283	3475	31,97
НДМГ	0,9	1,923	0,9882	3799	2084	1840	1,136	3381	3586	33,35
(NH_3) _ж	1,0	1,409	0,8915	3116	1300	1785	1,188	3178	3344	27,86
(H_2) _ж *	0,7	5,556	0,3449	3483	1419	2348	1,194	4164	4378	27,39
(H_2) _ж ($\varepsilon = 3000$)	0,7	5,556	0,3449	3483	871,8	2348	1,214	4540	4661	154,4

* Топливо (O_2)_ж + (H_2)_ж применяется главным образом начиная со вторых ступеней ракет-носителей и значения $\varepsilon = 300$, для этого топлива не характерно. Даже в тех случаях, когда двигатель на данном топливе работает с Земли (например, разрабатываемый в США двигатель для КАМП), реализуется $\varepsilon \approx 1000$.

лорода. Некоторые характеристики топлив на основе $O_{2ж}$ приведены в табл. 17.4.

Топливо кислород + этиловый спирт различной концентрации применялось на ранней стадии развития ракетной техники в Германии, СССР и США и было вытеснено более эффективной композицией с горючим типа керосина. Здесь и далее под названием «керосин» имеется в виду специальное ракетное углеводородное горючее типа авиационного керосина, получаемое из нефти. Такое топливо широко применяется как в США (ракеты «Атлас», «Сатурн-1В», «Сатурн-V»), так и в СССР (ракета «Восток»). Углеводородное горючее в качестве компонента ракетного топлива было предложено в 1911 г. К. Э. Циолковским.

Применение в качестве горючего несимметричного диметилгидразина (НДМГ) позволило создать в СССР двигательную установку с наибольшим удельным импульсом для высококипящих горючих. Двигатель РД-119 на топливе (O_2)_ж + НДМГ широко применяется для запуска спутников серии «Космос». Практическое применение нашло топливо (O_2)_ж + (NH_3)_ж; оно использовалось в двигательной установке экспериментального самолета США X-15.

Топливо (O_2)_ж + (H_2)_ж является наиболее эффективным из топлив массового применения. Оно впервые было предложено К. Э. Циолковским в 1903 г. В настоящее время топливо (O_2)_ж + (H_2)_ж применяется, например, в двигательных установках второй и третьей ступеней ракеты «Сатурн-V». Низкая плотность и легкая испаряемость жидкого водорода являются отрицательными его качествами, однако успехи, достигнутые в конструировании легких теплоизолированных баков, позволяют в значительной мере реализовать главное преимущество топлива — высокий удельный импульс.

Топлива на основе стабильных компонентов, как уже отмечалось, находят применение в ракетах военного назначения и космических аппаратах, когда двигательная установка должна длительное время храниться в заправленном состоянии. Применение высококипящих топлив в этом случае снижает потери компонентов без большого увеличения массы аппарата на теплоизоляцию. Важным качеством компонентов при этом является широкий температурный диапазон жидкого состояния.

Энергетические характеристики основных применяемых высококипящих топлив даны в табл. 17.5.

Таблица 17.5.
Характеристики некоторых стабильных топлив при $\rho_{0c} = 15$ МПа, $\varepsilon = 300$ и оптимальном соотношении компонентов

Окислитель	Горючее	$\alpha_{ок}$	$\frac{k_{m'}}{кг\ ок}$ кг г	ρ_r , г/см ³	T_{0c} , К	T_a , К	β , м/с	n	$I_{y,3}$, м/с	$I_{y,п}$, м/с	\bar{F}_a
HNO ₃ +27% N ₂ O ₄ HNO ₃ +20% N ₂ O ₄ N ₂ O ₄ N ₂ O ₄ 98% H ₂ O ₂	Керосин	1,0	5,335	1,394	3224	1642	1575	1,148	2874	3041	31,82
	НДМГ	0,95	3,2	1,273	3219	1427	1649	1,175	2961	3120	28,89
	НДМГ	0,95	2,919	1,189	3516	1748	1711	1,156	3115	3291	30,95
	Аэрозин-50	0,95	2,127	1,2	3441	1555	1742	1,174	3137	3305	29,05
	Керосин	1,0	7,393	1,317	2981	1395	1655	1,161	2993	3161	30,35

Применение азотной кислоты и ее растворов с окислами азота было впервые предложено В. П. Глушко в 1930 г. Топлива на основе азотной кислоты, свойства которой (температура замерзания, плотность, стабильность, энергетика и др.) улучшены добавлением 20—30% окислов азота, имеют сравнительно невысокие энергетические характеристики, но широкий температурный диапазон жидкого состояния. Эти топлива применяются главным образом там, где этот диапазон является определяющим, например, для небольших ракет, которые по условиям эксплуатации должны длительное время находиться при низких или высоких температурах окружающей среды без термостатирования. Среди двигателей, работающих на азотнокислотном окислителе, наибольшей тягой (90 кН) и наибольшим удельным импульсом 2870 м/с обладает созданный в СССР для второй ступени ракеты-носителя серии «Космос» двигатель РД-219 (горючее — НДМГ).

Топлива на основе N₂O₄ с НДМГ или смеси 50% НДМГ +50% N₂H₄, называемой «Аэрозин-50», имеют более высокие энергетические характеристики и применяются для баллистических ракет.

Топливо N₂O₄ + «Аэрозин-50» используется в ракетах «Титан-II» и «Титан-III». Оно вытеснило криогенную композицию (O₂)_ж + керосин, так как позволило создать ракету, хранящую длительное время в заправленном состоянии и готовую к запуску из шахты. Высокая температура плавления четырехоксида азота не является существенным недостатком, так как шахтные стартовые позиции для баллистических ракет обеспечивают узкий диапазон колебания температуры хранения. Топливо N₂O₄ + «Аэрозин-50» применялось также для маршевого двигателя космического корабля «Аполлон» в американской космической системе, предназначенной для посадки человека на Луну. Важным качеством этого топлива является самовоспламеняемость,

Сопоставление данных табл. 17.4 и 17.5 показывает, что лучшие из стабильных топлив уступают классическому криогенному топливу (O₂)_ж + керосин по удельному импульсу, но имеют преимущество по плотности.

17.5. ОСВАИВАЕМЫЕ И ИССЛЕДУЕМЫЕ ТОПЛИВНЫЕ КОМПОЗИЦИИ

Поиски, освоение и внедрение все более эффективных топлив — неизменная тенденция развития ракетной техники.

Одним из главных противоречий, возникающих при выборе топлив для выполнения космических программ, является то обстоятельство, что часто высокоэнергетические топлива и их продукты сгорания весьма токсичны и представляет большую опасность для окружающей среды. Для аппаратов, стартующих с Земли и используемых в ближнем космосе, применение токсичных компонентов нежелательно.

Новым путем повышения возможностей космических аппаратов, использующих безопасные топлива, менее эффективные, чем многие из осваиваемых, является стыковка в космосе отдельно выведенных на орбиту аппаратов и их дозаправка топливом. Реальность этого пути была впервые продемонстрирована успешной работой автоматического грузового корабля «Прогресс-1» и станции «Салют-6» 22 января 1978 года. По мере освоения и развития этого направления, создания многоразовых космических транспортных систем будут расширяться возможности ограничивать применение в околоземном пространстве токсичных топлив.

Вместе с тем сохранит и увеличит свое значение тенденция совершенствования свойств безопасных компонентов топлива, прежде всего горючих.

Низкая плотность и низкая температура кипения жидкого водорода серьезно затрудняют его использование в ракетах для продолжительных космических полетов. В связи с этим перспективным представляется применение шугообразного водорода.

Шугообразный водород — это механическая смесь жидкого водорода с твердым водородом в виде множества мелких частиц, напоминающая воду с размельченным льдом. Содержание твердого водорода в этой смеси может составлять около 50%. Основные преимущества шугообразного водорода перед обычным — повышенная плотность и увеличенная хладоемкость, а следовательно, увеличение времени хранения. Использование гелей шуги водорода (см. разд. 17.7) может облегчить решение проблемы относительно длительного хранения жидкого водорода в космических условиях.

Значительное внимание уделяется криогенным углеводородным горючим, полученным на основе низкомолекулярных газообразных углеводородов: метана CH_4 , этана C_2H_6 и др. Эти углеводороды привлекают к себе внимание доступностью, возможностью хранения в условиях космического пространства, низкой стоимостью и сравнительно высокими значениями удельного импульса при использовании в паре с жидким кислородом. Жидкий метан, например, является еще и хорошим охладителем. Газообразный метан может быть нагрет в рубашке охладителя ЖРД до температуры ~ 1000 К. Все это делает перспективным применение криогенных углеводородов (возможно в шугообразном состоянии) для длительных космических полетов.

Большое внимание уделяется улучшению свойств высококипящих углеводородных горючих. Разрабатываются углеводородные горючие нефтяного происхождения и синтетические с улучшенными физико-химическими свойствами, повышенной плотностью и т. п.

Сообщается [81], например, что в США создано углеводородное горючее RJ-5, имеющее плотность, существенно более высокую, чем керосин.

Применение высокоэнергетических токсичных топлив не исключено на верхних ступенях ракет, разгонных блоках и межпланетных космических аппаратах. В этих случаях используются умеренные количества компонентов при разработке двигателей и эксплуатации аппаратов и уменьшается вред, наносимый окружающей среде. Вместе с тем повышение энергетических характеристик топлив и возможность их длительного хранения оказываются решающими для выполнения сложных космических программ.

Топливо фтор+водород является наиболее эффективным из всех известных двухкомпонентных топлив, окислитель и горючее которых являются химически устойчивыми индивидуальными веществами. Вместе с высоким удельным импульсом это топливо имеет и сравнительно высокую плотность вследствие высокой плотности жидкого фтора и большого значения оптимального соотношения компонентов k_m . Несмотря на высокую токсичность и агрессивность фтора и продуктов сгорания, освоение этого топлива рассматривается как развитие и улучшение уже освоенного топлива $(O_2)_{ж} + (H_2)_{ж}$.

Применение жидкого фтора в качестве окислителя ракетных топлив было впервые предложено Ф. А. Цандером в 1932 г., а смеси жидких кислорода и фтора — В. П. Глушко в 1933 г.

Комбинация $(F_2)_{ж} + N_2H_4$ имеет сравнительно высокие значения удельного импульса и плотности. Охлаждающие свойства гидразина позволяют преодолеть трудности теплозащиты, связанные с высокой температурой горения. Согласно опубликованным данным, специальные добавки, не влияющие на энергетику, устраняют опасность разложения и взрыва гидразина при использовании его для регенеративного охлаждения.

Топливо моноокись фтора с дибораном может представить интерес для применения в системах, хранящихся в условиях космоса от нескольких месяцев до одного — двух лет. По расчетам, физические свойства этих криогенных компонентов (температура плавления и давление насыщенных паров) благоприятны для хранения их в космических условиях с небольшими потерями и малыми затратами на теплоизоляцию и терморегулирование. В то же время высокие характеристики сочетаются с такими неблагоприятными факторами, как невысокая плотность диборана, отсутствие возможности создания эффективного газогенератора и непригодность обоих компонентов для регенеративного охлаждения. Считается, что в двигателе, работающем на этом топливе, следует применять абляционную теплозащиту.

В табл. 17.6 приведены по литературным данным характеристики некоторых исследуемых криогенных топлив.

Исследуемые высококипящие топлива сравнительно немногочисленны. Публикуемые материалы в основном касаются нескольких композиций, приведенных в табл. 17.7. Согласно этим материа-

Таблица 17.6

Характеристики некоторых исследуемых криогенных топлив при $p_{0c} = 15$ МПа, $\varepsilon = 3000$ и оптимальном соотношении компонентов

Окислитель	Горючее	$\alpha_{ок}$	$k_m, \frac{кг\ ок}{кг\ г}$	$Q_T, г/см^3$	T_{0c}, K	$T_{a'}, K$	$\beta, м/с$	n	$I_{y.з'}, м/с$	$I_{y.п'}, м/с$	\bar{F}_a	
(F ₂) _ж	(H ₂) _ж	0,9	16,96	0,7076	5063	1278	2460	1,231	4765	4883	142,7	
	(NH ₃) _ж	1,0	3,347	1,179	4748	994,6	2207	1,258	4187	4281	126,9	
	N ₂ H ₄	1,0	2,374	1,312	4893	1103	2233	1,212	4275	4374	133,4	
	(H ₂) _ж	0,8	10,71	0,5532	4338	1233	2410	1,206	4736	4865	159,8	
	(CH ₄) _ж	1,0	6,732	1,140	4610	1852	2109	1,156	4246	4393	208,5	
	B ₂ H ₆	0,7	4,096	1,020	4944	1991	2247	1,155	4526	4682	207,9	
	Керосин	0,8	4,371	1,211	4594	1451	2047	1,193	4019	4137	173,2	
	(CH ₄) _ж	0,8	5,945	1,059	4768	1148	2181	1,230	4221	4326	144,0	
	65% (F ₂) _ж + 35% (O ₂) _ж											
	80% (F ₂) _ж + 20% (O ₂) _ж											

Таблица 17.7

Характеристики некоторых исследуемых высококипящих топлив при $p_{0c} = 15$ МПа, $\varepsilon = 300$ и оптимальном соотношении компонентов

Окислитель	Горючее	$\alpha_{ок}$	$k_m, \frac{кг\ ок}{кг\ г}$	$Q_T, г/см^3$	T_{0c}, K	$T_{a'}, K$	$\beta, м/с$	n	$I_{y.з'}, м/с$	$I_{y.п'}, м/с$	\bar{F}_a
98% H ₂ O ₂	B ₅ H ₉	0,3	1,978	0,9930	2777	1960	1817	1,096	3412	3645	38,46
98% H ₂ O ₂	80% керосина + +20% B ₅ H ₉	1,0	2,169	1,261	2908	1157	1735	1,197	3070	3227	27,12
N ₂ O ₄	B ₅ H ₉	0,7	3,059	1,086	3981	2278	1787	1,127	3291	3496	34,53
30% N ₂ O ₄ + 70% C(NO ₂) ₄	НДМГ	0,95	3,682	1,302	3525	1820	1676	1,148	3061	3238	31,77
HClO ₄	НДМГ	0,95	3,187	1,358	3596	1899	1691	1,146	3091	3272	32,16
ClF ₅	N ₂ H ₄	1,0	2,717	1,532	4254	1431	1931	1,252	3340	3490	23,2

лам наиболее эффективным по удельному импульсу является топливо на основе высококонцентрированной перекиси водорода (впервые предложена В. П. Глушко в 1930 г. в ГДЛ) с пентабораном.

Пентаборан чрезвычайно токсичен (см. табл. 17.2) и самовоспламеняется на воздухе. Однако найдены присадки, устраняющие эту опасность (температура самовоспламенения повышается на 100 К). К недостаткам рассматриваемого топлива относят высокую температуру плавления и недостаточную стабильность концентрированной перекиси водорода.

Топливо $N_2O_4 + V_5H_9$ имеет существенно меньшее теоретическое значение удельного импульса, но более высокую плотность и стабильность обоих компонентов, пригодных для применения в системах с предварительной заправкой и герметизацией емкости.

Отличительной особенностью топливных композиций $ClF_5 + N_2H_4$, $HClO_4 + НДМГ$, (30% $N_2O_4 + 70\% C(NO_2)_4$) + $НДМГ$ является повышенная плотность. Следует отметить также высокий удельный импульс первого из этих топлив и широкий температурный диапазон жидкого состояния хлорной кислоты.

17.6. МЕТАЛЛОСОДЕРЖАЩИЕ ТОПЛИВА

Среди высокоэнергетических горючих внимание привлекают металлы Be, Li, Al и их гидриды. При горении этих металлов в кислороде и фторе на единицу массы продуктов сгорания (окислов и фторидов) выделяется больше тепла, чем, например, при горении водорода. Кроме того, эти металлы обычно имеют во много раз большую плотность.

На рис. 17.7 приведены результаты расчетов удельного импульса топлива $(O_2)_ж + (H_2)_ж$ с добавками различных металлов. По оси абсцисс отложено относительное содержание металла в топливе, по оси ординат — удельный импульс при $p_{oc} = 7$ МПа, $\epsilon = 70$ и оптимальном соотношении окислителя и горючего. Согласно термодинамическим расчетам применение добавок легких металлов,

главным образом Be, может обеспечить существенное повышение энергетических характеристик топлив.

Применение металлических добавок к топливу на основе жидкого водорода снижает плотность топлива, что связано с уменьшением количества окислителя в топливе и увеличением количества водорода при оптимальных соотношениях. Оптимальным соотношением всех компонентов является примерно такое, когда весь окислитель расходуется на

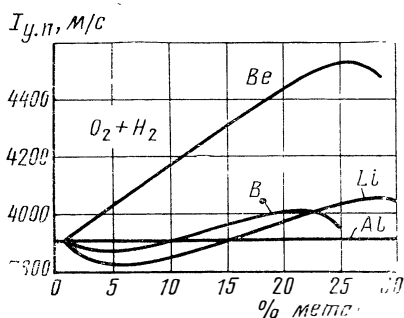


Рис. 17.7. Зависимость удельного импульса в пустоте от содержания металла в топливе

стехиометрическое окисление металла, а водород добавляется до достижения максимального удельного импульса.

Аналогичные данные, приведенные на рис. 17.8 и 17.9, показывают возможности повышения характеристик некоторых высококипящих топлив путем использования металлических добавок.

Для высококипящих топлив также характерно уменьшение оптимального количества окислителя при добавлении металла, однако виду более высокой плотности горючих, по сравнению с $(H_2)_ж$, добавление металла, более тяжелого, чем оба компонента, повышает плотность топлива.

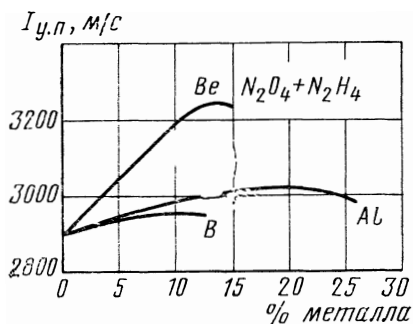


Рис. 17.8. Зависимость удельного импульса в пустоте от содержания металла в топливе

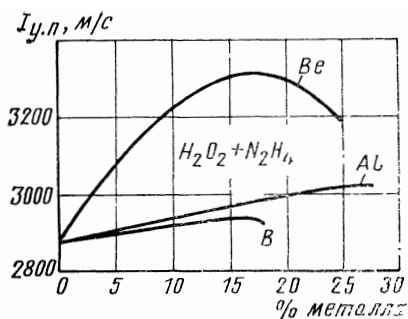


Рис. 17.9. Зависимость удельного импульса в пустоте от содержания металла в топливе

Из гидридов металлов особый интерес представляют BeH_2 и AlH_3 . Плотности этих веществ довольно высоки и равны 0,63 и 1,48 г/см³ соответственно. Идеальный удельный импульс в пустоте топлива $H_2O_2 + BeH_2$ при оптимальном соотношении компонентов ($k_{ж}=1,511$, $\alpha_{ок}=0,24$), $p_{ос}=15$ МПа и $v=3000$ составляет 4800 м/с, т. е. близок к удельному импульсу топлива $(F_2)_ж + (H_2)_ж$ (см. табл. 17.6). Это наиболее высокая характеристика для высококипящих топлив, горючее и окислитель которых являются индивидуальными веществами.

Ввиду высокой теоретической эффективности металлосодержащих топлив значительную роль приобретают различные вопросы их практического использования. Одной из важных проблем является проблема хранения и подачи металла в камеру сгорания.

Важными являются проблемы реализации высокого импульса в связи с потерями, возможными вследствие неравновесного течения двухфазной смеси в сопле, и защиты камеры от воздействия конденсированных частиц. Содержание конденсата (окислов алюминия Al_2O_3 , бериллия BeO и др.) в продуктах сгорания при оптимальном соотношении компонентов составляет до 40% по массе.

17.7. ГЕЛЕОБРАЗНЫЕ ТОПЛИВА

Гелеобразные топлива исследуют в связи с решением задач создания хранимой однородной суспензии металлов в компонентах топлива, увеличения срока хранения криогенных компонентов топлив в условиях невесомости, улучшения эксплуатационных характеристик топлив и т. д.

В статических условиях при небольших нагрузках и умеренных температурах гель ведет себя подобно твердому телу. Его течение начинается после приложения сдвиговых напряжений, достаточных для разрушения структуры. При течении в однородном поле скоростей «обломки» структурного каркаса, отдельные частицы и макромолекулы ориентируются большими осями вдоль потока, снижая сопротивление дисперсных частиц течению и уменьшая тем самым вязкость. Степень разрушения структурного каркаса определяется градиентом скорости сдвига. Структура геля весьма чувствительна также и к изменениям температуры.

В гелеобразных топливах после снятия нагрузки обычно происходит восстановление разрушенной структуры в результате столкновения частиц в броуновском движении. Такое свойство геля разрушаться при сдвиге и вновь восстанавливаться в статических условиях называется тиксотропией.

При получении гелеобразных топлив обычно используются химически активные или механические гелеобразователи. В качестве химически активных гелеобразователей применяют высшие жирные кислоты и их соли (мыла), высокомолекулярные соединения (полимеры), тяжелые углеводороды. К механическим гелеобразователям относятся тонкоизмельченные (размером 0,8—3 мкм) металлы и их соединения, силикагель, сажа, глина и т. д.

В табл. 17.8 в качестве примера приведены свойства чистого гидразина и гелированного горючего «алюмизина». Весьма высокая вязкость геля уменьшается до значения, близкого к вязкости чистого гидразина, при разрушении структуры геля в процессе течения по трубопроводам. Алумизин сохраняет стабильность в течение нескольких лет.

Таблица 17.8

Сравнение свойств металлизированного и обычного горючего

Свойства	Гидразин	Алюмизин	Свойства	Гидразин	Алюмизин
	состав в %			состав в %	
Гидразин	100	66,5	Плотность, г/см ³	1,008	1,270
Алюминий	0	33,0	Вязкость, Н·с/м ²	0,97·10 ⁻³	45
Гелирующая добавка (модифицированная полиакриловая кислота)	0	0,5	Предел текучести, Н/м ²	0	1,7·10 ²
			Температура плавления, К	274,66	270,86

17.8. ПСЕВДОЖИДКОЕ ТОПЛИВО

Псевдожидкое топливо (или его компонент) состоит из порошкообразных веществ, которые можно флюидизировать газом по методу кипящего слоя и подавать в камеру сгорания ракетного двигателя аналогично жидкому компоненту. При прохождении с некоторой скоростью потока газа, т. е. ожижающего агента, через слой сыпучего, зернистого вещества, частицы этого вещества начинают интенсивно перемещаться относительно друг друга, напо-

миная при этом кипящую жидкость и приобретая некоторые ее свойства. Переход неподвижного слоя в кипящий происходит при такой скорости газа, когда гидродинамическое давление потока уравнивает силы, действующие на частицу: инерционные, силы тяжести и др.

Псевдооживление порошкообразных компонентов является возможным решением проблемы применения высокоэнергетических твердых элементов и соединений в ракетной технике.

В настоящее время работы в области псевдожидких и гелеобразных топлив находятся в стадии экспериментальных исследований и стендовых испытаний опытных образцов двигателей.

Глава XVIII

СМЕСЕОБРАЗОВАНИЕ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ КАМЕРЫ (ГАЗОГЕНЕРАТОРА) ЖРД

18.1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

Определяющее значение для рабочего процесса в камере сгорания — процесса превращения компонентов топлива или продуктов газогенерации в продукты сгорания (газогенерации) имеет смесеобразование.

Смесеобразование — это совокупность процессов ввода, распределения, распыления и смешения компонентов топлива (или продуктов газогенерации).

Смесеобразование осуществляется смесительной головкой. Возможны различные конструкции смесительных головок: форсуночные, если для впрыска (ввода) компонентов топлива или продуктов газогенерации используют форсунки различных типов; струйные, — в которых подача осуществляется через отверстия в корпусе головки; щелевые, — в которых для ввода используют ряд щелей, обычно концентрических; форкамерные — с предкамерами малого объема для предварительного смесеобразования и сгорания компонентов и др.

Наиболее широкое применение для ввода компонентов топлива и продуктов газогенерации в огневое пространство камеры сгорания нашли форсунки различных типов, которые по основным признакам подразделяют на жидкостные, газовые и газожидкостные (в зависимости от агрегатного состояния поступающих веществ); струйные, центробежные и струйно-центробежные (в зависимости от конструкции); одно- и двухкомпонентные — по числу компонентов, вводимых одной форсункой и др. Конструкция форсунок и их взаимное расположение определяют качество смесеобразования. Примеры некоторых типов форсунок показаны на рис. 18.1, 18.2.

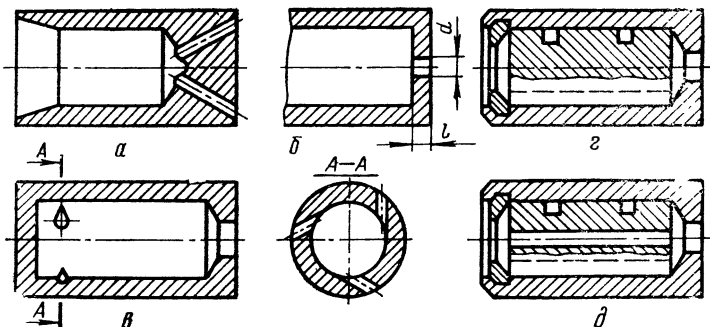


Рис. 18.1. Однокомпонентные форсунки:

а, б—струйные; в, г—центробежные; д—струйно-центробежная

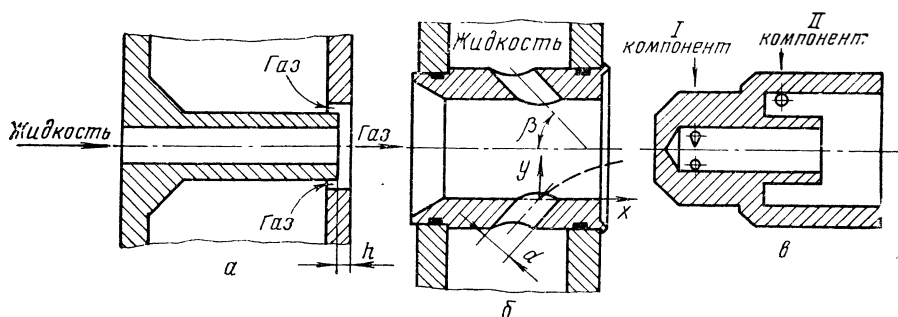


Рис. 18.2. Двухкомпонентные форсунки

Идеальный секундный расход через форсунку, т. е. расход, соответствующий одномерному невязкому течению, определяют из уравнения Бернулли

$$\frac{p_{вх}}{\rho_{вх}} + \frac{w_{вх}^2}{2} = \frac{p_k}{\rho_k} + \frac{w_k^2}{2},$$

откуда для несжимаемой жидкости ($\rho_{ж} = \text{const}$) получают

$$\dot{m}_{ф.ид} = F_{ф} \rho_{ж} \sqrt{2\Delta H}, \quad \Delta H = \frac{p_{вх} - p_k}{\rho_{ж}} + \frac{w_{вх}^2}{2}, \quad (18.1)$$

где $F_{ф}$ — площадь выходного сопла форсунки, параметры с индексом «вх» соответствуют условиям на входе в форсунку, с индексом «к» — условиям в камере сгорания.

Обычно значение скорости $w_{вх}$ относительно невелико по сравнению с w_k , так что слагаемым $w_{вх}^2/2$ можно пренебречь. В этом случае

$$\dot{m}_{ф.ид} = F_{ф} \sqrt{2\Delta p_{ф} \cdot \rho_{ж}},$$

где $\Delta p_{ф} = p_{вх} - p_k$ — перепад давлений на форсунке.

Коэффициентом расхода форсунки называют отношение секундного расхода через форсунку к идеальному значению, т. е.

$$\mu_{\text{ф}} = \dot{m}_{\text{ф}} / \dot{m}_{\text{ф,ид}}$$

откуда, соответственно имеем

$$\dot{m}_{\text{ф}} = \mu_{\text{ф}} F_{\text{ф}} \rho_{\text{ж}} \sqrt{2\Delta H} \quad (18.2)$$

и при малых значениях $\omega_{\text{вх}}$

$$\dot{m}_{\text{ф}} = \mu_{\text{ф}} F_{\text{ф}} \sqrt{2\Delta p_{\text{ф}} \rho_{\text{ж}}} \quad (18.3)$$

В ЖРД используют сравнительно невысокие значения перепадов $\Delta p_{\text{ф}}$ (0,5—3,0 МПа).

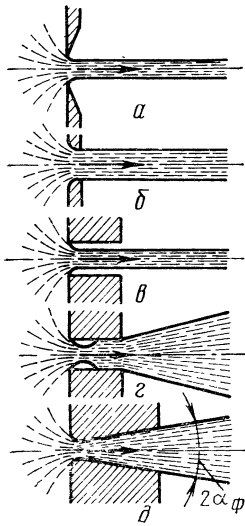
Смесеобразование должно удовлетворять ряду требований. Основные из них — обеспечение высокого значения удельного импульса двигателя и устойчивой работы. Для этих целей необходимо, с одной стороны, обеспечить достаточно однородную смесь компонентов топлива по соотношению компонентов и расходонапряженности по площади камеры сгорания при требуемом качестве распыливания. Эти факторы способствуют высокой полноте сгорания топлива, однородности и стабильности поля температуры газов. В то же время известно (см. гл. XXVII), что для подавления (демпфирования) низкочастотных и высокочастотных колебаний давления в камере сгорания наряду с правильным выбором масштаба смешения (шага форсунок, их конструкции, перепада давлений и т. п.) необходимо введение определенных отличий во времени преобразования топлива по площади камеры сгорания. Это достигается за счет неравномерной эюры расхода и крупности капель центробежных форсунок, сочетания форсунок струйного и центробежного распыла, введения определенных отличий в расходе через одноименные форсунки и другими средствами. Значительное повышение устойчивости рабочего процесса по отношению к высокочастотным колебаниям давления достигается введением на смесительных головках охлаждаемых, либо неохлаждаемых антипульсационных перегородок. В ряде известных конструкций антипульсационные перегородки выполняют в виде близко расположенных одно- или двухкомпонентных форсунок, выступающих на 30—60 мм над поверхностью огневого днища головки.

Расположение форсунок (отверстий или щелей для подачи компонентов) должно обеспечивать равномерность температурного поля у стенок камеры сгорания для предохранения их от прогара. Правильно выбранный комплекс мероприятий по обеспечению устойчивости и охлаждения не должен приводить к снижению полноты сгорания топлива и удельного импульса.

18.2. СТРУЙНЫЕ ФОРСУНКИ

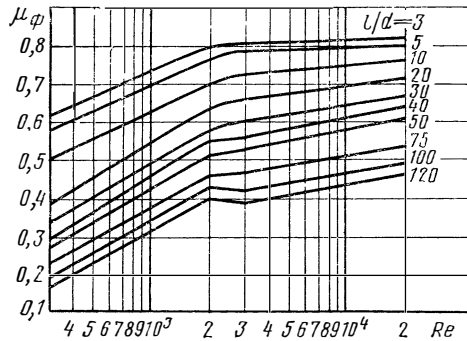
18.2.1. ОДНОКОМПОНЕНТНЫЕ СТРУЙНЫЕ ФОРСУНКИ

В струйных форсунках жидкость (газ) выходят в виде одной или нескольких струй. Возможны различные конструкции струйных форсунок и характер истечения струй жидкости. Форсуночные или



← Рис. 18.3. Разновидности истечения струй жидкости: а—отверстие с острыми кромками, б—отверстие со скругленными кромками; в—канал с острыми кромками и большим отношением длины к диаметру, з—канал с отрывом потока, д—трубка Вентури

Рис. 18.4. Зависимость коэффициента расхода струйной форсунки от Re и l/d



струйные головки двигателей часто выполняют так, что в каналах реализуется течение типа (в) и (з) (рис. 18.3). На переход от безотрывного к отрывному течению в таких форсунках влияют условия на входе (поперечная по отношению к оси форсунки скорость потока), геометрия и перепад давлений. Кроме них, влияют и другие факторы, например, температура компонента, давление и плотность среды, куда производится впрыск, наличие фасок и скруглений входных кромок, качество поверхности и пр.

В зависимости от отношения l/d (см. рис. 18.1) возможны различные режимы течения в форсунке. При наличии острой кромки во входном сечении при $l/d < 1,5$ течение характеризуется неустойчивостью, так как область сужения (см. рис. 18.3, в, з) оказывается либо незамкнутой, либо замыкается на различных расстояниях от среза сопла в зависимости от ряда случайных факторов.

Течение при $l/d > 1,5$ является замкнутым и стабильным. Для расчета гидравлического сопротивления в данном случае может быть использована формула

$$\Delta p = \left(\frac{\lambda l}{d} + k + 1 \right) \frac{\rho w^2}{2}, \quad (18.4)$$

где λ — коэффициент трения, вычисляемый по известным формулам гидравлики в зависимости от режима течения, $k = 0,1 \dots 1$ — коэффициент, учитывающий потери на начальном участке форсунки. С использованием формул (18.3) и (18.4), расчетных или экспериментальных зависимостей для λ и k , можно рассчитать зависимость вида $\mu_\phi = f(Re, l/d)$. Пример такой зависимости, удовлетворительно совпадающей с экспериментальными данными, показан на рис. 18.4*.

* Сточек Н. П., Шапиро А. С. Гидравлика жидкостных ракетных двигателей. — М.: Машиностроение, 1978.

При $l/d > 1,5$ в форсунке может возникнуть кавитация, если в потоке имеется узкое сечение с повышенной скоростью и, следовательно, с пониженным давлением. Сужение потока возникает при наличии острой кромки во входном сечении, либо конического участка с углом конусности более 20° . Кавитация развивается в области сужения потока и ее появление (например, при проливке в атмосферу) приводит к снижению коэффициента расхода. На развитие кавитации влияет ряд факторов: отношение l/d , число Re , геометрия входа и др. Некоторые зависимости для расчета $\mu_{\text{ф}}$ в случае течения с кавитацией, рекомендации по исключению такого режима течения в струйных форсунках либо уменьшению его влияния на $\mu_{\text{ф}}$ даны в той же работе. Например, если входной участок форсунки выполнять со скругленными кромками, или коническим с углом конуса менее 20° и относительной длиной конического участка более $l_h/d > 1,5$, то кавитация либо не наступает, либо ее влияние несущественно.

При проектировании форсунок отношение l/d может изменяться в широких пределах: от одного до нескольких калибров, диаметр форсунок для жидкости принимают до 3—6 мм; коэффициент расхода может составлять 0,65—0,85, а угол распыла $2\alpha_{\text{ф}} = 10 \dots 15^\circ$.

Расчет параметров как струйных, так и центробежных форсунок для подачи генераторного газа (или газообразного компонента) при заданном расходе $\dot{m}_{\text{ф}}$ можно выполнить по формуле (18.3), т. е. без учета сжимаемости газа. Это оправдано, так как обычно скорость движения газа невелика ($M < 0,2$) и сжимаемостью можно пренебречь.

18.2.2. ДВУХКОМПОНЕНТНЫЕ СТРУЙНЫЕ ФОРСУНКИ

При работе двигателя с дожиганием продукты газогенерации после привода турбины поступают в камеру сгорания. Для подачи газообразного и жидкого компонентов могут быть применены как однокомпонентные, так и двухкомпонентные форсунки. Некоторые схемы двухкомпонентных газожидкостных форсунок показаны на рис. 18.2.

Расчет глубины внедрения жидкости в поток газа для форсунки типа рис. 18.2, б основывается на результатах экспериментального и теоретического исследования формы струи в сносящем потоке. Различные зависимости для расчета координат струи в сносящем неограниченном потоке приведены в книге Г. Н. Абрамовича *. Например, для расчета координат (см. рис. 18.2) оси струй жидкости нередко применяются эмпирические формулы вида

$$\frac{x}{d} = a \frac{\rho_{\text{ж}} \omega_{\text{ж}}^2}{\rho_{\text{ж}} \omega_{\text{ж}}^2} \left(\frac{y}{d} \right)^2 + \frac{y}{d} f(\beta),$$

где a — эмпирическая константа, близкая к единице; d — диаметр отверстия для впрыска жидкости; $\rho_{\text{ж}}$, $\omega_{\text{ж}}$ — плотность и скорость

* Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. — М.: Физматгиз, 1960.

жидкости в начальном сечении струи; β — угол между направлением оси отверстия и направлением сносящего потока; $f(\beta)$ — некоторая функция, обычно тригонометрическая, угла β , например $f(\beta) = \text{ctg } \beta$.

В случае газожидкостных форсунок приходится иметь дело со струей, втекающей в поток, ограниченный стенками. В этом случае, как показывают опыты, при том же отношении скоростных напоров в струе и потоке искривление струи усиливается, по сравнению со впрыском в неограниченный поток.

Расчет по формулам такого типа проводится с целью определения относительного внедрения струи жидкости в поток $\bar{y} = y/d_{\phi}$ на некотором условном расстоянии x от сопла газожидкостной форсунки. Величина \bar{y} является функцией геометрических параметров форсунки и отношения скоростных напоров. По результатам испытаний камеры сгорания можно установить корреляционные связи между параметрами внедрения, экономичности и устойчивости камеры. Эти связи используют для выработки рекомендаций по проектированию газожидкостных форсунок.

При оценке перепада давлений по газовой и жидкостной полостям форсунки необходимо учитывать дополнительные гидравлические потери от взаимодействия струй газа и жидкости и горения внутри форсунки.

Коаксиальные форсунки (см. рис. 18.2, *a*) являются разновидностью струйных форсунок. При коаксиальном вводе струя одного компонента (в жидком или газообразном состоянии) окружена струей другого компонента. Такие форсунки нашли применение для кислородно-водородных ЖРД в США. Жидкий кислород подводится по цилиндрическому каналу, газообразный водород — по кольцевому.

При расчете геометрических размеров форсунки необходимо предусматривать большую разницу в скоростях истечения компонентов из форсунки (скорость горючего должна в несколько раз быть больше скорости окислителя). Это необходимо как для устойчивости рабочего процесса, так и для распыления жидкого компонента (распыление происходит при обмене количествами движения между компонентами). При выборе геометрических параметров коаксиальной форсунки необходимо также иметь в виду, что устойчивость и завершенность рабочего процесса в значительной мере зависит от степени заглупления торца внутренней форсунки h (см. рис. 18.2, *a*).

18.3. ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ФОРСУНКИ

18.3.1. ОДНОКОМПОНЕНТНЫЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ФОРСУНКИ

Основные элементы конструкции центробежной форсунки показаны на рис. 18.5. Вследствие вращения (закрутки) потока в жидкости возникают значительные центробежные силы. В результате в выходном сечении форсунки образуется так называемый факел распыливания, имеющий вид тонкой конической пленки, которая затем

распадается на капли. Жидкость на выходе из форсунки имеет как осевую, так и тангенциальную составляющие скорости. Меняя геометрические параметры форсунки, можно в довольно широких пределах варьировать ее коэффициентом расхода и углом факела распыла.

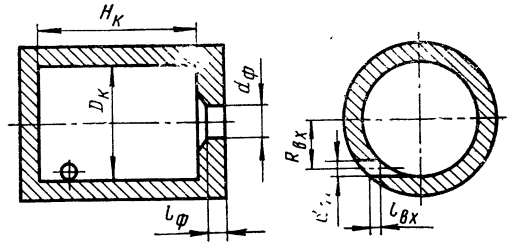


Рис. 18.5. Расчетная схема центробежной форсунки

Рассмотрим теорию простейшей центробежной форсунки в предположении, что впрыскиваемый компонент топлива представляет собой невязкую и несжимаемую жидкость. Условная расчетная форсунка имеет один тангенциальный входной канал. Примем, что вся масса входящей в камеру закручивания жидкости сосредоточена на оси входного канала. Скорость жидкости во входном канале $w_{вх}$ является при этом окружной скоростью на входе в камеру закручивания. Радиус вращения массы жидкости относительно оси форсунки обозначим через $R_{вх}$.

При отсутствии трения и местных сопротивлений течение в форсунке подчиняется закону сохранения момента количества движения. Кроме того, не изменяется и энергия движущейся жидкости. Для некоторой частицы жидкости с постоянной массой можно так записать уравнения сохранения момента количества движения и энергии:

$$w_{вх} R_{вх} = w_u r; \quad (18.5)$$

$$\frac{p}{\rho_{ж}} + \frac{w_x^2}{2} + \frac{w_u^2}{2} = \frac{p_{вх}}{\rho_{ж}} + \frac{w_{вх}^2}{2} = \text{const}, \quad (18.6)$$

где w_x , w_u — соответственно осевая и окружная составляющие скорости некоторой частицы жидкости; p — статическое давление на выходе из сопла; r — радиус вращения частицы относительно оси форсунки.

Из уравнений (18.5) и (18.6) следует, что по мере приближения к оси сопла ($r \rightarrow 0$) окружная составляющая скорости w_u стремится к бесконечности, а давление жидкости — к бесконечно большому отрицательному значению, что противоречит физическому смыслу. Фактически давление жидкости снижается лишь до давления среды, в которую производится впрыск (при впрыске в камеру сгорания до давления p_k). Область с давлением, равным давлению среды, не заполнена жидкостью и вращается, образуя вихрь с диаметром $d_{в}$. По высоте газовый вихрь заполняет всю камеру закручивания. Поэтому истечение жидкости происходит лишь по площади кольца, примыкающего к стенкам сопла форсунки. Отношение площади сечения, заполненного жидкостью, к геометрической площади сопла форсунки называют коэффициентом заполнения, т. е.

$$\varphi = F_{ж}/F_{\phi} = 1 - (r_{в}/r_{\phi})^2. \quad (18.7)$$

Итак, по мере приближения к оси сопла окружная составляющая скорости возрастает, достигая на границе газового вихря наибольшего значения w_{uB} . Выясним теперь распределение осевой составляющей скорости жидкости в выходном сечении сопла. Выделим в этом сечении кольцевой элемент жидкости с радиусом r и толщиной dr с боковой поверхностью, равной единице. При вращательном движении жидкости на выделенный элемент действует центробежная сила, которая уравнивается перепадом давлений на боковых поверхностях элемента, т. е.

$$\rho_{ж} w_u^2 dr / r = dp. \quad (18.8)$$

Продифференцируем уравнение (18.5), имея ввиду, что $R_{вх}$, $w_{вх} = \text{const}$. В результате получим

$$dr/r = -dw_u/w_u,$$

и после подстановки этого равенства в выражение (18.8) получим

$$d\left(p + \frac{\rho_{ж} w_u^2}{2}\right) = 0, \quad \text{т. е.} \quad p/\rho_{ж} + w_u^2/2 = \text{const}.$$

Сравнивая это выражение с уравнением (18.6), заключаем, что $w_x^2/2 = \text{const}$,

$$(18.9)$$

т. е. осевая составляющая скорости всех частиц жидкого компонента на выходе из сопла одинакова и не зависит от радиуса.

Найдем связь между величинами w_x и w_{uB} . На основании уравнения (18.5), уравнений неразрывности и (18.7) имеем

$$w_{uB} = w_{вх} \frac{R_{вх}}{r_B}, \quad w_{вх} \pi r_{вх}^2 = \varphi w_x \pi r_{\phi}^2, \quad r_B = r_{\phi} \sqrt{1 - \varphi}.$$

После подстановок r_B , $w_{вх}$ в формулу для w_{uB} получаем

$$w_{uB} = -\frac{R r_{\phi}}{r_{вх}^2} \frac{\varphi}{\sqrt{1 - \varphi}} w_x$$

$$\text{или } w_{uB} = A \frac{\varphi}{\sqrt{1 - \varphi}} w_x, \quad A = \frac{R_{вх} r_{\phi}}{r_{вх}^2}. \quad (18.10)$$

Безразмерная величина A зависит лишь от геометрических параметров форсунки. Эта величина играет важную роль в проектировании и расчете центробежных форсунок. Ее принято называть геометрической характеристикой центробежной форсунки.

Подставим в уравнение Бернулли (18.6) выражение для w_{uB} (18.10). В результате получим

$$w_x = \sqrt{2\Delta H} \sqrt{\frac{A^2 \varphi^2}{1 - \varphi} + 1}.$$

Теперь можно вывести выражение для коэффициента расхода μ_{ϕ} . В соответствии с формулой (18.2) имеем

$$\mu_{\phi} = \frac{F_{ж} Q_{ж} \omega_x}{F_{\phi} Q_{ж} \sqrt{2\Delta H}}$$

или, после подстановки выражения для ω_x ,

$$\mu_{\phi} = 1 \left/ \sqrt{\frac{A^2}{1-\phi} + \frac{1}{\phi^2}} \right. . \quad (18.11)$$

Для расчета значения μ_{ϕ} по формуле (18.11) необходимо знать коэффициент заполнения ϕ , который определяется размерами газового вихря. Во многих теориях форсунки предполагают, что существует некоторое «оптимальное» значение диаметра газового вихря, при котором в условиях располагаемого напора ΔH достигается максимальная производительность форсунки. Увеличение диаметра газового вихря по сравнению с оптимальным приводит к снижению расхода через форсунку вследствие уменьшения живого сечения; уменьшение $d_{в}$ также снижает расход в связи с малой осевой скоростью ω_x , так как при этом большая часть напора ΔH затрачивается на создание повышенных окружных скоростей в точках вблизи оси сопла. Предполагают также, что вихрь, размеры которого обеспечивают максимальный расход через форсунку, соответствует устойчивому режиму ее работы. Значение ϕ в случае устойчивого вихря отвечает, следовательно, максимуму величины μ_{ϕ} . Применяя известные методы поиска экстремума функций к выражению (18.11), находим, что экстремальное соотношение будет таким:

$$A = (1 - \phi) / \sqrt{\phi^{3/2}}.$$

Подставляя найденную зависимость $A(\phi)$ в формулу (18.11), окончательно получаем

$$\mu_{\phi} = \sqrt{\phi^3 / (2 - \phi)}. \quad (18.12)$$

Выражение (18.12) и зависимость $A(\phi)$ показывают, что коэффициент расхода данной центробежной форсунки, как и коэффициент заполнения ϕ , в случае невязкой и несжимаемой жидкости постоянны на различных режимах работы форсунки и однозначно определяются геометрической характеристикой форсунки.

Определим теперь величину угла распыла центробежной форсунки. Его значение зависит от соотношения между окружной и осевой составляющими скорости частицы (рис. 18.6):

$$\operatorname{tg} \alpha_{ср} = \omega_u / \omega_x.$$

Так как $\omega_x = \text{const}$, а значение ω_u переменное, то и значение α_{ϕ} изменяется по радиусу выходного сечения сопла, возрастая по мере приближения к оси. Поэтому после выхода из сопла жидкость принимает форму полого конуса или, точнее, однополостного гиперолоида вращения.

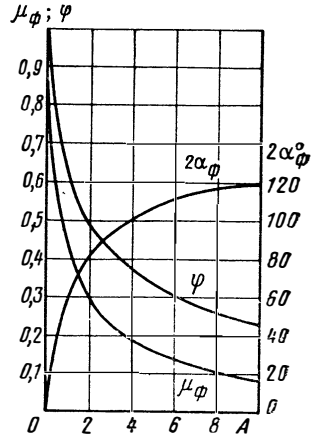
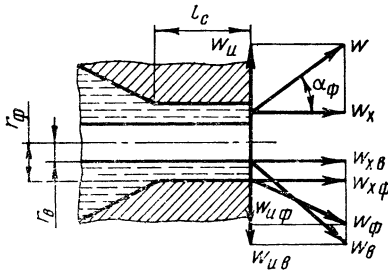
Обычно оперируют со средним углом распыла $\bar{2\alpha}_\phi$, вычисляя его по некоторому среднему значению \bar{w}_u . В качестве \bar{w}_u выбирают окружную составляющую скорости на среднем радиусе $\bar{r} = (r_{в} + r_\phi)/2$. Кроме того, учитывают увеличение w_x из-за возрастания радиального давления в сопле форсунки вследствие центробежных сил. Формула для определения α_ϕ имеет вид

$$\operatorname{tg} \bar{\alpha}_\phi = \frac{2\mu_\phi A}{\sqrt{(1 + \sqrt{1 - \varphi})^2 - 4\mu_\phi^2 A^2}} \quad (18.13)$$

Зависимость параметров форсунки μ_ϕ , φ и $2\bar{\alpha}_\phi$ от ее геометрической характеристики показана на рис. 18.7. Для получения зна-

Рис. 18.7. Расчетная зависимость α_ϕ , μ_ϕ и φ от геометрической характеристики центробежной форсунки

Рис. 18.6. Скорость и направление частиц жидкости на выходе из центробежной форсунки



чений среднего угла распыла $\bar{2\alpha}_\phi = 60 \dots 100^\circ$ нужны центробежные форсунки со значениями $A = 1 \dots 4$. Значение коэффициента расхода μ_ϕ для таких форсунок составляет 0,45—0,15, т. е. значительно меньше, чем для струйных.

Геометрия реальной форсунки может отличаться от геометрии простейшей центробежной форсунки наличием нескольких входных каналов, ось которых может быть наклонена под углом β к оси сопла форсунки, наличием завихрителя (шнека) и др. Эти отличия учитывают обобщением формулы для геометрической характеристики

$$A = \frac{R_{вх} r_\phi}{n r_\phi^2} \sin \beta, \quad (18.14)$$

где $r_\phi = \sqrt{F_{вх}/\pi}$ — эквивалентный радиус; n — число входных каналов. Для шнековой форсунки n — число заходов резьбы шнека с углом наклона винтовой линии β , $F_{вх}$ — площадь проходного сечения одного канала.

Рассмотренная теория центробежной форсунки предложена Г. Н. Абрамовичем. Несмотря на то, что положенный в основу ее принцип максимального расхода не доказан, теория принципиально правильно описывает основные взаимосвязи между параметрами форсунки.

При подаче реальной жидкости, обладающей вязкостью, из-за возникновения сил трения $\mu_{\text{ф}}$ изменяется коэффициент расхода форсунки $\mu_{\text{ф}}$ и угол распыла $\alpha_{\text{ф}}$. Трение ослабляет эффект закручивания жидкости и, следовательно, уменьшает окружную составляющую скорости, несколько увеличивая одновременно осевую скорость. Впрыск более вязких жидкостей характеризуется большими значениями $\mu_{\text{ф}}$ и меньшими углами $\alpha_{\text{ф}}$. Подогрев жидкости и уменьшение ее вязкости приводит к соответствующим изменениям $\mu_{\text{ф}}$ и $\alpha_{\text{ф}}$.

Замкнутую систему уравнений, достаточную для расчета центробежной форсунки без привлечения дополнительных предположений, можно получить на основе уравнений динамики вязкой жидкости (уравнений Навье-Стокса). Однако имеющиеся работы в этой области пока лишь показывают принципиальную возможность получения решения и не доведены до метода расчета. Поэтому основным путем получения данных о параметрах распыла и производительности центробежных форсунок при течении вязких жидкостей служат эмпирические зависимости.

Тангенциальные каналы, соединяющие предфорсуночную полость с камерой закручивания, для обеспечения движения жидкости по касательной к стенкам камеры должны иметь определенную протяженность. Если длина канала недостаточна, то поток не успевает принять заданного направления и отклоняется к оси камеры закручивания. При этом момент количества движения уменьшается, увеличивается по сравнению с полученным по (18.12) значение $\mu_{\text{ф}}$ и уменьшается $\alpha_{\text{ф}}$. Отношение $l_{\text{вх}}/d_{\text{вх}}$ ($l_{\text{вх}}$ — длина входного канала — рис. 18.5) может составлять примерно 0—1,5. Число входных каналов n может изменяться от 2 до 10—12.

Длина камеры закручивания считается нормальной при соблюдении условия $H_{\text{к}} \leq D_{\text{к}}$. Увеличение длины камеры закручивания приводит к уменьшению окружной составляющей скорости из-за наличия трения, увеличению $\mu_{\text{ф}}$ и уменьшению $\alpha_{\text{ф}}$. Аналогичное влияние оказывает трение при увеличении отношения $R_{\text{вх}}/r_{\text{ф}}$. Форсунки многих ЖРД, выполненных ранее, имеют отношение $R_{\text{вх}}/r_{\text{ф}} > 1$, однако в последние годы широкое применение получили форсунки открытого типа, у которых $R_{\text{вх}}/r_{\text{ф}} = 1$.

Из многочисленных экспериментальных данных следует, что условия течения в сопле практически не влияют на коэффициент расхода и сравнительно слабо влияют на угол распыла $\alpha_{\text{ф}}$. Значение отношения $l_{\text{ф}}/d_{\text{ф}}$ обычно составляет примерно 0,25.

Рассмотрим кратко возможную последовательность расчета форсунки при выбранном секундном расходе через форсунку $m_{\text{ф}}$.

Предположим, что выбран угол распыла $2\alpha_{\text{ф}} = 90 \dots 120^\circ$ и перепад на форсунке $\Delta p_{\text{ф}} \sim 0,5 \dots 1,5$ МПа. По графику рис. 18.7 по заданному значению $\alpha_{\text{ф}}$ находим значения геометрической харак-

теристики A и коэффициента расхода μ_{ϕ} . Теперь можно вычислить площадь сопла форсунки и его радиус r_{ϕ} :

$$F_{\phi} = \dot{m}_{\phi} / \mu_{\phi} \sqrt{2\Delta p_{\phi Q_{ж}}}, \quad r_{\phi} = \sqrt{F_{\phi} / \pi}.$$

Задаемся числом входных отверстий и отношением $R_{вх}/r_{\phi}$, вычисляем $r_{вх} = \sqrt{R_{вх} r_{\phi} / n A}$.

При проведении расчетов целесообразно учитывать и имеющиеся экспериментальные зависимости по влиянию на величины $2\alpha_{\phi}$ и μ_{ϕ} фактических размеров форсунок — длины камеры закручивания $H_{кз}$, относительной длины тангенциальных отверстий $l_{вх}/d_{вх}$, степени раскрытия форсунки d_{ϕ}/D_1 , и др.

18.3.2. ДВУХКОМПОНЕНТНЫЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ФОРСУНКИ

В двухкомпонентную форсунку компоненты топлива подаются в заданном соотношении k_m , так что

$$\dot{m}_{\phi} = \dot{m}_{\phi.ок} + \dot{m}_{\phi.г} = \dot{m}_{\phi.ок} \frac{1 + k_m}{k_m},$$

где \dot{m}_{ϕ} , $\dot{m}_{\phi.ок}$ и $\dot{m}_{\phi.г}$ — соответственно секундные расходы топлива и компонентов (окислителя и горючего) через форсунку. В зависимости от геометрических параметров внешней и внутренней форсунок, взаимного расположения торцев сопел и соотношения скоростей истечения компонентов конусы распыливания могут соприкасаться, пересекаться и не взаимодействовать друг с другом. Условно двухкомпонентную форсунку можно рассматривать как совокупность двух форсунок, параметры которых должны быть подобраны таким образом, чтобы пересечение конусов распыла происходило на определенном расстоянии до, либо после сопла форсунки. В качестве внешней форсунки используется центробежная форсунка, у которой внутри газового вихря с радиусом $r_{в}$ располагается сопло внутренней форсунки с наружным радиусом сопла $r_{с.н}$.

Обычно сначала рассчитывают параметры и геометрическую характеристику внешней форсунки $A_{в}$ и при последующем расчете внутренней форсунки проверяют выполнение условия $r_{в} > r_{с.н}$, внося при необходимости коррективы в ее геометрические размеры. Так как отношение радиуса газового вихря $r_{в}$ к внутреннему радиусу сопла $r_{с}$ внешней форсунки также определяется ее геометрической характеристикой $A_{в}$, то внешнюю форсунку выполняют либо открытой, либо с небольшим отношением $R_{вх}/r_{\phi}$ (менее 3). Желательно, чтобы превышение диаметра газового вихря $r_{в}$ внешней форсунки над наружным диаметром внутренней форсунки $r_{с.н}$ было минимальным, так как в противном случае возможен прогар внутренней форсунки в результате прсникновения к ее поверхности горячего газа из камеры сгорания по газовому вихрю. Допустимо и несколько меньшее значение радиуса вихря по сравнению с наружным радиусом сопла $r_{в} < r_{с.н}$.

18.4. СТРУЙНО-ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ФОРСУНКИ

Струйно-центробежные форсунки могут выполняться как однокомпонентными (см. рис. 18.1, *д*), так и двухкомпонентными. Условно такую форсунку можно рассматривать как комбинацию двух независимых форсунок: внешней — центробежной и внутренней — струйной. Обычно сначала рассчитывают параметры внешней форсунки из условия размещения струи внутренней форсунки внутри газового вихря центробежной форсунки.

За счет различной дальности струйной и центробежной форсунок представляется возможным рассредоточивать процесс горения по длине камеры сгорания. Распределение расходов между струйным и центробежным каскадами однокомпонентных форсунок определяется экспериментально, исходя из условий обеспечения устойчивости и завершенности рабочего процесса. Доля струйного расхода однокомпонентных форсунок может достигать 30% и более.

18.5. РАСПЫЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ

Процесс распыления компонентов топлива — распад струй или пелены компонентов, истекающих из форсунок, на капли — оказывает решающее влияние на рабочий процесс в камере сгорания.

Распыление жидкости можно рассматривать как два последовательно протекающих процесса: распад струи или пелены, выбрасываемой из сопла форсунки, на капли и дробление капель на более мелкие (вторичное дробление). Оба явления обусловлены воздействием на струю и капли ряда внешних (по отношению к жидкости) и внутренних сил.

К внешним силам относится сила взаимодействия со средой, в которую производится впрыск жидкости. Величина этой силы пропорциональна квадрату относительной скорости жидкости, плотности окружающей среды и квадрату диаметра капли. Внешними являются и силы, возникающие при взаимном соударении струй и капель или при ударе их о препятствие.

Дробление жидкости принципиально может быть осуществлено и при впрыске ее в вакуум под действием лишь внутренних сил. В качестве внутренних факторов можно выделить турбулентность, инерционные и молекулярные силы. Силы инерции возникают при движении жидкости по каналам форсунки. Они пропорциональны плотности жидкости, квадрату ее абсолютной скорости и квадрату характерного размера (например, диаметра) и так же, как и внешние силы, способствуют распаду струй и пелены жидкости. Этому же способствует и наличие развитой турбулентности.

Внутренние молекулярные силы представляют собой силы вязкости, наблюдающиеся во внутренних слоях жидкости, и силы поверхностного натяжения на границе двух сред: жидкости и газа. Силы вязкости препятствуют дроблению струи, так как уменьшают турбулентность ее и поглощают часть энергии движущейся жидкости. Силы поверхностного натяжения, стремящиеся свести к мини-

муму поверхность данного объема жидкости, также препятствуют распаду струй и капель. Действие внутренних молекулярных сил ослабевает при повышении температуры. В частности, силы поверхностного натяжения равны нулю при критической температуре, значения которой для компонентов ЖРТ относительно низки. Уровень турбулентности жидкости определяется как естественной турбулентностью, так и особенностями конструкции форсунок (возмущениями на входе в форсунку, шероховатостью каналов) и другими причинами.

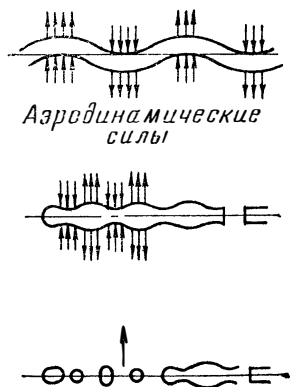


Рис. 18.8. Механизм дробления жидкости струйной форсункой

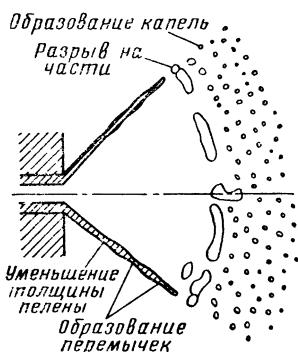


Рис. 18.9. Механизм распыливания жидкости центробежной форсункой

Под действием внешних и внутренних сил возникают поверхностные возмущения, приводящие к разрушению струй и пленок. Схематично процесс распыления струи из единичных форсунок изображено на рис. 18.8 и 18.9.

На рис. 18.8 показано, как истекающая из струйной форсунки сплошная струя сначала искривляется, затем образуются узлы и перемычки и, наконец, струя разрывается на капли.

Механизм распыления из центробежной форсунки, изображенный на рис. 18.9, соответствует рабочему режиму форсунки, характеризующемуся значительной скоростью истечения и развитой турбулентностью жидкости. В случае работы на режиме глубокого дросселирования при низкой скорости истечения и слабой турбулентности пелена жидкости, вытекающей из центробежной форсунки, может остаться нераздробленной. Преобладающее влияние сил поверхностного натяжения на некотором расстоянии от сопла стягивает эту пелену в спиральный жгут. При увеличении перепада давлений постепенное возрастание внутренних инерционных и внешних сил приводит к образованию полого конуса, пелена которого разрывается на том или ином расстоянии от сопла форсунки.

Характеристиками процесса распыливания являются тонкость (мелкость) и однородность распыления, форма факела распыла и его дальность.

Тонкость (мелкость) распыления характеризуется размерами капель, образовавшихся после распада струи. Однородность распыления определяется пределами изменения диаметра капель: чем меньше разность между максимальными и минимальными диаметрами капель распыленного топлива, тем больше однородность.

Для оценки тонкости и однородности распыла нужно знать распределение жидкости, впрыснутой через форсунку, по размерам капель, или так называемый **спектр распыла** жидкости. Количественная оценка размеров капель может быть использована для расчета скоростей испарения, движения капель, условий перемешивания, качественной оценки работы тех или иных элементов системы смесеобразования и т. п.

Спектры распыла получают опытным путем. Результаты опыта представляют чаще всего графиком, по горизонтальной оси которого откладывают диаметр капель, а по вертикальной оси — относительную массу ка-

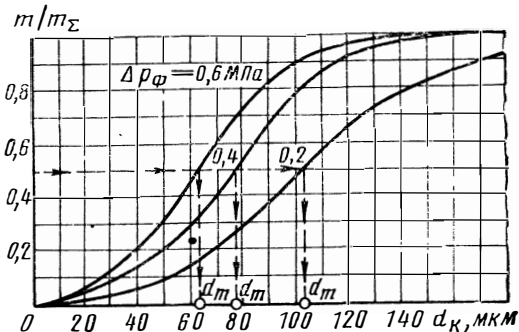


Рис. 18.10. Массовые кривые распределения жидкости при распыливании центробежной форсункой

пель, диаметры которых меньше диаметра, отложенного по горизонтальной оси. Пример такого графика приведен на рис. 18.10.

Тонкость распыла характеризуют некоторым средним размером капель. Разные исследователи вкладывают неодинаковый смысл в понятие среднего размера капель. Часто используют так называемый **медианный диаметр**, определяемый из условия, что относительная масса капель, диаметр которых меньше или равен медианному, составляет 0,5 (см. рис. 18.10).

Медианный диаметр капель d_m при использовании центробежных форсунок составляет обычно 25—250 мкм, при использовании струйных — 200—500 мкм. Следует отметить, что в условиях ЖРД изменение d_m в указанных пределах практически не оказывается на степени завершенности рабочего процесса и влияет главным образом на устойчивость (см. гл. XXVII).

Медианный диаметр капель жидкости, распыливаемой данной форсункой ($A = \text{const}$), наиболее существенно зависит от перепада давлений на форсунке (определяет скорость $\omega_{\text{ж}}$) и вязкости жидкости. Влияние перепада давлений на медианный диаметр капель видно на рис. 18.10. Значение d_m уменьшается с увеличением Δp_{ϕ} сначала быстро, а затем более медленно. При одинаковом перепаде давлений на форсунке распыл более вязкой жидкости является менее тонким; впрыск в более плотную среду обеспечивает уменьшение среднего диаметра капель.

Такие показатели процесса распыления, как форма факела и дальнобойность его тесно связаны с тонкостью и однородностью.

Так, стремление получить большой угол распыла за счет изменения конструктивных параметров форсунки приводит к уменьшению коэффициента расхода форсунки. Последнее означает уменьшение толщины пелены жидкости, выходящей из форсунки, и, следовательно, более тонкое распыление. Дальнобойность факела при этом уменьшается не только из-за увеличения угла выхода из форсунки, но главным образом, ввиду очень развитой поверхности топливного факела. В прямой зависимости от поверхности факела находится значение сил сопротивления среды, которые уменьшают дальнобойность факела. Кроме того, дальнобойность факела может изменяться за счет столкновения факелов разных форсунок.

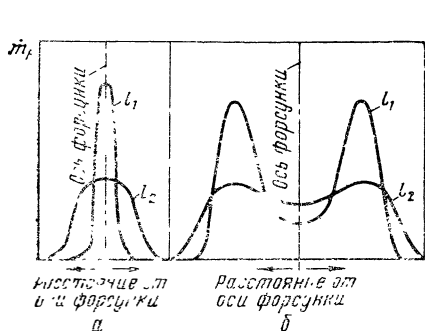


Рис. 18.11. Эпюры расходонапряженности вдоль радиуса факела для двух расстояний от сопла ($l_2 > l_1$):

а—струйная форсунка; б—центробежная форсунка

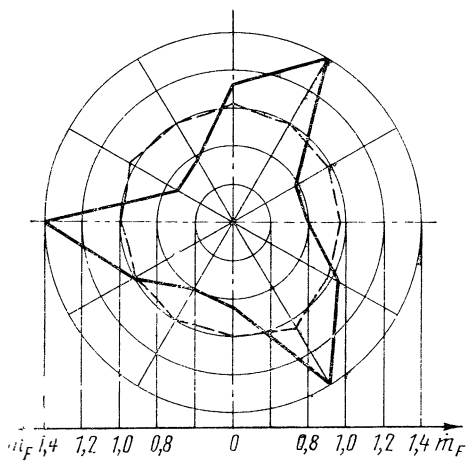


Рис. 18.12. Диаграммы распределения расходонапряженности центробежной форсункой; число входных каналов равно 3:

— $R_{вх}/r_{\phi} = 0,83$; - - - $R_{вх}/r_{\phi} = 1,62$

Важной характеристикой процесса распыления является распределение жидкости по радиусу и окружности топливного факела (рис. 18.11 и 18.12). В большинстве случаев форсунки не обеспечивают равномерного распределения жидкости в факеле. На рис. 18.11 приведены эпюры расходонапряженности вдоль радиуса факела для двух расстояний от сопла. Типичным для струйной форсунки (рис. 18.11, а) является максимум расходонапряженности на оси, для центробежной (рис. 18.11, б) — минимум на оси и максимумы на некотором удалении от нее. Подобное распределение объясняется формой факела у соответствующих форсунок. По мере удаления от сопла эпюры расходонапряженности становятся более сглаженными.

Если неравномерность распределения жидкости по радиусу обусловлена принципиальными особенностями распыления, то неравномерность распределения по окружности (см. рис. 18.12) зависит, главным образом, от конструктивных особенностей форсунки, например, от раскрытия центробежной форсунки $R_{вх}/r_{\phi}$ и числа входных каналов.

Нужно иметь в виду, что приведенные эпюры расходонапряженности относятся к единичным форсунок и изменяются при взаимодействии форсунок.

18.6. СМЕШЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ

Перемешивание окислителя и горючего в нужном соотношении является необходимым фактором достижения наибольшей эффективности горения.

Характеристики распределения расходонапряженности m_F и массового соотношения компонентов k_m по поперечному сечению камеры сгорания определяются типом и схемой расположения форсунок (отверстий) на головке, параметрами факела распыла (расход через форсунку, угол распыла, дальнобойность и др.) отдельных форсунок. Определяющее значение имеет равномерное распределение соотношения и расхода компонентов топлива по площади смесительной головки. При этом следует иметь в виду, что неравномерности по соотношению компонентов, масштаб которых превосходит шаг между форсунками, не выравниваются на длине камеры сгорания и приводят к неполному сгоранию топлива.

Элементарным смесителем является наименьшая группа форсунок (отверстий), служащая для смешения окислителя и горючего в заданном соотношении. Простейшим случаем элементарного смесителя является двухкомпонентная форсунка.

Совершенство работы головки во многом зависит от работы элементарного смесителя. Важным является и порядок размещения элементарных смесителей на головке, в значительной мере определяющий закономерности смешения. Обычно стремятся к равномерному размещению смесителей на головке. Однокомпонентные форсунки располагают в сотовом или шахматном порядке, как правило, с переходом к размещению на концентрических окружностях на периферии, двухкомпонентные — на концентрических окружностях. Во избежание потерь удельного импульса соотношение компонентов по всей площади головки и, в том числе вблизи стенок, желательно сохранить постоянным. Тепловая защита стенок в этом случае обеспечивается рациональной организацией внешнего охлаждения и системой поясов завес. Если эти меры оказываются недостаточными, для обеспечения тепловой защиты стенок практикуется снижение соотношения компонентов в периферийной зоне смесительной головки.

На одной и той же смесительной головке могут применяться форсунки различных типов (струйные, центробежные, струйно-центробежные). Параметры форсунок, входящих в элементарный смеситель, подбирают таким образом, чтобы в итоге добиться высокой полноты сгорания при гарантированной устойчивости рабочего процесса.

В зависимости от агрегатного состояния подаваемых компонентов (жидкость — жидкость, газ — жидкость, газ — газ) механизмы их смешения несколько отличаются, однако во всех случаях горе-

ние носит диффузионный характер, при котором полнота преобразования топлива в продукты сгорания определяется в основном завершенностью процессов турбулентной и молекулярной диффузии.

Особенностью смесеобразования в газогенераторе является необходимость организации этого процесса при существенном избытке одного из компонентов. В этом случае целесообразно рассредоточение процессов горения и смешения компонентов по длине газогенератора, например, за счет применения струйно-центробежных форсунок, либо многозонного подвода избыточного компонента.

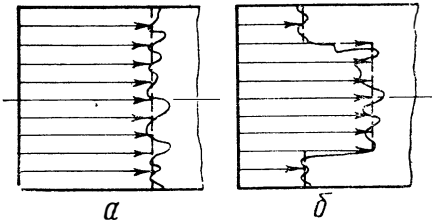


Рис. 18.13. Продольный разрез эпюр распределения k_m по поперечному сечению камеры сгорания:

--- теоретических; ——— действительных;
 а—без пристеночной зоны; б—с пристеночной зоной

На рис. 18.13 штриховой линией изображена равномерная эпюра соотношения компонентов k_{in} по поперечному сечению камеры. При повторении такой картины на любом диаметре камеры сгорания распределение соотношения компонентов топлива является идеальным в смысле достижения высокой полноты сгорания. Для снижения температуры газа у стенок камеры для их защиты в некоторых случаях на периферии создается зона, в

которой топливо сгорает при соотношении компонентов, существенно нестехиометрическом. Чтобы избежать неблагоприятного воздействия на стенки камеры окислительной газовой среды, в пристеночном слое обычно сжигается топливо с избытком горючего, однако возможны и обратные случаи. Если вблизи стенок создается защитная зона с избытком горючего, эпюра k_m приобретает вид, изображенный на рис. 18.13, б. В основную часть сечения — ядро потока — компоненты топлива должны поступать в соотношении $k_{m \text{ я}}$, обеспечивающие наилучшие основные показатели двигателя или ракетного аппарата, а в пристеночном слое необходимо выдержать соотношение $k_{m \text{ ст}}$, обеспечивающее надежное охлаждение и нужный ресурс.

18.7. ПРИБЛИЖЕННАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Смесительные головки ЖРД не обеспечивают равномерного перемешивания компонентов топлива и распределения k_m смеси по сечению. Местные значения коэффициента соотношения компонентов топлива и расходонапряженности могут существенно отличаться. На рис. 18.13 изображены условные действительные эпюры распределения k_m по одному из диаметров поперечного сечения. Штриховыми линиями нанесены условные теоретические заданные эпюры. Следует иметь в виду, что степень и характер отклонения действительной эпюры от теоретической меняются еще и по окружности.

Основным следствием подобной неравномерности распределения компонентов топлива по сечению является снижение удельного импульса. Для оценки такого снижения можно произвести сравнение значений расходного комплекса β или удельного импульса в пустоте $I_{у.п.}$, получаемых в случае заданного распределения k_m и в случае реального их распределения.

Для определения идеальных термодинамических параметров неоднородного потока, состоящего из струек (трубок тока) различного исходного элементарного состава (различные $\alpha_{окi}$) с относительным расходом в каждой струйке g_i , дополнительно к ранее принятым допущениям (см. гл. VII) можно в первом приближении принять, что продукты сгорания, движущиеся в каждой струйке, не перемешиваются, а давление постоянно по поперечному сечению тракта. Идеальные характеристики продуктов сгорания в отдельных струйках ($I_{у.п.i}$, β_i , n_i , f_i , \bar{F}_i и др.) известны из термодинамического расчета.

Используя уравнение неразрывности для каждой струйки тока, известные зависимости для расходного комплекса β и удельного импульса $I_{у.п.}$ (см. гл. VII), можно получить следующие формулы:

$$\beta = \sum g_i \beta_i; \quad (18.15)$$

$$I_{у.п.} = \sum g_i I_{у.п.i}; \quad (18.16)$$

$$\bar{F} = \sum g_i \beta_i \bar{F}_i / \sum g_i \beta_i. \quad (18.17)$$

При двухслойном распределении соотношения компонентов топлива идеальное значение удельного импульса в соответствии с формулой (18.16) должно быть определено так:

$$I_{у.п.}^{(ид)} = g_{я} I_{у.п.я}^{(ид)} + g_{ст} I_{у.п.ст}^{(ид)},$$

где $g_{я} = \dot{m}_{я} / \dot{m}$ и $g_{ст} = \dot{m}_{ст} / \dot{m}$ — относительные доли расхода соответственно в ядре и в пристеночной зоне; $I_{у.п.я}^{(ид)}$, $I_{у.п.ст}^{(ид)}$ — идеальные значения удельного импульса в пустоте в этих же зонах при $k_m = k_{мя}$ и $k_m = k_{мст}$.

Так как $g_{я} = 1 - g_{ст}$, то

$$I_{у.п.}^{(ид)} = I_{у.п.я}^{(ид)} - g_{ст} (I_{у.п.я}^{(ид)} - I_{у.п.ст}^{(ид)}). \quad (18.18)$$

Таким образом, коэффициент, характеризующий качество смешения компонентов, или коэффициент совершенства смешения, равен

$$\varphi_{см} = I_{у.п.} / I_{у.п.}^{(ид)}. \quad (18.19)$$

При двухслойном распределении он равен

$$\varphi_{см} = \frac{\sum g_i I_{у.п.i}^{(ид)}}{I_{у.п.я}^{(ид)} - g_{ст} (I_{у.п.я}^{(ид)} - I_{у.п.ст}^{(ид)})}. \quad (18.20)$$

Приведенная последовательность оценки качества смешения компонентов может быть рекомендована для ориентировочной оцен-

ки и сравнения вариантов конструкции при проектировании и доводке, однако к получаемым результатам следует относиться с большой осторожностью, так как при их получении не учитывается чрезвычайная сложность процессов смешения и сгорания в условиях ЖРД, наличие поясов завес, радиальные перетекания паров компонентов, неконтролируемые отличия в фактическом распределении компонентов от заданного и многие другие факторы.

Глава XIX

РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ И ГАЗОГЕНЕРАТОРЕ

19.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОЦЕССА

От момента впрыска в камеру сгорания или газогенератор до полного преобразования в конечные продукты сгорания топливо проходит сложный путь превращений. Физико-химические процессы преобразования топлива, составляющие рабочий процесс в камере сгорания, должны быть организованы так, чтобы обеспечить максимальную полноту сгорания топлива и устойчивое протекание процессов, необходимое для надежной и безопасной работы двигателя.

Промежуток времени от момента впрыска до полного превращения топлива в продукты сгорания называют временем преобразования. Превращение топлива в продукты сгорания происходит постепенно. В результате распыления и дробления поступающих из форсунок компонентов топлива образуются капли различных размеров. Капли компонентов за счет тепла из зоны горения испаряются, горючее и окислитель смешиваются в паровой фазе, после чего происходят экзотермические газофазные реакции горения. В камерах, работающих по схеме газ — жидкость или газ — газ, процессы, связанные с нагревом и газификацией одного, либо обоих компонентов, исключаются. Иногда преобразование компонентов топлива в продукты сгорания может протекать в другой последовательности. Например, компоненты топлива могут частично или полностью перемешиваться и реагировать в смешительном элементе перед впрыском в камеру сгорания. Если компоненты самовоспламеняющиеся, то реакции горения могут начинаться после их смешения в жидкой фазе, либо могут происходить преимущественно гетерогенные реакции. У смешительной головки могут образовываться застойные зоны и зоны обратных токов.

В общем случае рабочий процесс в камере ЖРД представляет совокупность последовательных взаимосвязанных физико-химических процессов, схематично показанных на рис. 19.1 [58]. Из-за большой сложности и взаимосвязи этих процессов затруднительно создать общую теорию рабочего процесса в камере ЖРД, количественно оценивающую параметры отдельных процессов и их суммар-

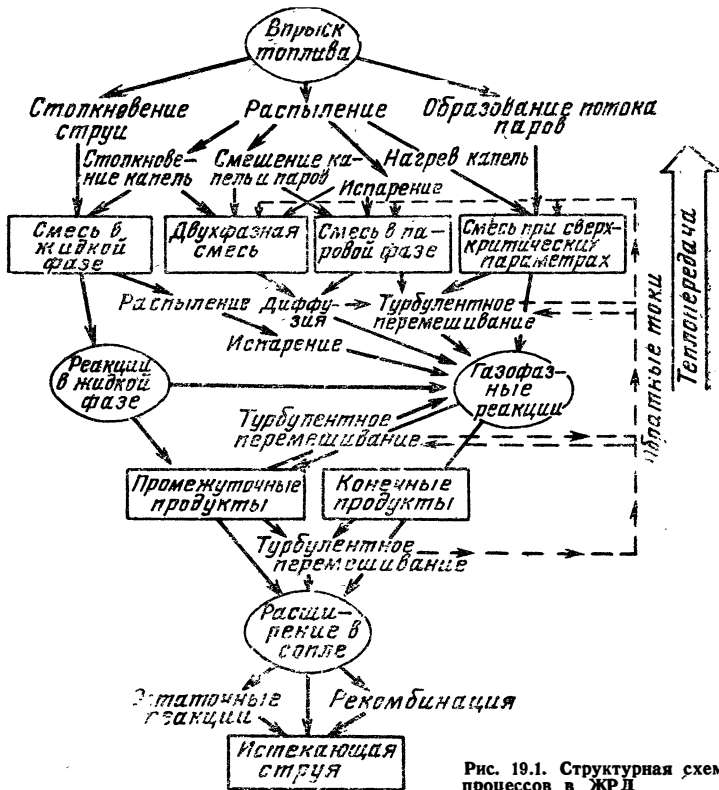


Рис. 19.1. Структурная схема процессов в ЖРД

ные показатели. Количественные исследования стационарных процессов в камере сгорания позволяют лишь выделить основные явления и построить упрощенную модель процессов.

19.2. ИСПАРЕНИЕ

При испарении компонентов топлива затрачивается тепло, идущее на подогрев каплей, а если компоненты впрыскиваются при докритическом давлении, то и на испарение их при данном давлении. Требуемое для этих целей количество тепла довольно значительно. На режиме запуска двигателя теплоподвод для подогрева и испарения части компонентов осуществляется от специального зажигающего устройства (оно не нужно для самовоспламеняющихся основных или пусковых компонентов), а на установившемся режиме — из зоны развитого горения. Только незначительная часть необходимого тепла подводится из зоны горения лучеиспусканием и теплопроводностью, основное тепло поступает за счет конвективного переноса.

Решающую роль в этом явлении играют так называемые «обратные токи». Они возникают в результате эжектирующего эффекта при обмене количеством движения между впрыскиваемыми

компонентами и продуктами сгорания. Компонент увлекает за собой попутные токи газа, одновременно с которыми появляются и обратные (рециркуляционные) токи (рис. 19.2). Рециркуляционный поток газа состоит из непрореагировавших паров топлива и продуктов сгорания. Влияние обратных токов на рабочий процесс может быть различным: оно зависит от масштаба — шага между форсунками, характера распыла (струи, центробежный распыл и т. д.), состава и температуры продуктов сгорания.

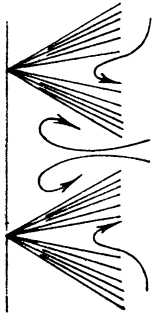


Рис. 19.2. Обратные токи у головки камеры сгорания

Уменьшение шага между форсунками приводит к тому, что большая часть сечения заполняется факелами распыла, зона обратных токов сужается и условия конвективного теплоподвода из зоны горения ухудшаются. Чрезмерное увеличение шага между форсунками, помимо ухудшения смешения, может существенно ухудшить и термические условия работы головки, которая в этом случае «открыта» для горячих обратных токов. Увеличение давления в камере сгорания во всех случаях способствует интенсификации конвективного переноса тепла. Эксперименты показывают также, что рециркуляция газов зависит от соотношения количеств движения сталкивающихся топливных струй.

Процесс нагрева каплей определяется конвективным теплообменом между газом и сферическими частицами с массой m_k и диаметром d_k . Обычно принимается, что температура внутри капли везде одинакова и внутренняя конвекция отсутствует. Дифференциальное уравнение нагрева капли при давлении меньше критического для одномерного стационарного движения с учетом потока вещества от поверхности капли \dot{m}_n из-за ее испарения записывается в форме

$$\frac{dT_k}{dx} = \frac{Q - \dot{m}_n \Delta H_{исп}}{\omega_k m_k c_{pk}}, \quad (19.1)$$

где $Q = \lambda_n Nu \pi d_k \left(\frac{z}{\exp(z) - 1} \right) (T - T_k)$;

$$z = \frac{\dot{m}_n c_{pn}}{\lambda_n \pi d_k Nu};$$

$\Delta H_{исп}$ — теплота испарения; λ_n, c_{pn} — средний коэффициент теплопроводности и теплоемкость пара; Nu — критерий Нуссельта, c_{pk}, T_k, ω_k — соответственно, теплоемкость, температура и скорость капли.

Скорость парообразования \dot{m}_n (поток вещества в единицу времени) определяется в зависимости от температуры капли. При

$T_{\kappa} < T_{\text{кип}}$ считают, что парообразование ограничено процессом диффузии, в связи с чем справедлива формула Стефана:

$$\dot{m}_{\text{п}} = \varrho \frac{D}{d_{\kappa}} \text{Nu}_D \ln \left(\frac{p}{p - p_{\text{п}}} \right), \quad (19.2)$$

где Nu_D — диффузионный критерий Нуссельта; D — коэффициент диффузии паров от поверхности капли; $p_{\text{п}}$ — давление насыщенного пара (парциальное давление на поверхности капли). Считают, что после нагрева капли до температуры кипения $T_{\text{кип}}$ устанавливается равновесный процесс испарения, в котором количество тепла, получаемое каплей от окружающей среды, равно количеству тепла, затрачиваемого на испарение. При увеличении температуры основного потока температура равновесного испарения растет, приближаясь к температуре кипения. В камере сгорания температура продуктов сгорания обычно значительно выше температуры кипения жидкого компонента. Поэтому принимают, что температура равновесного испарения равна температуре $T_{\text{кип}}$. Поток испаряющегося вещества для равновесного испарения вычисляют по формуле Франк-Каменецкого:

$$\dot{m}_{\text{п}} = \frac{\lambda_{\text{п}} \text{Nu}}{c_{\text{рк}} d_{\kappa}} \ln \left[1 + \frac{c_{\text{рп}}}{\Delta H_{\text{исп}}} (T - T_{\text{кип}}) \right]. \quad (19.3)$$

Масса капли m_{κ} однозначно определяется скоростью испарения $\dot{m}_{\text{п}}$:

$$\frac{dm_{\kappa}}{dx} = -\dot{m}_{\text{п}} / \omega_{\kappa}. \quad (19.4)$$

Как видно из уравнений (19.2) и (19.3), скорость процесса испарения и, следовательно, длина участка камеры сгорания, необходимая для этого процесса, зависят от условий подвода тепла (через критерий Нуссельта), а также от физических свойств испаряющейся жидкости, диаметра капли, скорости движения и других факторов.

Расчеты показывают, что капля достаточно быстро нагревается до температуры кипения при данном давлении. Радиус капли после небольшого увеличения, обусловленного термическим расширением, уменьшается по закону

$$r_{\kappa}^m = r_{\kappa 0}^m - k\tau,$$

где r_{κ} — текущий, а $r_{\kappa 0}$ — начальный радиусы капли; τ — время; m — показатель, обычно ≈ 2 ; k — константа, зависящая от природы вещества и параметров процесса.

Массовая доля испарившейся жидкости $g_{\text{исп}}$ растет сначала медленно, затем нарастание ее увеличивается и потом снова падает. Дело в том, что передача тепла, а следовательно, и скорость испарения существенно зависят от относительной скорости движения капли $\omega_{\kappa} - \omega_2$. Так как скорость газа в камере сгорания пропорциональна количеству испарившейся жидкости, величина ω_2 непрерывно увеличивается. Скорость движения капли сначала больше скорости газа. Вследствие аэродинамического сопротивле-

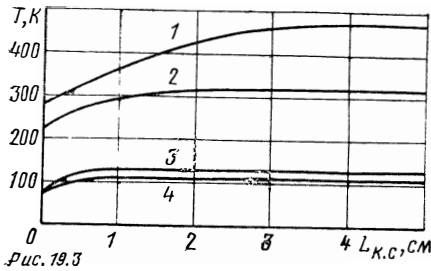


Рис. 19.3

Рис. 19.3. Изменение температуры капель различных компонентов топлива по длине камеры сгорания:

1—гидразин N_2H_4 ; 2—аммиак NH_3 ; 3—кислород O_2 ; 4—фтор F_2

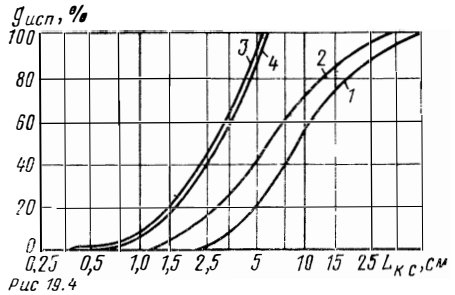


Рис. 19.4

Рис. 19.4. Изменение массовой доли испарившейся жидкости для различных компонентов топлива (обозначения по рис. 19.3)

ния при движении капель скорость ω_K уменьшается. Это участок торможения капель, на котором небольшая по абсолютной величине относительная скорость $(\omega_K - \omega_2)$ уменьшается и становится равной нулю при $\omega_K = \omega_2$. Затем ускоряющийся газовый поток увлекает за собой капли, которые из-за сил инерции отстают от газа. На этом участке относительная скорость меняет свой знак и начинает расти по абсолютной величине. По мере уменьшения размера капли при испарении влияние сил инерции ослабевает быстрее, чем действие аэродинамических сил, увлекающих каплю, и относительная скорость постепенно начинает уменьшаться. Участку наибольшей относительной скорости соответствует максимальная крутизна кривой $g_{исп}(L_{K,C})$.

После распыления жидкости форсунками получают капли различного размера. Расчеты показывают, что мелкие капли с радиусом, например, $r_{к0} = 25$ мкм требуют для почти полного своего испарения ($g_{исп} = 99\%$) примерно в 25 раз меньше пути, чем капли с начальным радиусом 250 мкм. Длина участка испарения массы всех капель определяется немногими по числу, но составляющими значительную долю по массе наиболее крупными каплями. Это позволяет утверждать, что длина камеры сгорания без учета длины, необходимой для перемешивания, не должна быть меньше длины участка испарения наиболее крупных капель.

Влияние природы компонентов топлива иллюстрируется графиками на рис. 19.3 и 19.4. На рис. 19.3 показано расчетное изменение температуры капель различных компонентов топлива при одинаковом начальном радиусе капель, равном 75 мкм, одинаковой начальной скорости капель, равной 30 м/с. Естественно, что капли низкокипящих компонентов топлива достигают температуры кипения при данном давлении значительно быстрее, чем капли высококипящих жидкостей. Из рис. 19.4 видно, что при одинаковом размере капель кислород и фтор требуют для полного испарения в несколько раз меньшего пути, чем другие компоненты топлива.

Объясняется это не столько низкой температурой кипения их, сколько относительно небольшой теплотой испарения.

Следует также отметить, что длина камеры сгорания, необходимая для полного испарения каплей определенного размера, уменьшается при уменьшении начальной скорости каплей, при увеличении давления в камере сгорания и при увеличении скорости газа. Последнее может быть достигнуто, например, уменьшением относительной площади камеры сгорания $\bar{F}_c = F_c / \bar{F}_m$. Длина участка полного испарения сокращается также при увеличении начальной температуры каплей в результате, например, подогрева в тракте охлаждения камеры. В то же время существенное изменение температуры газа в камере сгорания не оказывает заметного влияния на скорость испарения.

Давление в камере сгорания или газогенераторе современных ЖРД часто превышает критическое давление впрыскиваемого жидкого компонента. После нагрева каплей до критической температуры поток массы в продукты сгорания определяется диффузионными процессами. Если сделать предположение о мгновенном выделении массы и считать каплю ее точечным источником, то распределение концентрации вещества капли по радиусу R в момент времени τ можно найти из выражения [54]:

$$c(R, \tau) = \frac{r_{кж}^3}{3\sqrt{4\pi}(RD)^{3/2}} \exp\left(-\frac{R^2}{4D\tau}\right),$$

где D — коэффициент диффузии.

19.3. ГОРЕНИЕ

Характерным отличием камер сгорания ЖРД является отсутствие фронтальных стабилизирующих устройств, благодаря которым в камерах сгорания ВРД создаются условия для образования устойчивого фронта пламени. Смесеобразование, воспламенение и стационарное горение в ЖРД обеспечивают без таких устройств благодаря относительно низким скоростям движения среды в зоне подготовки и горения и главным образом благодаря механизму переноса тепла обратными токами. Циркуляцию продуктов горения в зону подготовки топлива можно назвать естественной стабилизацией пламени.

Процессы подготовки топлива к горению и процессы собственно горения тесно связаны между собой. Точных границ между отдельными процессами не существует ни во времени, ни в пространстве.

Смесь в камере сгорания (за исключением схемы газ — газ) в значительной части процессов преобразования топлива является двухфазной. Взаимодействие фаз между собой, теплоотдача от продуктов сгорания, сильно развитая турбулентность потока и наличие диффузионных процессов ускоряют подготовительные процессы и процесс горения. Общая картина всего компонента явлений

очень сложна и существенно зависит от природы топлива, конструкции системы смесеобразования.

Для самовоспламеняющихся топлив характерны экзотермические реакции в жидкой фазе, протекающие уже при контакте (смешении) капель компонентов. Тепловой эффект этих реакций способствует испарению капель, в том числе и тех, которые не реагировали в жидкой фазе, так как не сталкивались с каплями другого компонента. Затем перемешиваются пары горючего и окислителя и протекают химические реакции в газовой фазе, приводящие к образованию конечных продуктов сгорания. Горение газообразных горючего и окислителя является **гомогенным**.

Выделяя различные виды горения, необходимо рассмотреть и гетерогенное горение. Гетерогенное горение происходит на поверхности раздела фаз. Одно из реагирующих веществ находится в жидкой фазе, другое, например, кислород, доставляется к поверхности диффузией из газовой фазы.

В большинстве случаев с поверхности капли исходит поток пара, и горение осуществляется в процессе смешения этого пара со вторым компонентом, присутствующим в газовой фазе. Такое горение можно назвать **диффузионным квазигетерогенным**, но не истинным гетерогенным, так как сам процесс горения происходит уже не на границе фаз.

Если жидкие компоненты топлива подаются в камеру сгорания при сверхкритическом давлении, то после нагрева капель до критической температуры процесс горения отличается качественно и количественно от горения капель при докритическом давлении. При сверхкритических параметрах капля представляет собой объем пара, и скорость процессов горения определяется диффузионным размыванием его и конвективным переносом.

На основании опубликованных результатов экспериментальных исследований процесс стационарного горения можно представить следующим образом. Горение является в основном **гомогенным**, с существенной химической неоднородностью и турбулентностью, характер которых полностью определяется системой смесеобразования. Некоторая часть топлива в форме наиболее крупных капель выгорает по закономерностям гетерогенного или квазигетерогенного горения. Наблюдается зона горения довольно большой протяженности с размытыми очертаниями. Причины этого — взаимное наложение друг на друга подготовительных процессов и процессов собственно горения, а также крупномасштабная турбулентность и местные разрывы фронта пламени, выбросы языков пламени и т. п. Однако на некотором расстоянии от головки (порядка нескольких десятков миллиметров) можно выделить условный фронт пламени небольшой толщины, характеризующийся тем, что в его пределах выделяется основная часть тепла.

Реальный процесс характеризуется определенной неоднородностью полей состава, температуры и скорости, определяемой расположением форсунок. Возможно снижение температуры газа вблизи стенок камеры сгорания.

19.4. ОСНОВЫ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА

Методы расчета и исследования параметров рабочего процесса основаны на составлении и решении системы дифференциальных и алгебраических уравнений, описывающих различные физические и химические процессы, протекающие при преобразовании жидких топлив в газообразные продукты сгорания.

В зависимости от агрегатного состояния компонентов на входе в головку (жидкость — жидкость, газ — жидкость, газ — газ) рабочий процесс может лимитироваться различными физическими факторами. Например, в случае системы жидкость — жидкость при докритическом давлении компонентов в камере сгорания процесс может лимитироваться скоростью испарения жидких компонентов; для системы газ—жидкость определяющим фактором может быть скорость перемешивания жидкости и вводимого газа, а затем — скорость перемешивания газообразных струй с различным химическим составом.

На основе известных качественных зависимостей изменения температуры по длине камеры сгорания ее объем условно подразделяют на различные зоны (рис. 19.5).

Зона смесеобразования (ввод, распыление и смешение компонентов топлив), прилегающая к смесительной головке камеры, практически не поддается аналитическому описанию. Создан ряд методов расчета, обладающих различной степенью приближения.

Распределение капель по размерам на границе (выходе) зоны смесеобразования описывается функцией $N_r(r_k)$. Величина $N_r(r_k) dr$ представляет собой вероятное число капель (абсолютное или относительное) с радиусом от r_k до $(r_k + dr_k)$ в единице объема. Параметры функции распределения определяют на основе экспериментальных данных.

Непрерывный спектр распыла заменяют дискретным, выбирая несколько характерных размеров капель.

Газовая фаза в зоне смесеобразования — это пары впрыскиваемых компонентов и газообразных продуктов сгорания, попавшие в зону с обратными токами.

В начале зоны испарения и горения из-за нагрева капель существенно увеличивается скорость испарения, что обуславливает сравнительно высокие скорости сгорания и значительный рост температуры. Движение в этой области обычно неоднородное, и на его параметры существенно влияют особенности системы смесеобразования. При дальнейшем движении двухфазной смеси в зоне рабочего процесса время пребывания в этой части зоны мало (из-за

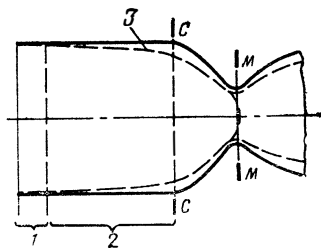


Рис. 19.5. Схема рабочего процесса в камере сгорания:

1—зона смесеобразования, 2—зона испарения и горения, 3—граница пограничного слоя

высоких скоростей потока), и турбулентное смешение малоэффективно.

Параметры в зоне испарения и горения можно оценивать на основе уравнений одномерного стационарного установившегося движения двухфазной смеси. Основным отличием этих уравнений от уравнений для двухфазного потока в сопле является необходимость учета испарения, смешения и выгорания, изменения соотношения компонентов топлива по длине камеры сгорания.

Уравнения, описывающие изменение параметров капель (скорости, температуры, диаметра), для каждой группы капель включают уравнение движения, уравнение теплообмена между каплей и потоком и уравнение изменения ее массы (диаметра) из-за испарения. Система уравнений дополняется алгебраическим уравнением для скорости испарения.

Изменение секундного расхода газа на участке камеры сгорания длиной dx равно количеству испаряемой в единицу времени жидкости в объеме Fdx :

$$d(\varrho_2 w_2 F) = \left(\int_0^{\infty} N_r \dot{m}_{n,r} dr \right) F dx,$$

где скорость испарения $\dot{m}_{n,r}$ определяется по формулам (19.2) или (19.3).

В случае $F = \text{const}$ уравнение неразрывности для газа записывается так:

$$w_2 \frac{d\varrho_2}{dx} + \varrho_2 \frac{dw_2}{dx} = \int_0^{\infty} N_r \dot{m}_{n,r} dr. \quad (19.5)$$

Уравнение движения газа должно быть записано с учетом объемной силы, действующей на газ со стороны капель, и изменения количества движения испаренной жидкости. Вывод этого уравнения аналогичен выводу уравнения движения газа для двухфазного течения в сопле. Уравнение движения газа имеет вид

$$\varrho_2 w_2 \frac{dw_2}{dx} + \frac{dp}{dx} = - \int_0^{\infty} \dot{m}_{nr} N_r (w_2 - w_{k,r}) dr - \int_0^{\infty} m_{kr} N_r w_{k,r} \frac{dw_{k,r}}{dx} dr, \quad (19.6)$$

где $m_{k,r}$, $w_{k,r}$ — масса и скорость капли с радиусом r_k .

Уравнение сохранения энергии смеси получается из условия, что энергия, проносимая через любое сечение камеры сгорания, остается неизменной по x , т. е.

$$\varrho_2 w_2 F \left(i_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) + F \int_0^{\infty} m_{k,r} N_r w_{k,r} \left(i_{k,r} + \frac{w_{k,r}^2}{2} \right) dr = \text{const.}$$

Выполняя дифференцирование по x , будем иметь в виду, что увеличение секундного расхода газовой фазы равно уменьшению массы жидкой фазы, т. е.

$$d(Q_2 w_2 F) = -d \left(F \int_0^{\infty} m_{kr} N_r w_{kr} dr \right).$$

В результате дифференцирования получим

$$\begin{aligned} Q_2 w_2 \left(\frac{di_2}{dx} + w_2 \frac{dw_2}{dx} \right) + \int_0^{\infty} m_{kr} N_r w_{kr} \left(c_{pkr} \frac{dT_{kr}}{dx} + w_{kr} \frac{dw_{kr}}{dx} \right) dr = \\ = \int_0^{\infty} \dot{m}_{n,r} N_r \left[\left(i_{k,r} + \frac{w_{k,r}^2}{2} \right) - \left(i_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) \right] dr. \end{aligned} \quad (19.7)$$

Система уравнений замыкается уравнением состояния.

С помощью приведенной системы уравнений рабочий процесс в камере сгорания можно описать лишь качественно. Результаты численного решения зависят от многих экспериментальных данных, характеризующих распыление, смещение, кинетику испарения и др., которые на сегодня могут быть получены лишь для существенно упрощенных моделей систем смесеобразования. Поэтому на практике основные характеристики камер сгорания не могут быть определены на базе приведенной выше математической модели и выбираются на основе экспериментальных данных, накопленных при обработке камер и газогенераторов ЖРД.

19.5. ОЦЕНКА СОВЕРШЕНСТВА ПРОЦЕССОВ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

Неполное перемешивание и сгорание компонентов топлива и другие причины уменьшают тепловыделение и приводят к снижению удельного импульса, значение которого пропорционально $\sqrt{R_{0c} T_{0c}}$. Величина $R_{0c} T_{0c}$ в камере в настоящее время не может быть измерена непосредственно. Поэтому для определения коэффициента, характеризующего совершенство процессов смешения и сгорания, используют характеристическую скорость c_* (см. гл. II).

Коэффициентом камеры сгорания φ_k называют отношение действительной характеристической скорости в камере к идеальной, вычисленной при тех же значениях соотношения компонентов k_m и давления в камере сгорания

$$\varphi_k = c_* / c_*^{(ид)}. \quad (19.8)$$

Остановимся на определении величин, входящих в формулу (19.8). Как упоминалось (см. гл. VII), идеальное значение любого параметра должно соответствовать равновесному одномерному потоку продуктов сгорания при отсутствии трения, теплообмена и других необратимых явлений. Поэтому при определении $c_*^{(ид)}$ по формуле $c_*^{(ид)} = p_{0k} F_{*k} v_c / \dot{m}$ следует принять значение коэффициента

расхода сопла $\mu_c = 1$, отсутствие падения давления торможения в камере ($p_{0,м} = p_k$) и $\dot{m} = \dot{m}_{ид}$, где $\dot{m}_{ид}$ вычисляется по формуле (7.36) для одномерного невязкого течения при плоской поверхности перехода через скорость звука в минимальном сечении, т. е. $F_m = F_*$. Таким образом, значение $c_*^{(ид)} = \beta^{(ид)}$ и может быть вычислено термодинамическим расчетом.

Реальный процесс в камере может характеризоваться тепловым сопротивлением (см. гл. XXI), связанным с процессом горения в камере сгорания и сужающейся части сопла, наличием пограничного слоя, неоднородностью течения и необратимыми физико-химическими процессами, например, при двухфазном или химически неравновесном течениях. Указанные особенности реального процесса влияют на величину давления торможения в минимальном сечении и расход продуктов сгорания. Могут быть и другие особенности реального течения, влияющие на $p_{0,м}$ и \dot{m} , однако перечисленные выше в большинстве случаев являются основными из учитываемых в настоящее время. Эти особенности могут быть учтены на основе достаточно универсальных расчетных или экспериментальных данных.

С целью оценки влияния особенностей реального течения на $p_{0,м}$ и \dot{m} выделяют невязкое одномерное ядро потока и пограничный слой. Если при определении расхода \dot{m} по формуле (7.36) принять, что величина $A(n)$ одинакова для идеального и реального процессов, то влияние неполного сгорания на расход проявится через уменьшение значения $\sqrt{R_{0c} T_{0c}}$. Наличие пограничного слоя, двухмерность течения, двухфазная и химическая неравновесности учитываются введением коэффициента расхода μ_c . В результате подвода тепла в процессе горения давление торможения снижается от величины, близкой к p_k , до $p_{0,м}$. Таким образом:

$$\dot{m} = \dot{m}_{ид} \mu_c \frac{p_{0,м}}{p_k} \left/ \left[\sqrt{R_{0c} T_{0c}} / \sqrt{(R_{0c} T_{0c})_{ид}} \right] \right. \quad (19.9)$$

Подставляя выражение для \dot{m} в формулу (19.8), получаем

$$\varphi_k = \sqrt{R_{0c} T_{0c}} / \sqrt{(R_{0c} T_{0c})_{ид}} \quad (19.10)$$

Значения φ_k обычно составляют 0,96 ... 0,99 и зависят от системы смесеобразования в камере сгорания и ее длины.

Относительное изменение удельного импульса из-за несовершенства процессов в камере сгорания оценивают коэффициентом потерь импульса ζ_k . При этом предполагают, что все остальные факторы, вызывающие изменение удельного импульса, не влияют на $I_{у.п}$.

Коэффициент потерь импульса равен

$$\zeta_k = (I_{у.п}^{(ид)} - I_{у.п}) / I_{у.п}^{(ид)} \quad (19.11)$$

где $\zeta_k = 1 - \varphi_k$.

Это справедливо, если пренебречь влиянием отклонения реальных процессов в камере сгорания от идеальных на эффективность

процесса расширения, например, пренебречь влиянием изменения состава продуктов сгорания на потери из-за химической неравновесности или на величину идеального удельного импульса при течи в сопле заданной геометрии.

Наряду с характеристической скоростью часто применяется и непосредственно расходный комплекс $\beta = p_k F_{*k} / \dot{m}$. Для оценки эффективности данной камеры сгорания используется относительная величина

$$\varphi_{\beta} = \beta_{\text{экс}} / \beta^{(\text{ид})},$$

где $\beta_{\text{экс}}$ — значение β , найденное экспериментально. Если для определения β использовать вместо p_k давление p_{0c} , то различие между значениями β и c_{*} будет определяться коэффициентом расхода μ_c и разницей в давлениях торможения p_{0c} и p_{0M} . Для цилиндрической камеры сгорания при известном значении p_k сравнительно просто рассчитать p_{0c} , тогда как расчет отличия p_{0M} от p_{0c} в большинстве случаев затруднителен. Для установления взаимосвязи между φ_{τ} и φ_{β} может быть использовано приближенное соотношение $\varphi_{\tau} = \mu_c \varphi_{\beta}$.

Значение φ_{β} не позволяет оценить непосредственно эффективность процесса горения. Однако использование φ_{β} удобно на практике для анализа стабильности характеристик в процессе серийного изготовления камер, при доводке для сравнения совершенства различных вариантов смесительных головок. В то же время сравнение различных по конструкции камер необходимо вести по характеристической скорости, как это показано выше.

19.6. ОБОБЩЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ

Обобщенные характеристики процессов необходимы для определения размеров камеры сгорания. Наиболее распространенными обобщенными характеристиками процессов в камере сгорания ЖРД являются следующие.

1. Среднее время пребывания в камере сгорания ($\tau_{\text{п}}$) — отношение массы продуктов, находящихся в камере сгорания, к массовому расходу топлива через камеру сгорания.

Обычно оперирует приближенной величиной $\tau_{\text{п}}$, которая оценивает время нахождения в камере сгорания продуктов, как если бы они были газообразные.

Эту величину записывают так:

$$\tau_{\text{п}} = \frac{m_{\text{к.с}}}{\dot{m}} \cong \frac{V_{\text{к.с}} \bar{\rho}}{\dot{m}}, \quad (19.12)$$

где $m_{\text{к.с}}$ — масса газа, находящегося в камере сгорания; $V_{\text{к.с}}$ — объем камеры сгорания (определяется обычно как объем до минимального сечения); $\bar{\rho}$ — средняя плотность газа в камере сгорания.

Величину $\bar{\rho}$ обычно заменяют величиной ρ_{0c} , относящейся к сечению входа в сопло.

Тогда

$$\tau_{II} = V_{к.с} Q_{0c} / \dot{m}. \quad (19.13)$$

Очевидно, что действительное время пребывания больше вычисленного по формуле (19.13), особенно для камер, работающих по схеме жидкость — жидкость и газ — жидкость.

С учетом уравнения состояния и формулы для расходного комплекса β можно получить (см. формулу 7.40)

$$\tau_{II} = \frac{V_{к.с} \beta}{F_{\mathcal{M}} R_{0c} T_{0c}} = L_{пр} / A^2(n) \beta, \quad (19.14)$$

$$\text{где } L_{пр} = V_{к.с} / F_{\mathcal{M}} \quad (19.15)$$

— так называемая приведенная длина камеры сгорания; $V_{к.с}$ — сумма объемов камеры сгорания и сужающейся части сопла.

2. Приведенная длина камеры сгорания. Как видно из формулы (19.14), значение $L_{пр}$ для выбранного топлива ($\beta, A(n) = \text{const}$) пропорционально времени пребывания в камере сгорания.

Значение $L_{пр}$, обеспечивающее высокую полноту сгорания при достигнутом уровне организации смесеобразования, зависит от природы топлива, конструкции двигателя, схемы процесса, размерности камеры. Характерные значения $L_{пр}$ для схемы жидкость — жидкость следующие.

Топливо	$L_{пр}, \text{ м}$
Азотнокислотные окислители — углеводородное горючее	2,0—3,5
Азотнокислотные окислители — НДМГ	2,0—2,5
Кислород — керосин	2,0—3,0
Фтор — аммиак	1,0—1,5

Для камер дожигания генераторного газа приведенная длина существенно уменьшается и может составить $L_{пр} = 0,20 \dots 1 \text{ м}$.

3. Расходонапряженность камеры сгорания. Расходонапряженностью называют отношение массового расхода продуктов сгорания к площади проходного поперечного сечения камеры у смесительной головки. При $F_{\mathcal{K}} = F_c$ (цилиндрическая камера сгорания) ее определяют по формуле

$$\dot{m}_{\mathcal{F}} = \frac{\dot{m}}{F_c} = \frac{p_{0c} F_{\mathcal{M}}}{\beta F_c} = \frac{p_{0c}}{\beta F_c}. \quad (19.16)$$

Эксперименты показывают, что при увеличении $p_{\mathcal{K}}$, а следовательно, и p_{0c} рабочий процесс в камере сгорания интенсифицируется. Поэтому при увеличенных $p_{\mathcal{K}}$ через одну и ту же площадь проходного сечения камеры $F_{\mathcal{K}}$ можно подать большее количество топлива, т. е. увеличить значение $\dot{m}_{\mathcal{F}}$.

В расчетах обычно применяют относительную расходонапряженность — отношение расходонапряженности камеры сгорания ЖРД к давлению в ней. Значения $\dot{m}_{\mathcal{F}}/p_{0c}$ могут

составлять $(0,8—2,5) \cdot 10^{-4}$ кг/(Н·с); меньшие значения относятся к двигателям без дожигания генераторного газа.

Обобщенные характеристики процессов: $\tau_{\text{п}}$, $L_{\text{пр}}$, $m_{\text{F}}/\rho_{0\text{с}}$ связаны между собой.

Основным источником информации о величинах $\tau_{\text{п}}$, $L_{\text{пр}}$, $m_{\text{F}}/\rho_{0\text{с}}$ являются статистические данные, накапливаемые в процессе испытаний и доводки образцов камер сгорания, и данные ранее разработанных двигателей.

19.7. ОСОБЕННОСТИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ГАЗОГЕНЕРАТОРЕ

При использовании жидкого топлива процессы в газогенераторе принципиально подобны процессам в основных камерах сгорания ЖРД. Таковыми же являются и обобщенные характеристики газогенерации, например, время пребывания.

Для целей газогенерации иногда используют однокомпонентные топлива. Обычно это — вещества, способные разлагаться с выделением тепла. Разложение однокомпонентных топлив проводят в присутствии катализаторов, либо организуют термическое разложение.

Если в газогенераторе применяют двухкомпонентные топлива, то снижение температуры сгорания может быть достигнуто отклонением от стехиометрического соотношения между окислителем и горючим. В связи с большим избытком одного из компонентов топлива организация надежного воспламенения и затем устойчивого горения представляет значительные трудности. Поэтому, помимо схемы непосредственного смещения компонентов топлива с нужным $\alpha_{0\text{к}}$ в зоне головки, имеются и другие, ставящие целью обеспечить более надежную и устойчивую работу газогенератора. Одной из возможных схем является многозонный (обычно двухзонный) подвод топлива в газогенератор (рис. 19.6). В зону I смесительной головки подаются горючее и окислитель в соотношении, позволяющем обеспечить надежное воспламенение и устойчивое горение топлива, т. е. в соотношении, близком к стехиометрическому. При этом в зоне I развивается высокая температура продуктов горения; во второй зоне подается избыток одного из компонентов топлив (в зависимости от типа газогенератора). При этом происходит комплекс взаимосвязанных процессов: распыление, тепломассообмен в двухфазном потоке, испарение и участие в химических реакциях дополнительно впрыснутого компонента.

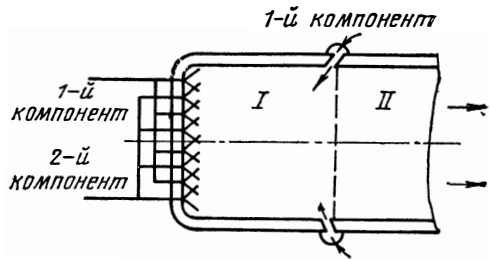


Рис. 19.6. Схема двухступенчатой подачи топлива в газогенератор

ПРОЦЕССЫ В СОПЛЕ

20.1. ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ТЕЧЕНИЯ. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА В СОПЛЕ

Действительный процесс течения в сопле происходит с заметным отклонением от рассмотренной ранее схемы идеального процесса. Это вызывает отклонение значений действительных параметров продуктов сгорания в сопле от идеальных, что приводит к уменьшению (потерям) удельного импульса в пустоте и тяги по сравнению с идеальными значениями этих величин. Потери в сопле вызваны различными по своей природе газодинамическими и физико-химическими процессами, из которых определяющими являются следующие.

В силу трехмерности (в общем случае) течения, газодинамические и термодинамические параметры не постоянны в поперечном сечении сопла, в частности вектор скорости не параллелен оси сопла, давление и число M могут заметно изменяться в направлении от оси сопла к стенке. Неравномерность параметров в выходном сечении конических и профилированных сопел с экстремальным или укороченным контуром приводит к уменьшению удельного импульса и тяги, так как при фиксированной площади выходного сечения максимальной тягой обладает идеальное сопло с равномерным и параллельным оси потоком. Это уменьшение называют потерями из-за рассеяния.

При течении в сопле вязкого и теплопроводного газа вблизи стенок нарастает пограничный слой. Сила трения, загромождение проходных сечений сопла пограничным слоем, а также изменение распределения давления на стенках сопла, связанное с наличием пограничного слоя, приводят к возникновению потерь из-за трения. При этом теплообмен со стенками оказывает существенное влияние на параметры пограничного слоя. Потери удельного импульса и тяги из-за трения при неадиабатных течениях ($T_{ст} < T_0$) возрастают.

Процесс расширения газа в сопле сопровождается физико-химическими превращениями (изменением энергии степеней свободы молекул, реакциями рекомбинации), время протекания которых может быть сравнимо со временем пребывания элемента объема в сопле. В этом случае физико-химические процессы протекают неравновесно, значения удельного импульса и тяги уменьшаются по сравнению со значениями их при идеальном равновесном процессе течения. Это уменьшение называют потерями из-за неравновесности.

При наличии конденсата в продуктах сгорания возникают потери из-за неравновесности в процессе ускорения частиц, теплообмена между фазами и фазовых переходов. Эти потери называют потерями из-за многофазности.

Кроме того, вследствие особенностей технологического процесса производства или возможного разгара сопла в процессе работы двигателя контур реального сопла отличается от расчетного, специальным образом спрофилированного контура, что, как правило, вызывает дополнительные потери.

Количественно степень отличия параметров реального процесса течения в действительном сопле от параметров идеального процесса течения оценивают некоторыми безразмерными коэффициентами. Важнейшие из них следующие.

1. **Потери удельного импульса в сопле (потери в сопле)** — относительные потери удельного импульса в пустоте,

$$\zeta_c = \frac{I_{y.p.ид} - I_{y.p}}{I_{y.p.ид}}, \quad (20.1)$$

где индекс «ид» относится к идеальным параметрам сопла, а значение $I_{y.p}$ определено без учета потерь в камере сгорания.

В соответствии с перечисленными выше причинами, вызывающими потери импульса, потери в сопле можно записать в виде суммы

$$\zeta_c = \zeta_p + \zeta_{тр} + \zeta_n + \zeta_s + \zeta_{пр}, \quad (20.2)$$

где ζ_p — потери из-за рассеяния потока; $\zeta_{тр}$ — потери из-за трения; ζ_n — потери из-за неравновесности течения; ζ_s — потери из-за многофазности; $\zeta_{пр}$ — прочие потери.

В общем случае в формулу (20.2) должны входить члены, учитывающие взаимное влияние различного вида потерь друг на друга. Вследствие того, что каждый из коэффициентов относительно мал, коэффициентами, учитывающими взаимное влияние различных процессов, обычно пренебрегают.

2. **Коэффициент сопла** — отношение действительного коэффициента тяги в пустоте к идеальному:

$$\varphi_c = K_T / K_{Tид} \quad (20.3)$$

при $k_m = k_{mид}$, $p_c \leq p_{cид}$, $\bar{F}_a = \bar{F}_{aид}$.

Очевидно, что $\varphi_c = 1 - \zeta_c$.

3. **Коэффициент расхода** сопла — отношение действительного расхода газа через сопло (\dot{m}) к идеальному ($\dot{m}_{ид}$):

$$\psi_c = \dot{m} / \dot{m}_{ид}. \quad (20.4)$$

Значение $\dot{m}_{ид}$ определяется по формулам теории одномерных течений.

Для двумерных течений предполагается, что поверхность перехода от дозвуковых скоростей к сверхзвуковым — плоская, и выполняется равенство параметров p_* , T_{0*} , R_* , n_* для идеального и действительного сопла.

Для нереагирующих продуктов сгорания c_p , $c_v = \text{const}$, и величину $\dot{m}_{ид}$ можно определить по формуле (7.36).

В последние годы опубликовано много работ по исследованию течений в соплах и расчету потерь импульса и тяги. Наиболее полно такие исследования и результаты расчетов потерь представлены в справочнике [79] и монографиях [3, 56].

20.2. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ИЗ-ЗА РАССЕЯНИЯ

В общем случае потери из-за рассеяния зависят от относительной длины расширяющейся части сопла L_a/r_m , относительного радиуса выходного сечения \bar{r}_a и среднего показателя изоэнтропы расширения.

20.2.1. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ИЗ-ЗА РАССЕЯНИЯ В ТЕОРЕТИЧЕСКОМ КОНТУРЕ

Формулу для расчета потерь удельного импульса из-за рассеяния можно вывести с помощью теоремы импульсов. Запишем эту теорему для случая, когда поверхность перехода от дозвуковой к сверхзвуковой скорости течения плоская, а минимальное и критическое сечения сопла совпадают. Для объема газа, ограниченного площадью минимального сечения, боковой поверхностью расширяющейся части и площадью выходного сечения сопла, согласно теореме импульсов (рис. 20.1)

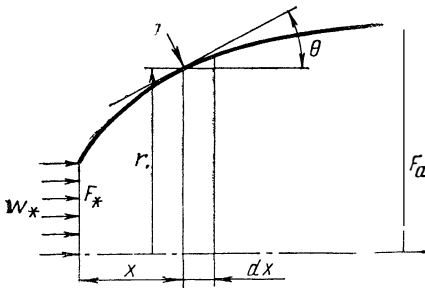


Рис. 20.1. Расчетная схема для определения потерь из-за рассеяния

$$\int_{F_a} \rho w w dF - \dot{m} w_* = p_* F_* - \int_{F_a} p dF + 2\pi \int_{x_*}^{x_a} \frac{p}{r \cos \theta} \cos(90 - \theta) dx, \quad (20.5)$$

где θ , r — угол наклона образующей к оси и радиус сопла в сечении x .

Последний член в правой части выражения (20.5) представляет собой проекцию на ось x сил давления, действующих со стороны боковой поверхности сопла на газ. Этот член целесообразно записать в виде

$$2\pi \int_{x_*}^{x_a} r p \operatorname{tg} \theta dx = 2p_{0c} F_* \int_1^{\bar{r}_a} \frac{p}{p_{0c}} \bar{r} d\bar{r} = 2\beta \dot{m} \bar{P},$$

где $\bar{P} = \int_1^{\bar{r}_a} \bar{p} \bar{r} d\bar{r}$ — безразмерный интеграл сил давления; $\bar{p} = p/p_{0c}$;

$\bar{r} = r/r_m$ — радиус сопла в сечении x , отнесенный к радиусу минимального сечения.

Обычно значение \bar{P} приводится в таблицах контуров сопел.

Из выражения (20.5) можно определить полный импульс потока (тягу в пустоте) для сопла в виде

$$P_{II} = \int_{F_a} (p + \rho w^2) dF = \dot{m}w_* + p_*F_* + 2\beta\dot{m}\bar{P}$$

и записать формулу для расчета потерь импульса из-за рассеяния:

$$\zeta_p = \frac{P_{II,ид} - P_{II}}{P_{II,ид}} = \frac{(\dot{m}w_* + p_*F_*) [z(\lambda_a) - 1] - 2p_{0c}F_*\bar{P}}{(\dot{m}w_* + p_*F_*) z(\lambda_a)}. \quad (20.6)$$

В выражении (20.6) $P_{II,ид} = \dot{m}w_a + p_aF_a$ — тяга в пустоте идеального сопла, рассчитываемая по параметрам одномерного течения;

$$z(\lambda_a) = \frac{\dot{m}w_a + p_aF_a}{\dot{m}w_* + p_*F_*} = \frac{1}{2} \left(\lambda_a + \frac{1}{\lambda_a} \right) \quad (20.7)$$

— газодинамическая функция полного импульса.

Используя приведенные в гл. VII формулы газодинамических соотношений, полный импульс потока в критическом сечении можно представить в виде

$$\dot{m}w_* + p_*F_* = 2p_{0c}F_* \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{1}{n-1}}.$$

Подставляя этот результат в выражение (20.6), окончательно получаем

$$\zeta_p = \frac{\left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{1}{n-1}} [z(\lambda_a) - 1] - \bar{P}}{\left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{1}{n-1}} z(\lambda_a)}. \quad (20.8)$$

В качестве примера на рис. 20.2 для укороченных сопел построены зависимости ζ_p от определяющих эту величину параметров

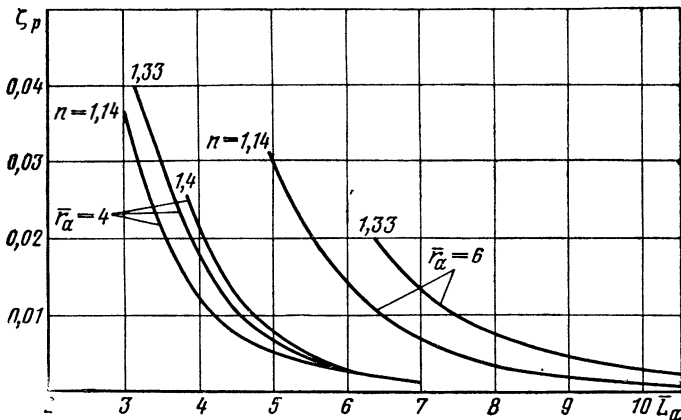


Рис. 20.2. Зависимость потерь из-за рассеяния от основных факторов

n , \bar{r}_a и \bar{L}_a . За основу при построении графиков взято семейство контуров сопел с равномерной характеристикой (см. гл. IX), имеющих различные значения n , L_0 , M_0 , r_0 (условно это семейство при $n = \text{const}$ показано на рис. 20.3).

Как видно из рис. 20.3, фиксированным значениям \bar{r}_a и переменным \bar{L}_a или фиксированным значениям \bar{L}_a при переменных \bar{r}_a соответствуют различные исходные контуры с равномерной характеристикой. При $\bar{r}_a = \text{const}$ с уменьшением \bar{L}_a и при $\bar{L}_a = \text{const}$ с уве-

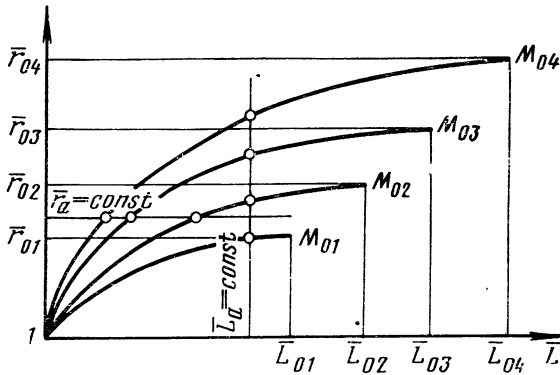


Рис. 20.3. Условное семейство контуров с равномерной характеристикой при $n = \text{const}$

личением \bar{r}_a исходный контур с равномерной характеристикой все более укорачивается, увеличивается неравномерность параметров потока и возрастает ζ_p (см. рис. 20.2).

Если задать радиус выходного сечения укороченного сопла \bar{r}_a и его длину \bar{L}_a и изменить при этом значение n , то заданным \bar{r}_a и \bar{L}_a в зависимости от n будут соответствовать различные контуры сопел. Потери из-за рассеяния у этих контуров возрастают с увеличением n . Однако зависимость ζ_p от n не очень сильная, так как даже при увеличении n от 1,14 до 1,40 ζ_p возрастает всего на 0,005—0,01 (см. рис. 20.2). Также и контуры сопел, имеющие одинаковые параметры \bar{r}_a и \bar{L}_a и различные значения n , отличаются мало.

Иногда для модельных и сравнительных испытаний применяют конические сопла. Если принять, что в таком сопле происходит радиальное течение (течение от источника в вершине конуса расширяющейся части), то для расчета потерь импульса из-за рассеяния можно вывести точное аналитическое выражение (в отличие от численного решения при расчете интеграла \bar{P} в случае профилированных сопел). Однако в коническом сопле течение отличается от радиального. Поэтому для расчета потерь импульса из-за рассеяния пользуются не полным аналитическим выражением, а приближенным, в котором сохранен лишь главный член точного выражения для радиального течения:

$$\zeta_p = \sin^2(\theta_c/2), \quad (20.9)$$

где θ_c — полуугол расширяющейся части конического сопла.

Значения потерь, определяемые по формуле (20.9), согласуются со значениями, найденными в результате двухмерных расчетов, с точностью 10—20% при $\zeta_p < 3\%$.

Обычно для расширяющейся части сопла выбирают контур, параметры которого найдены в предположении прямолинейной формы звуковой линии в минимальном сечении. В этом случае возникают дополнительные потери из-за неучета неравномерного распределения параметров в минимальном сечении.

Если скругление угловой точки производится радиусом r_2^0 , то при $r_2^0 < r_m$ дополнительные потери удельного импульса можно приближенно определить по формуле

$$\Delta\zeta_p = 0,002\bar{r}_2^{(0)}, \quad (20.10)$$

и, следовательно, потери импульса из-за рассеяния определяются как сумма основной составляющей ζ_p и дополнительной $\Delta\zeta_p$.

Распространение малых возмущений, влияние которых уменьшается с увеличением числа M_0 , носит затухающий характер. При радиусах очертания минимального сечения, больших $0,5r_m$, и $M_0 > 1,5$ указанные дополнительные потери из-за рассеяния относительно невелики и не превышают 0,2%.

20.2.2. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ИЗ-ЗА ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ОТКЛОНЕНИЙ КОНТУРА СОПЛА

Реальное сопло из-за конструктивных требований, особенностей технологического процесса, разгара в процессе работы имеет отклонения геометрических размеров от расчетного (теоретического) контура. Эти отклонения возможны как в сужающейся, так и в расширяющейся частях сопла.

Для расширяющейся части сопла дополнительные потери импульса из-за рассеяния в случае малых геометрических отклонений связаны в основном с изменением местных углов наклона контура. При этом следует иметь в виду, что изменение потерь удельного импульса из-за изменений углов наклона контура сопла ни в коей мере не сводится к зависимости этих потерь только от одного угла θ_a в выходном сечении сопла и определяется всем распределением давления по расширяющейся части.

Известно, что сопла с экстремальным контуром имеют довольно пологий экстремум (например, минимум потерь импульса при фиксированной длине и радиусе сопла) относительно вариаций (изменений) координат контура. Дополнительные потери импульса из-за рассеяния в таких соплах пропорциональны относительным изменениям (искажениям) координат во второй степени, вследствие чего сравнительно большие искажения координат контура не приводят к заметным потерям импульса. Семейство контуров укороченных профилированных сопел близко к семейству контуров, спрофилированных на основе строгих вариационных принципов. Поэтому локальные деформации укороченного контура также не приводят к большим дополнительным потерям импульса из-за рассеяния (при $\delta\theta \approx 0,05—0,15 \Delta\zeta_p < 0,2\%$). Формулы для расчета допол-

нительных потерь импульса из-за рассеяния в зависимости от $\delta\theta$ приведены в работе [3].

Искажение контура может возникать из-за неравномерного выгорания теплозащитного покрытия по поверхности сопла. Возможным видом искажения контура является осесимметричный уступ (впадина), положение которого определяется конкретной конструкцией сопла. Уступ образуется обычно в местах стыка теплозащитных вставок, имеющих различную скорость уноса материала теплозащитного покрытия. При этом размеры уступа изменяются с течением времени и могут появляться значительные искажения контура. Возможное значение потерь удельного импульса из-за таких искажений достигает 0,5—0,7%. Если значение этой величины известно, ее следует добавить к потерям ζ_p .

20.3. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ИЗ-ЗА ТРЕНИЯ

Для установления взаимосвязи между потерями из-за трения и параметрами пограничного слоя рассмотрим сначала случай обтекания плоской пластины без градиента давления. Из интегрального соотношения импульсов (13.17) (см. гл. XIII) при

$$R=r=\text{const}, u=\text{const} \text{ и } q_x=q$$

$$\text{имеем } \frac{d}{dx} (\tilde{q}u^2\delta^{**}) = \tau_{ct}.$$

В результате интегрирования этого уравнения находим силу сопротивления пластины шириной b и длиной l :

$$P_{\tau p} = b \int_0^l \tau_{ct} dx = b \tilde{q}u^2\delta^{**}.$$

В случае обтекания тела произвольной формы вязкость газа кроме сопротивления трения вызывает изменение распределения давления вдоль обтекаемой поверхности. С одной стороны, это изменение происходит из-за оттеснения линий тока от поверхности пограничным слоем, т. е. как бы из-за искажения формы тела, с другой стороны, — из-за разницы в инерционных центробежных силах при обтекании криволинейной поверхности в одном случае невязким газом без пограничного слоя, в другом — с пограничным слоем. Изменение распределения давления из-за отклонения линий тока можно скомпенсировать, исправив контур на толщину вытеснения δ^* , поэтому указанное изменение давления не относят к потерям из-за вязкости.

Сопоставим величины тяги в пустоте для идеального контура сопла и для контура, полученного коррекцией идеального на толщину вытеснения δ^* (рис. 20.4). В данном случае параметры на выходе из иде-

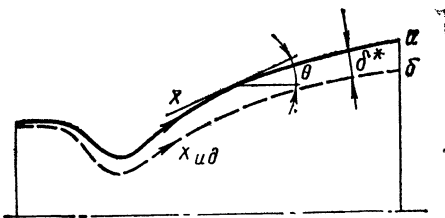


Рис. 20.4. Контур сопла:
а—скорректированный; б—идеальный

ального и исправленного сопел p_a , Q_a , ω_a будут одинаковы, а раз-
ница тяг в пустоте составит

$$\Delta P_{\text{тр}} = P_{\text{п.ид}} - P_{\text{п}} = 2\pi \int_0^{x_{\text{ид}}} pr \sin \theta dx_{\text{ид}} -$$

$$- \left(2\pi \int_0^x pr \sin \theta dx - 2\pi \int_0^x \tau_{\text{ст}} r \cos \theta dx \right). \quad (20.11)$$

После ряда преобразований, которые приведены в учебнике [64],
выражение (20.11) можно представить в виде

$$\Delta P_{\text{тр}} = 2\pi r_a Q_a \omega_a^2 \delta_a^{**} \cos \theta_a - 2\pi r_a p_a \delta_a^{**} \cos \theta_a.$$

Второй член полученного выражения составляет 10—15% от
первого, значение $\cos \theta_a$ близко к единице. В то же время точность
расчета δ_a^{**} с применением теории пограничного слоя составляет
10—20%. Поэтому приближенно можно записать

$$\Delta P_{\text{тр}} \approx 2\pi r_a Q_a \omega_a^2 \delta_a^{**}$$

$$\text{и } \zeta_{\text{тр}} = \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{P_{\text{п.ид}}} = \frac{2\pi r_a Q_a \omega_a^2 \delta_a^{**}}{\dot{m} \omega_a + p_a F_a}. \quad (20.12)$$

С помощью соотношений

$$\frac{Q_a \omega_a^2}{p_a} = \frac{n \omega_a^2}{n R_a T_a} \leftarrow n M_a^2;$$

$$\frac{\dot{m} \omega_a + p_a F_a}{p_a F_a} = 1 + \frac{Q_a \omega_a^2}{p_a}$$

окончательно получаем

$$\zeta_{\text{тр}} = \frac{2 \bar{\delta}_a^{**}}{1 + 1/(n M_a^2)}, \quad (20.13)$$

где $\bar{\delta}_a^{**} = \delta_a^{**}/r_a$, число M_a определяется по результатам расчета
одномерного течения.

Известно, что в пограничном слое возможны ламинарный, тур-
булентный или переходный режимы течения. Режим течения опре-
деляют по критическому числу Рейнольдса $Re_{\text{кр}}$. Значение $Re_{\text{кр}}$
зависит от ряда факторов, важнейшими из которых являются чис-
ло M потока, фактор теплообмена $\bar{T}_{\text{ст}} = T_{\text{ст}}/\bar{T}_0$, состояние поверхно-
сти сопла (шероховатость), градиент давления. Так, шерохова-
тость вызывает возмущения в ламинарном слое, и переход в тур-
булентное течение происходит при меньших значениях $Re_{\text{кр}}$. Кроме
высоты бугорков шероховатости, влияет также их форма, рассто-
яние между ними и т. д.

Ускорение потока оказывает стабилизирующее влияние на по-
граничный слой, вызывая в некоторых случаях «обратный» пере-
ход развитого турбулентного пограничного слоя в ламинарный,

особенно в соплах с большими отрицательными градиентами давления, с последующим переходом снова в турбулентный.

Определим характерное число Рейнольдса следующим образом:

$$Re_{w_0} = w_{\max} L_c \rho_{0c} / \eta_{ct},$$

где $w_{\max} = \sqrt{\frac{2n}{n-1} R_{0c} T_{0c}}$ — максимальная скорость истечения газа; L_c — полная длина сопла.

В результате экспериментального исследования состояния пограничного слоя в укороченных соплах при отсутствии теплообмена (воздух, $M_a = 2,5 \dots 3,0$) установлено, что при числах $Re_{w_0} < 10^7$ пограничный слой является ламинарным, а при числах $Re_{w_0} > 3 \cdot 10^7$ — турбулентным. В диапазоне чисел Re_{w_0} от 10^7 до $3 \cdot 10^7$ режим течения в пограничном слое является переходным. При значениях $Re_{w_0} \approx 10^8$ и выше потери импульса из-за трения слабо зависят от числа Re_{w_0} , что объясняется влиянием шероховатости, которая имеется и в технически гладком сопле. В случае теплообмена ($\bar{T}_{ct} < 1,0$) зависимость режимов течения в пограничном слое от числа Re_{w_0} может несколько изменяться.

Таким образом, в соплах двигателей возможны все режимы течения в пограничном слое. Для сопел двигателей малых тяг в пограничном слое более вероятным является ламинарный режим течения, для сопел двигателей больших тяг — турбулентный.

Ниже приводятся формулы для расчета толщины потери импульса δ_a^{**} при турбулентном пограничном слое в сопле. Для ламинарного пограничного слоя расчет δ_a^{**} может быть выполнен по формулам, приведенным в справочнике [79]. В случае переходного режима течения в пограничном слое расчет потерь из-за трения следует производить по формулам для турбулентного пограничного слоя.

Для определения δ_a^{**} при расчете потерь из-за трения используют формулу, предложенную В. С. Авдеевским [64], в которой выражения для δ_a^{**} получены на основе решения интегральных соотношений импульсов и энергии (13.16) — (13.17). При решении этих соотношений используется гидродинамическая аналогия Рейнольдса и соответствующим образом обработанные экспериментальные данные по теплообмену и трению для гладкой плоской пластины. В результате получено следующее выражение для δ_a^{**} :

$$\bar{\delta}_a^{**} = \frac{\left(\frac{2}{n-1}\right)^{0,1}}{Re_{w_0}^{1/5}} \left[\frac{0,015}{\bar{T}_{ct}^{0,5}}\right]^{4/5} \frac{\left(1 + \frac{n-1}{2} M_a^2\right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \bar{s}^{-0,2}}{M_a^{\gamma+1} \bar{r}_a^2} \times$$

$$\times \left\{ \int_0^{\bar{s}} \frac{\bar{r}^{5/4} M^{1+\frac{5}{4}\gamma} d\bar{s}}{\left(1 + \frac{n-1}{2} M^2\right)^{\frac{1,36n-0,36}{n-1}}} \right\}^{4/5}, \quad (20.14)$$

где $\gamma = \frac{18}{7} \bar{T}_{ст} - \frac{2}{7}$; M , M_a — числа Маха у стенки сопла в сечении x и в выходном сечении; \bar{s} — расстояние вдоль образующей сопла, отнесенное к радиусу минимального сечения.

Формула (20.14) пригодна для расчета потерь из-за трения как в сужающейся, так и в расширяющейся частях сопла. Погрешность расчета $\zeta_{тр}$ с использованием формулы (20.14) составляет 15—20% от величины $\zeta_{тр}$.

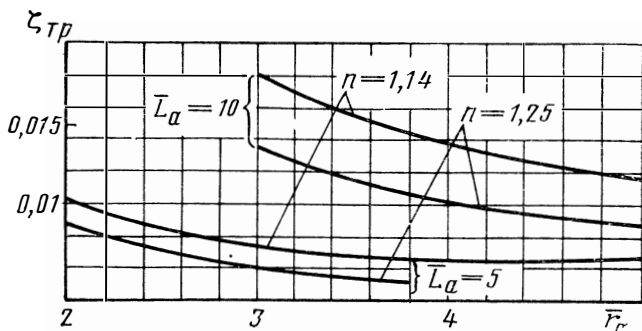


Рис. 20.5. Зависимость потерь из-за трения в сверхзвуковой части сопла от радиуса выходного сечения при различной длине расширяющейся части сопла ($\bar{T}_{ст} = 0,9$)

Потери удельного импульса из-за трения при заданном значении Re_{w_0} зависят от длины сопла, радиуса выходного сечения, показателя изоэнтропы n , фактора теплообмена $\bar{T}_{ст}$ и распределения числа M вдоль образующей сопла. На рис. 20.5 и 20.6 представлены зависимости потерь импульса из-за трения в расширяющейся части сопла от перечисленных параметров при турбулентном режиме течения ($Re_{w_0} = 10^8$) в пограничном слое семейства контуров укороченных сопел (условно показаны на рис. 20.3). Как видно из этих рисунков, при фиксированном радиусе выходного сечения величина $\zeta_{тр}$ увеличивается с увеличением длины сопла. Это объясняется увеличением поверхности сопла, на которую действуют силы трения. При фиксированной длине сопла с увеличением радиуса выходного сечения (см. рис. 20.5) величина $\zeta_{тр}$ уменьшается, так как плотность газа вблизи стенок сопла падает. Для фиксированного сопла потери из-за трения увеличиваются с уменьшением фактора теплообмена $\bar{T}_{ст}$ и показателя изоэнтропы n , что связано с повышением плотности газа вблизи стенок сопла и влиянием отвода тепла на δ^{**} . Обычно значение $\zeta_{тр}$ в соплах современных двигателей составляет 0,01—0,03.

Уместно обратить внимание на то, что потери ζ_p и $\zeta_{тр}$ в зависимости от длины и радиуса сопла и показателя изоэнтропы n изменяются противоположно: если $\zeta_{тр}$ при изменении какого-либо из этих параметров увеличивается, то ζ_p — уменьшается, и наоборот.

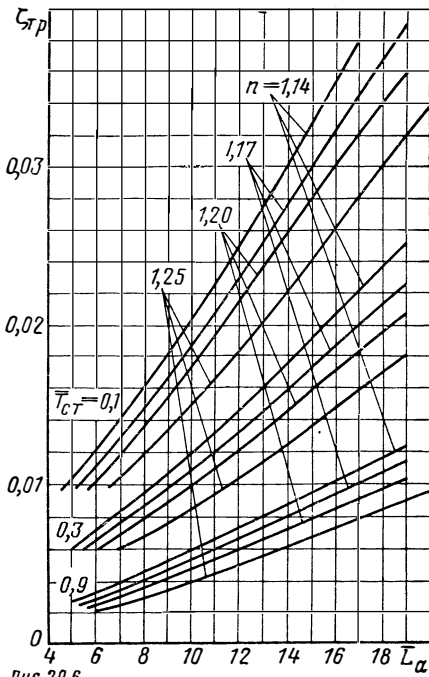


Рис. 20.6

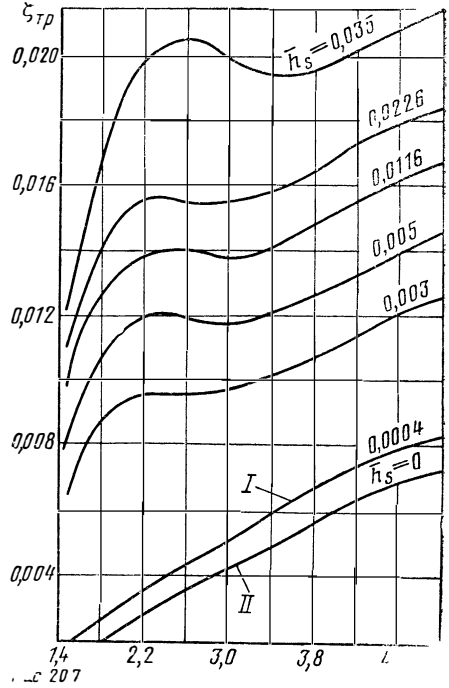


Рис. 20.7. Потери из-за трения в сверхзвуковых соплах при различной шероховатости: I—технически гладкая поверхность; II—полированное сопло

Обычно сумма потерь $\zeta_p + \zeta_{тр}$ для данного контура в зависимости от его длины изменяется по кривой с минимумом.

Наличие шероховатости на внутренней поверхности сопла приводит к увеличению потерь из-за трения. В результате исследований, проведенных на холодном воздухе без теплообмена при $Re_{\omega_0} = 10^8$, получены некоторые данные по влиянию шероховатости на величину $\zeta_{тр}$. Результаты этих экспериментов для укороченных сопел представлены на рис. 20.7 [3] в виде зависимости потерь на трение $\zeta_{тр}$ от числа Ma при различных значениях относительной величины бугорков шероховатости $\bar{h}_s = h_s/d_m$, где h_s — высота бугорков шероховатости.

При наличии теплообмена в сопле результаты, представленные на рис. 20.7, можно использовать лишь для оценочных расчетов.

20.4. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ИЗ-ЗА ХИМИЧЕСКОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ

Потери удельного импульса из-за химической неравновесности при одномерном течении определяют следующим образом. В результате интегрирования системы уравнений для химически неравновесного течения с применением в качестве замыкающих зависимостей

функции $p(x)$ или $q(x)$ находят параметры неравновесного течения, в том числе удельный импульс $I_{y,п}$ и геометрию сопла $F(x)$. Затем для сопла с известной теперь геометрией выполняют расчет равновесного течения и вычисляют $I_{y,п,ид}$, а по формуле (20.1) для одинаковых значений \bar{F} вычисляют ζ_H .

Определим факторы, которые влияют на значение потерь удельного импульса из-за химической неравновесности и другие параметры течения.

От вида топлива и соотношения между его компонентами зависит степень диссоциации и температура на входе в сопло $T_{0с}$ (а также эти параметры в других сечениях сопла). Обе величины изменяются в зависимости от соотношения компонентов по кривым с максимумом, однако их влияние на ζ_H противоположно. С увеличением степени диссоциации потери ζ_H могут возрастать, рост температуры $T_{0с}$ приводит к снижению ζ_H из-за увеличения скоростей химических реакций. Определяющее влияние оказывает степень диссоциации на входе в сопло, поэтому зависимость ζ_H от соотношения компонентов описывается кривой с максимумом (рис. 20.8), положение которого смещено относительно максимума $T_{0с}$.

С увеличением давления на входе в сопло (а следовательно, и в других сечениях сопла с фиксированной геометрией) увеличивается температура $T_{0с}$, но уменьшается степень диссоциации и увеличиваются скорости химических реакций из-за возрастания концентраций. Поэтому потери ζ_H с увеличением давления уменьшаются.

От диаметра минимального сечения d_m зависит время пребывания смеси в сопле. С увеличением d_m время пребывания увеличивается и ζ_H уменьшается. Возрастание значения \bar{r} при $p_{0с}, d_m = \text{const}$ приводит к увеличению ζ_H , так как из-за снижения температуры и давления при увеличении \bar{r} уменьшаются скорости химических реакций.

Таким образом, потери удельного импульса из-за химической неравновесности определяются зависимостью $\zeta_H(\alpha_{ок}, p_{0с}, d_m, \bar{r})$. Графически эта зависимость для топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$ при $\alpha_{ок} = 0,8$ приведена на рис. 20.9.

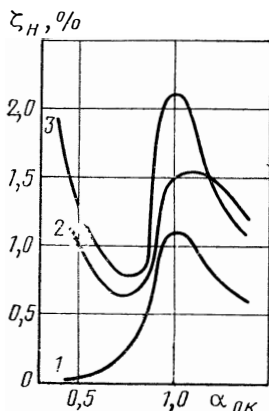
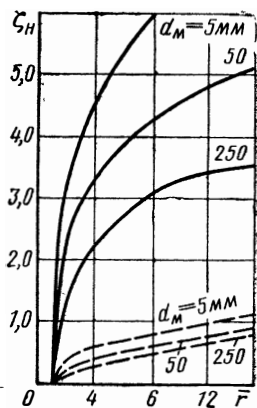


Рис. 20.8. Зависимость потерь из-за химической неравновесности от коэффициента избытка окислителя [3]:

$d_m = 50$ мм; $\bar{r}_0 = 10$; $p_{0с} = 15$ МПа;
1—топливо $O_2 + H_2$; 2— $F_2 + H_2$; 3—
 $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$

Рис. 20.9. Зависимость коэффициента ζ_H от различных факторов:

— $p_{0с} = 0,5$ МПа; --- $p_{0с} = 25$ МПа



По результатам многочисленных расчетов химически неравновесных течений течение в сужающейся части сопла почти во всех представляющих интерес случаях оказывается практически равновесным. Отклонение от равновесия появляется в окрестности минимального сечения при $M > 1$ и $\bar{r} = 1,2 \dots 1,5$, где скорость изменения параметров максимальна. Из результатов расчетов также следует, что мольные доли компонентов продуктов сгорания: CO_2 , CO , N_2 , O_2 , H_2O и NO в окрестности минимального сечения «замораживаются» и дальнейшее изменение их значений вниз по потоку при $\bar{r} > 2$ обычно не превышает 5%.

Отличие мольных долей перечисленных индивидуальных веществ от соответствующих равновесных значений для сопел двигателей первых ступеней обычно составляет примерно 10—20%, для сопел двигателей вторых и третьих ступеней — 20—60%.

В связи с тем, что многие вопросы химической кинетики изучены недостаточно полно, расчет потерь ζ_{H} может давать значительную погрешность, составляющую примерно 10—20% от значения ζ_{H} .

20.5. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ИЗ-ЗА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ

Основными компонентами продуктов сгорания современных жидких ракетных топлив являются газообразные CO_2 , H_2O , H_2 , N_2 , CO , NO , OH . Как показывают результаты расчетов, приведенные в справочнике [79], при давлениях на входе в сопло $p_{0c} = 5 \dots 10$ МПа, диаметре минимального сечения $d_{\text{ж}} \approx 100$ мм и $\bar{r} = 10$ колебательные температуры молекул CO_2 , H_2O совпадают с равновесной температурой. Колебательная температура других компонентов (N_2 , CO) может превышать поступательную температуру на 15—20%.

Потери удельного импульса в значительной мере определяются параметром бинарного подобия $\psi = p_{0c} d_{\text{ж}}$. Для продуктов сгорания топлива $\text{N}_2\text{O}_4 + (\text{CH}_3)_2\text{NNH}_2$ при $p_{0c} = 10$ МПа, $d_{\text{ж}} = 100$ мм, $\alpha_{\text{OK}} = 0,85$ и $\bar{r} \approx 10$ потери удельного импульса из-за неравновесности колебательных степеней свободы составляют не более 0,05%. При уменьшении параметра бинарного подобия ψ в 100 раз ($p_{0c} = 1$ МПа, $d_{\text{ж}} = 10$ мм) эти потери могут возрасти до 1%.

Полученные результаты являются приближенными, поскольку кинетика колебательной дезактивации в многокомпонентной смеси продуктов сгорания в настоящее время мало изучена.

20.6. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА В СВЯЗИ С ОРГАНИЗАЦИЕЙ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ

Основным средством практически всех методов защиты стенок от перегрева, окисления и эрозии (см. гл. XXII) является снижение температуры стенки по сравнению с температурой T_e , которую имела бы теплоизолированная стенка. Потери удельного импульса из-за трения $\zeta_{\text{тр}}$ при этом возрастают, так как пограничный слой

становится более холодным и плотным по сравнению с изотермическим течением.

В случае автономного проточного охлаждения потери удельного импульса из-за трения вычисляются в соответствии с формулой (20.1)

$$\Delta I_{y.n}^{(a)} = \zeta_{тр} I_{y.n}$$

Дополнительные потери из-за трения, обусловленные неадиабатностью течения ($T_{ст} < T_e$), в этом случае составляют

$$\Delta I_{y.n}^{(-)} = (\zeta_{тр} - \zeta_{тр}^{(1)}) I_{y.n}^{(нд)},$$

где $\zeta_{тр}^{(1)}$ и $\zeta_{тр}$ — соответственно потери при адиабатном ($\bar{T}_{ст} = 1$) и неадиабатном ($\bar{T}_{ст} < 1$) течениях.

Как видно из рис. 20.6, разница в коэффициентах $\zeta_{тр}$ при малых $\bar{T}_{ст}$ может быть существенной, в связи с чем могут быть заметными и потери удельного импульса из-за неадиабатности.

В случае регенеративного проточного охлаждения тепло Q , воспринятое охладителем — компонентом топлива, возвращается с ним в камеру. Энтальпия топлива при этом увеличивается, а удельный импульс возрастает. Прирост удельного импульса $\Delta I_{y.n}^{(+)}$ можно вычислить по формулам (8.2) и (8.10). За счет прироста $\Delta I_{y.n}^{(+)}$ потери из-за неадиабатности могут компенсироваться:

$$\Delta I_{y.n}^{(p)} = \Delta I_{y.n}^{(a)} - \Delta I_{y.n}^{(+)}$$

Как в случае автономного, так и регенеративного охлаждения потери из-за неадиабатности можно уменьшить, увеличивая температуру стенки, например, применяя тугоплавкие покрытия.

Удельный импульс при наличии внутреннего охлаждения часто сопоставляют со значением удельного импульса без применения такого охлаждения. С одной стороны, потери удельного импульса собственно из-за неадиабатности могут быть меньше, так как обычно меньше температура на внешней границе пограничного слоя (т. е. меньше значение T_e и больше фактор $\bar{T}_{ст}$), а так же снижены путем ддува в пограничный слой. С другой стороны, для организации внутреннего охлаждения приходится расходовать часть топлива при неоптимальном соотношении компонентов, расходовать его или другие вещества в условиях неоптимальных в смысле создания тяги.

В случае внутреннего охлаждения, организуемого смесительной головкой, для расчета удельного импульса применяется модель двухслойного течения (см. гл. XVIII). В соответствии с формулами (18.18) и (18.19) получаем

$$\varphi_{ст} = 1 - g_{ст} (1 - I_{y.n.ст}^{(нд)} / I_{y.n.я}^{(нд)}). \quad (20.15)$$

Как видно, снижение удельного импульса, обусловленное организацией пристеночного слоя, зависит от значения относительного расхода топлива в пристеночном слое $g_{ст}$ и величины $I_{y.n.ст} / I_{y.n.я}$. Последняя определяется соотношением коэффициентов избытка

окислителя в пристеночном слое и в ядре потока. Уменьшение $I_{y,п}$ может составлять несколько процентов.

Точное определение удельного импульса в случае организации завесного и транспирационного охлаждения, применения выгорающих теплозащитных покрытий представляет значительные трудности. Обычно расчеты проводят при различных предположениях о взаимодействии продуктов, обеспечивающих защиту, с основным потоком: от полного перемешивания до отсутствия взаимодействия и создания тяги. В первом случае может быть выполнен термодинамический расчет и определен удельный импульс смеси продуктов, например завесы и ядра. Во втором — потери рассчитывают по формуле (20.15) при условии $I_{y,п.ст}^{(ид)}=0$. Так, в случае завесного охлаждения без взаимодействия завесы с ядром

$$\varphi_{зав} = 1 - g_{зав}$$

20.7. КОЭФФИЦИЕНТ РАСХОДА

Контур сверхзвуковых сопел в окрестности минимального сечения со стороны сужающейся части в большинстве случаев имеет радиусную форму. В этом случае линия $M=1$ является криволинейной и расход газа уменьшается

вследствие неравномерности потока в минимальном сечении сопла.

Неравномерность потока увеличивается с уменьшением радиуса r_2 .

При радиусной форме трансзвуковой области (см. гл. IX) коэффициент расхода μ_c при $r_2 > 0,5r_m$ слабо зависит от показателя изоэнтропы n и формы сужающейся части и в основном

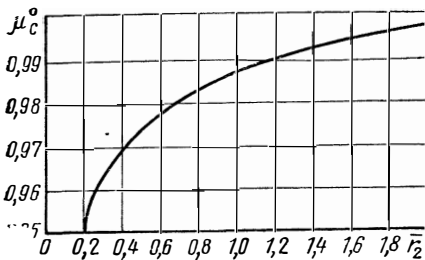


Рис. 20.10. Коэффициент расхода сопла с радиусной сужающейся частью

зависит от радиуса r_2 . Для определения коэффициента расхода в функции от $\bar{r}_2 = r_2/r_m$ можно воспользоваться зависимостью, представленной на рис. 20.10. Она получена расчетами двухмерных течений и хорошо подтверждается экспериментальными данными.

Расход газа уменьшается не только из-за неравномерности параметров в минимальном сечении, но также и вследствие вязкости. Уменьшение коэффициента расхода из-за наличия пограничного слоя можно вычислить по формулам работы [3]. Для большинства случаев, за исключением двигателей малой тяги, это уменьшение сравнительно невелико и составляет 0,1—0,2%.

РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ КАМЕРЫ

21.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА И СЕКУНДНОГО РАСХОДА ТОПЛИВА

21.1.1. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Задание на расчет параметров камеры двигателя может быть сформулировано, например, следующим образом: определить секундный расход топлива и размеры камеры, развивающей тягу в пустоте P_{Π} при давлении у головки p_{κ} и на выходе из сопла p_a . Компоненты топлива и теоретическое распределение их соотношения k_m по сечению в камере сгорания выбраны (заданы). Вместо тяги в пустоте P_{Π} может быть задана тяга на уровне моря P_0 или на высоте $H—P_H$.

Термодинамический расчет рассматриваемого топлива при нескольких значениях соотношения компонентов k_{mi} для заданных $p_{\kappa}=p_{0c}$ и p_a дает значения $I_{y,пi}^{(ид)}$, расходного комплекса $\beta_i^{(ид)}$ и других необходимых параметров.

После того, как будет найдена относительная площадь камеры сгорания \bar{F}_c , необходимо оценить падение полного давления на участке камеры. В камерах сгорания с малыми значениями \bar{F}_c — так называемых неизобарных (скоростных) камерах сгорания — тепловыделение сопровождается заметным увеличением скорости рабочего тела и падением давления, при этом справедливы соотношения $p_c < p_{0c} < p_{\kappa}$, $T_c < T_{0c}$.

Для участка цилиндрической трубы между сечениями входа в камеру и входа в сопло можно записать уравнение импульсов

$$p_{\kappa} = p_c + \rho_c \omega_c^2.$$

Скорость ω_{κ} для простоты принята равной нулю, так как обычно $\omega_{\kappa} \ll \omega_c$. Согласно формулам (6.16) плотность реагирующей среды можно представить выражением

$$\rho_c = \frac{\kappa_c P_c}{a_c^2 (\beta_T p)_c},$$

в котором величины κ_c и $(\beta_T p)_c$ можно взять по данным расчета изобарной камеры сгорания.

Падение полного давления на участке камеры сгорания оценивают коэффициентом восстановления полного давления

$$\sigma_f = p_{0c} / p_{\kappa}.$$

После подстановки выражения для ρ_c в уравнение импульсов получаем

$$\sigma_f = \frac{1}{\pi(\lambda_c) \left[1 + \frac{\kappa_{0c} M_c^2}{(\beta_T p)_{0c}} \right]},$$

где $\pi(\lambda_c) = p_c / p_{0c}$.

Газодинамическую функцию $\pi(\lambda_c)$ и число M_c можно найти, зная приведенную скорость λ_c . Путь ее определения следующий. По заданному значению относительной площади \bar{F}_c находят газодинамическую функцию $q(\lambda_c) = 1/\bar{F}_c$.

В таблицах газодинамических функций по значению $q(\lambda_c)$ и среднему показателю изоэнтропы n находят значения λ_c , M_c и $\pi(\lambda_c)$.

Таким образом, значения температуры торможения T_{0c} расходного комплекса β , удельного импульса $I_{y,п}$ и других параметров течения для неизобарной камеры остаются теми же, что и для изобарной камеры. Однако они будут реализованы лишь при определенном давлении на входе в камеру сгорания $p_k > p_{0c}$. Значение этого давления можно найти как $p_k = p_{0c}/\sigma_f$. Как показывают расчеты, значение σ_f при $\bar{F}_c = 2 \dots 3$ составляет примерно 0,94—0,98; при $\bar{F}_c = 1$ (предельное значение) $\sigma_f \approx 0,78 \dots 0,82$.

21. 1. 2. КОЭФФИЦИЕНТЫ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА

Действительный удельный импульс в пустоте определяют с помощью коэффициента удельного импульса φ_I , отражающего несовершенство процессов в камере сгорания и сопле, причем

$$\varphi_I = \varphi_k \varphi_c. \quad (21. 1)$$

Коэффициент φ_k , учитывающий совершенство процессов в камере сгорания, при проектировании выбирают на основе статистических данных, полученных при промышленных и экспериментальных испытаниях образцов, подобных разрабатываемому двигателю. В расчетах используют значение $I_{y,п}^{(ид)}$ для камеры с ожидаемым неоднородным распределением соотношения компонентов топлива. Влияние такого распределения по сечению камеры сгорания на идеальные значения удельного импульса и расходного комплекса учитывают по формулам гл. XVIII:

$$I_{y,п}^{(ид)} = \sum_i g_i I_{y,п i}^{(ид)}; \quad \beta^{(ид)} = \sum_i g_i \beta_i^{(ид)}. \quad (21. 2)$$

По этим же формулам учитывают снижение $I_{y,п}^{(ид)}$, если предполагается применение выгорающих теплозащитных покрытий, завесного и транспирационного охлаждения, а также создание пристеночного слоя.

Действительное значение φ_k определяют экспериментально. В опыте надежно может быть определено значение φ_I . Значение φ_k можно получить как

$$\varphi_k = \varphi_I / \varphi_c,$$

где φ_c определяется расчетным путем.

Другим способом определения коэффициента φ_k является сопоставление опытного и теоретического значений комплекса β (см. разд. 19.5). Как упоминалось, значение коэффициента камеры сгорания φ_k составляет 0,96—0,99.

Коэффициент сопла φ_c и его основные составляющие φ_r , φ_{tr} , φ_n , φ_s назначают по рекомендациям гл. XX. После того, как будет определен контур сопла, коэффициенты φ_i необходимо уточнить. При вычислении φ_{tr} необходимо принимать во внимание зависимость этого коэффициента от фактора теплообмена $\bar{T}_{ст}$.

Система коэффициентов, используемых при расчете ожидаемого удельного импульса, приведена в табл. 21.1.

Таблица 21.1

Система коэффициентов для расчета ожидаемого удельного импульса

Название	Обозначение	Связь с другими величинами	Способ определения
Коэффициент камеры сгорания	φ_k		Экспериментальный
Коэффициент, учитывающий совершенство смесеобразования	$\varphi_{см}$		Аналитический и экспериментальный, формула (18.20)
Коэффициент сопла	φ_c	$\varphi_c = \varphi_r \varphi_{tr} \varphi_n \varphi_s \varphi_{пр}$	Аналитический
Коэффициент, учитывающий потери в сопле из-за рассеяния	φ_r	$1 - \zeta_r$	Аналитический, формула (20.8)
Коэффициент, учитывающий потери в сопле из-за трения	φ_{tr}	$1 - \zeta_{tr}$	Аналитический, формула (20.13)
Коэффициент, учитывающий потери в сопле из-за неравномерности	φ_n	$1 - \zeta_n$	Аналитический
Коэффициент, учитывающий потери в сопле из-за двухфазности	φ_s	$1 - \zeta_s$	Аналитический
Коэффициент расхода сопла	μ_c		Аналитический
Коэффициент, учитывающий снижение расхода комплекса	φ_β	$\varphi_\beta = \varphi_k / \mu_c$	Экспериментальный
Коэффициент удельного импульса	φ_I	$\varphi_I = \varphi_k \varphi_c$	Аналитический и экспериментальный

21.1.3. ОЖИДАЕМЫЕ УДЕЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС И СЕКУНДНЫЙ РАСХОД

На основе результатов термодинамического расчета и опытно-теоретических коэффициентов совершенства процессов может быть определен ожидаемый (действительный) удельный импульс камеры двигателя

$$I_{y.п} = \varphi_I I_{y.п}^{(ид)}. \quad (21.3)$$

Секундный расход топлива, необходимый для получения заданной тяги, находится как

$$\dot{m} = P_n / I_{y.п}. \quad (21.4)$$

Если задана тяга на высоте H , необходимо найти соответствующее значение удельного импульса I_y . Используя известные формулы

$$I_y = \varphi_I I_{y.п}^{(ид)} - \frac{F_a}{\dot{m}} p_H; \quad \dot{m} = \frac{p_{0c} F_M}{\varphi_\beta \beta^{(ид)}},$$

получаем

$$I_y = \varphi_{kl} \beta^{(ид)} \left(\varphi_c K P_n^{(ид)} - \frac{\bar{F}_a p_H}{\mu_c p_{0c}} \right). \quad (21.5)$$

Секундный расход топлива при этом определяется по формуле вида (21.4).

21.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

Наиболее распространенной формой камеры сгорания является цилиндрическая. Рассмотрим определение трех ее основных размеров — диаметра $d_{к.с}$, длины $L_{к.с}$ и диаметра минимального сечения сопла d_m .

Объем и диаметр камеры сгорания определяют с помощью двух характеристик — времени пребывания и расходонапряженности. Вместо времени пребывания можно использовать приведенную длину $L_{пр}$. В выражении для комплекса $\beta = \sqrt{R_{0c} T_{0c}} / A(n)$ примем значение n равным 1,2, что оправдано для многих жидких топлив. Тогда из формулы (19.16) получим удобное соотношение

$$\tau_n = 2,4 L_{пр} / \beta, \quad (21.6)$$

где β в м/с.

Объем камеры сгорания определяют, исходя из требования обеспечить время пребывания, достаточное для достижения необходимой полноты сгорания. Как упоминалось, оптимальное значение времени пребывания (или приведенной длины) зависит от рода топлива. Значения $L_{пр}$ для некоторых топлив приведены в гл. XIX.

Для определения площади минимального сечения воспользуемся формулой расхода с учетом коэффициента камеры сгорания и коэффициента расхода

$$\dot{m} = \mu_c \mu_s \frac{p_{0c} F_M}{\beta^{(ид)} \varphi_{к}}, \quad (21.7)$$

где μ_c — коэффициент расхода, учитывающий толщину вытеснения пограничного слоя и неоднородность поля скоростей в минимальном сечении (см. разд. 20.6); μ_s — коэффициент расхода, учитывающий запаздывание конденсата по скорости и температуре при ускорении двухфазных продуктов сгорания.

Для гомогенных продуктов сгорания $\mu_s = 1$; в случае двухфазных продуктов этот коэффициент больше единицы и определяется, как показано в разд. 11.2.

Из выражения (21.7) с учетом ранее приведенных формул получим величину площади минимального сечения сопла

$$F_{\text{м}} = \frac{P_{\text{и}} \beta^{(\text{ид})}}{\mu_{\text{с}} \mu_{\text{с}} p_{0\text{с}} I_{\text{у.п}} \varphi_{\text{с}}} = \frac{P_{\text{и}}}{\mu_{\text{с}} \mu_{\text{с}} \varphi_{\text{с}} K_{P_{\text{и}}}^{(\text{ид})} p_{0\text{с}}} . \quad (21.8)$$

Из формулы (21.8) видно, что возрастание потерь в сопле требует увеличения площади минимального сечения для пропуска дополнительного расхода, компенсирующего снижение удельного импульса.

Аналогичный результат получается, когда площадь минимального сечения определяется по значению гяги на высоте H :

$$F_{\text{м}} = \frac{P_H}{(\mu_{\text{с}} \mu_{\text{с}} \varphi_{\text{с}} K_{P_{\text{и}}}^{(\text{ид})}) - F_a p_H / p_{0\text{с}}} p_{0\text{с}} . \quad (21.9)$$

После определения $L_{\text{пр}}$ и $F_{\text{м}}$ находят объем камеры сгорания и сужающейся части сопла, обеспечивающий необходимое время пребывания $\tau_{\text{п}}$.

При выборе диаметра камеры сгорания или \bar{F}_c следует учитывать, что с уменьшением \bar{F}_c увеличивается плотность теплового потока, уменьшается давление $p_{0\text{с}}$ и поэтому увеличиваются габариты сопла при заданном p_a , затрудняются размещение форсунок на головке камеры сгорания и организация распыления и смешения компонентов.

Практически при выборе диаметра камеры сгорания можно ориентироваться на значения расходонапряженности, достигнутые при разработке прототипов или на экспериментальном двигателе.

Согласно выражению (7.24) относительную площадь камеры сгорания можно записать так:

$$\bar{F}_c = \frac{1}{\beta \dot{m}_F / p_{0\text{с}}} . \quad (21.10)$$

Например, для кислородного двигателя при значениях комплекса $\beta \approx 2 \cdot 10^3$ м/с и $\dot{m}_F / p_{0\text{с}} = 1,3 \cdot 10^{-4}$ кг/(Н·с) значение относительной площади камеры сгорания может быть принято равным

$$\bar{F}_c = \frac{1}{1,3 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^3} \approx 4.$$

Вполне понятно, что приведенные выше оценки могут изменяться в зависимости от принятой схемы смесеобразования, от схемы двигателя.

Таким образом, определены суммарный объем камеры сгорания и сужающейся части сопла $V_{\text{к.с}}$, диаметры камеры сгорания и минимального сечения. Теперь можно спрофилировать сужающуюся часть сопла, найти ее объем $V_{\text{с.ч}}$, затем определить объем собственно камеры сгорания и по известному диаметру $d_{\text{к.с}}$ найти ее длину.

21.3. ВЫБОР КОНТУРА КРУГЛОГО СОПЛА ЛАВАЛЯ

Выбор сопла для двигателя определяется конкретными тактико-техническими требованиями, предъявляемыми к летательному аппарату. Сопло двигателя, как и другие его элементы, должно обеспечивать получение максимальной тяги при возможно меньшей массе и в ряде случаев — меньших габаритах. Кроме того, выбор сопла часто может быть ограничен некоторыми дополнительными требованиями, например возможностью охлаждения, компоновки двигателя на летательном аппарате, технологическими и конструктивными требованиями.

Задачей профилирования сопла является определение параметров контура, обеспечивающего в заданных условиях максимальную тягу (удельный импульс или коэффициент тяги) при некоторых ограничениях, накладываемых на длину сопла и (или) площадь выходного сечения, массу сопла и др.

21.3.1. СУЖАЮЩАЯСЯ ЧАСТЬ СОПЛА

Контур сужающейся части сопла должен обеспечивать безотрывное течение (во избежание прогаров) с равномерным и известным распределением параметров в критическом сечении. Последнее дает возможность более надежно спроектировать расширяющуюся часть сопла. В соответствии с геометрической акустикой необходимо обеспечить стабильность процесса горения по отношению к высокочастотным колебаниям. При этом габариты (а следовательно, масса и потери из-за трения) должны быть минимальными.

Теоретическое построение оптимального контура сужающейся части представляет собой сложную задачу. На основании многочисленных экспериментальных и расчетных исследований, частично изложенных в гл. IX, в жидкостных ракетных двигателях, как правило, применяют радиусные сопла со следующими параметрами (см. рис. 9.1):

$$0 < r_1 < r_c, \theta_0 \leq 50^\circ, r_m < r_2 < 2r_m. \quad (21.11)$$

Если по каким-либо причинам выбирается коническая сужающаяся часть, то для нее $r_2 \approx 0$.

Значения радиусов r_c и r_m определены выше, поэтому теперь можно выбрать r_1 , r_2 и назначить θ , вычислить объем сужающейся части $V_{с.ч}$ и по графику рис. 20.10 определить коэффициент расхода сопла μ_c .

21.3.2. КОНИЧЕСКАЯ РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ЧАСТЬ СОПЛА

Наиболее простой формой расширяющейся части сопла является коническая. Для конических сопел оптимальное значение угла раствора сопла α_c (см. рис. 9.1) по совокупности потерь удельного импульса из-за трения и рассеяния составляет примерно $10-15^\circ$. Поэтому длина сопла и его масса получаются значительными, особенно в случае большой геометрической степени расширения \bar{F}_a . Из-за увеличения конечной массы ухудшаются характеристики ле-

тательного аппарата, большая поверхность сопла определяет увеличение теплоподвода от продуктов сгорания, т. е. затрудняет охлаждение сопла, возникают и другие ограничения, например, сложность управления поворотной камерой и т. п. Поэтому применение конических сопел ограничено.

Коническая расширяющаяся часть сопрягается с минимальным сечением радиусом скругления r_2^0 (см. рис. 9.1). Значение r_2^0 выбирают в пределах $0 < r_2^0 < 2r_m$.

21.3.3. ПРОФИЛИРОВАННАЯ РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ЧАСТЬ СОПЛА

Сравнение конических и профилированных сопел, имеющих одинаковую геометрическую степень расширения, показывает, что при одинаковой тяге профилированное сопло может быть короче на 30—50%. Примерно теми же цифрами выражается уменьшение массы и поверхности сопла. Если сравниваемые сопла имеют одинаковую длину, то профилированное сопло обеспечивает выигрыш в тяге до 3%. Поэтому профилированные сопла получили широкое распространение в ракетных двигателях.

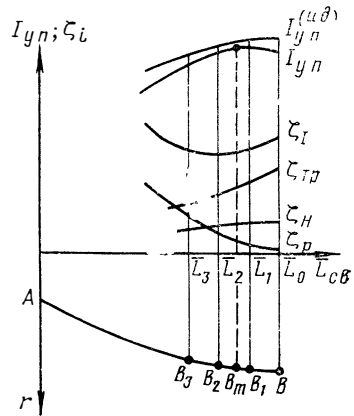
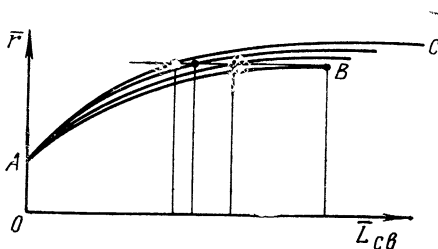
Рассмотрим принципы выбора параметров укороченного контура сопла. Пусть известно семейство контуров с равномерной характеристикой, которое условно показано на рис. 21.1. Каждый из контуров семейства обеспечивает одномерное течение в выходном сечении сопла, характеризующееся числом Маха M_0 .

Выберем один из контуров семейства, например, AB (см. рис. 21.1), и рассмотрим изменение параметров, если контур AB укорачивать до некоторой заданной длины или до заданного значения относительного радиуса. Это изменение условно показано на рис. 21.2.

При укорочении контура AB , например, до длины $\bar{L}_1, \bar{L}_2, \bar{L}_3$ (точки на контуре, соответственно, B_1, B_2, B_3) уменьшается геометрическая степень расширения сопла \bar{F}_a и, следовательно, значение идеальных удельного импульса в пустоте $I_{y,n}^{(ид)}$ и коэффициента тяги $K_{T_n}^{(ид)}$. Одновременно, как это видно из материалов

Рис. 21.2. Изменение параметров при укорочении контура

Рис. 21.1. Условное семейство контуров с равномерной характеристикой



гл. XX, уменьшаются потери удельного импульса из-за химической неравновесности $\zeta_{\text{н}}$ и из-за трения $\zeta_{\text{тр}}$ и увеличиваются потери из-за рассеяния $\zeta_{\text{р}}$. Сумма потерь удельного импульса $\zeta_I = \zeta_{\text{тр}} + \zeta_{\text{н}} + \zeta_{\text{р}}$ может при этом изменяться по кривой с минимумом, а значение удельного импульса $I_{\text{у.п}} = (1 - \zeta_I) I_{\text{у.п}}^{(\text{ид})}$ (или коэффициент тяги) — по кривой с максимумом. Таким образом можно найти длину контура, при которой значения удельного импульса и, следовательно, тяги с учетом указанных выше потерь будут максимальными. Этой длине соответствует точка B_m на контуре и радиус выходного сечения r_m . Аналогичным образом можно укоротить контур AC и найти на нем точку C_m так, что контур, укороченный до этой точки, будет обеспечивать максимальную тягу. Однако ни контур AB_m , ни контур AC_m в общем случае не удовлетворяют некоторым дополнительным ограничениям, накладываемым на контур. Как упоминалось, такими ограничениями могут быть длина расширяющейся части или ее масса, радиус выходного сечения.

Для решения задачи с указанными ограничениями находят значения $(1 - \zeta_I) I_{\text{у.п}}^{(\text{ид})}$ для семейства контуров с равномерной характеристикой, каждый из которых укорочен до заданной длины, геометрической степени расширения, либо до заданного значения боковой поверхности (масса сопла пропорциональна его поверхности). Затем из семейства таких укороченных контуров можно выбрать один, обладающий максимальным значением $I_{\text{у.п}}$ (или тяги) при соответствующем ограничении.

Применение сопел с максимальным импульсом в некоторых случаях может оказаться нецелесообразным. При отступлении от максимума в сторону более коротких сопел их масса и габариты уменьшаются, при этом эффективность сопла в системе двигатель — летательный аппарат возрастает. Оценить меру возможного отступления от максимума удобно с помощью рассмотренного в гл. III метода эквивалентов. Предположим, что задача состоит в выборе контура оптимального сопла среди контуров сопел, имеющих одинаковую геометрическую степень расширения. Условно эти контуры под номерами 1—4 показаны на рис. 21.3. Пусть удельный импульс для этих контуров и их боковая поверхность Ω изменяются так, как это изображено на рис. 21.3. При выборе контура 2 вместо контура 3 удельный импульс, как видно из рисунка, возрастает, при этом возрастает и боковая поверхность, и, следовательно, возрастает масса сопла и двигателя. Согласно методу эквивалентов для компенсации уменьшения конечной скорости летательного аппарата из-за увеличения массы двигателя требуется увеличение удельного импульса, т. е. «чистое» приращение удельного импульса составляет

$$\Delta I_{\text{у.п}} = I_{\text{у.п}2} - I_{\text{у.п}3} - b \Delta m_c,$$

где b — цена (эквивалент) единицы массы сопла в единицах удельного импульса; Δm_c — увеличение массы сопла, пропорциональное увеличению боковой поверхности.

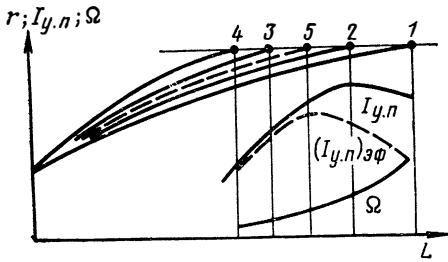


Рис. 21.3. Изменение удельного импульса для контуров, укороченных до заданной геометрической степени расширения

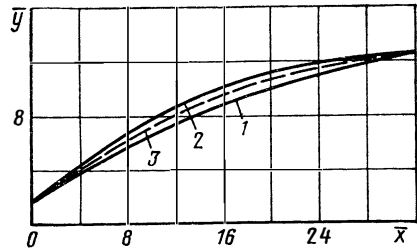


Рис. 21.4. Контурсы сопел: 1—укороченный; 2—экстремальный ($n=1,14$; $\bar{T}_{сг}=0,1$); 3—экстремальный контур при $\zeta_{тр}=0$

Таким образом, при решении задачи о выборе контура с учетом влияния массы сопла для каждого контура в зависимости от степени его укорочения необходимо вычислять эффективный удельный импульс по формуле

$$I_{y,n} = (1 - \zeta_I) I_{y,n}^{(нп)} - b m_c, \quad (21.12)$$

где $m_c = a + c\Omega$; Ω — боковая поверхность расширяющейся части; a, c — константы.

Затем среди контуров, имеющих одинаковый ограничивающий параметр (например, длину, геометрическую степень расширения), следует выбрать контур с максимальным эффективным удельным импульсом, например, контур 5.

Решение задачи о выборе укороченного контура сопла сопряжено с обработкой большой информации по геометрическим параметрам контуров сопел и потерям в них. Такая информация в виде таблиц обычно приводится в различных атласах, руководствах.

Кроме укороченных сопел, находят применение сопла с экстремальным контуром. Экстремальный контур может быть найден с привлечением вариационных методов. Основы таких методов изложены в работе Л. Е. Стернина*.

Как показывают расчеты, экстремальные контуры сопел, имеющие одинаковую с укороченными длину и степень расширения, более выпуклы по сравнению с укороченными контурами (рис. 21.4). Экспериментами на дифференциальной установке и расчетами установлено [3], что суммарные потери импульса из-за трения и рассеяния в экстремальных соплах могут быть меньше на 0,1—0,3%, чем в укороченных, при одинаковых длине и геометрической степени расширения сравниваемых сопел и при $(\zeta_{тр} + \zeta_p) < 3\%$.

После того, как контур сопла выбран, определяют окончательно коэффициенты потерь $\zeta_p, \zeta_{тр}, \zeta_n$ и коэффициент сопла φ_c . Если значение φ_c заметно отличается от принятого ранее, необходимо повторить расчет секундного расхода топлива и геометрических размеров камеры.

* Стернин Л. Е. Известия АН СССР. Механика и машиностроение, 1959, № 1.— с. 41.

21.4. ПРОФИЛИРОВАНИЕ КОНТУРА КОЛЬЦЕВЫХ СОПЕЛ

Сведения о рациональной геометрии кольцевых сопел и потерях в них менее полны, чем аналогичные данные для круглых сопел. Обобщение данных затруднено из-за многообразия схем кольцевых сопел. Ниже кратко рассматриваются приближенные методы профилирования кольцевых сопел.

Геометрия сужающейся части кольцевых сопел в меридиональном сечении напоминает геометрию сужающейся части круглых сопел. В отличие от круглых сопел этот контур в меридиональном сечении может быть несимметричным.

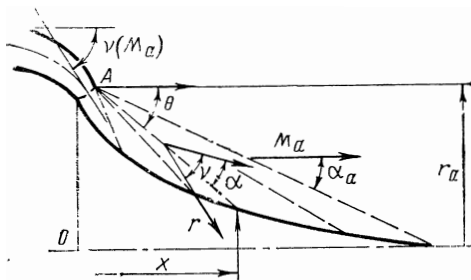


Рис. 21.5. Приближенное построение контура штыревого сопла

При профилировании расширяющейся части производят обычно расчет течения невязкого газа методом характеристик. Расчет выполняют таким образом, чтобы для режима $p_a = p_H$ на выходе из сопла поток был параллелен оси, затем контур укорачивают.

Приближенные методы профилирования основываются на том, что течение в кольцевых соплах в ряде случаев без внесения существенной погрешности можно рассматривать как плоское; осесимметричность течения учитывается с помощью уравнения расхода. В качестве примера рассмотрим профилирование штыревого кольцевого сопла (рис. 21.5).

Предположим, что веер волн разрежения в окрестности кромки сопла такой же, как и в случае плоского сопла: характеристики прямолинейны, параметры на них постоянны. Угол наклона скорости в минимальном сечении в этом случае будет зависеть только от числа Маха на срезе сопла M_a и может быть определен по формуле Прандтля — Майера:

$$v(M_a) = \left(\frac{x+1}{x-1}\right)^{0,5} \arctg \left[\frac{x-1}{x+1} (M_a^2 - 1) \right]^{0,5} - \arctg (M_a^2 - 1)^{0,5}. \quad (21.13)$$

Текущее значение площади проходного сечения для газа равно

$$F = 2\pi \frac{r_a + r}{2} \frac{r_a - r}{\sin \theta} \sin \alpha = \frac{\pi (r_a^2 - r^2)}{M \sin \theta},$$

где $\alpha = \arcsin (1/M)$ — угол Маха.

Выделим текущий радиус контура в явном виде:

$$r = r_a \sqrt{1 - \frac{F}{F_a} M \sin \theta}.$$

Отношение площадей F/F_a удобно выразить через геометрическую степень расширения

$$\frac{F}{F_a} = \frac{F}{F_m} \frac{F_m}{F_a} = q(\lambda_a)/q(\lambda),$$

где $q(\lambda)$ — газодинамическая функция расхода.

В безразмерной форме окончательно получим

$$\bar{r} = r/r_a = \sqrt{1 - [q(\lambda_a)/q(\lambda)] M \sin^2 \theta}. \quad (21.14)$$

Текущая координата \bar{x} определится на основании геометрических соотношений (см. рис. 21.5):

$$\bar{x} = x/r_a = (1 - \bar{r}) \operatorname{ctg} \theta. \quad (21.15)$$

Угол θ между направлением оси и характеристикой выразим через угол Маха $\alpha(M)$ и угол Прандтля — Майера $\nu(M)$. Из геометрических соотношений (см. рис. 21.5) получаем

$$\theta = \nu(M_a) - \nu(M) + \alpha(M). \quad (21.16)$$

Формулы (21.14) — (21.16) позволяют рассчитать контур штыревого сопла.

Аналогично можно получить расчетные формулы для профилирования других типов кольцевых сопел. При проведении расчетов по данным формулам удобно пользоваться таблицами газодинамических функций.

Внутренний участок штыревого кольцевого сопла целесообразно укорачивать. При укорочении его длины до 50% потери тяги практически не возникают; при укорочении на 80—90% потери тяги составляют примерно 1,5—2,5%.

Глава XXII

ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ И ЗАЩИТА СТЕНОК КАМЕРЫ

22.1. ОСНОВНЫЕ СПОСОБЫ ЗАЩИТЫ СТЕНОК

Стенки камеры и газогенератора ЖРД нуждаются в защите от перегрева, окисления и эрозии. Систему защитных мер обычно называют охлаждением. Для охлаждения используют жидкие или газообразные охладители, в некоторых случаях возможна защита стенок без применения охладителей.

На рис. 22.1 и в табл. 22.1 кратко охарактеризованы основные способы защиты стенок. В дополнение к этим сведениям необходимо отметить следующее.

При организации наружного проточного охлаждения в подавляющем большинстве случаев реализуется вариант регенеративного охлаждения. Способ этот впервые предложен еще К. Э. Циолков-

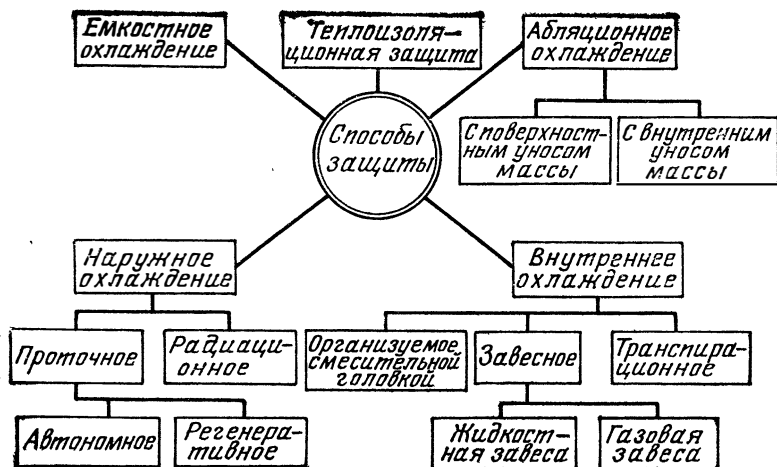


Рис. 22.1. Классификация основных способов защиты стенок

ским и энергетически целесообразен, так как тепло, отбираемое от стенок, не теряется, а возвращается с компонентами топлива в камеру сгорания.

Особым вариантом проточного охлаждения является способ, когда отобранное тепло передается компоненту топлива, но не возвращается с ним в камеру сгорания, а используется для получения тяги в специальных реактивных соплах. Очевидно, что это более или менее рационально лишь при использовании в качестве охладителя топливных компонентов с малой молекулярной массой, прежде всего водорода. Схема такого варианта охлаждения, реализуемого на части сопла, приведена на рис. 22.2.

Автономное проточное охлаждение применяется при некоторых стендовых испытаниях, когда нужно иметь свободу выбора вида охладителя (удобно, например, применять воду) и его расхода.

Для внутреннего завесного и транспирационного охлаждения целесообразно использовать один из компонентов топлива (предпочтительнее горючее, поскольку оно создает восстановительную среду) или низкотемпературные продукты газогенерации.

Любой способ защиты или их сочетание (комбинированные системы защиты) должны обеспечивать в течение заданного времени

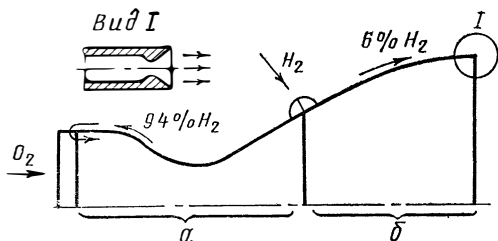


Рис. 22.2. Схема наружного проточного охлаждения камеры двигателя, работающего на компонентах $O_2 + H_2$:

a —участок регенеративного охлаждения водородом; b —участок охлаждения водородом с последующим истечением его через реактивные сопла

Основные способы защиты стенок

Название	Определение	Температурная диаграмма
Наружное охлаждение Проточное охлаждение Автономное охлаждение Регенеративное охлаждение	Отвод тепла от элементов конструкции к охладителю или в окружающее пространство Наружное охлаждение охладителем, протекающим по каналам в стенке Проточное охлаждение, при котором отводимое тепло не передается компонентам топлива Проточное охлаждение, при котором отводимое тепло передается компонентам топлива	
Радиационное охлаждение	Наружное охлаждение, осуществляемое излучением тепла в окружающее пространство	
Внутреннее охлаждение Внутреннее охлаждение, организуемое смесительной головкой	Уменьшение теплового потока к элементам конструкции путем создания на их поверхности защитного слоя жидкости или газа Уменьшение теплового потока благодаря созданию с помощью смесительной головки пристеночного слоя с низкой температурой (обычно $k_{m\text{ ст}} < k_{m\text{ я}}$)	
Завесное охлаждение	Внутреннее охлаждение, осуществляемое путем создания защитного слоя жидкости (жидкостная завеса) или газа (газовая завеса), текущего вдоль стенки	
Транспирационное охлаждение	Внутреннее охлаждение, осуществляемое путем вдува в пограничный слой газа или пара через пористую или перфорированную стенку	

Название	Определение	Температурная диаграмма
Емкостное охлаждение	Предотвращение перегрева элемента конструкции путем поглощения тепла его материалом без уноса массы	
Абляционное охлаждение	Предотвращение перегрева элемента конструкции путем поглощения тепла его материалом с уносом массы	
Теплоизоляционная защита	Уменьшение теплового потока к огневой стенке с помощью теплоизоляционных покрытий, обладающих высоким термическим сопротивлением	

необходимое тепловое состояние стенок, обуславливаемое требованиями их жаростойкости и прочности.

Ниже рассматриваются расчетные методы определения теплового состояния стенок конструкций при различных способах их защиты. Поскольку физика явлений теплопередачи при автономном и регенеративном наружном проточном охлаждении одна и та же, принята такая последовательность изложения: в разд. 22.2 рассматриваются общие физические характеристики, одинаково относящиеся к различным видам проточного охлаждения, а в разд. 22.3 — специфика регенеративного охлаждения, обусловленная ограниченным расходом охладителя.

Известными исходными данными для всех расчетов являются значения плотности теплового потока q и ее составляющих q_k и q_l , рассчитанные методами, изложенными в гл. XIV:

$$q = q_k + q_l,$$

$$\text{где } q_k = \alpha_2 (T_e - T_{ст2}).$$

Для удобства введена некоторая условная величина коэффициента теплоотдачи от газа к стенке α'_2 , учитывающая и конвективный и лучистый теплообмен:

$$\alpha'_2 = \alpha_2 + \frac{q_l}{T_e - T_{ст2}}. \quad (22.1)$$

При этом выражение для плотности теплового потока принимает вид

$$q = \alpha'_2 (T_e - T_{ст2}). \quad (22.2)$$

22.2. НАРУЖНОЕ ПРОТОЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

22.2.1. ОБЩАЯ СХЕМА ПЕРЕДАЧИ ТЕПЛА

На рис. 22.3 показана схема передачи тепла от газа к охладителю через разделяющую стенку. Рассмотрим стационарный режим теплоотдачи.

В тепловом пограничном слое газа толщиной δ_2 тепло от газа передается к стенке. Уравнение этого процесса, как упоминалось, имеет вид

$$q = \alpha'_2 (T_e - T_{ст2}).$$

Через стенку тепло передается в силу теплопроводности, что описывается уравнением

$$q = (T_{ст2} - T_{ст.х}) \bar{\lambda}_{ст} / \delta_{ст}, \quad (22.3)$$

где $\bar{\lambda}_{ст}$ — среднее значение коэффициента теплопроводности материала стенки, обычно вычисляемое при температуре

$$\bar{T}_{ст} = (T_{ст2} + T_{ст.х}) / 2.$$

Уравнение (22.3) записано с некоторыми допущениями, а именно: тепловой поток принят одномерным, распространяющимся только по нормали к стенке (по радиусу); стенка считается плоской, в связи с чем не учтено различие в площадях внутренней и внешней поверхности стенки, а величина q принята неизменной. Эти допущения мало отражаются на результатах расчета.

В тепловом пограничном слое охладителя (хладагента) толщиной δ_x тепло передается от стенки в охладитель и температура снижается от $T_{ст.х}$ до T_x . Уравнение этого процесса имеет вид

$$q = \alpha_x (T_{ст.х} - T_x), \quad (22.4)$$

где α_x — коэффициент конвективной теплоотдачи от стенки к охладителю.

Совместное решение уравнений (22.2) — (22.4) дает следующее уравнение теплопередачи от газа к охладителю через разделяющую стенку:

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha'_2} + \frac{\delta_{ст}}{\bar{\lambda}_{ст}} + \frac{1}{\alpha_x}} (T_e - T_x). \quad (22.5)$$

Величина $\frac{1}{\alpha'_2} + \frac{\delta_{ст}}{\bar{\lambda}_{ст}} + \frac{1}{\alpha_x}$ представляет собой термическое сопротивление теплопереходу от газа к охладителю. Она состоит из

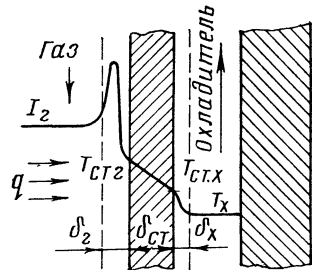


Рис. 22.3. Температурная диаграмма при наружном проточном охлаждении

термических сопротивлений газа $1/\alpha'_2$, стенки $\delta_{ст}/\lambda_{ст}$ и охладителя $1/\alpha_x$.

При характерных для современных ЖРД значениях величин, входящих в формулу (22.5), влияние термического сопротивления газа на температуру стенки наиболее значительно.

22.2.2. ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА ЧЕРЕЗ СТЕНКУ

Уравнение теплопроводности (22.3) можно разрешить относительно температуры $T_{ст.х}$:

$$T_{ст.х} = T_{ст.г} - q\delta_{ст}/\bar{\lambda}_{ст}. \quad (22.6)$$

Увеличение толщины стенки повышает ее термическое сопротивление и согласно уравнению (22.5) несколько уменьшает плотность теплового потока. Одновременно увеличивается температура стенки со стороны газа

$$T_{ст.г} = T_e - q/\alpha'_2. \quad (22.7)$$

Увеличение коэффициента теплопроводности уменьшает термическое сопротивление стенки и увеличивает допустимую плотность теплового потока, которую может пропустить стенка без перегрева. В связи с этим изыскание высокотеплопроводных материалов для охлаждаемой стенки камеры составляет важную задачу материаловедения.

22.2.3. ТЕПЛООТДАЧА В ОХЛАДИТЕЛЬ

В качестве охладителей при наружном проточном охлаждении используют и горючие, и окислители. Применение горючих предпочтительнее, так как они обычно имеют более благоприятные тепло-

физические свойства и, как правило, не создают агрессивной среды. Однако горючего всегда меньше, чем окислителя, и его может оказаться недостаточно.

В связи с различием свойств охладителей и условий применения их в охлаждающем тракте возможны различные режимы теплоотдачи. На рис. 22.4 эти режимы классифицированы в зависимости от давления и температуры охладителя по отношению к критическим параметрам. Стрелками в поле графика показано направление изменения параметров охладителя в тракте охлаждения.

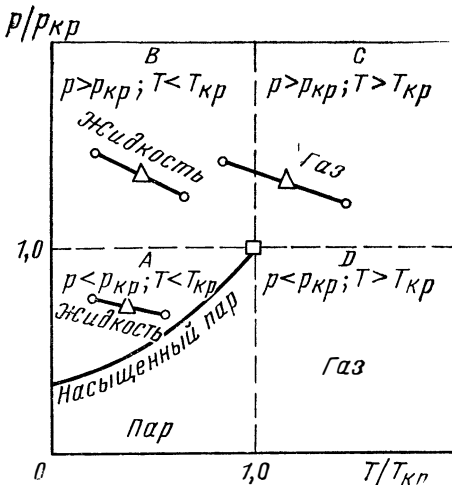


Рис. 22.4. Режимы теплоотдачи в охладитель

При докритических температуре и давлении (режим *A*) охладитель может находиться или в жидкой или в паровой фазах. Границей этих состояний служит зависимость давления насыщенного пара от температуры $p^B=f(T)$, или, что то же самое, зависимость температуры кипения от давления $T_{\text{кип}}=f(p)$. Возможно и двухфазное состояние охладителя, механизм возникновения которого будет рассмотрен ниже.

При сверхкритическом давлении и докритической температуре (режим *B*) охладитель представляет собой однофазную капельную жидкость. При сверхкритических давлении и температуре (режим *C*), а также при условиях режима *D* охладитель находится в газообразном состоянии.

Режимы теплоотдачи одного и того же охладителя могут быть различными при различных условиях в охлаждающем тракте. Возможно, как это показано на рис. 22.4, что в тракт охлаждения поступает жидкий компонент при докритической температуре, затем он нагревается до сверхкритической температуры и далее становится газообразным охладителем. Ниже указаны наиболее характерные режимы теплоотдачи в топливные компоненты.

Компонент	Характерные режимы теплоотдачи
Керосин	B
Водород	B, C
Аммиак	A, B, C
Гидразин	A, B
Диметилгидразин	A, B
Четырехокись азота	A, B
Перекись водорода (90—98%)	A, B
Кислород	B, C

Закономерности теплоотдачи в охладитель можно сгруппировать в 3 характерных вида.

1. **Жидкий однофазный охладитель** (часть режимов *A* при $T_{\text{ст. х}} < T_{\text{кип}}$, все режимы *B*). Режим движения жидкости в тракте охлаждения, как правило, турбулентный. В этом случае для расчета нагрева жидкости обычно применяют известную критериальную зависимость М. А. Михеева

$$Nu_{\text{ж}} = 0,021 Re_{\text{ж}}^{0,8} \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,43} \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}} \right)^{0,25} \epsilon_l, \quad (22.8)$$

где ϵ_l — коэффициент, учитывающий влияние теплового начального участка; $\epsilon_l > 1$, если $l/d < 50$; значения ϵ_l приводятся в руководствах по теплопередаче (например, [52]). Возможно использование формулы Нуссельта—Крауссольда, близкой к зависимости М. А. Михеева:

$$Nu_{\text{ж}} = 0,023 Re_{\text{ж}}^{0,8} \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,4}. \quad (22.9)$$

В критериях с индексом «ж» свойства охладителя берутся при средней температуре жидкости, с индексом «ст» — при температуре стенки со стороны охладителя $T_{\text{ст. х}}$.

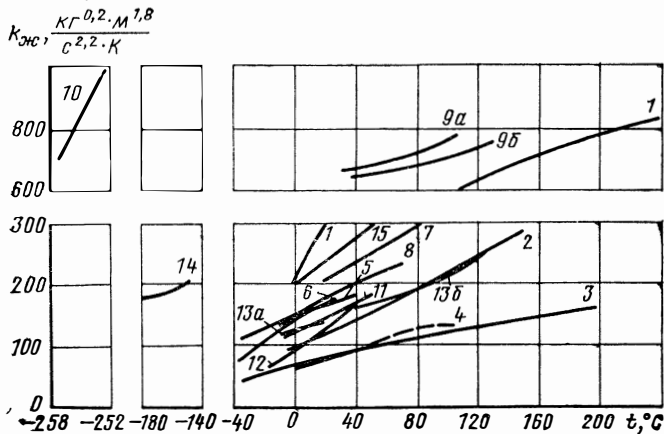


Рис. 22.5. Зависимость комплекса теплофизических свойств $k_{ж}$ от температуры для некоторых компонентов топлива:

1—вода; 2—этиловый спирт 100%; 3—керосин Т-1; 4—тонка-250; 5—несимметричный диметилгидразин; 6—метилгидразин; 7—гидразин; 8—азрозин; 9—аммиак (а—на линии насыщения; б—при давлении 20 МПа); 10—водород (жидкий); 11—азотная кислота 99%; 12—80% $\text{HNO}_3 + 20\% \text{N}_2\text{O}_4$; 13—четыреокись азота (а—на линии насыщения; б—при давлении 10 МПа); 14—кислород (жидкий); 15—перекись водорода 100%

Обе зависимости нуждаются в уточнениях, так как они не отражают влияния таких факторов, как форма поперечного сечения и кривизна канала, неравномерность нагрева и т. п.

Критериальные зависимости можно разрешить относительно коэффициента теплоотдачи. Например, из зависимости (22.9) получаем

$$\alpha_{ж} = 0,023 \frac{(q_w)_{ж}^{0,8}}{d_э^{0,2}} k_{ж}, \quad (22.10)$$

где $d_э$ — эквивалентный диаметр охлаждающего тракта.

В комплекс $k_{ж}$ сгруппированы теплофизические свойства, зависящие для данной жидкости только от температуры:

$$k_{ж} = \lambda_{ж}^{0,6} c_{ж}^{0,4} / \eta_{ж}^{0,4}.$$

На рис. 22.5 приведены значения комплекса теплофизических свойств $k_{ж}$ в зависимости от температуры для ряда компонентов ракетных топлив.

2. Жидкий охладитель в режиме пузырькового кипения [часть режимов А при $T_{кип} < T_{ст.х} \leq (T_{кип} + \Delta T_{пр})$]. Механизм пузырькового кипения кратко может быть описан следующим образом.

Если температура стенки со стороны охладителя $T_{ст.х}$ на несколько десятков градусов превышает температуру кипения охладителя при данном давлении, то основная масса потока (ядро) не закипает, но в пристенном слое появляются пузырьки пара. Основной поток смывает пузырьки с поверхности стенки, и они конденсируются в более холодных слоях жидкости.

Наличие пузырьков на стенке интенсифицирует турбулентный перенос тепла от стенки через пограничный слой к основному по-

току и, следовательно, увеличивает коэффициент теплоотдачи от стенки в охладитель. Значение α_x при пузырьковом кипении может быть значительно больше, чем на режиме без парообразования. Однако рост α_x продолжается лишь до определенного значения перегрева стенки $\Delta T_{пр} = T_{ст.х} - T_{кип}$, при котором многочисленные пузырьки начинают сливаться

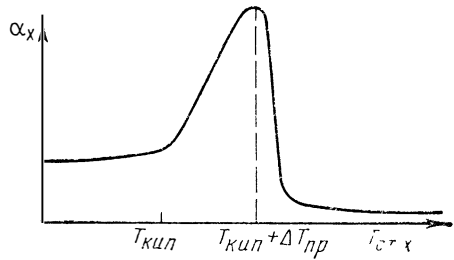


Рис. 22.6. Зависимость α_x от $T_{ст.х}$

в сплошную пленку пара, изолирующую охладитель от стенки. Переход пузырькового кипения в пленочное носит название кризиса теплоотдачи при кипении. При наступлении кризиса коэффициент теплоотдачи резко падает, а температура $T_{ст.х}$ возрастает. Общая теплоотдача в охладитель значительно уменьшается, в результате недопустимо возрастает $T_{ст.х}$. Качественно описанная зависимость α_x от ΔT приведена на рис. 22.6. Значение $\Delta T_{пр}$, соответствующее максимуму α_x , является предельно допустимым. Соответствующее ему значение плотности теплового потока, максимально возможной при пузырьковом кипении, называется первой критической плотностью теплового потока ($q_{пр}$).

Аналитическое определение коэффициентов теплоотдачи на этом режиме затруднительно. Такие наиболее важные величины, как $\Delta T_{пр}$ и $q_{пр}$, для каждого охладителя определяют экспериментально. Величины $q_{пр}$ и $\Delta T_{пр}$ наиболее существенно зависят от скорости охладителя, увеличиваясь с ее ростом, а также от разности между температурой кипения и средней температурой в ядре потока, от давления в тракте охлаждения и от геометрии тракта.

3. Газообразный охладитель (режимы C и D). Охлаждение газами представляет большой интерес, в особенности в связи с применением топлива $O_2 + H_2$. При использовании криогенных компонентов в качестве охладителей большая часть теплосъема приходится на газовое состояние. Охлаждение водородом может быть весьма эффективным благодаря высокой теплоемкости охладителя и возможности значительного подогрева.

Сведения по теплоотдаче в условиях, характерных для охлаждающего тракта ЖРД, пока скудны. Для развитого турбулентного движения при больших температурных градиентах ($T_x/T_{кр} \geq 2$) можно использовать критериальное уравнение

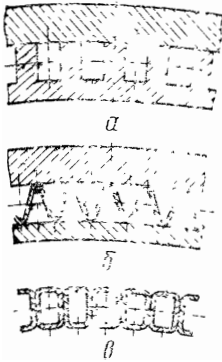
$$Nu_x = 0,023 Re_x^{0,8} \cdot Pr_x^{0,4} \left(\frac{T_x}{T_{ст.х}} \right)^{0,55}, \quad (22.11)$$

в котором величины с индексом «х» следует определять при средней температуре охлаждающего газа.

Более надежные данные в широком диапазоне условий применения газов в качестве охладителей можно получить лишь экспериментом.

22.2.4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОРЕБРЕНИЯ ОХЛАЖДАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Охлаждающий тракт камеры или газогенератора — это совокупность каналов, которые либо образованы внутренней и наружной оболочками, соединенными между собой ребрами (проставками), либо представляют собой трубчатую конструкцию (рис. 22.7, а, б, в). Кроме обеспечения необходимой прочности, оребрение увеличивает теплоотдачу в охладитель из-за увеличения поверхности, омываемой охладителем, и из-за включения в процесс теплоотдачи части наружной оболочки, присоединенной к теплопроводящим ребрам.



Увеличение теплоотдачи в охладитель благодаря оребрению можно оценить коэффициентом эффективности оребрения $\eta_{рб}$:

$$\alpha_{x,рб} = \alpha_x \cdot \eta_{рб}, \quad (22.12)$$

где α_x — коэффициент теплоотдачи в охладитель от гладкой поверхности; $\alpha_{x,рб}$ — условный эффективный коэффициент теплоотдачи от оребренной поверхности.

Рис. 22.7. Некоторые формы охлаждающих трактов

Значения $\eta_{рб}$ определяют для конкретных геометрических форм оребрения методами, приводимыми в руководствах по проектированию (например [28]).

Используя величину $\alpha_{x,рб}$, все расчеты охлаждения для оребренного тракта проводят как для гладкой поверхности.

22.3. НАРУЖНОЕ ПРОТОЧНОЕ РЕГЕНЕРАТИВНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

22.3.1. УСЛОВИЯ НАДЕЖНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Общим условием надежности охлаждения является поддержание заданного (допустимого) теплового состояния элементов конструкции. При регенеративном охлаждении это необходимо обеспечить, располагая ограниченным расходом охладителя m_x . Отсюда первое условие надежности охлаждения: воспринять все тепло, поступающее в охлаждающий тракт, охладитель не должен перегреваться выше некоторой, допустимой для данного компонента температуры

$$T_{x,вых} \leq (T_{доп})_x.$$

В одних случаях максимально допустимой является температура кипения, в других — температура термического или термохимического разложения. Для углеводородных горючих типа керосина, например, термическое разложение (крекинг) приводит к образованию вязких веществ (смол) и твердого кокса. Подобные отложения на стенке, омываемой охладителем, недопустимо увеличивают ее термическое сопротивление.

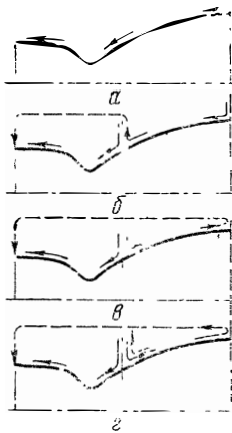
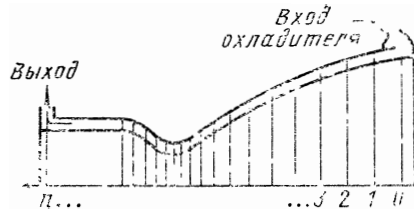


Рис. 22.8. Некоторые схемы наружного проточного регенеративного охлаждения

Рис. 22.9. Пример разбивки тракта камеры на участки для расчета охлаждения



Второе условие связано с необходимостью не превышать на всех участках охлаждающего тракта допустимые температуры стенок, а именно: температура «горячей» стенки (со стороны газа) не должна превосходить допустимую для данного материала по условиям жаростойкости; температура «холодной» стенки (со стороны охладителя) не должна превосходить допустимую для данного охладителя по условиям пузырькового кипения или разложения; распределение температур стенки должно быть приемлемым для данного материала по условиям его прочности. Итак, для соблюдения второго условия надежного охлаждения необходимо выполнение условий: $T_{ст.г} \leq (T_{доп})_{жаростойкость}$; $T_{ст.х} \leq (T_{ст} + \Delta T_{пр})$; $T_{ст} \leq (T_{доп})_{прочность}$.

Выполнение этих условий контролируют при расчете регенеративного охлаждения. Расчет ведут применительно к принятой схеме охлаждения (примеры схем *a—г* приведены на рис. 22.8) по участкам. Обычно используют ту же разбивку тракта камеры, что и при определении плотности теплового потока от газа к стенке (рис. 22.9).

Ниже расчет регенеративного охлаждения рассмотрен в таком порядке: характерные этапы; анализ ограничений; общая последовательность.

22.3.2. ПОДОГРЕВ ОХЛАДИТЕЛЯ

Подогрев охладителя в тракте рассчитывают по ходу движения компонента. Расчет дает не только суммарный подогрев, но и местные значения температуры охладителя на различных участках.

Для каждого из участков тракта составляют уравнение теплового баланса (теплоотводом в окружающую среду через наружные стенки можно пренебречь):

$$\Delta T_{xt} = \frac{Q_i}{\dot{m}_{xt} \int_{T_i}^{T_{i+1}} c_{xt} dT}, \quad (22.13)$$

где Q_i — количество тепла, которое должно быть воспринято охладителем на i -м участке; m_{xi} — секундный расход охладителя там же; c_{xi} — теплоемкость охладителя.

Величину Q_i определяют интегрированием q на данном участке камеры L_i :

$$Q_i = \int_{L_i}^{L_{i+1}} q \frac{\pi d}{\cos \alpha} dL, \quad (22.14)$$

где d — внутренний диаметр камеры, изменяющийся на участке; α — угол наклона образующей камеры к ее оси.

Если разбивка на участки частая, то можно пользоваться средними значениями q и d для данного участка

$$\Delta T_{xi} = \frac{\bar{q}_i \Omega_i}{c_{xi} \bar{m}_{xi}}, \quad (22.15)$$

где \bar{q}_i — среднее значение удельного теплового потока на i -м участке; Ω_i — поверхность i -го участка, определяемая по формуле

$$\Omega_i = \frac{\pi(d_i + d_{i+1})}{2 \cos \alpha} \Delta L_i.$$

Так как значение температуры на выходе из участка заранее неизвестно, то среднюю теплоемкость охладителя определяют методом подбора.

Температура охладителя в сечении $(i+1)$ составляет

$$T_{x(i+1)} = T_{xi} + \Delta T_{xi}, \quad (22.16)$$

а на выходе из охлаждающего тракта

$$T_{x.вых} = T_{x.вх} + \sum_{i=1}^n \Delta T_{xi}, \quad (22.17)$$

где величина $\sum_{i=1}^n \Delta T_{xi}$ представляет собой полный подогрев охладителя в тракте.

22.3.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОХОДНЫХ СЕЧЕНИЙ ОХЛАЖДАЮЩЕГО ТРАКТА

Для отвода теплового потока с плотностью q в охладитель на каждом участке камеры необходимо обеспечить определенное значение коэффициента теплоотдачи от стенки к охладителю. В общем случае эта величина равна

$$\alpha_x = \frac{q}{T_{ст.х} - T_x}.$$

После того как определены значения q , $T_{ст.х}$ и T_x при заданном расходе охладителя \dot{m}_x , обеспечить необходимый коэффициент α_x можно, изменяя скорость охладителя, которая зависит от пло-

шади канала и характера оребрения. В случае жидкого охладителя, когда коэффициент теплоотдачи определяется выражением (22.10), необходимо обеспечить

$$\alpha_x = 0,023 \frac{(\rho w)_ж^{0,8}}{d_э^{0,2}} k_ж,$$

откуда необходимая площадь составляет

$$F_x = \dot{m}_x \left(\frac{0,023 k_ж}{\alpha_x d_э^{0,2}} \right)^{1,25}$$

или, если учесть разность площадей гладких внутренней и внешней поверхностей огневой стенки, а также возможное оребрение

$$F_x = \dot{m}_x \left[\frac{0,023 k_ж (T_{ст.х} - T_x) \eta_p (1 + \delta_{ст}/D)}{q d_э^{0,2}} \right]^{1,25}. \quad (22.18)$$

Чтобы обеспечить необходимый отвод тепла, площадь проходного сечения охлаждающего тракта должна быть не больше, чем найденная по формуле (22.18). По принятым значениям F_x подсчитывают скорость движения охладителя

$$w_x = \dot{m}_x / F_x \rho_x.$$

Скорость жидких охладителей достигает десятков метров в секунду, газообразных — существенно больше.

22.3.4. ПОТЕРИ ДАВЛЕНИЯ В ОХЛАЖДАЮЩЕМ ТРАКТЕ

Одновременно с расчетом теплоотдачи рассчитывают изменение давления в охлаждающем тракте. Потери давления на каждом участке i определяются изменением количества движения $(\rho w \Delta w)$, потерями на трение $\Delta p_{тр}$ и местными гидравлическими потерями Δp_m :

$$\Delta p_x = \rho w \Delta w + \Delta p_{тр} + \Delta p_m. \quad (22.19)$$

Изменение количества движения имеет значение лишь в случае газообразного охладителя при высоких скоростях течения.

Потери на трение для жидкого охладителя определяют по формуле

$$\Delta p_{тр} = \xi \frac{\Delta L}{d_э} \frac{\rho_ж w_ж^2}{2}. \quad (22.20)$$

Значения $\rho_ж$, $w_ж$ и $d_э$ принимают средними для данного участка. Безразмерный коэффициент трения ξ определяют для турбулентного течения жидкости:

$$\text{при } Re = 3 \cdot 10^3 \dots 10^5 \quad \xi = \frac{0,32}{Re^{0,25}};$$

$$\text{при } Re = 10^5 \dots 10^8 \quad \xi = 0,0032 + \frac{0,221}{Re^{0,237}}.$$

Число Рейнольдса в формулах для определения ξ находят по средним значениям определяющих параметров, отнесенным к средней температуре охладителя и гидравлическому диаметру канала.

Потери давления из-за местных сопротивлений (внезапное расширение и сужение, поворот и т. п.) определяют по формуле

$$\Delta p_m = \xi_i \rho_{ж} w_{ж}^2 / 2, \quad (22.21)$$

где ξ_i — коэффициент местного сопротивления, заимствуемый из справочников.

Потери давления на режимах *A* с пузырьковым кипением выше, чем потери при движении однофазной жидкости. Аналитическое определение их затруднительно.

Потери давления на режимах *C* и *D* определяются по соответствующим зависимостям для газов.

После того, как найдены потери давления на участке, определяют абсолютное давление охладителя

$$p_{i+1} = p_i - \Delta p_{xi},$$

знать которое необходимо для расчета на прочность и определения температуры кипения охладителя.

Суммарные потери давления в охлаждающем тракте определяют, суммируя Δp_{xi} по всем участкам:

$$\Delta p_x = \sum_{i=1}^n \Delta p_{xi}.$$

Эту величину используют при расчете системы подачи топлива.

22.3.5. ОГРАНИЧЕНИЯ РЕГЕНЕРАТИВНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Условия надежности регенеративного охлаждения, сформулированные выше, следует, очевидно, дополнить условиями рациональности этого способа охлаждения.

К условиям рациональности можно отнести следующие: потери давления в охлаждающем тракте должны быть возможно меньшими, чтобы снизить мощность и массу средств подачи топлива; тракт охлаждения должен быть технологичным.

Выполнить условия надежного и рационального охлаждения можно не для любой камеры. При выбранном топливе и заданной максимальной тяге имеются ограничения по давлению в камере сгорания, а при выбранном топливе и фиксированном давлении — по тяге.

Ограничение по $p_{oc\max}$ обуславливается прочностью и устойчивостью стенки камеры при максимально допустимой температуре $T_{ст2}$. С увеличением давления p_{oc} минимально необходимая по условиям прочности и устойчивости толщина стенки из принятого материала $\delta_{ст\min}$ увеличивается. В то же время, как было показано выше, для эффективной передачи тепла через стенку и снижения $T_{ст2}$ толщина ее должна быть возможно меньшей. Одновременное удовлетворение требованиям прочности, устойчи-

ности и теплопередачи возможно лишь при определенном сочетании величин $\delta_{ст}$ и p_{0c} . Диапазон приемлемых значений $\delta_{ст}$ сокращается с ростом p_{0c} .

Применение связанных оболочек, когда силовую нагрузку несет наружная стенка тракта охлаждения, существенно расширяет диапазон допустимых значений давления p_{0c} по прочности. Однако в отношении устойчивости стенки опасным является режим запуска, когда давление компонента в тракте охлаждения велико, а в камере сгорания еще мало.

Ограничение по $p_{0c\min}$ обуславливается располагаемой тепловосприимчивостью охладителя, т. е. максимальным количеством тепла, которое можно передать одному килограмму охладителя, не перегревая его выше некоторой допустимой температуры.

В камере регулируемой тяги уменьшение p_{0c} означает прямо пропорциональное уменьшение расхода компонента — охладителя. Количество же тепла, которое поступает в стенку и должно быть воспринято охладителем, уменьшается в меньшей степени, примерно пропорционально $p_{0c}^{0,8}$. На единицу расхода приходится большее количество тепла, подогрев охладителя увеличивается. К тому же при снижении p_{0c} и, следовательно, при уменьшении давления компонента — охладителя снижается его температура кипения (если давление меньше критического). В результате при значениях p_{0c} , меньших некоторого значения $p_{0c\min}$, регенеративное охлаждение данным компонентом неосуществимо вследствие его перегрева выше допустимой температуры.

Ограничение по тяге проиллюстрируем на простом примере. Пусть две камеры различной тяги работают на одном и том же топливе при одинаковых p_{0c} ; необходимое время пребывания топлива в камере сгорания одно и то же. Объем камеры сгорания согласно формуле (19.20) должен изменяться пропорционально секунднему расходу топлива и, следовательно, тяге. Для цилиндрической камеры сгорания с размерами $d_{к.с}$ и $L_{к.с} = bd_{к.с}$ объем ее составляет

$$V_{к.с} = \frac{\pi d_{к.с}^2}{4} L_{к.с} \approx aP.$$

Следовательно, $d_{к.с} \approx a_1 P^{1/3}$.

В то же время поверхность камеры сгорания, воспринимающая тепло, составляет

$$Q = \pi d_{к.с} L_{к.с} \approx \text{const } d_{к.с}^2 = a_2 P^{2/3}.$$

Итак, поверхность нагрева изменяется медленнее, чем тяга и расход охлаждающего компонента. В рассматриваемых условиях плотность теплового потока в стенке q одинакова. Значит, количество тепла, передаваемое единице расхода охладителя, больше для камеры малой тяги. При значениях тяги ниже некоторой величины P_{\min} регенеративное охлаждение одним или даже обоими компонентами невозможно вследствие их перегрева.

На рис. 22.10 показаны качественные зависимости изменения температуры одного и того же жидкого компонента — охладителя в трех камерах, спроектированных на различные тяги и работающих на переменных режимах. Там же нанесена максимально допустимая температура $T_{\text{доп.х}}$ (по закипанию, разложению и др.) охладителя в зависимости от давления. Как видно, во всех камерах подогрев охладителя увеличивается при снижении $p_{\text{ос}}$. В камере 1 с наибольшей тягой P_1 этот подогрев менее значителен, чем в камере 2 с тягой $P_2 < P_1$, а в камере 2 меньше, чем в камере 3 с

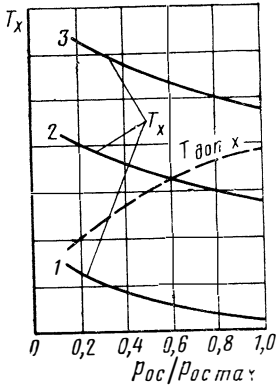


Рис. 22.10. Характер зависимости температуры охлаждающего жидкого компонента в камерах различных тяг и на различных режимах

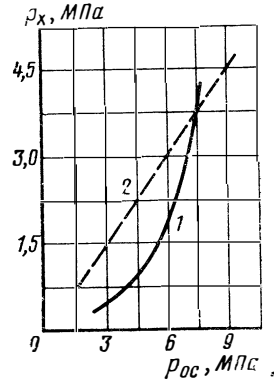


Рис. 22.11. Зависимость потерь давления в охлаждающем тракте от давления в камере сгорания

тягой $P_3 < P_2$. Соответственно в камере 1 возможен широкий диапазон режимов без перегрева охладителя, в камере 2 он сужен, а в камере 3 регенеративное охлаждение вообще неосуществимо, так как охладитель максимально подогревается даже при $p_{\text{ос max}}$.

Ограничение по потерям давления в охлаждающем тракте возможно установить лишь при комплексной оценке двигательной установки, включающей в себя расчет мощностей и масс систем подачи топлива. Качественный характер этого ограничения виден на рис. 22.11, где в зависимости от давления в камере сгорания нанесены потери давления в охлаждающем тракте (кривая 1) и допустимая их величина (кривая 2). Зависимости справедливы для заданного топлива, фиксированной тяги и определенных характеристик охлаждающего тракта.

Технологические ограничения чаще всего выражаются в том, что затруднительно точное выполнение трактов сложной конфигурации с переменными толщинами стенок и также переменными и малыми по абсолютной величине проходными сечениями для охладителя. Практика показывает, однако, что эти ограничения с совершенствованием технологии преодолеваются.

В заключение следует отметить, что несмотря на ряд охарактеризованных выше ограничений, регенеративное проточное охлаж-

дение является наиболее распространенным видом охлаждения ЖРД и по мере развития двигателестроения расширяет границы своего применения. По сведениям зарубежной печати, например, регенеративное охлаждение ЖРД на компонентах $O_2 + \text{углеводородное}$ горючее осуществимо при давлениях в камере сгорания p_{0c} более 20 МПа. При использовании же водорода в качестве охладителя допустимы давления более 35 МПа.

22.3.6. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ РАСЧЕТА

Исходными данными для расчета являются: параметры продуктов сгорания, полученные термодинамическим расчетом;

секундный расход охладителя и его свойства в зависимости от температуры и давления;

толщины стенок камеры, назначенные предварительно по условиям прочности и жаростойкости;

свойства материала стенки при различных температурах.

Для камеры с регулируемой тягой упомянутые данные нужно знать на максимальном и минимальном режимах.

Обычно расчет является проверочным: задавшись распределением температуры $T_{ст,z} < T_{доп}$ по всему тракту камеры, проверяют, возможно ли обеспечить надежное регенеративное охлаждение.

Последовательность расчета в этом случае такова.

1. Для режима $p_{0c \max}$ методами, изложенными в гл. XIV, рассчитывают распределение плотности теплового потока q по всему тракту при некоторых принятых (допустимых) значениях $T_{ст,z}$.

Эпюру q получают при заданном соотношении компонентов топлива k_m в пристеночном слое и по возможности с учетом влияния внутреннего охлаждения (см. разд. 22.5), если таковое предусмотрено.

Если известно распределение q_0 по тракту «эталонной» камеры, геометрически подобной данной и работающей на том же топливе, то для определения q можно воспользоваться формулой пересчета

$$\frac{q}{q_0} = \left(\frac{p_{0c}}{p_{0c0}} \right)^{0,85} \left(\frac{d_{ж0}}{d_{ж}} \right)^{0,15} \frac{S}{S_0}.$$

Эту же формулу можно применять для пересчета q при изменении p_{0c} .

2. Для режима $p_{0c \min}$ проверяют подогрев охладителя. Если температура $T_{х,вых}$ ниже некоторой максимально допустимой, то охлаждение камеры рассматриваемым компонентом принципиально возможно.

3. По формуле (22.6) определяют значения температуры стенки со стороны охладителя

$$T_{ст,x} = T_{ст,z} - q \delta_{ст} / \bar{\lambda}_{ст}.$$

Проверяют, не превышает ли $T_{ст,x}$ допустимую температуру стенки. При $T_{ст,x} > T_{ст,доп}$ или, наоборот, при чрезмерно заниженной $T_{ст,x}$ варьируют, если возможно, величинами $\delta_{ст}$ и $\lambda_{ст}$. При неболь-

шом отклонении их от первоначальных значений можно не делать пересчета q и $T_{ст2}$.

4. Рассчитывают необходимые размеры проходных сечений охлаждающего тракта по формулам вида (22.18). Определяют возможность конструктивного и технологического выполнения тракта и вносят, если необходимо, коррективы. Определяют скорость охладителя.

5. После профилирования тракта с учетом конструктивных и технологических требований проверяют принятые значения $T_{ст2}$. Для этого по формулам (22.10) или (22.11) определяют значения $\alpha_{ж}$ и α_2 , по экспериментальным данным — значения $\alpha_{пр}$ и $q_{пр}$, а затем — температуры стенки со стороны охладителя:

$$T_{ст.х} = T_{ж} + q_{пр}/\alpha_{пр} \text{ — (режим } A, \text{ пузырьковое кипение);}$$

$$T_{ст.х} = T_{ж} + q/\alpha_{ж} \text{ — (часть режимов } A, \text{ режим } B);$$

$$T_{ст.х} = T_{ж} + q/\alpha_2 \text{ — (режимы } C \text{ и } D).$$

Далее рассчитывают температуру стенки со стороны газа:

$$T_{ст2} = T_{ст.х} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} q.$$

Обычно достаточно совпадения заданных и полученных значений с точностью до нескольких процентов. При больших расхождениях производят пересчет.

6. Определяют потери давления в охлаждающем тракте и оценивают их приемлемость.

Если какое-либо из условий наружного проточного регенеративного охлаждения не выполняется во всех возможных вариантах выбранной схемы, то это свидетельствует о необходимости изменения схемы охлаждения, в том числе применения других средств теплозащиты.

22.4. НАРУЖНОЕ РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

При наружном радиационном охлаждении тепло, поступившее от продуктов сгорания в стенку, отводится от нее в окружающее пространство тепловым излучением. На установившемся режиме, когда температура стенки достигает некоторого равновесного значения $T_{ст.р}$ и практически одинакова по толщине, уравнение баланса передаваемого тепла выглядит следующим образом:

$$\alpha'_2 (T_e - T_{ст.р}) \Omega_{вн} = \epsilon_{ст} \sigma \left(\frac{T_{ст.р}}{100} \right)^4 \Omega_{нар}$$

$$\text{или } \alpha'_2 (T_e - T_{ст.р}) = \epsilon_{ст} \sigma \left(\frac{T_{ст.р}}{100} \right)^4 \eta_{рб}, \quad (22.22)$$

где $\epsilon_{ст}$ — интегральная степень черноты наружной стенки, зависящая от материала и состояния поверхности; $\eta_{рб}$ — коэффициент эффективности оребрения, представляющий в данном случае отношение наружной и внутренней поверхностей.

Из уравнения (22.22) при прочих известных данных может быть найдено значение $T_{ст.р}$. На рис. 22.12 приведено графическое

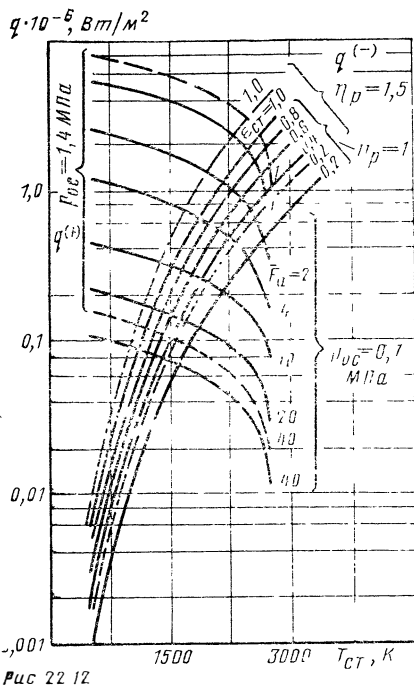


Рис 22.12

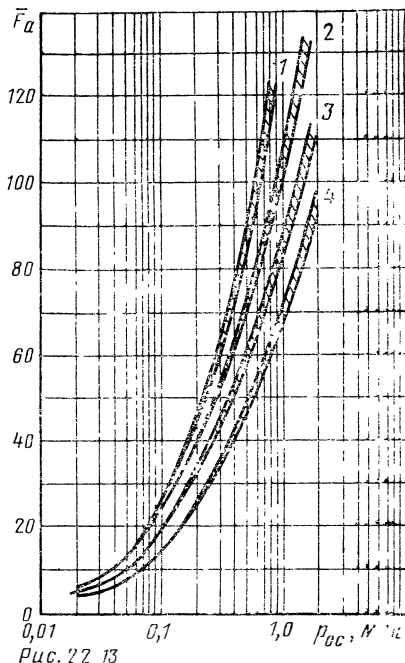


Рис. 22.13

Рис. 22.12. Графическое решение уравнения теплового баланса при наружном радиационном охлаждении:

топливо N_2O_4 +азрозин-50; $k_m=2$; q_+ —подводимое тепло; q_- —отводимое тепло; — $p_{0c}=0,7$; МПа; $\eta_{рб}=1$; $p_{0c}=1,4$ МПа, $\eta_{рб}=1,5$

Рис. 22.13. Оценка возможностей наружного радиационного охлаждения:

топлива: 1— F_2+H_2 ; 2— $OF_2+B_2H_6$; 3— O_2+H_2 ; 4— N_2O_4 +азрозин-50

решение этого уравнения для некоторого условного примера. Точки пересечения кривых $q^{(+)}$ и $q^{(-)}$ соответствуют значениям $T_{ст.р}$. Видно, что эти значения уменьшаются по мере удаления от минимального сечения сопла (с ростом $\bar{F}=F/F_m$). Значения $T_{ст.р}$ существенно зависят от $\epsilon_{ст}$, снижаясь при ее увеличении. Рост давления, в камере сгорания, увеличивающий тепловой поток в стенки, приводит к росту $T_{ст.р}$. Создание развитой оребренной наружной поверхности (увеличение $\eta_{рб}$) снижает $T_{ст.р}$.

Эти зависимости справедливы и в общем случае. Наружное радиационное охлаждение, отличающееся простотой и хорошими массовыми характеристиками, обеспечивает допустимые значения температуры стенки при относительно низких давлениях. В камерах ЖРД это концевые участки расширяющегося сопла, выполняемые из тугоплавких материалов с высокими значениями $\epsilon_{ст}$ и имеющие развитую оребренную наружную поверхность. На рис. 22.13 ориентировочно приведен нижний предел значений степени расширения сопла из молибдена, начиная с которых для надежного охлаждения достаточно радиационной теплоотдачи в окружающую среду.

Кроме основного ограничения радиационного охлаждения по давлению имеется еще одно ограничение: для лучшего отвода тепла желательно размещение охлаждаемого элемента вне конструкции летательного аппарата.

Дальнейшее развитие радиационного охлаждения в значительной мере зависит от решения ряда материаловедческих и технологических проблем. Необходимы материалы, обладающие сочетанием большой жаростойкости, высокой степени черноты и хорошей обрабатываемости.

22.5. ВНУТРЕННЕЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

22.5.1. СОЗДАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОГО СЛОЯ СМЕСИТЕЛЬНОЙ ГОЛОВКОЙ

Пристеночный слой, состоящий из низкотемпературных продуктов сгорания, можно создать с помощью смесительной головки, периферийные форсунки которой обеспечивают вблизи стенок камеры существенный избыток одного из компонентов, например горючего, в результате чего снижается температура пограничного слоя.

При течении продуктов сгорания происходит процесс перемешивания ядра потока с пристеночным слоем. Этот процесс зависит от степени турбулентности ядра потока и пристеночного слоя, определяемой смесительными элементами головки камеры и процессом горения. Обычно принимают двухслойную модель течения: ядро потока — пристеночный слой, и плотность теплового потока вычисляют по методике, описанной в гл. XIV для $k_m = k_m \text{ ст.}$

В связи с тем, что процессы радиального перемешивания компонентов топлива протекают относительно медленно, при правильной организации пристеночного слоя его защитное действие может сохраняться до минимального сечения сопла.

22.5.2. ЗАВЕСНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

При этом способе защиты стремятся создать с огневой стороны стенки камеры равномерную по периметру, устойчивую жидкую или газовую пленку охладителя, которая вводится через пояса завесы. Каждый пояс расположен в одном поперечном сечении. По длине камеры поясов может быть несколько. Для повышения устойчивости пленки часто применяют тангенциальный подвод охладителя через щели или отверстия в поясах завесы.

При внутреннем охлаждении жидкостной завесой с докритическим давлением охладителя часть тепла продуктов сгорания расходуется на повышение температуры охладителя и его последующее испарение. Вследствие испарения пленка постепенно уменьшается, а затем исчезает, и на некотором расстоянии сохраняется слой пара охладителя. В качестве охладителя применяют компонент топлива (обычно горючее) или специальную жидкость с подходящими свойствами. Защитное действие жидкостной завесы состоит в снижении плотности конвективного теплового потока за счет уменьшения разности температур в пограничном слое, в сни-

жении плотности лучистого теплового потока (жидкая пленка является хорошим изолятором от теплового излучения) и в создании у стенок восстановительной или нейтральной среды. Кроме того, пленка защищает стенки от эрозионного воздействия газового потока.

Защитный эффект жидкостной завесы проявляется уже при очень малых толщинах пленки. Чрезмерное увеличение толщины пленки приводит к возникновению волн на поверхности пленки, а затем и к возможности отрыва частиц жидкости («капельный унос» с поверхности). Следствием этого является неэффективное расходование жидкости и увеличение общих тепловых потоков к пленке из-за увеличения ее поверхности.

Расход охладителя на жидкостную завесу может составлять от 0,5 до 5% общего расхода топлива. При таких небольших расходах трудно обеспечить равномерную по периметру, устойчивую защитную пленку необходимой длины. Пока необходимую длину защитной пленки определяют экспериментально, варьируя давление впрыска, размеры и расположение отверстий или щелей в поясах и т. п.

Степень снижения плотности теплового потока на участках жидкостной завесы может достигать 50—70%. Характерной является стабилизация плотности теплового потока, начиная с некоторого значения относительного расхода жидкости, вводимой для создания завесы.

Газовая завеса организуется либо при вводе на огневую стенку испаренного топливного компонента (например, водорода), либо при вводе продуктов газогенерации.

22. 5. 3. ТРАНСПИРАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

При этом методе теплозащиты внутренняя стенка камеры или ее часть, если транспирационное охлаждение применяется на определенном участке камеры, изготавливается из мелкопористого материала с диаметром пор в несколько десятков микрон.

Пористый материал обычно получают спеканием порошков металлов или прессованием металлических сеток. При этом стремятся к тому, чтобы микроотверстия в материале располагались равномерно, а их количество на единицу площади было большим.

Защитное действие транспирационного охлаждения аналогично завесному. Если используется жидкий охладитель, то он по порам подается с небольшой скоростью на огневую поверхность стенки, создается защитная завеса, плотность теплового потока в стенку снижается. При некотором критическом значении расхода жидкого охладителя температура стенки становится равной температуре кипения жидкости при данном давлении. На режиме критического расхода внутренняя стенка защищается сплошной завесой жидкости. При снижении расхода жидкость частично испаряется, а завеса становится в основном газовой.

Предпочтительнее, особенно при использовании в качестве охладителей H_2 и NH_3 , испарять жидкий охладитель у наружной по-

верхности стенки и вдувать в пограничный слой у внутренней стенки холодный пар. Это обеспечивает большую равномерность охлаждения поверхности.

Количественные соотношения между расходом охладителя и снижением плотности теплового потока зависят от свойств охладителя, материала стенки и параметров газового потока. В общем случае расход охладителя при транспирационном охлаждении в 3—5 раз меньше, чем при завесном, что обусловлено небольшими скоростями ввода охладителя и равномерным охлаждением поверхности. Преимущества транспирационного охлаждения увеличиваются при больших температурных перепадах ($T_e - T_{ст2}$).

Применение транспирационного охлаждения сдерживается рядом трудностей материаловедческого и технологического характера. При условии преодоления этих трудностей транспирационное охлаждение можно считать перспективным и почти единственно пригодным для охлаждения камер с очень высокими плотностями теплового потока в стенку (ЖРД на высокоэнергетических топливах с большим давлением $p_{0с}$, газозатражные ядерные ракетные двигатели).

22.6. ЕМКОСТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Особенностью теплоотдачи при емкостном охлаждении, ранее охарактеризованном в табл. 22.1, является нестационарность процесса. После запуска двигателя элементы конструкции камеры нагреваются вследствие аккумуляции тепла (теплоотвод в окружающую среду пренебрежимо мал).

Температура стенки, вначале одинаковая по ее толщине и равная $T_{ст0}$, быстро повышается на внутренней стороне и медленнее — на внешней. С ростом температуры огневой поверхности плотность теплового потока, зависящая от разности температур ($T_e - T_{ст2}$), уменьшается, поэтому температура стенки растет сначала быстро, а затем медленно, асимптотически приближаясь к температуре газа и выравниваясь по толщине стенки. При достижении равенства $T_{ст2} = T_e$ передача тепла прекратится. На рис. 22.14 показано изменение температуры стенки на различных расстояниях от огневой поверхности y и изменение плотности теплового потока q по времени. Как видно, повышение температуры материала стенки в слоях, удаленных от огневой поверхности, замедленное.

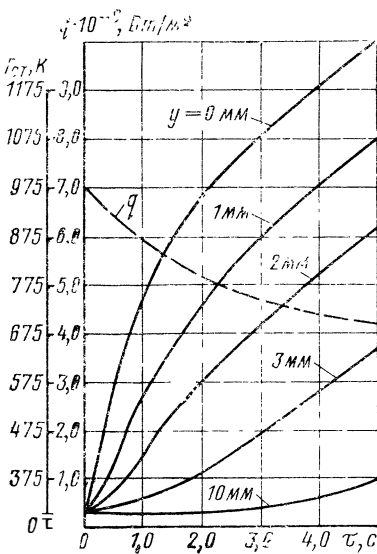


Рис. 22.14. Изменение температуры стенки и плотности теплового потока по времени ($\alpha'_2 = 2900$ Вт/(м²·К), сталь)

При расчете нагрева стенок камеры процесс теплопередачи для упрощения обычно принимают одномерным; тепловым потоком в окружающую среду пренебрегают. При таких допущениях для расчета нестационарного теплообмена можно использовать уравнение

$$\partial T / \partial \tau = a (\partial^2 T / \partial y^2) \quad (22.23)$$

при следующих граничных условиях:

$$\tau = 0, T(y, 0) = T_{ст0} = \text{const}; \quad (22.24)$$

$$y = 0, q = -\lambda_{ст} (\partial T / \partial y)_{y=0}; \quad (22.25)$$

$$y = \delta, \lambda_{ст} (\partial T / \partial y)_{y=\delta} \approx 0, \quad (22.26)$$

где δ — толщина стенки; $a = \lambda_{ст} / c_{ст} \rho_{ст}$ — коэффициент температуропроводности; y — расстояние от огневой поверхности в направлении, перпендикулярном стенке.

Уравнение (22.23) вместе с граничными условиями справедливо как для однослойной, так и для многослойной стенки, при этом для многослойной стенки коэффициенты a и $\lambda_{ст}$ будут иметь различные значения.

Точное решение уравнения (22.23) с учетом изменения во времени значения q и изменения от температуры величин a и $\lambda_{ст}$ представляет известные трудности. Обычно применяют либо приближенный метод элементарных балансов, разработанный А. П. Ваничевым, либо численный метод интегрирования в конечных разностях. Решение уравнений нестационарного теплообмена приводится, например, в учебнике [64].

Очевидно, что время безопасной работы камеры с емкостным охлаждением будет ограничено временем, за которое температура стенки $T_{ст2}$ достигнет предельно допустимого значения. При емкостном охлаждении эта температура близка к температуре плавления материала, если глубокие слои стенки обеспечивают при этом необходимую прочность. Время достижения опасной в этом смысле температуры зависит от величины температуры плавления (или сублимации) данного материала, его теплоемкости и теплопроводности.

Чем выше теплоемкость материала, тем большее количество тепла может аккумулироваться в массе стенки, тем медленнее будет расти температура стенки со стороны газа. Увеличение теплопроводности материала позволяет быстрее отводить тепло от огневой поверхности и замедляет рост $T_{ст2}$.

Различные материалы имеют разные сочетания значений теплоемкости и теплопроводности, поэтому в одинаковых условиях время безопасной работы для них неодинаково. На рис. 22.15 показано изменение температуры стенки со сторо-

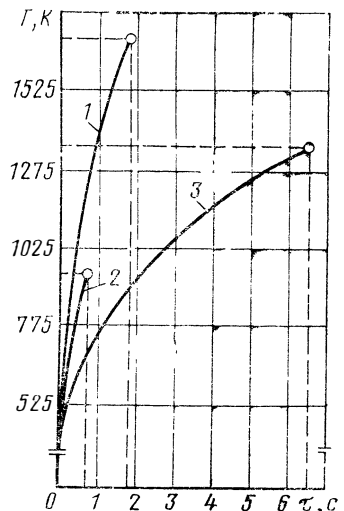


Рис. 22.15. Время безопасной работы стенки:

1—из мягкой стали; 2—из алюминиевого сплава; 3—из меди

ны газа в условиях, характерных для ракетных двигателей [начальная разность температур между газом и поверхностью 3300 К ; $q=16 \cdot 10^6\text{ Вт/м}^2$, $\alpha'_2 = 5600\text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$], для трех различных материалов. Кривые доведены до точек плавления.

Как видно, время безопасной работы медной стенки существенно больше, чем стальной, несмотря на ее более низкую температуру плавления и примерно одинаковую теплоемкость. Причина — в значительно большей теплопроводности меди.

Основной недостаток емкостного охлаждения — массивность конструкции. Вследствие этого емкостное охлаждение применяется лишь в небольших двигателях (часто модельных) с ограниченным временем работы.

22.7. ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННАЯ ЗАЩИТА

Для тепловой защиты материала стенки со стороны огневой поверхности часто применяются теплоизоляционные покрытия. Если покрытия не разрушаются во время работы и не реагируют с газовым потоком (инертные покрытия), то их защитное действие состоит в создании на пути теплового потока слоя с высоким термическим сопротивлением (рис. 22.16). Согласно уравнению

$$q = (T_{\text{ст}2} - T_1) \bar{\lambda}_1 / \delta_1$$

наиболее высокая температура основного материала составляет

$$T_1 = T_{\text{ст}2} - q \delta_1 / \bar{\lambda}_1.$$

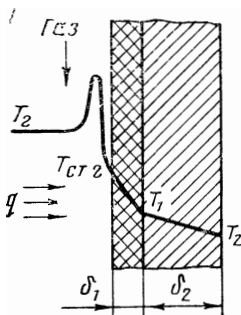


Рис. 22.16. Распределение температуры в стенке с покрытием

Очевидны основные требования к свойствам материала покрытия: высокая температура плавления, необходимая для того, чтобы противостоять высокотемпературному газовому потоку, и низкая теплопроводность. Дополнительно требуются хорошая сцепляемость (адгезия) покрытия с основ-

ным материалом, высокая стойкость по отношению к вибрационным нагрузкам, механическим и тепловым ударам.

Не существует материалов, одинаково хорошо удовлетворяющих этим требованиям в разнообразных условиях. Поэтому выбор материала теплоизоляционных покрытий производится из довольно широкого перечня химических элементов, их окислов, нитридов и карбидов.

Распределение температур в стенке с теплоизоляционным покрытием может быть найдено решением уравнения (22.23) с соответствующим изменением граничных условий [64].

В практике ЖРД довольно широко применяется нанесение на огневую поверхность камеры теплоизоляционных покрытий толщиной $0,02\text{—}0,15\text{ мм}$. Обычно используются окислы циркония, ниобия, колумбия и другие материалы.

Необходимо отметить, что защитный теплоизоляционный слой на огневой поверхности камеры ЖРД иногда может быть создан

без вмешательства в конструкцию камеры. Если в качестве одного из компонентов жидкого ракетного топлива используется углеводородное горючее типа керосина, то образующийся в продуктах сгорания углерод может тонким слоем осаждаться на стенках камеры. Это уменьшает тепловой поток в стенки.

По данным зарубежной печати, добавкой к жидкому горючему силиконовых соединений можно вызвать появление в продуктах сгорания двуокиси кремния SiO_2 , твердый налет которой осаждается на стенках камеры и уменьшает тепловой поток в стенки. По опытным данным, такое покрытие имеет толщину 0,1—0,2 мм, является «динамическим», т. е. во время работы постоянно уносится и возобновляется. Добавка в горючее 1—2% силиконовых соединений может приводить к снижению плотности теплового потока на величину, достигающую 40%.

22.8. АБЛЯЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Термин «абляция» обобщает совокупность различных явлений, возникающих при нагреве, термическом разложении и последующем уносе массы твердого тела, омываемого горячим газовым потоком. При этом тепло расходуется на фазовые превращения (плавление, испарение, сублимация) и эндотермические реакции пиролиза (для органических веществ) в поверхностном слое покрытия. Кроме того, защитное действие оказывают газообразные продукты, выделяющиеся при абляции, так как их температура ниже температуры в ядре потока. Поэтому, в отличие от инертных тугоплавких покрытий, применение аблирующих покрытий возможно при любой температуре продуктов сгорания.

Ниже приводятся основные требования, которым должны удовлетворять теплозащитные материалы, подвергающиеся абляции.

Малая теплопроводность λ , при которой преобразование и унос вещества будут происходить лишь в поверхностном слое, что предупредит перегрев и потерю прочности основного материала. Высокая теплота абляции, т. е. большое количество тепла, затрачиваемого в процессах нагрева и преобразования уносимого поверхностного слоя. Большое газообразование, обеспечивающее утолщение пограничного слоя и снижение тепловых потоков в стенку. Высокая механическая прочность, хорошая сопротивляемость тепловым и механическим ударам, эрозии. Технологичность и недефицитность исходных материалов.

Оптимальное сочетание упомянутых характеристик может обеспечить приемлемую массу конструкции и относительно малый унос массы.

Все абляционные материалы можно разделить на две большие группы: материалы, в которых происходит «жертвенный» унос массы с поверхности покрытия без образования обугленного слоя; материалы, отличительной чертой которых является внутренний унос массы. К первым относятся вещества, сублимирующие при нагреве (покрытия из минеральных солей и органи-

ческой связи), плавящиеся и испаряющиеся (различные типы каучуковой изоляции, кварц), а также их комбинации. Ко вторым относятся армированные пластмассы на основе фенольных, кремний-органических и других смол (телопоглотитель) со структуроносителем из графитового или кварцевого волокна и других веществ.

В соответствии с характером уноса массы различают и два типа абляционного охлаждения: с поверхностным и внутренним уносом. Второй вид, схема которого приведена на рис. 22.17, более распространен.

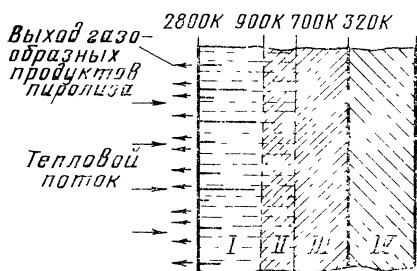


Рис. 22.17

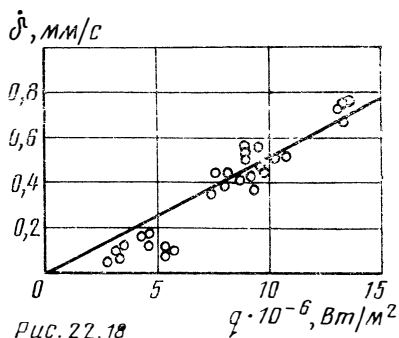


Рис. 22.18

Рис. 22.17. Схема стационарной абляции фенольного углепластика (масштаб не выдержан; значения температур типичные):

I—слой кокса; II—зона неполного коксования; III—слой исходного материала; IV—несущая конструкция

Рис. 22.18. Изменение скорости абляции в зависимости от плотности теплового потока (ненулевая температура поверхности 2200° С)

При интенсивном нагреве композиционного аблирующего материала происходит тепловое разложение — пиролиз связующего вещества (наполнителя). Остатки термического разложения образуют на поверхности пористый обугленный слой. Газообразные продукты пиролиза, например, водород, углеводороды, просачиваются через поры и микротрещины в нагретом слое кокса; при этом происходит теплообмен между этими газами и карбонизированной средой и газообразные продукты поступают с поверхности в пограничный слой. Такой выброс газообразных продуктов пиролиза препятствует распространению тепла вглубь материала, и в результате этого значительно уменьшается конвективный тепловой поток к силовой конструкции.

Эффективная работа абляционной тепловой защиты, в том числе и эрозионная стойкость, возможны лишь в случае, если термическое разложение входящих в ее состав смол протекает с образованием на поверхности сильно науглероженного слоя.

Вследствие сложного механизма абляции и большого многообразия применяемых материалов пока отсутствует универсальная

методика определения скорости уноса материала. На установившемся режиме работы линейная скорость абляции составляет

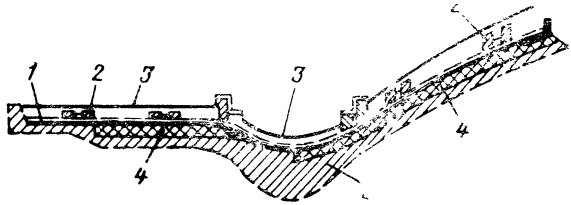
$$\delta = q / (\rho Q_A),$$

где q — плотность теплового потока к поверхности; ρ — плотность аблирующего материала; Q_A — теплота абляции, определяемая обычно экспериментально.

В качестве примера на рис. 22.18 приведены расчетные и опытные данные по скорости стационарной абляции в зависимости от q для рефразилфенольного материала.

Рис. 22.19. Конструктивная схема камеры с абляционным охлаждением:

1—титановый корпус; 2—бандаж; 3—тепловой экран; 4—прослойка из легкого композиционного материала; 5—облицовка из кварцевой ткани, пропитанной фенольной смолой



Время выхода на стационарный режим абляции зависит от многих факторов, прежде всего от параметров продуктов сгорания и природы аблирующего материала. Роль нестационарного режима увеличивается, естественно, при малом общем времени работы двигателя. Закономерности нестационарной абляции определяются чаще всего экспериментально и содержатся в специальной литературе [65, 67].

В практике ЖРД абляционное охлаждение применяют для двигателей малых тяг обычно в сочетании с другими способами теплозащиты. На рис. 22.19 приведена в качестве примера конструктивная схема камеры лунного посадочного ЖРД американского космического корабля «Аполлон».

22.9. КОМБИНИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ ЗАЩИТЫ СТЕНОК

В камерах современных ЖРД чаще всего встречаются комбинированные системы защиты стенок, представляющие собой сочетание двух или более способов теплозащиты.

Наиболее распространенным является сочетание наружного проточного регенеративного охлаждения с внутренним. Последнее применяют в виде защитной зоны, создаваемой смесительной головкой, или в виде завесного охлаждения. В особо тяжелых по термической напряженности вариантах камер можно применять одновременно оба упомянутых вида внутреннего охлаждения. При наличии хорошо отработанных пористых материалов целесообразно применять пористые вставки на участках максимальных тепловых потоков.

На этих же участках целесообразно применение вкладышей из аблирующих материалов.

Абляционное охлаждение может применяться в сочетании с емкостным. Известны примеры комбинации емкостного охлаждения с внутренним завесным.

Находит применение сочетание наружного проточного регенеративного охлаждения с защитой огневой поверхности термоизоляционными покрытиями.

Для камер, имеющих большую геометрическую степень расширения сопла, на участке его расширяющейся части с относительно низким давлением и температурой газа ограничиваются радиационным охлаждением.

Необходимость увеличения ресурса ЖРД, а также применение новых высокоэнергетических топлив, предъявляют новые повышенные требования к системам защиты стенок камеры. Совершенствование этих систем идет по пути изыскания высококачественных материалов и целесообразных схем различных вариантов охлаждения.

Глава XXIII

ОСОБЕННОСТИ ЖРДМТ

23.1. НАЗНАЧЕНИЕ РДМТ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ. КЛАССИФИКАЦИЯ

При выполнении программы полета летательным аппаратом необходимо выполнять такие операции управления, как ориентация и стабилизация аппарата в пространстве, коррекция его траектории, сближение и стыковка с другим космическим объектом, торможение, спуск и посадка. Эти операции обычно обеспечиваются активными системами управления летательным аппаратом, исполнительными органами которых являются ракетные двигатели малой тяги (РДМТ). Кроме систем управления РДМТ применяются в системах обеспечения запуска маршевых ЖРД (с целью создания силы тяжести), разделения частей летательного аппарата, спасения космических аппаратов при аварийном старте ракеты, для обеспечения мягкой посадки и др.

В качестве рабочих тел РДМТ используют жидкие, твердые и газообразные топлива, а также газы, запасенные в баллонах высокого давления (азот, водород и др.) или получаемые при возгонке сублимирующих веществ.

Твердотопливные РДМТ отличаются от РДТТ больших тяг в основном только геометрическими размерами. РДМТ такого типа используют обычно в ракетно-космических системах, где достаточно однократного включения двигателей, например при мягкой посадке, при разделении частей летательного аппарата и т. п.

Число включений ракетных двигателей, использующих в качестве рабочего тела сжатые газы, достигает десятков тысяч. Типичный РДМТ этого класса прост по конструкции (это, как правило, отсечной клапан с быстродействующим приводом и сопло), он обладает высокой надежностью. Эти качества обусловили широкое

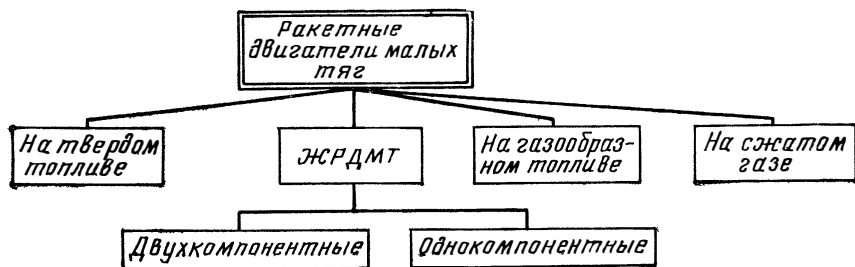


Рис. 23.1. Классификация ракетных двигателей малой тяги

использование таких двигателей в системах управления уже на ранней стадии развития космонавтики. Однако ввиду низкой экономичности систем на сжатом газе все большее применение находят более эффективные системы управления с использованием РДМТ на двухкомпонентном газообразном или жидком (одно- и двухкомпонентном) топливах. Системы управления, в качестве исполнительных органов которых применяются ЖРДМТ, в настоящее время являются наиболее распространенными.

К ЖРДМТ относят ЖРД с тягой от 0,01Н до 1600 Н. Как показано на классификационной схеме рис. 23.1, два основных класса ЖРДМТ составляют двухкомпонентные ЖРДМТ, работающие на двухкомпонентном жидком (самовоспламеняющемся или несамовоспламеняющемся) ракетном топливе, и однокомпонентные ЖРДМТ, работающие на однокомпонентном ЖРТ.

Среди однокомпонентных ЖРДМТ различают каталитические и термокаталитические двигатели. В каталитическом ЖРДМТ превращение топлива в газообразные продукты химических реакций осуществляется с помощью катализатора. Разновидностью каталитического ЖРДМТ является термокаталитический ЖРДМТ, в котором производят принудительный подогрев катализатора. Возможно применение электронагревных ЖРДМТ — двигателей, в которых кроме химической энергии топлива используется электрическая энергия, подводимая к топливу или к продуктам химических реакций.

23.2. РЕЖИМЫ РАБОТЫ. ДИНАМИЧЕСКИЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

ЖРДМТ могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме. Непрерывным считается режим работы ЖРДМТ при однократном включении такой продолжительности, при которой удельный импульс тяги практически не зависит от времени включения. Для большинства существующих двухкомпонентных ЖРДМТ продолжительность непрерывного режима лежит в пределах от 0,25 до нескольких тысяч секунд.

Импульсным режимом работы считают режим многократных кратковременных включений ЖРДМТ, при котором удельный импульс тяги в общем случае зависит от времени включения, по-

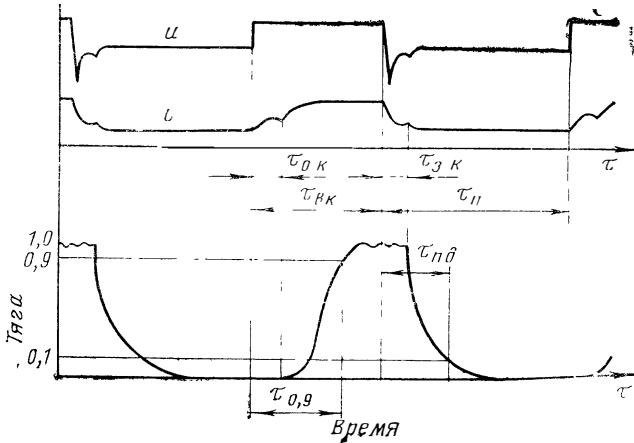


Рис. 23.2. Диаграмма работы ЖРДМТ:

i —ток; u —напряжение; $\tau_{0.к}$ —время открытия клапана; $\tau_{з.к}$ —время закрытия клапана

рядкового номера импульса и частоты включений. Для большинства существующих двухкомпонентных ЖРДМТ время включения при импульсном режиме работы лежит в пределах от 0,01 до 1 секунды.

Различают установившийся и неустойчивый импульсный режим работы ЖРДМТ. Установившимся считают импульсный режим, при котором удельный импульс тяги не зависит от порядкового номера включения. На неустойчивом импульсном режиме удельный импульс тяги зависит от порядкового номера включения. Широкое распространение имеет также режим одиночных включений: ЖРДМТ — режим работы с паузами, в течение которых двигатель приходит в исходное состояние.

Диаграмма работы ЖРДМТ приведена на рис. 23.2. На диаграмме показаны основные переходные процессы и интервалы времени, их характеризующие (динамические параметры ЖРДМТ). Время включения ЖРДМТ $\tau_{вк}$ представляет собой интервал времени от момента подачи напряжения на управляющий электроклапан до момента снятия напряжения. Время останова — интервал времени от момента снятия напряжения с электроклапана до момента, когда тяга или давление в камере снизится до значения, равного 0,1 значения тяги или давления в камере на непрерывном режиме. Это время характеризует последствие ЖРДМТ и обозначается $\tau_{пд}$. Сумма времени включения и останова составляет время работы ЖРДМТ. Время выхода на режим $\tau_{0,9}$ исчисляется как интервал времени от момента подачи напряжения на электроклапан до момента, когда тяга или давление в камере достигает значения, равного 0,9 значения тяги или давления в камере на непрерывном режиме. Интервал времени от момента снятия напряжения с электроклапана ЖРДМТ до момента

подачи напряжения составляет паузу между включениями $\tau_{\text{п}}$. Отношение паузы к сумме времени включения и паузы называется скважностью включения ЖРДМТ: $s = \tau_{\text{п}} / (\tau_{\text{вк}} + \tau_{\text{п}})$. Скважность можно также определить как произведение частоты включения (число включений в секунду) на паузу: $s = f \tau_{\text{п}}$. Коэффициентом заполнения импульсного режима ЖРДМТ k_3 называют отношение времени включения к сумме времени включения и паузы: $k_3 = \tau_{\text{вк}} / (\tau_{\text{вк}} + \tau_{\text{п}})$. Значение k_3 можно также определить как произведение частоты включения на время включения.

Понятие тяги ЖРДМТ используют обычно лишь для установившегося непрерывного режима работы. Для других режимов используют понятие импульса тяги — интеграл от функции тяги ЖРДМТ по времени. Составляющими импульса тяги являются импульс тяги при выходе на режим $I_{0,9}$ и импульс последствия $I_{\text{пд}}$.

Характеристикой экономичности ЖРДМТ является удельный импульс тяги, который определяется следующим образом:

— при непрерывном режиме работы — как отношение тяги ЖРДМТ к расходу топлива при установившемся непрерывном режиме:

$$I_{y.n} = P / \dot{m};$$

— при установившемся импульсном режиме работы — как отношение импульса тяги ЖРДМТ для серии импульсов из n включений при установившемся импульсном режиме работы к расходу топлива за n включений:

$$I_{y.n} = \int_0^{\tau} P d\tau / mn, \quad \tau = n(\tau_{\text{п}} + \tau_{\text{вк}}).$$

На экономичность работы двигателя в импульсном режиме существенное влияние оказывают заклапанные объемы двигателя — объемы от седла клапана до среза сопла форсунок. При паузах между включениями более 0,01 ... 0,02 с компоненты топлива из заклапанных объемов практически полностью испаряются, поэтому после команды на включение двигателя примерно 0,005 ... 0,01 с затрачивается не на создание импульса, а на заполнение заклапанных объемов.

Удельный импульс на импульсном режиме ниже, чем на непрерывном: $I_{yи} < I_{y.н}$; разница между ними может составлять до 50%.

Поскольку ЖРДМТ практически всегда работают при $p_H \approx 0$, в этой главе мы будем опускать индекс «п» (в пустоте) и отмечать индексами импульсный («и») или непрерывный («н») режимы.

23.3. ДВУХКОМПОНЕНТНЫЕ ЖРДМТ

Современные ЖРДМТ используют N_2O_4 и O_2 в качестве окислителей и гидразин, монометилгидразин, диметилгидразин, водород —

в качестве горючих. Достигнутый нижний уровень тяги составляет 0,045Н, число включений достигает десятков тысяч, общее время работы — десятков часов.

23.3.1. ОСОБЕННОСТИ РАБОЧИХ ПРОЦЕССОВ

Как и в двигателях больших тяг, процессы в камерах сгорания двухкомпонентных ЖРДМТ отличаются от принимаемой в расчетах идеализированной схемы. Эти отличия обусловлены неоднородным распределением компонентов топлива по поперечному сечению камеры и неполным горением, потерями в сопле из-за рассеяния, трения и химической неравновесности и др. Однако для ЖРДМТ некоторые из указанных отличий имеют более существенное, по сравнению с двигателями больших тяг, значение. К таким отличиям можно отнести неоднородность параметров по сечению камеры (из-за малого числа смесительных элементов и внутреннего охлаждения), неполноту горения и химическую неравновесность, повышенные потери импульса из-за трения, что связано с малыми размерами камеры. Характерным отличием является нестационарность режима работы. Методы оценки влияния неоднородности потока и неполноты горения, расчета потерь из-за химической неравновесности и трения в сопле аналогичны соответствующим методам для двигателей больших тяг. Характер влияния принципиально тот же, однако потери удельного импульса, обусловленные этими факторами, значительно выше. На рис. 23.3 приведена в качестве примера зависимость удельного импульса $I_{уд}$ от величины абсолютной тяги. Как видно, для двигателей меньшей тяги при прочих равных условиях удельный импульс ниже. Это объясняется, с одной стороны, ухудшением качества процессов в камере сгорания, увеличением неоднородности потока при уменьшении тяги. С другой стороны, увеличиваются потери в сопле из-за трения и химической неравновесности, так как для ЖРДМТ характерны малые значения чисел Рейнольдса и высокие скорости изменения термодинамических параметров состояния p и T . На рис. 23.4 приведена зависимость коэффициента сопла от числа Рейнольдса.

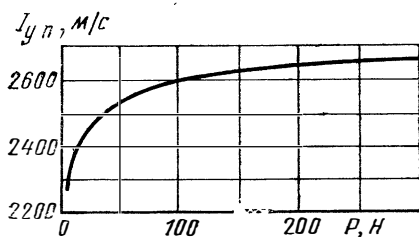


Рис. 23.3. Зависимость удельного импульса ЖРДМТ от тяги на установившемся режиме:

топливо $N_2O_4 + HDMMG$; $\alpha_{OH} = 0,56$

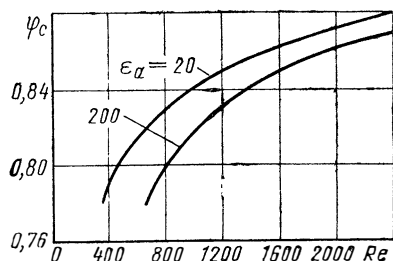


Рис. 23.4. Зависимость коэффициента сопла от числа Рейнольдса

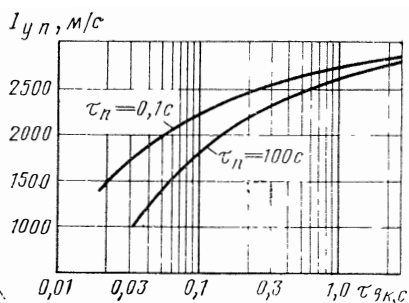


Рис. 23.5. Зависимость удельного импульса ЖРДМТ от времени включения при различных паузах

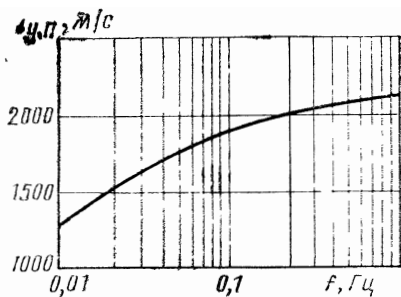


Рис. 23.6. Удельный импульс двигателя MR-50A в функции частоты включений

При работе в импульсном режиме параметры двигателя зависят от времени и частоты включения. Зависимость параметров от времени включения определяется временем заполнения заклапанных объемов и временем выхода ЖРДМТ на стационарный тепловой режим. На рис. 23.5 показан характер изменения удельного импульса по времени работы ЖРДМТ.

Влияние частоты включения на параметры ЖРДМТ возникает из-за обмена массой при связанных (перекрывающихся) импульсах и остаточной температуры стенки камеры сгорания от предыдущего включения. Чем меньше пауза между включениями, тем выше остаточная температура стенки камеры при последующем включении, тем меньше интенсивность теплового потока от газа в стенку. На рис. 23.6 приведена опытная зависимость удельного импульса от частоты включения двигателя MR-50A [6].

Следует отметить также, что в импульсном режиме ЖРДМТ работает, как правило, в условиях вакуума. Это оказывает значительное влияние на характеристики запуска. Экспериментально установлено, например, что для топлива $N_2O_4 + HDMG$ величина задержки воспламенения при понижении давления окружающей среды с 0,1 МПа до нуля возрастает с 0,001 до 0,01 с, что значительно ухудшает условия запуска.

23.3.2. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ

В связи с импульсным режимом работы и весьма малыми расходами компонентов топлива организация регенеративного охлаждения ЖРДМТ представляет большие трудности. Этот вид охлаждения возможен в сочетании с другими способами защиты стенок.

Обычно для ЖРДМТ применяются следующие способы охлаждения стенок камеры или их сочетания: внутреннее завесное, наружное радиационное, емкостное, абляционное; для передачи тепла могут применяться тепловые трубы.

Чаще всего ЖРДМТ имеют внутреннее охлаждение. При этом массовая доля охладителя составляет значительную величину: от 10 до 40% расхода компонента.

Для защиты стенок сопла часто применяется радиационное охлаждение.

Наряду с радиационным и внутренним охлаждением в некоторых случаях используют емкостное охлаждение. Емкостью (аккумулятором) тепла при этом может быть не только сам двигатель, но и элементы конструкции космического аппарата; может применяться специальная емкость.

При конечной величине теплопроводности время выхода двигателя на установившийся тепловой режим достаточно большое, измеряемое десятками секунд. Поскольку теплоотвод в окружающую среду при работе ЖРДМТ не играет существенной роли, после запуска конструкция камеры аккумулирует тепло. В связи с ростом температуры поверхности камеры со стороны газа тепловой поток по времени уменьшается. Температура стенки растет сначала быстро, а затем медленнее, асимптотически приближаясь к температуре газа в пограничном слое и выравниваясь по толщине стенки. Поэтому время работы двигателя ограничено допустимой температурой стенки, а пауза между включениями должна быть достаточной для остывания.

Тепловой расчет того или иного способа защиты стенки камеры и сопла достаточно прост, если известны значения тепловых потоков от газа к стенке.

Важной особенностью создания работоспособных ЖРДМТ является необходимость организации специальных мероприятий для поддержания температуры головки камеры в диапазоне, исключающем вскипание топлива в ее полости. Это может быть достигнуто либо использованием независимого охладителя (обычно это рабочее тело системы терморегулирования спутника или КА), либо постановкой специального конструктивного элемента с повышенным термическим сопротивлением. Такой элемент уменьшает тепловой поток от камеры в форсуночную головку. В некоторых случаях форсуночная головка изготавливается из пластины, в которой путем травления получены топливные каналы. Вследствие равномерности и тонкости распыла уменьшается плотность теплового потока к форсуночной головке и увеличивается полнота сгорания.

23.4. ОДНОКОМПОНЕНТНЫЕ ЖРДМТ

Однокомпонентные ЖРДМТ по сравнению с двухкомпонентными проще по конструкции, однако уступают им по динамическим характеристикам.

Наиболее распространенными топливами для однокомпонентных ЖРДМТ являются перекись водорода и гидразин. Достигнутый нижний уровень тяги — 0,09 Н, число включений и время работы — примерно те же, что и для двухкомпонентных ЖРДМТ.

На рис. 23.7 приведены зависимости удельного импульса $I_{уд}$ для N_2H_4 от условной степени разложения аммиака и для перекиси водорода — от концентрации ее (см. гл. XXIV). Видно, что по теоретическому удельному импульсу гидразин превосходит перекись.

Имеет он и эксплуатационные преимущества, так как перекись водорода нестабильна, особенно при контакте со многими конструкционными материалами, при загрязнениях и т. п.

Применение каталитического разложения гидразина длительное время сдерживалось из-за отсутствия эффективного катализатора. После того, как такой катализатор, Shell-405, был создан, гидразиновые двигатели получили широкое распространение.

Катализатор Shell-405 разлагает гидразин при комнатной температуре. Он представляет собой зерна окиси алюминия (1—2,5 мм) с сильно развитой поверхностью, покрытые иридием — одним из наиболее активных инициаторов разложения гидразина. Катализатор обладает свойствами, необходимыми для успешного применения; высокой каталитической способностью; высокой теплопроводностью; малым коэффициентом термического расширения; высокой термостойкостью; хорошими механическими свойствами.

В США намечается стандартизация и унификация гидразиновых двигателей в диапазоне тяг от 0,4 Н до 27 Н [6]. На рис. 23.8 приведена схема одного из вариантов стандартизуемого ряда. За пределами упомянутого диапазона тяг схемы гидразиновых двигателей иногда существенно отличаются от приведенной на рис. 23.8.

Например, для двигателей очень малых тяг (0,1—0,4 Н) диаметр сопла форсунки для впрыска жидкого гидразина в камеру очень мал, что усложняет эксплуатацию двигателя, так как становится реальной возможность засорения отверстия. Во избежание этого топливо предварительно газифицируют (нормальная температура кипения гидразина 387 К). Если затем нагреть топливо еще на 200—300 К, то можно осуществить термическое разложение гидразина, что и было реализовано в ряде конструкций двигателей очень малых тяг [6].

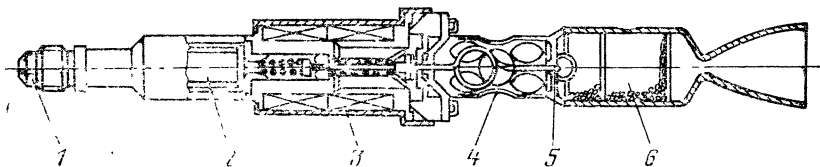


Рис. 23.8. Конструктивная схема гидразинового двигателя:

1—ввод топлива; 2—фильтр; 3—клапан; 4—термическое сжатие; 5—форсунка; 6—насет катализатора

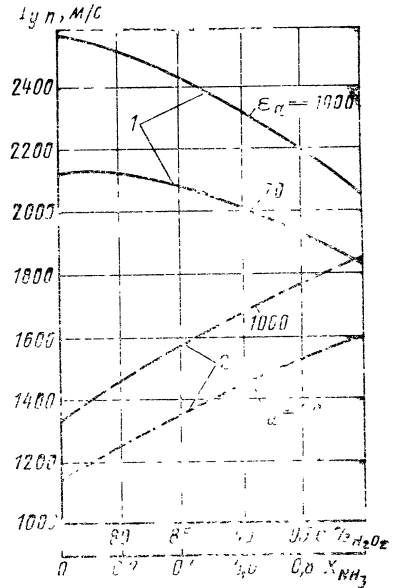


Рис. 23.7. Зависимость удельного импульса:

1—для N_2H_4 от степени разложения аммиака xNH_3 ; 2—для H_2O_2 —от концентрации ее c

Известна схема однокомпонентного ЖРДМТ, когда через катализатор пропускается незначительная часть топлива (10—15%), а основная его часть разлагается в камере сгорания благодаря нагреву продуктами каталитического разложения. Эта схема значительно уменьшает необходимое количество катализатора по сравнению со случаем чисто каталитического разложения.

Все увеличивающиеся потребности космонавтики в двигателях малых тяг стимулируют дальнейшее совершенствование ЖРДМТ.

Глава XXIV

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ РАБОЧЕГО ТЕЛА В СИСТЕМЕ ПОДАЧИ ТОПЛИВА

24.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ КОМПОНЕНТОВ ТОПЛИВА И ОБЪЕМА ТОПЛИВНЫХ БАКОВ

24.1.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ КОМПОНЕНТОВ ТОПЛИВА

Работа, выполняемая системой подачи, и объем топливных баков определяются массой топлива. Массу компонента топлива, заправляемого в бак, рассчитывают по зависимости

$$m_k = m_{k,t} + \sum_i m_i + \sqrt{\sum_n m_n^2} \quad (24.1)$$

где $m_{k,t}$ — масса компонента топлива, теоретически необходимая для решения поставленной перед ДУ задачи при номинальных значениях внешних и внутренних факторов; m_i — масса компонента топлива на компенсацию влияния i -го фактора, носящего систематический характер; m_n — масса компонента топлива на компенсацию влияния n -го фактора, носящего случайный характер.

В число составляющих массы m_i включают запас компонентов на работу системы наддува баков, на компенсацию колебаний соотношения компонентов топлива k_m , расходы на переходных режимах (например, в период времени до воспламенения компонентов топлива после их поступления в камеру), а также составляющие массы m_i , обусловленные особенностями конструкции баков и эксплуатации летательного аппарата. К таким особенностям относят конструктивные (например, из-за образования воронок на входе в заборное устройство) и тепловые (из-за образования прогретых выше допустимой температуры слоев топлива при горячей системе наддува) незаборы, предстартовые потери и др.

При проектировании многие составляющие в формуле (24.1) для расчета запаса компонентов топлива остаются неизвестными. Предварительные оценки запаса компонента m_k можно выполнить по формуле

$$m_k = (1,02 - 1,03) m_{k,1}. \quad (24.2)$$

24.1.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМА БАКОВ

После расчета массы заправляемого в бак компонента определяют необходимый объем бака. Для ракет, стартующих непосредственно после заправки, объем бака компонента равен

$$V_{\text{б.к}} = k m_k / \rho_k t_{\text{max}},$$

где $\rho_k t_{\text{max}}$ плотность компонента при максимальной температуре эксплуатации; k — коэффициент, учитывающий наличие в баках незаполняемых объемов (обычно $k = 1,005 \dots 1,01$).

Для аппаратов с длительным временем хранения после заправки и для двигателей с установок космических аппаратов объем бака выбирается с учетом возможного изменения давления в нем при колебаниях температуры компонентов топлива. Объем бака компонента в этом случае определяют по формуле

$$V_{\text{б.к}} = V_k + V_{\text{п.к}}, \quad (24.3)$$

где $V_{\text{п.к}}$ — объем подушки бака.

При минимальной и максимальной температурах эксплуатации соответственно имеем:

$$V_{\text{б.к}} = \frac{m_k}{\rho_k t_{\text{min}}} + \frac{m_a R_{\text{min}} T_{\text{min}}}{p_{\text{min}}}; \quad V_{\text{б.к}} = \frac{m_k}{\rho_k t_{\text{max}}} + \frac{m_a k_{\text{max}} T_{\text{max}}}{p_{\text{max}}}, \quad (24.4)$$

где m_a — масса газа в подушке бака.

Так как бак герметичен, масса газа в баке при максимальной и минимальной температурах эксплуатации остается неизменной. Разрешая каждое уравнение относительно массы газа m_a и приравняв их друг другу, при $R_{\text{min}} = R_{\text{max}}$ получаем

$$V_{\text{б.к}} = \frac{m_k (p_{\text{max}} T_{\text{min}} \rho_k t_{\text{min}} - p_{\text{min}} T_{\text{max}} \rho_k t_{\text{max}})}{\rho_k t_{\text{max}} \rho_k t_{\text{min}} (p_{\text{min}} T_{\text{max}} - p_{\text{max}} T_{\text{min}})}. \quad (24.5)$$

Эта формула не учитывает изменения давления паров компонентов топлива при изменении температуры и давления, которое может возникнуть в баке в результате разложения компонента при его хранении.

Расчет объема баков систем «прямого расширения» без регулирующего давления элемента несколько отличается от изложенного, так как минимальное давление в баке должно выбираться из условия обеспечения работы двигателя к концу вытеснения; необходимо также учитывать объем, занимаемый газом вытеснения.

24.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАПАСА ГАЗА ВЫТЕСНЕНИЯ

В двигателях с вытеснительной подачей топлива помимо увеличения массы конструкции из-за более тяжелых баков эффективность снижается за счет рабочего тела системы подачи, не участвующего в создании реактивной силы. В случае турбонасосной подачи в создании реактивной силы не участвует рабочее тело системы наддува баков.

Снижение удельного импульса при наличии рабочего тела системы подачи или наддува можно оценить методом эквивалентов (см. гл. III). По этому методу эффективный удельный импульс определяется формулой

$$I_{y.эв} = I_y \left(1 - \frac{\Delta\mu_k}{\mu_k \ln \mu_k} \right), \quad (24.6)$$

где $\Delta\mu_k = \frac{\varepsilon \sigma_k^2 Q_T^2}{(1 + \varepsilon \sigma_k Q_T)}$ — увеличение массового числа аппарата по сравнению со случаем, когда все рабочее вещество (топливо, рабочее тело системы подачи) расходуется на создание тяги;

$$\varepsilon = m_{доп} / m_T. \quad (24.7)$$

Значение запаса топлива m_T вычисляется по значениям массы компонентов $m_{ок}$ и m_T в соответствии с формулой (24.1). Выражения для расчета $m_{доп}$ для важнейших случаев рабочего тела ВПТ рассматриваются ниже в данном разделе.

24.2.1. ГАЗОБАЛЛОННАЯ СИСТЕМА

Газ, используемый при вытеснительной подаче топлива, должен обладать следующими свойствами: высокой плотностью при хранении, высокой работоспособностью (малой молекулярной массой), малым значением отношения удельных теплемкостей, минимальной растворимостью в компонентах топлива, химической инертностью к топливу и материалам. Наиболее подходящими по этим свойствам являются азот и гелий, которые и нашли в настоящее время широкое применение.

Запас газа вытеснения в баллоне $m_{16л} = m_{доп}$ определяют из условия обеспечения рабочего давления в баке при полной выработке компонента с учетом остаточного давления в баллоне

$$m_{16л} = m_{26л} + m_{26} - m_{16}. \quad (24.8)$$

В формуле (24.8) параметры с индексом «бл» относятся к баллону, с индексом «б» — к баку, из которого происходит вытеснение; индексы 1 и 2 указывают начальное (начало работы) и конечное (конец работы) состояния системы.

Количество газа в баллоне на момент окончания работы системы $m_{26л}$ зависит от особенностей процесса расширения газа и остаточного давления в баллоне. Остаточное давление в баллоне системы ВПТ с редуктором превышает давление в баке на величину минимального перепада давлений в редукторе $\Delta p_{ред}$. Значение $\Delta p_{ред}$ зависит от давления подачи и определяется конструкцией редуктора.

При истечении из баллона остающийся там газ расширяется, температура его уменьшается, в связи с чем возникает теплообмен со стенками баллона. Поэтому в баллоне происходит процесс расширения с показателем политропы n , удовлетворяющим условию: $1 < n < \kappa$.

Учитывая равенство $p_{26л} = p_{26} + \Delta p_{ред}$ и уравнение политропы $p v^n = \text{const}$, получим

$$T_{26л} = T_{16л} \left(\frac{p_{26} + \Delta p_{ред}}{p_{16л}} \right)^{\frac{n-1}{n}}; \quad m_{26л} = m_{16л} \left(\frac{p_{26} + \Delta p_{ред}}{p_{16л}} \right)^{1/n}. \quad (24.9)$$

Количество газа в баке на момент окончания работы находят из уравнения состояния

$$m_{26} = p_{26} V_{26} / (RT_{26}).$$

Количество газа в подушке бака на момент начала работы m_{16} обычно не превышает 1% от запаса газа вытеснения. Поэтому величиной m_{16} при расчете по формуле (24.8) часто пренебрегают.

Количество газа в баке зависит от его температуры, которая в процессе работы может изменяться. Во-первых, реальный процесс дросселирования газа происходит с изменением температуры, во-вторых, в процессе работы в бак поступают порции газа, имеющие разные температуры: вначале она выше, чем позднее (в связи с охлаждением газа в баллоне при расширении). В бак поступившие порции газа перемешиваются. Кроме того, происходит теплообмен между газом и стенками бака и жидкостью.

Для определения температуры газа в баке запишем уравнение энергии, принимая для внутренней энергии зависимость $E = m c_v T$, ($c_v = \text{const}$) и полагая $m_{16} = 0$:

$$E_{16л} + Q = E_{26} + E_{26л} + \int_{V_{16}}^{V_{26}} p_6 dV_6,$$

где Q — энергия, полученная газом в результате теплоподвода (в том числе и специального подогрева) извне; $\int_{V_{16}}^{V_{26}} p_6 dV_6$ — работа,

совершаемая газом при вытеснении топлива из бака. Если принять, что давление в баке постоянно, т. е. $p_{16} = p_{26} = p_6$, $V_{16} = 0$, то из уравнения энергии, исключая из него по формуле (24.8) величину m_{26} , по формуле (24.9) — $m_{26л}$, можно определить температуру T_{26} . Используя затем уравнение состояния $m_{26} = p_6 V_{26} / RT_{26}$, зависимость (24.8), можно получить выражение для расчета массы газа вытеснения для системы ВПТ с редуктором:

$$m_{16л} = \frac{x}{x-1} [p_6 V_{26} - (x-1) Q] / \left[c_v T_{16л} \left(1 - \frac{p_6 + \Delta p_{ред}}{p_{16л}} \right) \right]. \quad (24.10)$$

Объем баллонов под газ может быть найден из уравнения состояния.

Из уравнения (24.10) следует, что масса газа и объем баллонов могут быть уменьшены подводом тепла к газу. Подогревать газ можно в особом теплообменнике за счет тепла, снимаемого с камеры сгорания или получаемого при сжигании компонентов топлива в специальном подогревателе.

Как видно из зависимости (24.10), для определения $m_{16л}$ и объема баллонов необходимо задаться начальным давлением $p_{16л}$. Выбирают его из следующих соображений: повышение $p_{16л}$ слабо влияет на массу баллона и уменьшает его объем; чем выше $p_{16л}$, тем меньше будет в системе газа, не используемого в конце работы.

24.2.2. ОСОБЕННОСТИ СХЕМЫ ПРЯМОГО РАСШИРЕНИЯ

В схемах прямого расширения с дроссельной шайбой количество газа вытеснения определяется по зависимостям, аналогичным зависимостям для редукторных схем. Однако в данном случае давление в баке p_6 будет переменным. Поэтому расчет производят в следующем порядке.

По условиям вытекания газа через дроссельную шайбу вычисляют изменение давления в баке $p_6(\tau)$. В то же время, давление p_6 определяет расход топлива $\dot{m}(\tau)$, что позволяет найти объем, занимаемый газом вытеснения:

$$V_6 = V_{16} + \int_0^{\tau} \frac{\dot{m}}{\rho_g} d\tau.$$

Используя зависимости $p_6(\tau)$ и $V_6(\tau)$, вычисляют интеграл в уравнении энергии.

Все дальнейшие рассуждения, используемые при рассмотрении редукторной схемы, справедливы и для схемы прямого расширения.

В схемах прямого расширения без регулирующего элемента количество газа вытеснения выбирают из условия обеспечения в баке минимально допустимого рабочего давления к концу работы системы.

24.2.3. СИСТЕМЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ ГЕНЕРАТОРНОГО ГАЗА

Работа, необходимая для вытеснения топлива из баков объемом V_6 при постоянном давлении p_6 , составляет

$$L_z = p_6 V_6. \quad (24.11)$$

Теоретическая удельная работа 1 кг генераторного газа равна

$$L_y = (pv)_{z2} = (RT)_{z2}. \quad (24.12)$$

После газогенератора в системе трубопроводы — баки происходят следующие процессы: охлаждение генераторного газа в трубопроводах и баках; испарение компонентов топлива и частичное растворение в них газов.

Эти процессы оказывают существенное влияние на работу системы. Однако точно учесть это влияние затруднительно. Поэтому при проектировании ВПТ с применением газогенераторов проводят приблизительный расчет, а указанные явления учитывают введением опытных коэффициентов.

Суммарный запас вспомогательного топлива, необходимый для выполнения работы L_{Σ} , составит

$$m_{\text{доп}} = \frac{p_6 V_6}{(RT)_{z_2} \eta_{\text{в.п}}}, \quad (24.13)$$

где $\eta_{\text{в.п}}$ — коэффициент потерь в системе вытеснительной подачи (на участке газогенератор или аккумулятор — баки).

Значение этого коэффициента

$$\eta_{\text{в.п}} = (RT)_6 / (RT)_{z_2} \quad (24.14)$$

для предварительных оценок можно принять равным 0,2—0,4. В случае испарительных ЖГГ значение коэффициента $\eta_{\text{в.п}}$ может быть выше.

24.2.4. ХИМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ВЫТЕСНЕНИЯ

Реагент хранится в отдельном баке и может подаваться в основной бак на свободную поверхность жидкости или в массу жидкости ниже ее поверхности. Характеристики процесса в баке — соотношения реагирующих компонентов k_m^6 , температура и состав продуктов сгорания и др. — определяются свойствами реагента и компонента, находящегося в баке. Расчет процесса газообразования осложняется тем, что количество генерируемого газа зависит не только от коэффициента соотношения компонентов k_m^6 в баке, но и от количества сконденсировавшихся продуктов реакций (массовая доля по отношению к газовой фазе z).

Требуемое количество впрыскиваемого реагента (обычно компонента топлива) может быть найдено по формулам

для бака окислителя:

$$m_{\text{доп}}^{\text{ок}} = \frac{m_2}{1-z} \cdot \frac{k_m^6}{1+k_m^6}; \quad (24.15)$$

для бака горючего:

$$m_{\text{доп}}^{\text{г}} = \frac{m_2}{1-z} \cdot \frac{1}{1+k_m^6}, \quad (24.16)$$

где m_2 — количество газообразных продуктов реакции, а значения z и k_m^6 различны для бака окислителя и горючего.

Если газ вытеснения в баке подчиняется уравнению состояния идеального газа, требуемое количество газообразных продуктов реакции можно найти по формуле

$$m_2 = p_2 V_6 / (R_2 T_2),$$

где p_2 — давление продуктов реакции в баке; R_2 — газовая постоянная газообразных продуктов реакции.

Расчет температуры газа производят по уравнению энергии с учетом теплообмена между газом и прилегающими стенками бака и внешним пространством, газом и жидкостью, жидкостью и прилегающими стенками. Учитывают, что часть теплового потока идет

на увеличение энтальпии жидкости при конденсации продуктов сгорания.

Для выявления основных принципиальных зависимостей примем, что формула вида (24.13) справедлива для всех случаев вытеснительной подачи и не будем учитывать отличие свойств газа, используемого для баков окислителя и горючего. В соответствии с формулами (24.7) и (24.13) величину ε запишем так:

$$\varepsilon = p_6^{1/\gamma} / m_T (RT)_{22} \eta_{в.п.}$$

Поскольку $m_T / V_6 = \rho_T$ то окончательно получаем

$$\varepsilon = p_6 / [(RT)_{22} \eta_{в.п} \rho_T]. \quad (24.17)$$

Из формулы (24.17) видно, что важнейшей характеристикой, определяющей эффективность системы вытеснения, является величина $\eta_{в.п}(RT)_{22}$. Чем больше эта величина, тем меньше расход топлива (или вспомогательного вещества) на подачу компонентов.

24.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАПАСА ТОПЛИВА ДЛЯ ТУРБОНАСОСНОЙ ПОДАЧИ В ДВИГАТЕЛЕ БЕЗ ДОЖИГАНИЯ ГЕНЕРАТОРНОГО ГАЗА

Необходимая суммарная работа, выполняемая в системе подачи, в этом случае составляет

$$L_T = N_T \tau,$$

где N_T — мощность турбины, необходимая для привода насосов и различных агрегатов в Вт; τ — время работы в с.

Теоретическая удельная работа генераторного газа при использовании его в турбине равна адиабатной работе расширения

$$L_{ад} = \frac{n}{n-1} (RT)_{22} \left[1 - \left(\frac{1}{\delta} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad (24.18)$$

где $(RT)_{22}$ — удельная работоспособность генераторного газа на входе в турбину в Дж/кг; $\delta = p_{вх} / p_{вых}$ — перепад давлений на турбине; $p_{вх}$, $p_{вых}$ — давления на входе и выходе из турбины.

Суммарный расход вспомогательного или основного топлива для привода турбины равен

$$m_{доп} = N_T \tau / (L_{ад} \eta_T),$$

где η_T — общий к. п. д. турбины.

Относительный расход дополнительного топлива в предположении $m = \text{const}$ составит

$$\varepsilon = N_T / (\dot{m} L_{ад} \eta_T).$$

Если турбина приводит только топливные насосы, то ее мощность должна равняться сумме мощностей насосов окислителя и горючего

$$N_T = N_{н.ок} + N_{н.г.} \quad (24.19)$$

Мощности насосов могут быть рассчитаны по формулам

$$N_{н.ок} = \frac{\dot{m}_{ок} \Delta p_{под.ок}}{Q_{ок} \eta_{н.ок}}; \quad N_{н.г} = \frac{\dot{m}_{г} \Delta p_{под.г}}{Q_{г} \eta_{н.г}}, \quad (24.20)$$

где $\Delta p_{под} = p_{под} - p_{вх.н}$ — напор насоса в Па; $p_{вх.н}$ — давление на входе в насос.

Необходимое давление подачи за насосом $p_{под}$ определяют с учетом потерь давления в смесительной головке, в тракте охлаждения и в магистралях подачи:

$$p_{под} = p_{к} + \Delta p_{ф} + \Delta p_{охл} + \Delta p_{маг}. \quad (24.21)$$

Для выяснения лишь принципиальных зависимостей примем

$$\Delta p_{под.ок} = \Delta p_{под.г} = \Delta p_{под};$$

$$\eta_{н.ок} = \eta_{н.г} = \eta_{н}.$$

Тогда уравнение баланса мощностей (24.19) можно привести к виду

$$N_T = \frac{\Delta p_{под}}{\eta_{н}} \left(\frac{\dot{m}_{ок}}{Q_{ок}} + \frac{\dot{m}_{г}}{Q_{г}} \right).$$

Так как $\frac{\dot{m}_{ок}}{Q_{ок}} + \frac{\dot{m}_{г}}{Q_{г}} = \frac{\dot{m}}{Q_T}$, то выражение для N_T можно переписать так:

$$N_T = \Delta p_{под} \dot{m} / (\eta_{н} Q_T). \quad (24.22)$$

Подставляя выражение (24.22) в формулу для ϵ , получим

$$\epsilon = \Delta p_{под} / (L_{ад} Q_T \eta_T \eta_{н}) \quad (24.23)$$

$$\text{или } \epsilon = \Delta p_{под} / (L_{ад} Q_T \eta_{ТНА}),$$

где $\eta_{ТНА} = \eta_T \eta_{н}$ — к. п. д. турбонасосного агрегата.

Как видно из формулы (24.23), относительный расход дополнительного топлива увеличивается пропорционально $\Delta p_{под}$ и уменьшается с ростом адиабатной работы расширения, плотности топлива и к.п.д. турбонасосного агрегата.

Величина ϵ используется при определении удельного импульса двигателя и обычно составляет 0,01—0,05. Меньшие значения относятся к двигателям большей тяги и меньшего давления $p_{к}$.

Сравнение зависимостей (24.17) и (24.23) показывает, что на относительный расход дополнительного топлива в системах вытеснительной и турбонасосной подачи топлива влияют принципиально одни и те же факторы. Важнейшей характеристикой, в частности, является удельная работа газа $L_{ад}$ или $(RT)_{зг}$.

24.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ ПОДАЧИ В ДВИГАТЕЛЕ С ДОЖИГАНИЕМ ГЕНЕРАТОРНОГО ГАЗА

Выбор и расчет параметров системы подачи ЖРД с дожиганием выполняется на основании уравнения энергетического баланса. Это уравнение соответствует равенству потребляемых и распола-

гаемых мощностей в системе подачи. С его помощью устанавливается взаимосвязь между давлением в камере сгорания и перепадом давлений на турбине, гидравлическими сопротивлениями газовых и жидкостных магистралей двигателя, охлаждающих трактов и элементов смесеобразования при выбранных параметрах генераторного газа и заданном распределении топлива между камерой сгорания и газогенератором (газогенераторами).

Располагаемая мощность в общем случае определяется как сумма мощностей турбин, работающих на восстановительном и окислительном газах из соответствующих газогенераторов:

$$N_p = N_{т.о} + N_{т.в} = \dot{m}_{ок}^{(22)} L_{ад.о} \eta_{т.о} + \dot{m}_в^{(22)} L_{ад.в} \eta_{т.в}, \quad (24.24)$$

где $\dot{m}_{ок}^{(22)}$, $\dot{m}_в^{(22)}$ — секундные расходы окислительного и восстановительного газов, $\eta_{т.о}$, $\eta_{т.в}$, $L_{ад.о}$, $L_{ад.в}$ — к. п. д. и адиабатная работа соответствующих турбин. Величины $L_{ад.о}$, $L_{ад.в}$ определяют по формуле (24.18).

Используя известные соотношения между секундными расходами компонентов топлива, найдем относительный расход через газогенераторы окислительного ($g_o^{(22)}$) и восстановительного ($g_в^{(22)}$) газов:

$$g_o^{(22)} = \frac{\dot{m}_{ок}^{(22)}}{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_{ок.о}^{(22)} + \dot{m}_{г.о}^{(22)}}{\dot{m}} = \frac{c_o k_m (1 + k_{m_o}^{(22)})}{(1 + k_m) k_{m_o}^{(22)}}; \quad (24.25)$$

$$g_в^{(22)} = \frac{\dot{m}_в^{(22)}}{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_{ок.в}^{(22)} + \dot{m}_{г.в}^{(22)}}{\dot{m}} = \frac{c_r (1 + k_{m_в}^{(22)})}{1 + k_m},$$

где $k_{m_o}^{(22)}$, $k_{m_в}^{(22)}$ — соотношение между компонентами топлива в газогенераторах окислительного и восстановительного газов; $c_o = \dot{m}_{ок.о}^{(22)} / \dot{m}_{ок}$, $c_r = \dot{m}_{г.в}^{(22)} / \dot{m}_г$; $\dot{m}_{ок.о}^{(22)}$, $\dot{m}_{ок.в}^{(22)}$, $\dot{m}_{г.о}^{(22)}$, $\dot{m}_{г.в}^{(22)}$ — секундные расходы компонентов топлива через газогенераторы.

Расход в камеру сгорания компонентов в жидком состоянии $\dot{m}_{ок}^{(к)}$, $\dot{m}_г^{(к)}$ определяется очевидными соотношениями

$$\dot{m}_{ок}^{(к)} = \dot{m}_{ок} - \dot{m}_{ок.о}^{(22)} - \dot{m}_{ок.в}^{(22)}, \quad \dot{m}_г^{(к)} = \dot{m}_г - \dot{m}_{г.о}^{(22)} - \dot{m}_{г.в}^{(22)}$$

или в относительной форме

$$g_{ок}^{(к)} = \frac{\dot{m}_{ок}^{(к)}}{\dot{m}} = \frac{k_m}{1 + k_m} \left(1 - c_o - c_r \frac{k_{m_в}^{(22)}}{k_m} \right), \quad (24.26)$$

$$g_r^{(к)} = \frac{\dot{m}_г^{(к)}}{\dot{m}} = \frac{1}{1 + k_m} \left(1 - c_r - c_o \frac{k_m}{k_{m_o}^{(22)}} \right).$$

В случае, когда оба компонента топлива полностью подаются в газогенераторы окислительного и восстановительного газов, $g_{ок}^{(к)} = 0$, $g_r^{(к)} = 0$, и из системы двух уравнений (24.26) при заданных $k_{m_o}^{(22)}$, $k_{m_в}^{(22)}$, k_m можно найти c_o , c_r .

Располагаемая мощность турбины при прочих равных условиях пропорциональна секунднему расходу газа, проходящего через

нее. Очевидно, что наибольший расход газа возможен, когда оба компонента полностью используются в газогенераторах, а в камеру сгорания подается восстановительный и окислительный газ после соответствующих турбин. В случае, когда двигатели выполнены по схеме с полным использованием в газогенераторе лишь одного из компонентов топлива и с частичным использованием другого, то либо $c_o=1$, либо $c_T=1$, а отношение располагаемых мощностей в случае только одного окислительного ($N_{p.o}$) или только одного восстановительного ($N_{p.в}$) газогенераторов в соответствии с формулой (24.18) приблизительно равно (при одинаковых n , δ и η_T)

$$\frac{N_{p.o}}{N_{p.в}} \approx \frac{g_o^{(22)}}{g_в^{(22)}} \frac{(RT)_{22o}}{(RT)_{22в}}.$$

Для жидких топлив, состоящих из химических элементов С, Н, О, N, обычно отношение $(RT)_{22o}/(RT)_{22в} \leq 1$, так как значение $T_{22в}$ может быть назначено больше, чем T_{22o} , благодаря восстановительным свойствам газогенераторного газа. В то же время отношение $g_o^{(22)}/g_в^{(22)}$ для этих топлив обычно больше единицы, а в итоге обычно отношение $N_{p.o}/N_{p.в}$ больше единицы.

В общем случае выбор того или иного варианта полного использования компонента топлива в одном газогенераторе должен производиться на основании решения уравнения энергетического баланса.

Потребная мощность $N_{п}$ складывается из мощностей основных и бустерных насосов для подачи расходов окислителя $\dot{m}_{ок}^{(к)}$ и горючего $\dot{m}_T^{(к)}$ в камеру сгорания и мощностей подкачивающих насосов для подачи при повышенном давлении части этих компонентов с расходами $\dot{m}_{ок}^{(22)} = \dot{m}_{ок.o}^{(22)} + \dot{m}_{ок.в}^{(22)}$, $\dot{m}_T^{(22)} = \dot{m}_{T.o}^{(22)} + \dot{m}_{T.в}^{(22)}$ в газогенераторы. Возможно, что основные насосы окислителя и горючего обеспечивают подачу всего расхода окислителя $\dot{m}_{ок} = \dot{m}_{ок}^{(к)} + \dot{m}_{ок}^{(22)}$ и горючего $\dot{m}_T = \dot{m}_T^{(к)} + \dot{m}_T^{(22)}$, однако в ряде случаев нецелесообразно обеспечивать всему расходу компонентов топлива, проходящих через насос, давление, соответствующее давлению подачи в ЖГГ.

Уравнение $N_p = N_{п}$ является уравнением энергетического баланса. Входящие в уравнение величины напоров насосов, перепадов давлений на турбине должны быть выражены через давления в камере сгорания p_k и газогенераторах p_{22o} и $p_{22в}$, гидравлические сопротивления газовых и жидкостных магистралей, охлаждающих трактов камеры и ЖГГ, элементов смесеобразования и др.

Рассмотрим для определенности вариант с окислительным газогенератором, когда через него проходит весь окислитель двигательной установки и часть горючего ($c_o=1$). Соотношение компонентов, поступающих в газогенератор, определяется максимальной температурой T_{22} , допустимой по условиям работы лопаток турбины ТНА, или на основе решения уравнения энергетического баланса системы подачи. В последнем случае она зависит, в частности, от к.п.д. турбины и насосов. На основе расчетных и опытных

данных определяют соотношение $k_{m0}^{(22)}$, при котором параметры продуктов газогенерации составляют T_{22} , $(RT)_{22}$, n .

Если общее соотношение компонентов в двигательной установке равно k_m , то в соответствии с формулой (24.25) доля топлива, проходящего через газогенератор, составит

$$g_{22} = g_0^{(22)} = \frac{\dot{m}_0^{(22)}}{\dot{m}} = \frac{k_m (1 + k_{m0}^{(22)})}{(1 + k_m)k_{m0}^{(22)}}.$$

При этом доля горючего, проходящего через окислительный газогенератор, равна $c_{г.о} = k_m/k_{m0}^{(22)}$.

В двигателе с дожиганием отсутствуют потери удельного импульса, обусловленные подачей компонентов в камеру сгорания, если не учитывать потерь, связанных с созданием давления наддува в баках, необходимого для обеспечения потребного $p_{вх.н}$. Достижимый уровень давления p_k зависит от работоспособности генераторного газа, его температуры и от параметров двигателя. Принципы расчета максимально достижимого давления рассмотрены в работе [28].

24.5. ПАРАМЕТРЫ РАБОЧЕГО ТЕЛА В ОДНОКОМПОНЕНТНОМ ЖИДКОСТНОМ ГАЗОГЕНЕРАТОРЕ

В однокомпонентных жидкостных газогенераторах используют топлива, способные к экзотермическим реакциям разложения. Эти реакции протекают в результате теплового воздействия на топливо или в присутствии катализатора.

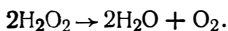
При термическом разложении топлива необходимый начальный импульс теплового воздействия осуществляют от внешнего источника. Дальнейшее протекание процесса в газогенераторе происходит за счет тепла химических реакций разложения топлива.

Широкое распространение как топливо для газогенераторов получила перекись водорода различной концентрации, которая может быть либо компонентом основного топлива, либо предназначена специально для получения генераторного газа. В качестве катализатора для разложения перекиси водорода применяют в основном твердые катализаторы. Последние представляют собой катализирующие сетки или гранулированное пористое вещество, в порах которого осажден перманганат калия $KMnO_4$ или натрия $NaMnO_4$.

Непосредственно каталитическое воздействие на перекись водорода оказывает не сам перманганат, а перекись марганца MnO_2 . При 100%-ной концентрации H_2O_2 и перманганата натрия реакция образования MnO_2 происходит так:



При выделении активной перекиси марганца MnO_2 протекает вторая реакция — собственно разложение перекиси водорода:



Выделяющееся в этой реакции тепло позволяет испарить всю образовавшуюся воду, а также нагреть парогазовую смесь, состоящую из паров воды и кислорода.

При использовании твердого катализатора выделявшаяся в первичной реакции перекись марганца сохраняется на поверхности пакета катализатора. Количество и активность MnO_2 достаточны для разложения перекиси водорода, непре-

равно омывающей поверхность пакета. Газогенераторы с твердым катализатором получили большее распространение.

При разложении перекиси водорода диссоциация практически отсутствует и парогаз состоит из паров воды и кислорода. Относительное содержание (в массовых долях) воды и кислорода в продуктах разложения перекиси водорода полностью определяется ее концентрацией $c_{\text{H}_2\text{O}_2}$:

$$g_{\text{H}_2\text{O}} = (1 - c_{\text{H}_2\text{O}_2}) + \frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}}}{\mu_{\text{H}_2\text{O}_2}} c_{\text{H}_2\text{O}_2}; \quad (24. 27)$$

$$g_{\text{O}_2} = \frac{\mu_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{H}_2\text{O}_2}} c_{\text{H}_2\text{O}_2}.$$

Температуру парогаса можно определить из уравнения энергии

$$i_{\text{H}_2\text{O}} = g_{\text{H}_2\text{O}} i_{\text{H}_2\text{O}} + g_{\text{O}_2} i_{\text{O}_2}, \quad (24. 28)$$

где $i_{\text{H}_2\text{O}}$ и i_{O_2} — энтальпии воды и кислорода при температуре парогаса; $i_{\text{H}_2\text{O}_2}$ — энтальпия перекиси водорода заданной концентрации при температуре подачи.

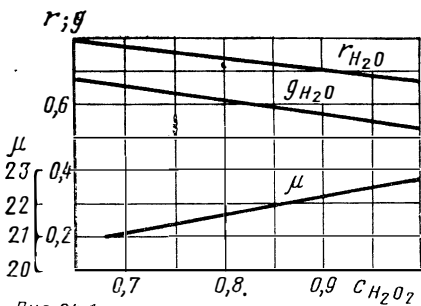


Рис. 24.1

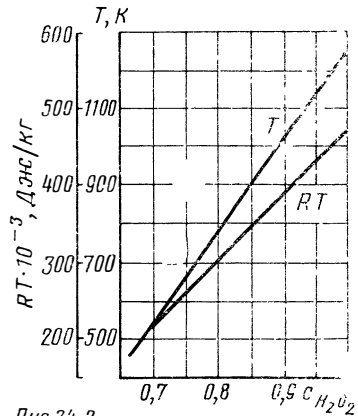


Рис 24 2

Рис. 24.1. Состав и молекулярная масса продуктов разложения перекиси водорода различной концентрации

Рис. 24.2. Зависимости T и RT продуктов разложения перекиси водорода от концентрации ее при использовании твердого катализатора

Подробные результаты расчетов параметров продуктов разложения перекиси водорода различной концентрации приведены в шестом и девятом томах справочника [79]. В качестве примера расчетов на рис. 24.1 показаны массовые (g) и объемные (r) доли H_2O в парогазовой смеси, а также значения средней молекулярной массы парогаса при разложении перекиси водорода различной концентрации в присутствии твердого катализатора. Как видно, чем выше концентрация H_2O_2 , тем меньше доля H_2O и, следовательно, тем больше доля кислорода в парогазе. Так как $\mu_{\text{O}_2} > \mu_{\text{H}_2\text{O}}$, средняя молекулярная масса парогаса увеличивается с ростом $c_{\text{H}_2\text{O}_2}$.

Температура парогаса зависит от концентрации перекиси водорода и должна быть максимальной при $c_{\text{H}_2\text{O}_2} = 1$.

На рис. 24.2 показано изменение теоретической температуры парогазовой смеси в зависимости от концентрации перекиси водорода при использовании твердого катализатора. На этом же гра-

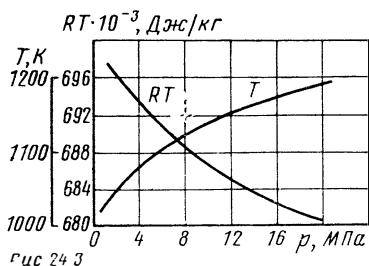


Рис. 24.3. Зависимости T и RT продуктов разложения несимметричного диметилгидразина от давления

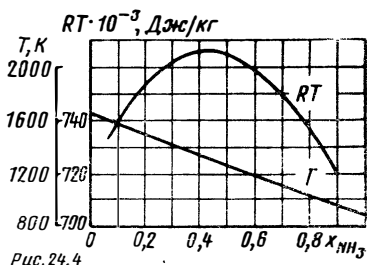


Рис. 24.4. Зависимости T и RT продуктов разложения гидразина от степени разложения аммиака

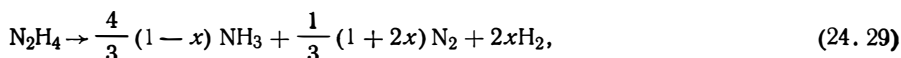
фике приведены значения удельной работоспособности парогаза RT .

Парогаз, получаемый при разложении перекиси водорода, используют обычно для привода турбин, мощность которых можно регулировать изменением количества подаваемой перекиси водорода.

Как видно из рис. 24.2, концентрация перекиси водорода, равная $c_{H_2O_2} = 0,8 \dots 1,0$, обеспечивает широкий диапазон температуры парогаза. Значение $c_{H_2O_2}$ выбирают в зависимости от допустимой температуры перед турбиной.

Кроме перекиси водорода в качестве однокомпонентных топлив в газогенераторах используют и другие компоненты, например, несимметричный диметилгидразин, гидразин, изопропилнитрат, окись этилена. На рис. 24.3, 24.4 приведены термодинамические характеристики первых двух топлив. Реальные характеристики продуктов разложения могут существенно отличаться от полученных термодинамическим расчетом в предположении химического равновесия.

Разложение гидразина изучалось неоднократно. Разложение происходит по уравнению реакции



где x — степень образования N_2 и H_2 , условно называемая степенью разложения аммиака.

Степень разложения аммиака в основном определяется способом и организацией процесса разложения гидразина и наличием катализаторов и может колебаться в широких пределах. Например, при термическом разложении N_2H_4 (при температуре 520—580 К) $x = 0,06$, а при фотохимическом (длина волны менее 2400 Å) $x = 0,93 \dots 0,96$. Гомогенное разложение NH_3 на H_2 и N_2 с заметной скоростью происходит лишь при высоких температурах (более 2000 К). Следовательно, при движении продуктов разложения по газовым трактам их состав остается неизменным, т. е. значение $x = const$.

Молекулярная масса продуктов разложения согласно уравнению реакции (24.29)

$$\mu = 96/(5 + 4x), \quad (24.30)$$

где $5 + 4x$ — общее число молей продуктов разложения.

Параметры продуктов разложения гидразина в зависимости от степени разложения аммиака приведены в четвертом томе справочника [79]. В качестве примера некоторые результаты приведены на рис. 24.4. Из графика видно, что величина RT в интервале $0 < x < 0,8$ меняется примерно на 5%, несмотря на то, что температура с ростом x существенно уменьшается. Это получается вследствие того, что с ростом x вместо одного моля NH_3 образуется два моля газа и средняя молекулярная масса уменьшается примерно с такой же скоростью, с какой уменьшается температура.

24.6. ПАРАМЕТРЫ РАБОЧЕГО ТЕЛА В ДВУХКОМПОНЕНТНОМ ЖИДКОСТНОМ ГАЗОГЕНЕРАТОРЕ

Вследствие относительно низких температур и высоких давлений в газогенераторе при выполнении расчета параметров генераторного газа необходимо учитывать особенности реальных процессов. Из-за малых скоростей химических реакций наряду с веществами, стабильными в этих условиях, могут образовываться в значительных количествах вещества, медленно преобразующиеся в другие, а также метастабильные или вещества, образующиеся вследствие побочных реакций. Поэтому состав и свойства продуктов газогенерации могут существенно отличаться от равновесных.

Многообразие факторов, определяющих действительное протекание процессов в газогенераторах, сложность экспериментального исследования для подтверждения тех или иных моделей процессов не позволяют в настоящее время дать общие и строгие методы расчета. Поэтому при проектировании газогенераторов обычно используют методы расчета, основанные на экспериментальных данных.

Одна и та же необходимая температура генераторного газа может быть получена либо при малых значениях коэффициента избытка окислителя $\alpha_{\text{ок}}$, либо при больших $\alpha_{\text{ок}}$. Для выбора рационального варианта приходится учитывать многие факторы.

Пусть известна зависимость температуры горения и произведения RT в широком диапазоне изменения коэффициента избытка окислителя $\alpha_{\text{ок}}$. Для иллюстрации такой зависимости, показанной на рис. 24.5, приняты результаты термодинамического расчета горения для топлива $\text{N}_2\text{O}_4 + (\text{CH}_3)_2\text{NNH}_2$.

Как видно из рис. 24.5, для рассматриваемого топлива в области малых $\alpha_{\text{ок}}$ существенно больше удельная работоспособность газа RT , что объясняется малой молекулярной массой продуктов неполного сгорания, однако возможно выпадение конденсата. Кроме того, газовая смесь, полученная при малых $\alpha_{\text{ок}}$, представляет собой восстановительную среду, не опасную для большинства материалов, в то время как в составе продуктов сгорания, полученных при больших $\alpha_{\text{ок}}$, много свободного активного окислителя.

Так как в эксплуатации заданное соотношение компонентов топлива (коэффициент избытка окислителя $\alpha_{\text{ок}}$) поддерживается постоянным лишь с определенным допуском, то при изменении $\alpha_{\text{ок}}$ возможны колебания температуры газа. Эти колебания могут быть

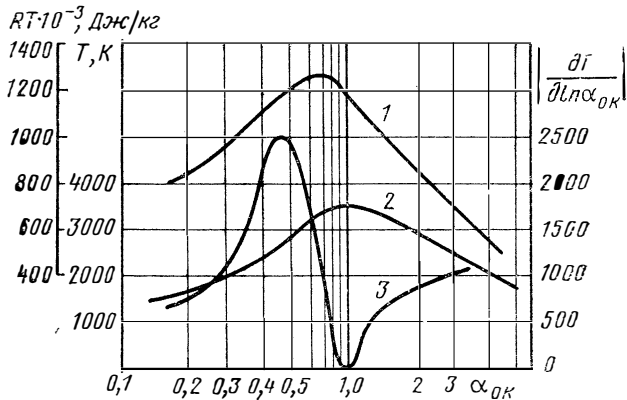


Рис. 24.5. Зависимости T , RT и $|\partial T / \partial \ln \alpha_{OK}|$ продуктов сгорания топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$ от α_{OK} ($p_{0c} = 15$ МПа):
 1— RT ; 2— T ; 3— $|\partial T / \partial \ln \alpha_{OK}|$

опасными для систем, обслуживаемых газогенератором, особенно для лопаток турбины, и должны быть сведены к минимуму. В связи с этим представляет интерес сравнить скорость изменения температуры газа в области малых и больших α_{OK} . Считая заданным допуск регулятора соотношения компонентов топлива в виде $\Delta k_m / k_m = \Delta \alpha_{OK} / \alpha_{OK}$, получим, что скорость изменения температуры составляет $\partial T / \partial \ln \alpha_{OK}$. На рис. 24.5 показано изменение $(\partial T / \partial \ln \alpha_{OK})$ по α_{OK} для того же топлива $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$. Как видно, при одинаковой температуре и постоянном относительном допуске на соотношение компонентов скорость изменения температуры различна в области малых и больших α_{OK} . Среди других факторов необходимо учитывать и такие, не менее важные, как требуемый расход в двигателях с дожиганием, возможность использования генераторного газа для наддува как баков горючего, так и баков окислителя.

Наличие твердого конденсата в продуктах газогенерации является нежелательным, а наличие жидких частиц, способных отвердевать при движении продуктов в рабочем тракте, — недопустимым.

Термодинамический расчет состава и температуры генераторного газа при двухзонной подаче топлива в газогенератор (см. гл. XIX) можно выполнить, приняв следующую упрощенную схему процесса. Так как теплоемкость и теплота испарения (точнее — собственно испарения, термического разложения и химических реакций, происходящих с поглощением тепла) подаваемого в избытке компонента обычно достаточно велики, при его вводе первичные продукты сгорания резко охлаждаются. Скорости химических реакций с падением температуры уменьшаются и при некоторой температуре T_f сравниваются со скоростями, необходимыми для поддержания химического равновесия. При дальнейшем охлаждении состав диссоциированных продуктов замораживается. Окончатель-

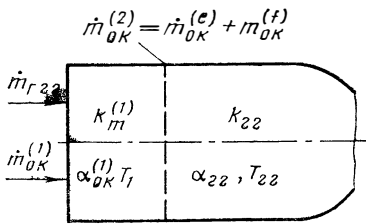


Рис. 24.6. Элементарная схема газогенератора

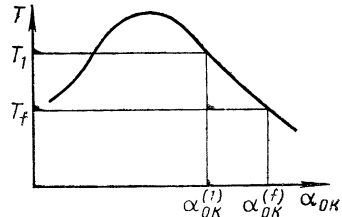


Рис. 24.7. Определение коэффициента избытка окислителя $\alpha_{OK}^{(f)}$

ный состав генераторного газа получается в результате смешения этих замороженных продуктов сгорания основного топлива и испарившегося компонента.

В качестве примера рассмотрим возможную схему расчета газогенератора при общем значении коэффициента избытка окислителя $\alpha_{22} \gg 1$. Давление в газогенераторе p_{22} , значение коэффициента избытка окислителя в первой зоне $\alpha_{OK}^{(1)}$, температуру T_f и T_{22} будем считать заданными (рис. 24.6).

1. По результатам термодинамического расчета при известном давлении p_{22} определяем значение $\alpha_{OK}^{(f)}$ (рис. 24.7), при котором равновесное значение температуры равно T_f (энтальпия топлива при этом равна t_{Tf}). Снижение температуры от T_1 до T_f обусловлено нагревом, испарением и участием в химических реакциях $\dot{m}_{OK}^{(e)}$ кг окислителя из общего количества $\dot{m}_{OK22}^{(2)}$, подаваемого во вторую зону. Очевидно (см. рис. 24.6), что

$$k_m^{(f)} = \frac{\dot{m}_{OK}^{(1)} + \dot{m}_{OK}^{(e)}}{\dot{m}_{Г22}} = k_m^{(1)} + \frac{\dot{m}_{OK}^{(e)}}{\dot{m}_{Г22}},$$

$$\text{откуда } \frac{\dot{m}_{OK}^{(e)}}{\dot{m}_{Г22}} = (\alpha_{OK}^{(f)} - \alpha_{OK}^{(1)}) k_m^{(1)}. \quad (24.31)$$

Химический состав продуктов сгорания при $\alpha_{OK}^{(f)}$ характеризуется мольными долями $x_q^{(f)}$, молекулярная масса равна μ_f .

2. Для снижения температуры продуктов сгорания неизменного состава ($x_q^{(f)} = \text{const}$) от T_f до T_{22} следует нагреть и испарить $\dot{m}_{OK}^{(f)}$ кг окислителя из общего количества $\dot{m}_{OK22}^{(2)}$, подаваемого во вторую зону. Очевидно, что массовая доля охлажденных продуктов сгорания g в смеси теперь составляет

$$g = \frac{\dot{m}_{Г22} + \dot{m}_{OK}^{(1)} + \dot{m}_{OK}^{(e)}}{\dot{m}_{Г22} + \dot{m}_{OK}^{(1)} + \dot{m}_{OK}^{(2)}}$$

или с учетом выражения (24.31)

$$g = \frac{1 + \alpha_{OK}^{(f)} k_m^0}{1 + \alpha_{22} k_m^0}. \quad (24.32)$$

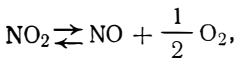
Массовая доля испаряемого окислителя составляет $(1-g)$.

3. Составляем уравнение энергии для смеси: продукты сгорания при $\alpha_{\text{ок}}^{(f)}$ + испаренный окислитель при температуре T_{22} :

$$\frac{g}{\mu_f} \sum_q x_q^{(f)} I_q(T_{22}) + \frac{1-g}{\mu_{\text{ок}}} \sum_k x_k^{\text{ок}} I_k(T_{22}) = \frac{i_r + \alpha_{22} k_m^0 i_{\text{ок}}}{1 + \alpha_{22} k_m^0}, \quad (24.33)$$

где $i_r, i_{\text{ок}}$ — энтальпии компонентов топлива при температуре подачи (Дж/кг); I_q, I_k — энтальпии индивидуальных компонентов продуктов сгорания (I_q) и продуктов испарения I_k окислителя в Дж/моль при температуре T_{22} ; $\mu_{\text{ок}}$ — молекулярная масса испаренного окислителя.

Состав продуктов испарения окислителя может быть определен в результате конкретного рассмотрения. Например, если окислителем является четырехокись азота N_2O_4 , то происходит диссоциация при нагревании и испарении, так что продукты испарения содержат NO_2 . Если при этом происходит частичная диссоциация NO_2 по схеме



то продукты испарения окислителя могут содержать NO_2, NO и O_2 . При дальнейшем нагреве продуктов происходит практически полная диссоциация NO_2 .

Разложение образующейся окиси азота $\text{NO} \rightleftharpoons \frac{1}{2} \text{N}_2 + \frac{1}{2} \text{O}_2$ в условиях газогенератора является медленным процессом. Поэтому для расчета концентраций необходимо использовать уравнения химической кинетики (см. гл. XI).

При известном составе продуктов испарения окислителя уравнение (24.33) содержит лишь одну неизвестную — коэффициент избытка окислителя в газогенераторе α_{22} . После его расчета можно вычислить распределение компонентов по зонам газогенератора

$$\begin{aligned} \dot{m}_{r_{22}} &= \dot{m}_{\text{ок}} / \alpha_{22} k_m^0; & \dot{m}_{\text{ок}}^{(1)} &= \alpha_{\text{ок}}^{(1)} k_m^0 \dot{m}_{r_{22}} = \dot{m}_{\text{ок}} (\alpha_{\text{ок}} / \alpha_{22}); \\ \dot{m}_{\text{ок}}^{(2)} &= \dot{m}_{\text{ок}} - \dot{m}_{\text{ок}}^{(1)}. \end{aligned} \quad (24.34)$$

Удельная газовая постоянная генераторного газа равна

$$R_{22} = g_1 \frac{R_0}{\mu_f} + (1 - g_1) \frac{R_0}{\mu_{\text{ок}}}. \quad (24.35)$$

Для расчета двухзонного газогенератора при $\alpha_{22} \ll 1$ на основе модели «замораживания» можно использовать аналогичную методику, видоизменив соответствующим образом расчетные формулы.

По приводимым в литературе сведениям, для целей газогенерации применяют рассмотренные ранее двухкомпонентные топлива, такие как керосин, аммиак, водород с жидким кислородом, диметилгидразин, гидразин с четырехокисью азота и др.

24.7. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБОВ ГАЗОГЕНЕРАЦИИ

От эффективности системы подачи топлива не в малой степени зависят важнейшие показатели летательного аппарата. Для данного аппарата наиболее эффективной можно считать такую систе-

му, которая при обеспечении необходимой работы L_2 обладает наименьшей массой $m_{с.п.}$. Критерием эффективности системы, следовательно, может быть величина $L_2/m_{с.п.}$.

Основную часть массы системы подачи составляет масса рабочего вещества. Поэтому $m_{с.п.}$ существенно зависит от критериев эффективности рабочих тел

$L_{ад}$ или RT_{22} . На рис. 24.8 приведены ориентировочные значения $(RT)_{22}$ и T_{22} при различных способах газогенерации (давление 10 МПа). Эти результаты получены термодинамическим расчетом в предположении химического равновесия.

Рассмотрены следующие способы получения генераторного газа (порядковые номера соответствуют обозначениям на графиках).

1. Горение топлива $O_2 + H_2$ при больших $\alpha_{ок} = 9,0 \dots 7,0$.
2. Горение топлива $O_2 + H_2$ при малых $\alpha_{ок} = 0,05 \dots 0,1$.
3. Горение топлива типа $O_2 + \text{керосин}$ при больших $\alpha_{ок} = 10 \dots 6$.

В вариантах 1—3 температура и удельная работоспособность генераторного газа изменяются в зависимости от $\alpha_{ок}$.

4. Разложение перекиси водорода в присутствии твердого катализатора: диапазон концентраций 0,7—1,0.

5. Разложение гидразина: «степень разложения» аммиака 0,1—1,0.

6. Нагрев и испарение водорода в тракте охлаждения камеры.

Следует отметить, что значения RT_{22} не характеризуют полностью совершенства способов газогенерации, однако они могут использоваться при сравнительной оценке различных систем.

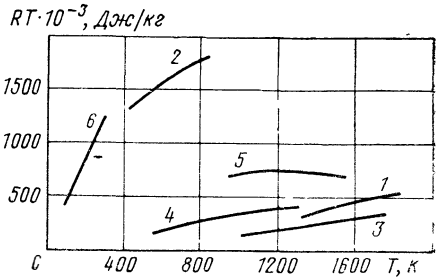


Рис. 24.8. Термодинамическая эффективность различных способов газогенерации

Глава XXV

СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИГАТЕЛЯ

25.1. ПОНЯТИЯ О СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ

Двигатель является исполнительным органом системы управления ракетой, и режим его работы может изменяться в результате управляющих воздействий. Кроме них на двигатель действуют разнообразные возмущающие факторы, которые нарушают стабильность его работы.

Проектируются двигатели на конкретные внешние условия. Эти условия принято называть номинальными. В процессе эксплуатации и испытаний внешние условия изменяются в тех или иных пределах. Эти изменения, поступающие в двигатель извне, называют внешними возмущающими факторами.

К внешним условиям (факторам), влияющим на параметры двигателя, относят температуру и плотность компонентов топлива, а также давление на входе в двигатель, давление окружающей среды, положение регулирующих органов, температуру конструкции.

На параметры двигателя (тягу, удельный импульс) влияют также отклонения эпюры распределения давления по внешней поверхности камеры от значения p_H , обусловленные движением летательного аппарата. Однако эти отклонения, как отмечалось в гл. II, принято относить к сопротивлению аппарата, а не к тяге двигателя. Поэтому тягу и удельный импульс условно считают не зависящими от скорости движения аппарата.

Внутренние возмущения возникают из-за отклонений от расчетных значений параметров самого двигателя.

К внутренним факторам относят точность изготовления элементов двигателя, характер обработки деталей, напоры и к. п. д. насосов, отклонение размеров гидравлических трактов агрегатов и трубопроводов от расчетных, параметры внутрикамерных процессов и т. д.

Влияние внутренних и внешних факторов на параметры двигателя и его агрегатов в ряде случаев можно исследовать на основе статических характеристик. Статическими характеристиками РД принято называть зависимости, связывающие их параметры на установленном режиме работы.

Аналитический метод определения статических характеристик сложен, так как многие уравнения нелинейны. Часто применяется линеаризация, которая упрощает решение, но дает необходимую точность только в окрестности номинального режима. Выполняя линеаризацию, принимают следующие допущения: а) внутренние и внешние возмущения и соответствующие им отклонения параметров двигателя при установленном режиме его работы относительно малы; б) справедлив принцип суперпозиции, т. е. влияние отдельных факторов можно рассматривать изолированно, а эффект влияния совокупности факторов получать сложением результатов их действия по отдельности.

Если уравнение агрегата выражается зависимостью

$$\varphi = \varphi(x, y, z),$$

то соответствующее уравнение в малых отклонениях будет иметь вид

$$\Delta\varphi = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_{y,z} \Delta x + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)_{x,z} \Delta y + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)_{x,y} \Delta z$$

$$\text{или } \Delta\varphi = k_x^{(\varphi)} \Delta x + k_y^{(\varphi)} \Delta y + k_z^{(\varphi)} \Delta z. \quad (25.1)$$

Статические характеристики используются при решении ряда задач: при анализе влияния внешних и внутренних факторов, конструктивных характеристик элементов двигателя на его основные параметры, при проведении настройки двигателя, для получения

данных, необходимых при расчете системы регулирования двигателя.

Наиболее универсальными являются две эксплуатационные статические характеристики ЖРД.

1. Зависимости тяги (и удельного импульса) от давления окружающей среды при постоянных давлении в камере сгорания и соотношении компонентов топлива (при постоянном режиме работы двигателя). В применении к двигателям летательных аппаратов такую характеристику называют обычно высотной, поскольку давление атмосферы однозначно связано с высотой.

2. Зависимости тяги (и удельного импульса) от давления в камере сгорания при постоянных соотношении компонентов топлива и давлении окружающей среды (высоте). Эту характеристику называют дроссельной.

Высотную и дроссельную характеристики камеры рассчитывают по уравнениям для тяги и для удельного импульса. Величина секундного расхода \dot{m} из этих уравнений исключается с помощью выражения для расходаного комплекса β , затем используется соотношение $\rho_{0c} = \sigma_f \rho_n$. Таким образом получаем уравнения

$$\begin{aligned} P &= \mu_c \varphi_c \sigma_f F_c K_{P_n}^{(нл)} p_n - F_a p_H; \\ I_y &= \varphi_k \beta^{(нл)} \left(\varphi_c K_{P_n}^{(нл)} - \frac{F_a p_H}{\sigma_f \mu_c p_n} \right). \end{aligned} \quad (25.2)$$

Для камеры постоянной геометрии значения $K_{P_n}^{(нл)}$, $\beta^{(нл)}$, μ_c , φ_k , φ_c , σ_f в этих уравнениях обычно принимают постоянными для всех режимов. Это допущения расчета, не приводящие к ошибкам свыше 1—3%.

При расчете высотной характеристики единственной переменной в выражениях (25.2) является p_n , при расчете дроссельной характеристики единственная переменная — p_n . Если проварьировать обе переменные в возможном диапазоне, получим семейство характеристик данной камеры.

Характеристики двигателя могут отличаться от характеристик камеры более сложными зависимостями $P(p_n, p_H)$, $I_y(p_n, p_H)$ в связи с возможным расходом вспомогательного топлива в системе газогенерации (при $\epsilon > 0$) и из-за наличия нескольких камер, используемых в определенном сочетании.

Влияние других факторов по сравнению с выделенными основными (давление в камере сгорания p_n , давление окружающей среды p_H) менее значительно, а сложная количественная оценка этого влияния возможна лишь для конкретного двигателя и аппарата, когда детально известны траектория полета, характеристики систем пилотирования и регулирования и др.

25.2. ВЫСОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Для расчета высотной характеристики необходимо знать зависимость атмосферного давления от высоты — $p_H = f(H)$. Ее обычно принимают по данным стандартной атмосферы (СА).

Так как высотную характеристику рассчитывают при $p = \text{const}$, изменение тяги и удельного импульса по p_H (или по H) имеет одинаковый характер. Если строить характеристику в относительных координатах $I_y/I_{y,п}$, $P/P_{п}$, то обе зависимости изображаются одной прямой в функции p_H или одной кривой в функции H .

На рис. 25.1 показана высотная характеристика двух камер, работающих в одинаковых условиях, но имеющих различные относительные площади среза сопла \bar{F}_a ($1-\bar{F}_a=10$; $2-\bar{F}_a=50$) Камер-

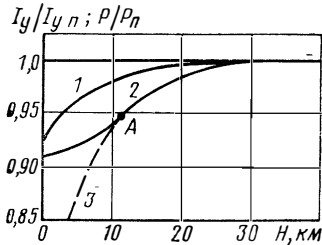


Рис. 25.1. Высотная характеристика камер: топливо типа $(O_2)_ж$ +керосин; $p_{oc} = 10$ МПа

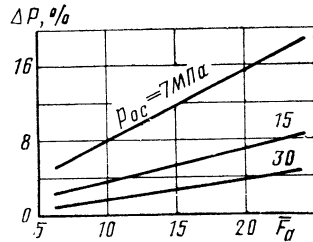


Рис. 25.2. Зависимость величин $\Delta \bar{P}$ от \bar{F}_a : топливо $N_2O_4 + (CH_3)_2NNH_2$; $\alpha_{OK} = 0,8$

ра 2 на малых высотах работает в режимах перерасширения с отрывом потока внутри сопла (точка А на кривой 2—начало отрыва, линия 3—гипотетическая безотрывная характеристика). Значения тяги и удельного импульса при отрывном течении определяют по рекомендациям гл. XV.

Полезно оценить относительное увеличение тяги и, следовательно, удельного импульса в диапазоне от Земли ($p_H = p_0$) до космоса ($p_H = 0$). Эта величина составляет

$$\Delta \bar{P} = \frac{P_{п} - P_0}{P_{п}} = \frac{F_a p_0}{P_{п}} = \frac{\beta p_0}{I_{y,п}} \frac{\bar{F}_0}{p_{0c}}$$

Как видно из формулы и как показано на рис. 25.2, значение $\Delta \bar{P}$ увеличивается линейно с ростом \bar{F}_a , а при $\bar{F}_a = \text{const}$ — возрастает на пониженных режимах (малые p_{0c} или расходы).

Как известно, сопло постоянной геометрии имеет лишь один расчетный режим $p_a = p_H$; на других режимах его характеристики ухудшаются. Для поддержания расчетного режима с увеличением высоты полета площадь среза сопла следует непрерывно увеличивать. На рис. 25.3 условно показана высотная характеристика камеры с таким идеально регулируемым соплом ($I_{y,ид}$). Там же приведены зависимости $I_y = f(H)$ для двух камер с различными \bar{F}_a . Очевидно, что первым шагом к регулированию по высоте I_y (и, следовательно P) может явиться применение двухпозиционного сопла 2, площадь среза которого меняется скачком на высоте $H_{перекл.}$. Преимущества двухпозиционного сопла перед соплом 1 сказываются в области $H > H_{перекл.}$, преимущества перед соплом

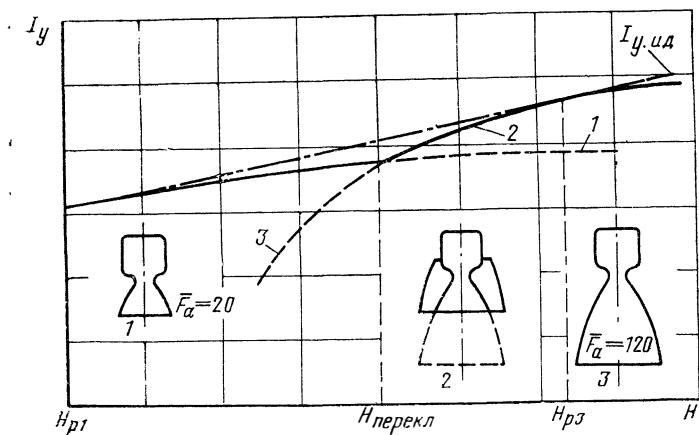


Рис. 25.3. Высотная характеристика камеры с двухпозиционным соплом

3 — в области $H < H_{\text{перекл.}}$. Известны попытки получить двухпозиционное сопло с помощью выдвигной юбки сопла, удаляемых вкладышей и др.

Приведенные выше зависимости относятся к камерам с соплами Лавалья. Кольцевые сопла имеют значительно лучшие характеристики на режимах перерасширения, в том числе с отрывом потока внутри сопла. На таких режимах эти сопла обладают известной степенью саморегулирования. Так называемое штыревое сопло приближается к идеально регулируемому соплу в широком диапазоне высот.

25.3. ДРОССЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

25.3.1. ДРОССЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КАМЕРЫ И ДВИГАТЕЛЯ

Дроссельную характеристику ЖРД называют также расходящей или регулировочной, подчеркивая тем самым, что она отражает возможности регулирования величины тяги.

Согласно уравнениям (25.2) теоретическая дроссельная характеристика камеры с постоянной геометрией при $p_H = \text{const}$ представляет собой:

для тяги в пустоте и на высоте H — уравнения прямых, одна из которых — $P_H = f(p_K)$ — проходит через начало координат, другая — $P_H = f(p_K)$ — параллельна первой и расположена ниже ее на величину $F_a p_H$;

для удельного импульса в пустоте — уравнение прямой, параллельной оси аргумента; для текущего удельного импульса I_{yH} — уравнение гиперболы с асимптотами $p_K \rightarrow \infty$, $I_y = I_{y.л}$ и $p_K = 0$, $I_y \rightarrow -\infty$.

Между давлением в камере сгорания p_K и секундным расходом топлива m существует однозначная связь, близкая, согласно фор-

муле (7.36), к линейной зависимости. Поэтому дроссельную характеристику нередко изображают в координатах $P, P_n - \dot{m}; I_y, I_{y,n} - \dot{m}$. Вид характеристики при этом практически не меняется по сравнению со случаем, когда в качестве аргумента выбрано давление p_k .

Пример теоретической дроссельной характеристики приведен на рис. 25.4. Для каждой камеры имеется определенный диапазон реализуемой характеристики от $p_{k \min}$ до $p_{k \max}$, которому соответствует максимальный \dot{m}_{\max} и минимальный \dot{m}_{\min} секундные расходы топлива. Режим \dot{m}_{\max} является предельно допустимым форси-

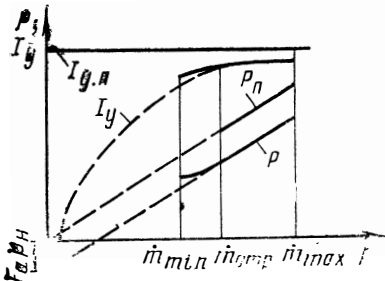


Рис. 25.4. Теоретическая дроссельная характеристика камеры

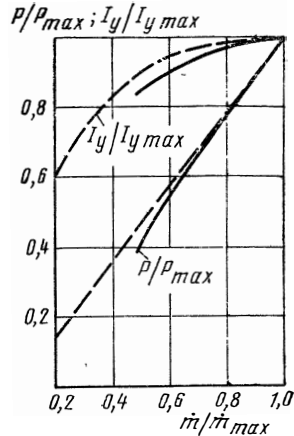


Рис. 25.5. Сравнение опытной и расчетной дроссельной характеристик:

--- расчет; — эксперимент

рованным режимом, на который рассчитаны прочность и жаростойкость камеры. Режим \dot{m}_{\min} может быть обусловлен порогом эффективной и устойчивой работы камеры, перегревом жидкости в тракте проточного регенеративного охлаждения камеры или другими ограничениями. На рис. 25.4 показан также участок характеристики с отрывом потока внутри сопла (штрихи — гипотетическое безотрывное течение).

Дроссельную характеристику можно получить экспериментально при стендовом испытании. Для ее определения требуются замеры тяги, секундного расхода топлива, давления в камере сгорания и давления окружающей среды.

Сопоставление результатов расчета и экспериментального определения дроссельной характеристики показано на рис. 25.5 (в качестве аргумента выбран секундный расход топлива). В определенном диапазоне режимов обнаруживается хорошее совпадение, однако при значительном уменьшении расхода результаты опыта и расчета все больше расходятся. Объясняется это следующим образом. Из уравнения расхода жидкости через форсунки

$$\dot{m} = \mu_{\phi} F_{\phi} \sqrt{2Q_{ж} \Delta p_{\phi}} \quad (25.3)$$

следует, что перепад давлений на форсунках Δp_{ϕ} при постоянной площади F_{ϕ} изменяется пропорционально квадрату расхода. При

значительном уменьшении Δp_{ϕ} ухудшаются процессы распыливания и перемешивания топлива, и, следовательно, уменьшается коэффициент камеры сгорания φ_k .

Уместно отметить, что опытные и расчетные значения тяги в функции p_k совпадают во всем диапазоне режимов. Причина в том, что ухудшение качества процессов в камере сгорания

при малых расходах топлива одинаково сказывается на давлении p_k и тяге. При обработке результатов стендовых испытаний это представляет определенные удобства, равно как и возможность непосредственно контролировать регулируемый параметр — давление в камере сгорания.

Дроссельные характеристики камер с кольцевыми соплами и соплами Лавала на режимах недорасширения идентичны. На режимах перерасширения, при больших значениях p_{0c}/p_H , дроссельная характеристика камер с кольцевыми соплами более благоприятна в связи с возможностью саморегулирования (см. гл. XV).

Сравнение дроссельных характеристик камеры и двигателя показано на рис. 25.6. В основной камере двигателя с дожиганием генераторного газа нет дополнительного расхода вспомогательного топлива ($\varepsilon=0$) и характеристики камеры и двигателя совпадают. Удельный импульс двигателей без дожигания генераторного газа ниже, чем удельный импульс основных камер. Отличия тем значительнее, чем больше ε и чем сильнее зависимость $\varepsilon=f(p_k)$ или $\varepsilon=f(\dot{m})$.

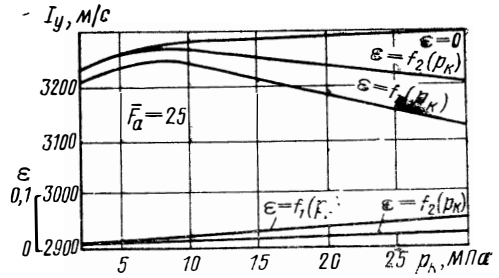


Рис. 25.6. Дроссельные характеристики камеры и двигателя при различной зависимости $\varepsilon=f(p_k)$

25. 3. 2. ОСОБЕННОСТИ ГЛУБОКОГО ДРОССЕЛИРОВАНИЯ

Недостатком регулирования тяги по дроссельной характеристике является уменьшение удельного импульса на всех режимах ниже максимального. Этот недостаток является особенно существенным при глубоком дросселировании. В основном это уменьшение обусловлено снижением перепада давлений p_{0c}/p_H , а также ухудшением качества процессов в камере сгорания.

Хотелось бы регулировать тягу камеры, поддерживая удельный импульс постоянным. Проанализируем, как принципиально это можно сделать. Для постоянства значений I_y при $p_H > 0$ нужно сохранить высокое качество процессов. Первое условие требует поддержания постоянными p_{0c} (а следовательно, и p_k) и p_a . Единственным средством сохранения неизменным p_{0c} при уменьшении расхода является, как это следует из уравнения $p_{0c} = m\beta/F_m$, уменьшение минимального сечения сопла F_m пропорционально расходу. Для поддержания неизменным давления p_a требуется сохранять

геометрическую степень расширения, т. е. изменять площадь среза \dot{F}_a пропорционально F_m и \dot{m} .

Сохранять качество рабочего процесса в камере сгорания можно, поддерживая постоянным перепад давлений на форсунках Δp_ϕ . При уменьшении расхода топлива и при $p_k = \text{const}$ это можно сделать, как видно из выражения (25.3), уменьшая площадь впрыска F_ϕ , а также μ_ϕ и $q_{ж}$ пропорционально \dot{m} .

Итак, для регулирования тяги по дроссельной характеристике расходом топлива при постоянном удельном импульсе в общем случае необходимо изменять F_m , F_a и F_ϕ пропорционально \dot{m} . В пустоте (при $p_H = 0$) изменения F_m и F_a не требуется.

На рис. 25.7 приведена расчетная характеристика 1 камеры с изменяемыми проходными сечениями. Для сравнения показана дроссельная характеристика 2 камеры с нерегулируемыми проходными сечениями.

Некоторые технические возможности регулирования F_a упоминались при рассмотрении высотной характеристики.

Изменение суммарной площади проходных сечений форсунок F_ϕ и коэффициента расхода принципиально осуществимо несколькими путями. Можно, например, выключать отдельные группы форсунок, не изменяя оптимального режима оставшихся. Возможно изменение проходных сечений форсунок механическими средствами, изменение плеча закрутки и количества каналов (воздействие на μ_ϕ). Тот и другой способ осуществить довольно сложно.

Возможен путь уменьшения плотности топлива, подаваемого через форсунки, путем подогрева криогенных компонентов, при вводе в жидкий компонент инертного (гелий, аргон, азот) или генераторного газов.

Небольшие количества инертного газа, имеющего малую молекулярную массу и, следовательно, высокую работоспособность, практически не отражаются на удельном импульсе. В то же время ввод газа обеспечивает широкий диапазон изменения расхода при постоянной геометрии форсунок без ухудшения качества и устойчивости процессов смесеобразования и горения.

Изменять площадь минимального сечения сопла F_m можно механическим или газодинамическим способами. Первый обычно предполагает применение подвижных профилированных «игл» («груш»), вводимых в минимальное сечение; второй — уменьшение эффективного проходного сечения путем вдува газа. Практическое осуществление той или другой системы представляет собой сложные конструкторские задачи.

В табл. 25.1 охарактеризованы различные способы изменения величины тяги.

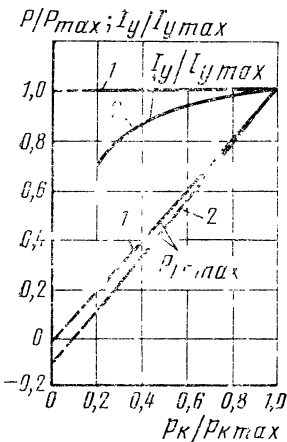


Рис. 25.7. Два варианта дроссельной характеристики камеры

Таблица 25.1

Основные способы изменения величины тяги ЖРД

	Способ: диапазон ($K=P_{\max}/P_{\min}$)	Параметры камеры		p_k	Удельный импульс		Причины изменения I_y
		постоянные	изменяемые		в пустоте	в атмосфере	
I	Дросселирование расхода топлива при постоянных проходных сечениях тракта ($K \leq 5$)	F_ϕ F_m F_a	$\Delta p_\phi \sim \dot{m}^2$	Уменьшается	Уменьшается	Изменяется	а) Уменьшение p_k/p_H (в атмосфере); б) Снижение ϕ_k
II	Дросселирование расхода топлива при регулировании проходных сечений тракта ($K > 10$)	Δp_ϕ F_m F_a	$F_\phi \sim \dot{m}$	То же	Постоянный	То же	Уменьшение p_k/p_H
		F_ϕ F_a	$\Delta p_\phi \sim \dot{m}^2$ $F_m \sim \dot{m}$	Постоянное	Увеличивается	.	а) Уменьшение или увеличение в зависимости от p_H/p_a (в атмосфере); б) Увеличение \bar{F}_a
		Δp_ϕ F_ϕ/F_m F_a	$F_\phi \sim \dot{m}$ $F_m \sim \dot{m}$	То же	То же	.	а) Уменьшение или увеличение в зависимости от p_H/p_a (в атмосфере); б) Увеличение F_a
		Δp_ϕ F_ϕ/F_m F_a/F_m	$F_\phi \sim \dot{m}$ $F_m \sim \dot{m}$ $F_a \sim \dot{m}$	Постоянный	Постоянный	Постоянный	

	Способ: диапазон ($K=P_{\max}/P_{\min}$)	Параметры камеры		p_k	Удельный импульс		Причины изменения I_y
		постоянные	изменяемые		в пустоте	в атмосфере	
III	Дросселирование расхода топлива при регулировании проходных сечений графика и изменении плотности ($K > 10$)	Δp_ϕ F_ϕ F_M F_a	$Q \sim \dot{m}^2$	Уменьшается	То же	Изменяется	Уменьшение p_k/p_H (в атмосфере)
		Δp_ϕ F_ϕ F_a	$Q \sim \dot{m}^2$ $F_M \sim \dot{m}$	Постоянное	Увеличивается	То же	а) Уменьшение или увеличение в зависимости от p_H/p_a (в атмосфере); б) Увеличение \bar{F}_a
		Δp_ϕ F_b F_a/F_M	$Q \sim \dot{m}^2$ $F \sim \dot{m}$ $i_a \sim \dot{m}$	То же	Постоянный	Постоянный	
IV	Включение и выключение камер многокамерного двигателя (ступенчатое регулирование, $K > 10$)	Δp_ϕ	ΣF_ϕ ΣF_M ΣF_a	,	То же	То же	

25.4. ОТКЛОНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕКОТОРЫХ АГРЕГАТОВ ДВИГАТЕЛЯ

На основе статических характеристик могут быть получены зависимости, выражающие отклонения параметров основных агрегатов двигателя. Эти зависимости далее записываются в виде линейных уравнений, коэффициенты которых приведены в табл. 25.2.

1. **Камера сгорания.** Для вывода уравнения, связывающего малые отклонения параметров в камере сгорания, воспользуемся выражением для расходного комплекса, предполагая, что $p_{oc} = p_{\kappa}$, $\beta = p_{\kappa} F_m / \dot{m}$, где $\dot{m} = \dot{m}_{ок} + \dot{m}_r$. Из этого выражения получаем

$$\frac{\Delta p_{\kappa}}{p_{\kappa}} = \frac{\Delta \beta}{\beta} - \frac{\Delta F_m}{F_m} + \frac{1}{1 + k_m} \frac{\Delta \dot{m}_r}{\dot{m}_r} + \frac{k_m}{1 + k_m} + \frac{\Delta \dot{m}_{ок}}{\dot{m}_{ок}}.$$

Для выбранных компонентов топлива $\beta = \beta(p_{\kappa}, k_m)$; кроме того, если изменяется температура компонентов в баках по сравнению с номинальной, то при фиксированных значениях p_{κ} , k_m значение β изменяется вследствие зависимости их энтальпии от температуры. В связи с этим

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = B_1 \frac{\Delta p_{\kappa}}{p_{\kappa}} + \left(\frac{\partial \ln \beta}{\partial \ln k_m} \right)_{p_{\kappa}} \frac{\Delta k_m}{k_m} + B_2 \Delta i_r,$$

где Δi_r — изменение энтальпии топлива из-за изменения начальной температуры компонентов; $B_1 = (\partial \ln \beta / \partial \ln p_{\kappa})_{i_r, k_m}$; $B_2 = (\partial \ln \beta / \partial i_r)_{p_{\kappa}, k_m}$. Формулы для вычисления частных производных B_1 , B_2 и их значения приведены в справочнике [79], там же представлены графические зависимости, удобные для вычисления производной $(\partial \ln \beta / \partial \ln k_m)_{p_{\kappa}}$.

Запишем формулы для отклонений k_m и энтальпии i_r :

$$\frac{\Delta k_m}{k_m} = \frac{\Delta \dot{m}_{ок}}{\dot{m}_{ок}} - \frac{\Delta \dot{m}_r}{\dot{m}_r};$$

$$\Delta i_r = \frac{c_r}{1 + k_m} \Delta T_r + \frac{c_{ок} k_m}{1 + k_m} \Delta T_{ок},$$

где c_r , $c_{ок}$ — удельные теплоемкости компонентов топлива; ΔT_r , $\Delta T_{ок}$ — изменения их температуры.

Используя выражения для Δi_r , $\Delta k_m / k_m$ и $\Delta \beta / \beta$, можем записать уравнение для камеры сгорания в окончательном виде:

$$a_1 \Delta \dot{m}_{ок} + a_2 \Delta \dot{m}_r + a_3 \Delta T_r + a_4 \Delta T_{ок} + a_5 \Delta F_m + a_6 \Delta p_{\kappa} = 0. \quad (25.4)$$

2. **Насосы.** В качестве исходного уравнения, выражающего зависимость напора насоса $\Delta p_n = p_{вых} - p_{вх}$ от секундного расхода \dot{m} , частоты вращения ротора n , наружного диаметра колеса центробежного насоса D_2 и плотности жидкости ρ , удобно использовать уравнение подобия насосов

$$\Delta p_n = \Delta \bar{p}_n \left(\frac{n}{\bar{n}} \right)^2 \frac{\rho}{\bar{\rho}} \left(\frac{D_2}{\bar{D}_2} \right)^2 + \bar{m} \left[1 - \frac{n \rho}{\bar{n} \bar{\rho}} \left(\frac{D_2}{\bar{D}_2} \right)^3 \right] \operatorname{tg} \alpha, \quad (25.5)$$

где α — угол наклона касательной к кривой $\Delta p_n = f(\dot{m})$, т. е. к напорной характеристике насоса.

Коэффициенты уравнений для некоторых агрегатов

Агрегат	a_1	a_2
Камера сгорания	$\frac{\left(\frac{\partial \ln \beta}{\partial \ln k_m}\right)_{p_k} + \frac{k_m}{1 + k_m}}{\dot{m}_{ок}}$	$-\frac{\left(\frac{\partial \ln \beta}{\partial \ln k_m}\right)_{p_k} + \frac{1}{1 + k_m}}{\dot{m}_Г}$
Насос (давление)	$\operatorname{tg} \alpha$	$\frac{2\Delta p_H - \dot{m} \operatorname{tg} \alpha}{n}$
Насос (мощность)	$N_H \left(\frac{1}{\dot{m}} + \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\Delta p_H} \right)$	$\frac{N_H}{n} \left(2 - \frac{\dot{m} \operatorname{tg} \alpha}{\Delta p_H} \right)$
Турбина	$\frac{N_T}{\dot{m}_{22}} + (1 + k_{22}) c_1 n \left(\frac{\partial \sqrt{RT_{22}}}{\partial k_{22}} \right)$	$\frac{N_T}{\dot{m}_{22}} - k_{22} (1 + k_{22}) c_1 n \left(\frac{\partial \sqrt{RT_{22}}}{\partial k_{22}} \right)$
Магистраль	$\frac{2\Delta p}{\dot{m}}$	$-\frac{\Delta p}{q} \left(\frac{\partial q}{\partial T} \right)$
Магистраль (газ)	$-\frac{\Delta p_z}{p}$	$-\frac{\Delta p_z}{\bar{p}}$
Регулятор	k	$\frac{k\varphi}{2q}$

Отклонения параметров n , q , \dot{m} , D_2 от их номинальных значений \bar{n} , \bar{q} , \bar{m} , \bar{D}_2 вызывают изменение напора насоса $\Delta(\Delta p_H)$. Взаимосвязь между $\Delta(\Delta p_H)$ и $\Delta\dot{m}$, Δn , Δq , ΔD_2 определяется так:

$$\Delta(\Delta p_H) = \left(\frac{\partial \Delta p_H}{\partial \dot{m}} \right) \Delta\dot{m} + \left(\frac{\partial \Delta p_H}{\partial n} \right) \Delta n + \left(\frac{\partial \Delta p_H}{\partial q} \right) \Delta q + \left(\frac{\partial \Delta p_H}{\partial D_2} \right) \Delta D_2.$$

Частная производная $(\partial \Delta p_H / \partial \dot{m})$ находится из графика напорной характеристики насоса $\Delta p_H = f(\dot{m})$, получаемой по результатам гидравлических испытаний. Значение производной равно тангенсу угла наклона α касательной к кривой $\Delta p_H = f(\dot{m})$.

Изменение плотности жидкости Δq по сравнению с номинальным значением возможно из-за отклонения температуры жидкости от номинальной и вследствие изменения сортности или колебаний

Коэффициенты			
a_3	a_4	a_5	a_6
$\frac{B_2 c_r}{1 + k_m}$	$\frac{B_2 c_{ок} k_m}{1 + k_m}$	$-\frac{1}{F_{ж}}$	$\frac{B_1 - 1}{p_k}$
$\frac{\Delta p_H - \dot{m} \operatorname{tg} \alpha}{\rho} (\partial Q / \partial T)$	$\frac{\Delta p_H - \dot{m} \operatorname{tg} \alpha}{\rho}$	$\frac{2\Delta p_H - 3\dot{m} \operatorname{tg} \alpha}{D_2}$	1
$a_4 \frac{\partial Q}{\partial T}$	$-\frac{N_H}{\rho} \frac{\dot{m} \operatorname{tg} \alpha}{\Delta p_H}$	$\frac{(2\Delta p_H - 3\dot{m} \operatorname{tg} \alpha) N_H}{D_2 \Delta p_H}$	$-\frac{N_H}{\eta_H}$
$\frac{N_T}{n} - \dot{m}_{2z} c_{2n} \eta_T$	$\dot{m}_{2z} n \eta_T \sqrt{RT_{2z}}$	$-\dot{m}_{2z} \eta_T n^2$	$\frac{N_T}{\eta_T}$
$-\frac{\Delta p}{\rho}$	$\frac{\Delta p}{\xi}$	—	—
$\frac{\Delta p_2}{(RT)_2}$	$\frac{\Delta p_2}{\xi_2}$	$\frac{2\Delta p_2}{\dot{m}_2}$	—
$\frac{k\varphi}{2Q} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)$	—	—	—

химического состава компонента (например, при его хранении).
В связи с этим

$$\Delta Q = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p \Delta T + \delta Q,$$

где δQ — изменение плотности, обусловленное отклонениями химического состава, сортности компонента.

Значения $(\partial Q / \partial T)_p$ вычисляют по известной зависимости $Q(T)$.

Давление на выходе из насоса $p_{\text{вых}}$ связано с напором и давлением на входе простым соотношением

$$p_{\text{вых}} = \Delta p_H + p_{\text{вх}},$$

откуда получаем

$$\Delta p_{\text{вых}} = \Delta(\Delta p_H) + \Delta p_{\text{вх}}.$$

Отклонение давления на входе в насос $\Delta p_{\text{вх}}$ от номинального значения определяется отклонением давления в баках, изменением уровня (столба) жидкости и действием ускорений в полете. Однако при анализе отклонений параметров двигателя эти факторы не включают в число независимых возмущающих воздействий, а учитывают их действие на двигатель заданием отклонения давления на входе от некоторого среднеинтегрального.

Окончательно уравнение для давления на выходе из насоса записывается в виде

$$\Delta p_{\text{вых}} = a_1 \Delta \dot{m} + a_2 \Delta n + a_3 \Delta T + a_4 \delta \rho + a_5 \Delta D_2 + a_6 \Delta p_{\text{вх}}. \quad (25.6)$$

Выражение, определяющее отклонение мощности насоса в зависимости от отклонений частоты вращения ротора, наружного диаметра центробежного колеса, плотности жидкости и коэффициента полезного действия $\eta_{\text{н}}$ может быть получено из уравнения мощности

$$N_{\text{н}} = \Delta p_{\text{н}} \dot{m} / \rho \eta_{\text{н}}. \quad (25.7)$$

Используя формулы (25.5) и (25.6), уравнение мощности насоса в малых отклонениях можно записать в виде

$$\Delta N_{\text{н}} = a_1 \Delta \dot{m} + a_2 \Delta n + a_3 \Delta T + a_4 \delta \rho + a_5 \Delta D_2 + a_6 \Delta \eta_{\text{н}}. \quad (25.8)$$

3. Турбина. Для вывода уравнения турбины в малых отклонениях может быть использовано выражение для мощности турбины, получаемое в результате экспериментов:

$$N_{\text{т}} = (\dot{m}_{\text{ок}}^{(zz)} + \dot{m}_{\text{г}}^{(zz)}) n (c_1 \sqrt{RT_{zz}} - c_2 n) \eta_{\text{т}},$$

где $\dot{m}_{\text{ок}}^{(zz)} + \dot{m}_{\text{г}}^{(zz)} = \dot{m}_{zz}$ — секундный расход газа через турбину (обычно из газогенератора); c_1 и c_2 — коэффициенты, характеризующие конструктивные особенности и перепад давлений на турбине; отклонения коэффициентов Δc_1 и Δc_2 от номинальных значений считают независимыми возмущающими факторами.

Работоспособность генераторного газа зависит от p_{zz} , k_{zz} и начальной температуры компонентов. Однако зависимости $\sqrt{RT_{zz}}$ от p_{zz} и температуры компонентов довольно слабые, и их обычно не учитывают. В связи с этим

$$\Delta \sqrt{RT_{zz}} = \frac{\partial \sqrt{RT_{zz}}}{\partial k_{zz}} \Delta k_{zz}, \quad (25.9)$$

где $\Delta k_{zz} = \frac{\Delta \dot{m}_{\text{ок}}^{(zz)}}{\dot{m}_{\text{г}}^{(zz)}} - \frac{k_{zz} \Delta \dot{m}_{\text{г}}^{(zz)}}{\dot{m}_{\text{г}}^{(zz)}}$; производная $\partial \sqrt{RT_{zz}} / \partial k_{zz}$ определяется из экспериментальных или расчетных данных.

Теперь уравнение турбины в малых отклонениях может быть записано в виде

$$\Delta N_{\text{т}} = a_1 \Delta \dot{m}_{\text{ок}}^{(zz)} + a_2 \Delta \dot{m}_{\text{г}}^{(zz)} + a_3 \Delta n + a_4 \Delta c_1 + a_5 \Delta c_2 + a_6 \Delta \eta_{\text{т}}. \quad (25.10)$$

4. **Магистралли.** Как известно из гидравлики, потери (перепад) давлений в магистральных в зависимости от текущих значений расхода \dot{m} и плотности жидкости ρ можно определить из уравнения подобия вида $\Delta p = \overline{\Delta p} \frac{\dot{m}}{\overline{\dot{m}}} \frac{\overline{\rho}}{\rho}$, где $\overline{\Delta p}$, $\overline{\dot{m}}$, $\overline{\rho}$ — параметры номинального режима.

Для этих целей может быть использовано также уравнение вида

$$\Delta p = \xi \dot{m}^2 / \rho, \quad (25.11)$$

где ξ — размерный коэффициент, учитывающий потери из-за трения, местных сопротивлений и геометрию конкретного тракта.

Коэффициенты влияния в уравнении магистралли

$$\Delta(\Delta p) = a_1 \Delta \dot{m} + a_2 \Delta T + a_3 \delta \rho + a_4 \Delta \xi \quad (25.12)$$

— вычисляются по формулам, приведенным в табл. 25.2.

Некоторые из магистралей в двигателе могут представлять собой газовые тракты, в связи с чем необходимо учитывать сжимаемость газа. Для них в качестве исходного уравнения для получения уравнения в малых отклонениях может быть использована зависимость

$$\Delta p_2 = \xi_2 \dot{m}_2^2 / \overline{\rho}_2, \quad (25.13)$$

где $\overline{\rho}_2$ — некоторая средняя плотность газов в магистрале.

Среднюю плотность $\overline{\rho}$ вычисляют из уравнения состояния идеального газа, используя среднюю температуру $\overline{T}_2 = (T_1 + T_2) / 2$ и давление $\overline{p}_2 = (p_1 + p_2) / 2$, где p_1 , T_1 — параметры на входе; p_2 , T_2 — параметры на выходе из газового тракта.

Уравнение газовой магистралли в малых отклонениях имеет вид

$$\Delta(\Delta p_2) = a_1 \Delta p_1 + a_2 \Delta p_2 + a_3 \Delta(\overline{RT}_2) + a_4 \Delta \xi_2 + a_5 \Delta \dot{m}_2. \quad (25.14)$$

Отклонения параметров в уравнении (25.14) должны выбираться с учетом особенностей назначения газовой магистралли. Например, если газовая магистраль предназначена для подачи продуктов газогенерации после турбины в камеру сгорания, то $\Delta \dot{m}_2 = \Delta \dot{m}_{ок}^{22} + \Delta \dot{m}_Г^{22}$, отклонение ΔRT_{22} должно записываться через отклонение Δk_{22} и отклонения $\Delta T_{ок}$, $\Delta T_Г$ и других параметров, влияющих на изменение RT_{22} на участке от газогенератора до входа в магистраль и в самой магистрале.

5. **Регулятор расхода.** Для регулирующих органов, определяющих расход компонентов топлива в зависимости от регулирующего параметра (обычно угла поворота φ привода регулятора) и плотности жидкости ρ , справедливо уравнение

$$\dot{m} = k \varphi \sqrt{\rho / \overline{\rho}}, \quad (25.15)$$

где k — коэффициент усиления.

Уравнение регулятора в малых отклонениях имеет вид

$$\Delta \dot{m} = a_1 \Delta \varphi + a_2 \delta \rho + a_3 \Delta T. \quad (25.16)$$

25.5. ОТКЛОНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИГАТЕЛЯ

При составлении системы уравнений для расчета отклонений параметров двигателя должны быть выбраны или заданы в качестве исходных принципиальная схема двигателя и номинальные значения параметров рабочих процессов в агрегатах и ряд их конструктивных размеров.

В зависимости от принципиальной схемы двигателя система уравнений для расчета отклонений его параметров может иметь различный состав и структуру. В качестве примера рассмотрим алгоритм составления системы уравнений в малых отклонениях для двигателя с насосной системой подачи без дожигания генераторного газа (возможная схема такого двигателя показана на рис. 16.6). Чтобы упростить пример, примем, что все виды гидравлических потерь в магистралях можно учесть одним соответствующим коэффициентом гидравлического сопротивления для данной магистрали. Например, для магистрали горючего коэффициент гидравлических потерь ξ_r учитывает перепад давлений на форсунках, потери давления в тракте охлаждения и в самой магистрали, а также в различных агрегатах, установленных в магистрали.

Для рассматриваемой схемы двигателя уравнения баланса расходов, давлений и мощностей, записанные в малых отклонениях, дополненные уравнениями агрегатов и магистралей, являются достаточными для выполнения расчета настройки и оценки влияния внешних и внутренних факторов. Рассмотрим эти уравнения.

1. Уравнения баланса давлений по магистралям подачи компонентов в камеру сгорания

$$p_k = p_{\text{вых}}^{(\text{ок})} - \Delta p_{\text{ок}}, \quad p_k = p_{\text{вых}}^{(\text{г})} - \Delta p_r.$$

Записанные в малых отклонениях, они имеют вид

$$\Delta p_k = \Delta p_{\text{вых}}^{(\text{ок})} - \Delta(\Delta p_{\text{ок}}); \quad \Delta p_k = \Delta p_{\text{вых}}^{(\text{г})} - \Delta(\Delta p_r), \quad (25.17)$$

где $p_{\text{вых}}^{(\text{ок})}$, $p_{\text{вых}}^{(\text{г})}$ — давления на выходе из насосов соответственно окислителя и горючего; $\Delta p_{\text{ок}}$, Δp_r — перепады давлений в магистралях для этих компонентов.

Разрешаем уравнение (25.4) относительно Δp_k :

$$\Delta p_k = a'_1 \Delta \dot{m}_{\text{ок}}^{(\text{к.с})} + a'_2 \Delta \dot{m}_r^{(\text{к.с})} + a'_3 \Delta T_r + a'_4 \Delta T_{\text{ок}} + a'_5 \Delta F_m.$$

Подставим теперь выражение для Δp_k в уравнение (25.17), величины $\Delta p_{\text{вых}}^{(\text{к})}$ и $\Delta p_{\text{вых}}^{(\text{г})}$ заменим уравнениями вида (25.6), вместо $\Delta(\Delta p_{\text{ок}})$ и $\Delta(\Delta p_r)$ подставим уравнения для них вида (25.12). После приведения подобных членов получим два линейных уравнения

$$a_{11} \Delta \dot{m}_{\text{ок}} + a_{12} \Delta \dot{m}_{\text{ок}}^{(\text{к.с})} + a_{13} \Delta \dot{m}_r^{(\text{к.с})} + a_{14} \Delta n = c_{11} \delta Q_{\text{ок}} + c_{12} D_2^{(\text{ок})} + c_{13} \Delta \xi_{\text{ок}} + c_{14} \Delta p_{\text{вых}}^{(\text{ок})} + c_{15} \Delta T_r + c_{16} \Delta T_{\text{ок}} + c_{17} \Delta F_m; \quad (25.18)$$

$$a_{21} \Delta \dot{m}_r + a_{22} \Delta \dot{m}_{\text{ок}}^{(\text{к.с})} + a_{23} \Delta \dot{m}_r^{(\text{к.с})} + a_{24} \Delta n = c_{21} \delta Q_r + c_{22} D_2^{(\text{г})} + c_{23} \Delta \xi_r + c_{24} \Delta p_{\text{вых}}^{(\text{г})} + c_{25} \Delta T_r + c_{26} \Delta T_{\text{ок}} + c_{27} \Delta F_m, \quad (25.19)$$

где коэффициенты a_{ij} и c_{ij} выражаются через коэффициенты a_i из табл. 25.2.

2. Уравнения баланса давлений по магистралям подачи компонентов в газогенератор

$$p_{22} = p_{\text{вых}}^{(r)} - \Delta p_{\Gamma}^{(22)} \quad \text{и} \quad p_{22} = p_{\text{вых}}^{(ок)} - \Delta p_{ок}^{(22)}.$$

При записи в малых отклонениях они имеют вид

$$\Delta p_{22} = \Delta p_{\text{вых}}^{(ок)} - \Delta(\Delta p_{ок}^{(22)}); \quad \Delta p_{22} = \Delta p_{\text{вых}}^{(r)} - \Delta(\Delta p_{\Gamma}^{(22)}), \quad (25.20)$$

где p_{22} — давление в газогенераторе; $\Delta p_{ок}^{(22)}$, $\Delta p_{\Gamma}^{(22)}$ — перепады давлений в магистралях от насосов до газогенератора.

Используя уравнения камеры сгорания (25.4), уравнения напоров насосов (25.6) и магистралей (25.12), можно получить еще два линейных уравнения

$$a_{31}\Delta\dot{m}_{ок} + a_{32}\Delta\dot{m}_{ок}^{(22)} + a_{33}\Delta\dot{m}_{\Gamma}^{(22)} + a_{34}\Delta n = c_{31}\delta Q_{ок} + c_{32}D_2^{(ок)} + c_{33}\Delta\xi_{ок}^{(22)} + c_{34}\Delta p_{\text{вх}}^{(ок)} + c_{35}\Delta T_{\Gamma} + c_{36}\Delta T_{ок} + c_{37}\Delta F_{\mathcal{M}}^{(22)}; \quad (25.21)$$

$$a_{41}\Delta\dot{m}_{\Gamma} + a_{42}\Delta\dot{m}_{ок}^{(22)} + a_{43}\Delta\dot{m}_{\Gamma}^{(22)} + a_{44}\Delta n = c_{41}\delta Q_{\Gamma} + c_{42}D_2^{(r)} + c_{43}\Delta\xi_{\Gamma}^{(22)} + c_{44}\Delta p_{\text{вх}}^{(r)} + c_{45}\Delta T_{\Gamma} + c_{46}\Delta T_{ок} + c_{47}\Delta F_{\mathcal{M}}^{(22)}. \quad (25.22)$$

Коэффициенты a_{3j} , a_{4j} , c_{3j} , c_{4j} выражаются через коэффициенты a_i из табл. 25.2.

3. Уравнение баланса мощностей турбины и насосов в малых отклонениях записывается так:

$$\Delta N_{\Gamma} = \Delta N_{\text{н.ок}} + \Delta N_{\text{н.т.}}$$

Используя формулы (25.8) и (25.10) для отклонений мощностей насосов и турбины, можно получить линейное уравнение вида

$$a_{51}\Delta\dot{m}_{ок} + a_{52}\Delta\dot{m}_{\Gamma} + a_{53}\Delta\dot{m}_{ок}^{(22)} + a_{54}\Delta\dot{m}_{\Gamma}^{(22)} + a_{55}\Delta n = c_{51}\delta Q_{ок} + c_{52}\delta Q_{\Gamma} + c_{53}\Delta D_2^{(ок)} + c_{54}\Delta D_2^{(r)} + c_{55}\Delta\eta_{\text{н}}^{(ок)} + c_{56}\Delta\eta_{\text{н}}^{(r)} + c_{57}\Delta c_1 + c_{58}\Delta c_2 + c_{59}\Delta\eta_{\Gamma}. \quad (25.23)$$

4. Уравнения баланса расходов в малых отклонениях принимают вид

$$\Delta\dot{m}_{ок} = \Delta\dot{m}_{ок}^{(к.с)} + \Delta\dot{m}_{ок}^{(22)}; \quad (25.24)$$

$$\Delta\dot{m}_{\Gamma} = \Delta\dot{m}_{\Gamma}^{(к.с)} + \Delta\dot{m}_{\Gamma}^{(22)}. \quad (25.25)$$

Для получения замыкающего уравнения воспользуемся уравнением (25.16) для регулятора. В случае, когда регулятор расхода установлен в магистрали горючего от насоса до газогенератора, имеем

$$\Delta\dot{m}_{\Gamma}^{(22)} = c_{71}\Delta\varphi + c_{72}\Delta Q_{\Gamma} + c_{73}\Delta T_{\Gamma}. \quad (25.26)$$

Таким образом, получена система линейных уравнений (25.18), (25.19), (25.21) — (25.26) для определения отклонений параметров $\Delta\dot{m}_{ок}$, $\Delta\dot{m}_{\Gamma}$, $\Delta\dot{m}_{ок}^{(к.с)}$, $\Delta\dot{m}_{\Gamma}^{(к.с)}$, $\Delta\dot{m}_{ок}^{(22)}$, $\Delta\dot{m}_{\Gamma}^{(22)}$, Δn в зависимости от действия различных возмущающих факторов: отклонений характерных геометрических размеров агрегатов двигателя — $\Delta F_{\mathcal{M}}$,

$\Delta F_{\text{ж}}^{(22)}$, Δc_1 , Δc_2 , $\Delta D_2^{(OK)}$, $\Delta \Gamma_2^r$, $\Delta \varphi$, отклонений гидравлических сопротивлений магистралей — $\Delta \xi_{OK}$, $\Delta \xi_r$, $\Delta \xi_{OK}^{(22)}$, $\Delta \xi_r^{(22)}$ и коэффициентов полезного действия — $\Delta \eta_n^{(OK)}$, $\Delta \eta_n^{(r)}$, $\Delta \eta_r$, параметров компонентов топлива — δQ_{OK} , δQ_r , ΔT_{OK} , ΔT_r , давлений на входе в насосы, $p_{\text{вх}}^{OK}$, $p_{\text{вх}}^r$. Отклонения давлений в камере сгорания Δp_{κ} и в газогенераторе могут быть рассчитаны затем по уравнению вида (25.4).

Для определения отклонений тяги в пустоте и удельного импульса $I_{y.п}$ воспользуемся известными соотношениями

$$P_{\text{п}} = p_{\kappa} K_{P_{\text{п}}} F_{\text{ж}}, \quad I_{y.п} = P / \dot{m},$$

которые при записи в малых отклонениях принимают вид

$$\frac{\Delta P_{\text{п}}}{P_{\text{п}}} = \frac{\Delta p_{\kappa}}{p_{\kappa}} - (1 - K'_{P_{\text{п}}}) \frac{\Delta F_{\text{ж}}}{F_{\text{ж}}} + K'_{P_{\text{п}}} \frac{\Delta F_a}{F_a}; \quad (25.27)$$

$$\frac{\Delta I_{y.п}}{I_{y.п}} = \frac{\Delta P_{\text{п}}}{P_{\text{п}}} - \frac{\Delta \dot{m}_{OK} + \Delta \dot{m}_r}{\dot{m}}, \quad (25.28)$$

где $K'_{P_{\text{п}}} = \left(\frac{\partial \ln K_{P_{\text{п}}}}{\partial \ln F_a} \right)_{p_{\kappa}, I_r}$ — частная производная, определяемая в результате термодинамического расчета.

Формулы для вычисления $K'_{P_{\text{п}}}$ приводятся в справочнике [79].

В теории регулирования двигателя обычно выделяют четыре группы параметров, относительно которых может решаться система уравнений двигателя.

К первой группе относят основные параметры, определяющие режим работы двигателя: тягу и удельный импульс, расходы окислителя и горючего через камеру сгорания и газогенератор, частоту вращения турбонасосного агрегата, а также давление в камере сгорания. Параметрами второй группы являются давление на входе в насосы, плотность компонентов топлива. Параметры, зависящие от точности выполнения геометрических размеров и чистоты обработки поверхностей деталей, а также точности сборки и настройки двигателя, составляют третью группу. Такие регулирующие параметры, как коэффициент гидравлического сопротивления регулирующего органа, давление в баке (если оно является регулирующим), представляют собой четвертую группу.

Полученную выше систему уравнений можно использовать для оценки влияния каждого или группы параметров на основные параметры двигателя. Обычно результаты решения представляют в виде таблицы коэффициентов влияния. Эти коэффициенты показывают относительные изменения основных параметров двигателя (тяги, удельного импульса, соотношения и расходов компонентов и др.), вызванное относительным изменением (на 1%) внутренних и внешних факторов.

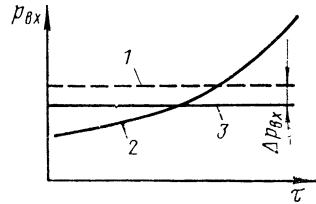
25.6. НАСТРОЙКА ДВИГАТЕЛЯ

Расчет настройки сводится к определению потерь давления на дроссельных шайбах или регулирующих органах регуляторов (в нашем примере $\Delta\xi_{ок}$, $\Delta\xi_{г}$, $\Delta\xi_{ок}^{(22)}$, $\Delta\xi_{г}^{(22)}$), необходимых для компенсации действия возмущающих факторов.

Как известно, суммарное отклонение параметра при наиболее неблагоприятном сочетании внешних и внутренних факторов называется предельно возможным отклонением. При определении предельно возможного значения отклонения параметра необходимо провести анализ влияния того или иного фактора. Влияние может

Рис. 25.8. Отклонение давления на входе в двигатель:

1—номинальное среднееинтегральное давление;
2—действительный закон изменения давления;
3—среднееинтегральное давление; $\Delta p_{вх}$ —систематическая составляющая отклонения давления



быть либо случайным, либо систематическим. Например, считают, что воздействие регулирующих органов носит систематический характер. Как систематическое отклонение учитывают также влияние давлений компонентов на входе в двигатель $p_{вх}^{(ок)}$, $p_{вх}^г$ при отличии их от номинальных значений в полете (рис. 25.8).

Характер влияния какого-либо фактора на параметры определяется конкретным исполнением двигателя и системы питания, программой полета и условиями эксплуатации. Поэтому и невозможно провести общую систематизацию случайных и систематических факторов, справедливую для любого двигателя.

Предельно возможное отклонение параметра двигателя после выяснения характера составляющих определяют по формуле

$$\Delta\Pi = \sum \Delta\Pi_i + \sqrt{\sum \Delta\Pi_q^2}$$

где первое слагаемое относится к систематическим, а второе — к случайным отклонениям параметра Π из-за действия соответствующих факторов.

Значение суммарного отклонения любого из параметров двигателя, полученное по результатам испытаний, не должно превышать предельно допустимого отклонения. Для этих целей и выполняется настройка двигателя на номинальные значения p_k и k_m путем соответствующего изменения гидравлических сопротивлений на дроссельных шайбах и регулирующих органах регуляторов, а также путем изменения углов поворота регулирующих органов.

НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

26.1. ПОНЯТИЯ О ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

26.1.1. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Режим работы ЖРД может быть установившимся и неустойчивым. К неустойчивым относятся режимы запуска, останова и регулирования. При возникновении неисправностей в двигателе также могут возникнуть переходные неустойчивые процессы, приводящие к значительному изменению режима работы двигателя.

Зависимости, связывающие параметры двигательной установки при работе на неустойчивых режимах, называют динамическими характеристиками.

Для определения изменения параметров во времени необходимы уравнения динамических процессов. В этих уравнениях неизвестными функциями времени являются основные параметры ЖРД: давление и температура в газовых емкостях, расход компонентов топлива по магистралям, частота вращения ротора турбо-насосного агрегата, площади проходных сечений регулирующих органов, давление на входе в насосы и давление в баках ракеты. Динамические свойства системы принято характеризовать поведением системы как реакции на некоторые типовые входные воздействия.

Для вывода уравнений динамики принято представлять двигатель отдельными звеньями: проточные газовые емкости (камера сгорания, газогенератор, газовая магистраль), турбонасосный агрегат, гидравлические магистрали и регуляторы и т. п. Из-за сложности процессов, происходящих в отдельных звеньях, уравнения динамики для них выводят с рядом допущений, ограничивающих область применения уравнений по диапазону частот.

К числу задач, связанных с исследованием динамических характеристик двигателя, можно отнести следующие.

1. Расчет запуска двигателя и выхода его на установившийся режим работы.

2. Исследование и расчет переходных процессов, возникающих под воздействием команд системы регулирования.

3. Расчет аварийного перехода с одного режима на другой из-за неисправности какого-либо элемента двигателя.

4. Исследование причин возникновения колебаний и построение границ устойчивости.

5. Расчет останова двигателя.

Для решения указанных задач двигатель представляют математической моделью, описываемой совокупностью уравнений для динамических процессов в отдельных агрегатах.

Вид уравнений определяется в основном поставленной задачей. Так, например, при расчете режимов запуска и останова, когда параметры изменяются в широких пределах, необходимо использовать нелинейные дифференциальные уравнения. Для расчета переходных процессов с незначительным изменением параметров двигателя, а также для исследования низкочастотной неустойчивости удобно использовать уравнения в малых отклонениях. При изучении изменения параметров не только во времени, но и в пространстве, что имеет место при высокочастотных колебаниях, необходимо использовать дифференциальные уравнения в частных производных.

26.1.2. УРАВНЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

В целях простоты изложения предположим, что выходная y и входная x величины какого-либо элемента связаны нелинейным дифференциальным уравнением первого порядка

$$\frac{dy}{d\tau} = F(x, y), \quad (26.1)$$

где $F(x, y)$ — нелинейная функция.

Обозначим отклонения величин x и y от своих установившихся значений \bar{x} , \bar{y} через Δx и Δy . Тогда в каждый момент времени $x = \bar{x} + \Delta x$, $y = \bar{y} + \Delta y$ и

$$\frac{dy}{d\tau} = \frac{d(\Delta y)}{d\tau}.$$

Разложив нелинейную функцию $F(x, y)$ в ряд Тейлора в окрестности точки \bar{x} , \bar{y} с учетом только первых членов, получим

$$F(x, y) = F(\bar{x}, \bar{y}) + \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_y \Delta x + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)_x \Delta y.$$

Значение $F(\bar{x}, \bar{y})$ определяется при значениях входной и выходной величин, соответствующих равносному состоянию системы, т. е. когда $\Delta x, \Delta y = 0$, $dy/d\tau = 0$, в связи с чем $F(\bar{x}, \bar{y}) = 0$.

Теперь нелинейное уравнение (26.1) можно привести к виду, наиболее часто используемому при записи уравнения динамики:

$$T \frac{d(\Delta y)}{d\tau} + \Delta y = k \Delta x, \quad (26.2)$$

где $k = -(\partial F/\partial x)/(\partial F/\partial y)$; $T = -1/(\partial F/\partial y)$.

Коэффициент T в уравнении (26.2) имеет размерность времени. Этот коэффициент обычно называют постоянной времени.

Постоянная времени определяет динамические свойства звена. Чем больше T , тем медленнее протекает переходный процесс в звене, и наоборот. Геометрический смысл постоянной времени, как показателя инерционности, в том, что T — это время, за которое мог бы закончиться переходный процесс до установления нового режима, если бы скорость процесса была постоянной и равной начальной скорости.

Высокая энергонапряженность процессов в звеньях ЖРД оказывает существенное влияние на протекание неустановившихся процессов, т. е. на колебания и переходные процессы. Постоянные времени звеньев ЖРД и двигателя в целом, характеризующие их динамические свойства, очень малы и не превышают тысячных или сотых долей секунды. Например, для камеры сгорания (см. разд. 26.2) постоянная времени совпадает со временем пребывания $\tau_{\text{п}}$ (см. гл. XIX). Только в отдельных случаях для двигателей с турбонасосным агрегатом без дожигания, постоянная времени может исчисляться секундами.

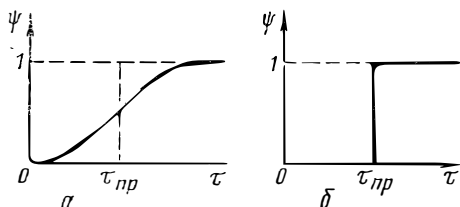


Рис. 26.1. Схематическое представление процесса преобразования топлива:

ψ —относительное количество про-реагировавшего компонента

Принципиальная особенность динамических характеристик ряда звеньев ЖРД — это сдвиг начала переходного процесса относительно начала внесения возмущения, т. е. характеристики описываются уравнениями с запаздыванием. Рассмотрим в качестве примера процесс преобразования топлива в камеру сгорания или газогенераторе. Постепенное преобразование топлива в продукты сгорания (рис. 26.1, а) можно представить ступенчатым процессом (рис. 26.1, б), т. е. можно предположить, что процесс преобразования поступившего в камеру сгорания (газогенератор) топлива происходит мгновенно по истечении времени преобразования (запаздывания) $\tau_{\text{пр}}$ с момента поступления в камеру сгорания. Период времени $\tau_{\text{пр}}$ должен входить в соответствующие уравнения динамических процессов в камере сгорания (газогенераторе).

Коэффициент k в уравнении (26.2) называют коэффициентом передачи. Его можно найти непосредственно из статической характеристики элемента (см. гл. XXV). Коэффициент передачи характеризует уровень нового режима, который установится после изменения входной величины.

Уравнение (26.2) можно также выразить и в относительных величинах

$$T \frac{d(\delta y)}{d\tau} + \delta y = k_0 \delta x, \quad (26.3)$$

$$\text{где } \delta x = \Delta x / \bar{x}, \quad \delta y = \Delta y / \bar{y}, \quad k_0 = k \bar{x} / \bar{y}. \quad (26.4)$$

Все входящие в уравнение (26.3) величины являются безразмерными. Иногда в целях сокращения записи символы Δ или δ в уравнениях (26.2) и (26.3) не пишут, если из текста очевидно, что речь идет об отклонениях параметров от значений \bar{x} , \bar{y} .

Для совокупности агрегатов (звеньев) двигателя составляется система обыкновенных дифференциальных уравнений. Совместным решением эту систему можно свести к обыкновенному дифференциальному уравнению высокого порядка, в связи с чем термин «звено» нередко может объединять комплекс звеньев.

Эффективным методом решения дифференциальных уравнений вида (26.3) является применение преобразования Лапласа. Преобразование Лапласа связывает однозначную функцию $F(s)$ комплексной переменной $s = \delta + i\omega$ (изображение) с соответствующей функцией $f(\tau)$ действительной переменной τ (оригинал). Благодаря преобразованию Лапласа многим соотношениям и операциям над оригиналами $f(\tau)$ соответствуют более простые соотношения и операции над их изображениями $F(s)$ (теоремы соответствия операций). Соответствующие пары $f(\tau)$ и $F(s)$ обычно в литературе приводятся в виде таблиц. Они связаны между собой соотношением

$$F(s) = \int_0^{\infty} f(\tau) e^{-s\tau} d\tau. \quad (26.5)$$

Применение преобразования Лапласа к уравнению (26.3) позволяет получить линейное алгебраическое уравнение вида

$$TsY(s) + Y(s) = k_0X(s), \quad (26.6)$$

где $Y(s)$, $X(s)$ — изображения оригиналов функций $y(\tau)$ и $x(\tau)$.

Определив из алгебраических уравнений изображение искомой функции, описывающей переходный процесс в системе, находят саму функцию, пользуясь таблицами оригиналов и их изображений.

Вынесем в уравнении (26.6) функцию $Y(s)$ за скобки и найдем отношение этих функций

$$W(s) = Y(s)/X(s) = k_0/(Ts + 1). \quad (26.7)$$

Отношение изображений выходной и входной величин при равновесном состоянии системы (\bar{x} , \bar{y}) называют **передаточной функцией** элемента системы. Передаточная функция характеризует динамические свойства системы и является фундаментальным понятием теории динамических процессов.

26.2. ПРИМЕРЫ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Исследование динамических свойств агрегатов двигателя является предметом таких курсов, как динамика ЖРД, автоматическое управление и регулирование и др. В работах по этим дисциплинам, например [13, 19, 47], подробно рассматриваются уравнения для всех важнейших агрегатов ЖРД. Поэтому в данной главе приводятся лишь некоторые принципы вывода уравнений динамики на примере камеры и газогенератора.

Камеру и газогенератор обычно представляют совокупностью звеньев — смесительной головкой и собственно камерой сгорания или камерой разложения (газовый тракт).

26. 2. 1. СМЕСИТЕЛЬНАЯ ГОЛОВКА

Для смесительной головки камеры сгорания (газогенератора) связь между расходом и перепадом давлений на форсунках устанавливается уравнением вида (18.3). Переменными величинами во времени в этом уравнении являются расход через форсунку \dot{m}_ϕ и давления на входе и выходе из форсунки ($p_{вх}$ и p_κ). Придавая переменным величинам отклонения $\Delta \dot{m}_\phi$, $\Delta p_{вх}$ и Δp_κ , после разложения уравнения (18.3) в ряд Тейлора и несложных преобразований можно получить

$$\delta \dot{m}_\phi = k_m^{(вх)} \delta p_{вх} - k_m^{(\kappa)} \delta p_\kappa, \quad (26.8)$$

где $k_m^{(вх)} = p_{вх} \left(\frac{\mu_\phi F_\phi}{\dot{m}_\phi} \right)^2$, $k_m^{(\kappa)} = p_\kappa \left(\frac{\mu_\phi F_\phi}{\dot{m}_\phi} \right)^2$ — коэффициенты усиления

расхода по соответствующим давлениям.

26. 2. 2. ГАЗОВЫЙ ТРАКТ

При записи уравнений динамики для газового тракта делают ряд допущений. Течение считают адиабатным с параметрами, одинаковыми для всех точек газового тракта; скоростью движения пренебрегают. Это означает, что акустические волны давления распространяются мгновенно и гидравлическими сопротивлениями газовой емкости можно пренебречь. Для продуктов сгорания справедливо уравнение состояния идеального газа.

Сделанные допущения позволяют описать динамику газового потока в тракте с применением только двух уравнений: баланса массы и энергии. За бесконечно малое время $d\tau$ изменение содержания продуктов сгорания dm в объеме тракта V равно разности массы образовавшихся (поступивших в объем) за это время продуктов сгорания $\dot{m}_{вх} d\tau$ и массы газа, вытекшего за это время из объема, $\dot{m}_{вых} d\tau$:

$$\frac{dm}{d\tau} = \dot{m}_{вх} - \dot{m}_{вых}.$$

Для определения производной $dm/d\tau$ воспользуемся уравнением состояния $m = pV/RT$, где $V = \text{const}$, а $RT = f(\tau)$. Дифференцируя выражение для m , получаем

$$\frac{V}{RT} \frac{dp}{d\tau} - \frac{pV}{(RT)^2} \frac{d}{d\tau}(RT) = \dot{m}_{вх} - \dot{m}_{вых}.$$

Производную $d(RT)/d\tau$ можно определить из уравнения энергии

$$\frac{d}{d\tau}(me) = \dot{m}_{вх} i_{вх} - \dot{m}_{вых} i.$$

С целью получения более простых зависимостей примем, что химический состав продуктов сгорания и их теплоемкости c_p и c_v постоянны, в связи с чем

$$e = c_v T = RT / (\kappa - 1), \quad i = c_p T = \kappa RT / (\kappa - 1).$$

После несложных преобразований из уравнения энергии получаем

$$\frac{pV}{RT} \frac{d(RT)}{d\tau} = (\kappa R_{\text{вх}} T_{\text{вх}} - RT) \dot{m}_{\text{вх}} - (\kappa - 1) RT \dot{m}_{\text{вых}}. \quad (26.9)$$

Подставляя выражение (26.9) в уравнение баланса массы, находим

$$\frac{dp}{d\tau} = \frac{\kappa}{V} (R_{\text{вх}} T_{\text{вх}} \dot{m}_{\text{вх}} - RT \dot{m}_{\text{вых}}). \quad (26.10)$$

Уравнения (26.9) и (26.10) описывают изменение состояния газа в объеме тракта при одновременном изменении расходов на входе $\dot{m}_{\text{вх}}$ и выходе $\dot{m}_{\text{вых}}$ из тракта, а также работоспособности $R_{\text{вх}} T_{\text{вх}}$. Установим взаимосвязь указанных параметров с расходами компонентов и их соотношением.

За промежуток времени от 0 до τ из общего количества подведенного топлива в рабочем процессе будет принимать участие только та его масса, которая поступила в камеру сгорания за время от 0 до $\tau - \tau_{\text{пр}}$, следовательно,

$$\int_0^{\tau} \dot{m}_{\text{вх}} d\tau = \int_0^{\tau - \tau_{\text{пр}}} (\dot{m}_{\text{ок}} + \dot{m}_{\text{г}}) d\tau.$$

Дифференцируя это уравнение по времени при условии $\tau_{\text{пр}} = \text{const}$, получим

$$\dot{m}_{\text{вх}} = \dot{m}_{\text{ок}} (\tau - \tau_{\text{пр}}) + \dot{m}_{\text{г}} (\tau - \tau_{\text{пр}}),$$

где запись в скобках указывает на значение величины в момент времени $\tau - \tau_{\text{пр}}$.

Величина $\dot{m}_{\text{вых}}$ представляет собой расход газа из камеры через сопло ($\dot{m}_{\text{вых}} = \dot{m}_{\text{с}}$) или из газогенератора через турбину ($\dot{m}_{\text{вых}} = \dot{m}_{\text{т}}$). Для сверхкритического режима течения величину $\dot{m}_{\text{вых}}$ определяют по формуле (7.36).

Работоспособность газа на входе в газовый тракт, в котором происходит горение топлива, зависит от давления p_{κ} и соотношения компонентов на входе в головку в момент времени $\tau - \tau_{\text{пр}}$, в связи с чем

$$R_{\text{вх}} T_{\text{вх}} = f [k_m (\tau - \tau_{\text{пр}}), p_{\kappa} (\tau - \tau_{\text{пр}})].$$

Уравнения (26.9) и (26.10) обычно используют при анализе динамических процессов со значительным изменением основных параметров (например, при запуске и останове двигателя). Для решения ряда других задач можно применять уравнения в отклонениях.

Следует отметить, что уравнения вида (26.9) и (26.10) можно применять и для трактов, в которых отсутствует горение, например, для газоведа.

26. 2. 3. УРАВНЕНИЯ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ В МАЛЫХ ОТКЛОНЕНИЯХ

Получим уравнение в малых отклонениях для камеры сгорания ($p=p_k$, $RT=R_k T_k$). Для примера рассмотрим случай, когда $k_m = \text{const}$, а следовательно, и $R_{\text{вх}} T_{\text{вх}} = RT = \text{const}$. Применим к уравнению (26.9) преобразование, аналогичное преобразованию уравнения (26.1) в уравнение (26.3); величину $\dot{m}_{\text{вх}}$ заменим в уравнении (26.9) выражением (7.36). В результате получим

$$\tilde{T}_k \frac{d\delta p_k}{d\tau} + \delta p_k = k_p^{(\text{ок})} \delta \dot{m}_{\text{ок}} (\tau - \tau_{\text{пр}}) + k_p^{(\text{r})} \delta \dot{m}_{\text{r}} (\tau - \tau_{\text{пр}}), \quad (26.11)$$

где $\tilde{T}_k = \rho_k V_k / \dot{m}_c$ — постоянная времени; $k_p^{(\text{ок})} = g_{\text{ок}}$, $k_p^{(\text{r})} = g_{\text{r}}$ — коэффициенты усиления давления в камере сгорания по расходам компонентов; $g_{\text{ок}}$, g_{r} — массовые доли компонентов топлива.

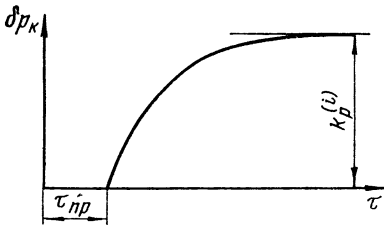


Рис. 26.2. Изменение давления во времени при ступенчатом входном сигнале

Применим к уравнению (26.11) преобразование Лапласа (26.5) с учетом известной из математики теоремы соответствия операций над оригиналом и изображением

$$f(\tau - \tau_{\text{пр}}) = e^{-\tau_{\text{пр}} s} F(s).$$

Тогда по аналогии с уравнением (26.6) можно записать

$$(\tilde{T}_k s + 1) Y(s) = [k_p^{(\text{ок})} X_1(s) + k_p^{(\text{r})} X_2(s)] e^{-\tau_{\text{пр}} s}, \quad (26.12)$$

где $Y(s)$, $X_1(s)$, $X_2(s)$ — соответственно изображения функций $\delta \rho_k(\tau)$, $\delta \dot{m}_{\text{ок}}(\tau)$, $\delta \dot{m}_{\text{r}}(\tau)$.

Для оценки динамических свойств звеньев рассматривают в основном два вида входных сигналов: ступенчатую функцию и гармоническую функцию. Это наиболее характерные случаи возмущений при стабилизации режима и при регулировании двигателей.

При ступенчатом изменении единичного входного сигнала изменение выходного сигнала $\delta p_k(\tau)$ определится решением уравнения (26.12):

$$\delta p_k = k_p^{(i)} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\tau - \tau_{\text{пр}}}{\tilde{T}_k}} \right) \text{ при } \tau > \tau_{\text{пр}}; \delta p_k = 0 \text{ при } \tau < \tau_{\text{пр}}.$$

Изменение давления во времени при ступенчатом входном сигнале называют **переходной характеристикой** (рис. 26.2).

26.3. НЕКОТОРЫЕ ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВИГАТЕЛЯ

Для расчета динамических характеристик двигателя необходимо составить систему уравнений, описывающих динамические процессы в различных его агрегатах. Эта система уравнений составляется на основании анализа принципиальных схем двигателя, примеры которых приводились в гл. XVI.

Обычно в систему уравнений входят уравнения гидравлических магистралей (от насосов к газогенератору и камере сгорания), газовых трактов (камера сгорания, газопровод, газогенератор), ТНА и несколько (в зависимости от схемы регулирования) уравнений регуляторов. Система может состоять из десяти и более уравнений.

В качестве переменных в системе уравнений двигателя используют относительные δx_j вариации (отклонения) величин: расходов компонентов в камеру сгорания $\delta \dot{m}_{ок}^{(к.с)}$, $\delta \dot{m}_r^{(к.с)}$ и генератор $\delta \dot{m}_{ок}^{(22)}$, $\delta \dot{m}_r^{(22)}$, параметров рабочего тела в камере сгорания δp_k , δT_k , газогенераторе δp_{22} , δT_{22} и в магистрали за турбиной δp_m , δT_m , частоты вращения ТНА δn .

В качестве внешних (управляющих) воздействий обычно рассматривают вариации проходных сечений дросселирующих элементов регуляторов, положений соответствующих приводов, вариации давлений на входе в насосы.

Система уравнений динамики в отклонениях составляется примерно так же, как система уравнений статики (см. гл. XXV), однако в данном случае система уравнений обычно нелинейная.

Примеры записи систем уравнений для двигателя обобщенной (т. е. включающей все важнейшие частные случаи) схемы приведены в книге [19].

Наиболее полно динамические свойства двигателя характеризуются его амплитудно-фазовыми характеристиками. Эти характеристики описывают установившиеся гармонические вынужденные колебания параметров двигателя, возникающие из-за гармонического внешнего возмущения.

В результате расчетов для амплитуды любого выбранного параметра (j) устанавливается вид зависимости $W_j(\omega) = \delta \bar{x}_j / \delta \bar{y}_n$, где ω — круговая частота, $\delta \bar{x}_j$, $\delta \bar{y}_j$ — безразмерные амплитуды колебаний вариаций параметров двигателя $\delta \bar{x}_j$ и внешних воздействий $\delta \bar{y}_n$.

Полученные зависимости $W_j(\omega)$ являются основой для анализа особенностей динамических характеристик двигателя и расчетов системы управления двигателем, анализа устойчивости летательного аппарата.

26.4. ЗАПУСК ДВИГАТЕЛЯ

Запуском ЖРД называют режим работы двигателя от первой команды на его включение до выхода на основной режим. При запуске двигателя в его камере и других агрегатах протекают динамические процессы, в значительной мере определяющие надежность

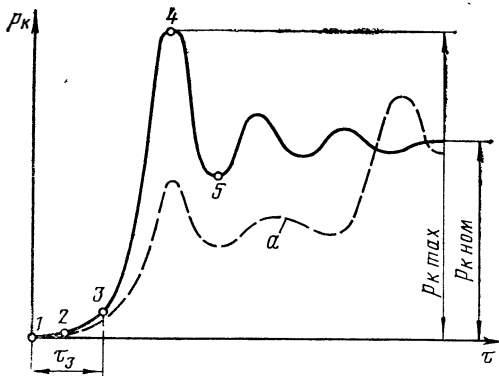


Рис. 26.3. Изменение давления в камере сгорания при запуске:

a — программированный запуск в две ступени

двигателя. Основными требованиями к режиму запуска являются плавность изменения давления в камере сгорания и отсутствие значительных перегрузок, снижение количества топлива, расходуемого при запуске, исключение возможности возникновения неустойчивого горения, уменьшение времени запуска. Степень выполнения этих требований зависит во многом от кинетических свойств топлив и количества топлива, находящегося в камере сгорания в момент воспламенения.

Типичная картина изменения давления в камере сгорания по времени при одновременной подаче обоих компонентов показана на рис. 26.3. Точка 1 на рисунке соответствует моменту поступления компонентов топлива в камеру сгорания. В точке 2 давление в камере начинает повышаться из-за накопления парогазовых продуктов экзотермических предпламенных реакций, протекающих в жидкой и паровой фазах. Эти продукты представляют собой активные вещества, и при достаточно высокой их концентрации происходит цепочно-тепловой «взрыв» газовой смеси (точка 3). Скорость распространения фронта пламени в подготовленной к сгоранию активной смеси велика, и давление в камере сгорания интенсивно нарастает до тех пор, пока массовая скорость выгорания топлива (газообразование) не сравняется с расходом через сопло (точка 4). Давление в точке 4 превышает расчетное давление $p_{kном}$ в камере сгорания и может превышать и давление подачи топлива. Поэтому расход топлива в камеру резко уменьшается, скорость выгорания топлива становится меньше скорости истечения, и давление в камере падает (точка 5). Затем процесс изменения давления повторяется несколько раз до установления стационарного значения давления.

Пик давления p_k является нежелательным или даже опасным, так как он может превышать номинальное значение в 1,5—3 раза. Резкое сокращение подачи топлива, которое наблюдается при больших значениях p_{kmax} , может привести к затуханию пламени. При последующем поступлении топлива может произойти взрыв.

Расчетное определение величины p_{kmax} затруднительно из-за ряда факторов: неизвестна зависимость задержки воспламенения $\tau_з$ топлива от конструкции проектируемого двигателя и режима его запуска; весьма сложно определить количество топлива, накапливающегося в камере за время $\tau_з$; неизвестен закон выгорания топлива при подъеме давления и др.

Значение давления p_k в камере сгорания с объемом $V_{к.с}$ на установившемся режиме можно определить по соотношению

$$\bar{p}_k = \tau_n \bar{m} R_k T_k / V_{к.с},$$

где τ_n — время пребывания топлива в камере сгорания, \dot{m} — секундный расход топлива на установившемся режиме.

При запуске двигателя за период времени, равный задержке воспламенения τ_3 , в камеру сгорания будет подано количество топлива $\bar{m}_{пуск} \tau_3$, где $\bar{m}_{пуск}$ — среднее значение пускового секундного расхода топлива. Предполагая, что это количество сгорает мгновенно, можно записать

$$p_{k \max} = \tau_3 \bar{m}_{пуск} R_k T_k / V_{к.с}$$

$$\text{или } \frac{p_{k \max}}{\bar{p}_k} = \frac{\tau_3}{\tau_n} \frac{\bar{m}_{пуск}}{\bar{m}}. \quad (26.13)$$

Из формулы (26.13) следует, что для запуска на номинальном расходе топлива ($\bar{m}_{пуск}/\bar{m}=1$) без перегрузок по давлению ($p_{k \max}/\bar{p}_k=1$) необходимо, чтобы $\tau_3/\tau_n=1$. Для большинства топлив ЖРД значение τ_n составляет несколько миллисекунд. Предположение о мгновенном воспламенении всего накопившегося за время τ_3 топлива является крайним, поэтому допустимое значение τ_3 может быть несколько больше, чем τ_n . Если величина τ_3 значительно больше τ_n , для плавного запуска двигателя пусковой расход топлива должен быть меньше номинального, что достигается так называемым программированием запуска (см. рис. 26.3).

26.5. ОСТАНОВ ДВИГАТЕЛЯ

Режим работы двигателя от первой команды на его выключение до полного прекращения тяги называют остановом двигателя. Этот режим работы является типичным динамическим процессом.

Произвести останов двигателя необходимо в следующих случаях: во-первых, после достижения необходимой скорости ступени или выполнения необходимого маневра космическим аппаратом, во-вторых, при работе на стенде после выполнения программы испытаний или в аварийной ситуации.

Выключение ЖРД производится прекращением подачи компонентов топлива при срабатывании отсечных клапанов.

После команды на останов двигателя, работающего на некотором заданном режиме тяги, за период времени до полного прекращения тяги создается некоторый импульс тяги. Этот импульс называют **импульсом последействия**. Импульс последействия возникает вследствие истечения из камеры сгорания содержащихся там продуктов и догорания компонентов, поступающих в камеру из объемов между отсечными клапанами и смесительной головкой.

Наличие импульса последействия затрудняет получение с необходимой точностью заданной конечной скорости аппарата в конце

активного участка полета. Поэтому импульс последействия стремятся уменьшить и сделать его стабильным. Стабильность, т. е. малые разбросы импульса последействия при многократных срабатываниях одного двигателя или при включении различных двигателей, дает возможность учесть его при определении момента выключения.

Для уменьшения импульса последействия и повышения его стабильности объемы между отсечными клапанами и смесительной головкой при конструировании ЖРД стремятся сделать возможно меньшими. Выключение двигателя производят либо через промежуточный (по тяге) режим, либо выключением подачи и выдувом за борт ракеты компонентов топлива, находящихся в тракте до головки.

Глава XXVII

УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОЦЕССОВ В ДВИГАТЕЛЕ

27.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

При разработке практически каждого жидкостного ракетного двигателя большие трудности создает возникновение неустойчивости рабочих процессов, которая сопровождается колебаниями давления в камере сгорания (а следовательно, и других параметров двигателя) с недопустимой, обычно возрастающей во времени амплитудой. Неустойчивость существенным образом нарушает работу двигателя и летательного аппарата в целом, так как ей сопутствуют весьма вредные явления: мощные вибрации, механические повреждения частей двигателя или вспомогательных систем, термическое разрушение (выгорание, оплавление) внутренних стенок камеры вследствие возрастания интенсивности тепловых потоков, возникновение неустойчивости тяги, расхода топлива и удельного импульса.

Если колебания и не вызывают разрушения отдельных агрегатов двигателя, то они могут стать причиной ненормальной работы некоторых систем и агрегатов ЖРД и, в частности, его системы регулирования, т. е. снижают надежность работы двигателя. Поэтому работам по выявлению причин неустойчивости рабочих процессов, ликвидации колебаний или снижению их амплитуды уделяется большое внимание. Естественно, это требует больших затрат, удлинняет и удорожает этап доводки двигателя.

Высокие значения параметров рабочих процессов в агрегатах ЖРД (температуры и тепловые потоки, расходонапряженности и скорости продуктов сгорания, давления и мощности) способствуют возникновению неустойчивости процессов, порождающей автоколебательные явления.

Сложные, процессы, происходящие в ЖРД, до настоящего времени полностью не изучены. В связи с этим имеющиеся теоретические работы по устойчивости ЖРД позволяют пока устанавливать

лишь качественные закономерности и не дают возможности заранее надежно рассчитывать устойчивость двигателя, особенно против высокочастотных колебаний*.

При колебаниях любой механической системы происходят потери колебательной энергии. Колебательные процессы в камере сгорания тоже происходят с потерями (рассеиванием) энергии колебаний. Энергия уменьшается из-за наличия молекулярного и турбулентного трения в газе, диссипации на упругих элементах (стенках камеры, жидких каплях, твердых частицах и т. п.), вследствие выноса энергии колебаний с газом, покидающим камеру сгорания. Для поддержания и развития колебаний необходим источник энергии, восполняющий потери колебательной энергии, и механизм, приводящий к взаимодействию источника энергии с процессом колебаний.

Различают несколько типов неустойчивости по предполагаемому механизму возникновения или по частоте колебаний, поэтому для устранения каждого типа неустойчивости требуются свои методы. Форма колебаний значений параметров, их амплитуда и частота могут изменяться в широких пределах: по форме — от синусоидальных до очень сложных форм, по частоте — от десятков герц до тысяч герц, по амплитуде — от нескольких процентов до десятков процентов.

Наиболее распространена классификация колебаний по диапазонам их частот. Диапазон частот колебаний давления при низкочастотной неустойчивости не превышает нескольких сот герц. При высокочастотной неустойчивости частоты колебаний давлений близки к расчетным характеристикам собственных акустических частот камеры сгорания и составляют от нескольких сотен герц и выше. Однако следует отметить, что четких границ между неустойчивостью на различных частотах проводить нельзя, это в ряде случаев может привести к ошибочным суждениям.

27.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

27.2.1. ОБЩЕДВИГАТЕЛЬНЫЕ НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Общедвигательные низкочастотные колебания могут возникать из-за кавитационных явлений в насосах, из-за неустойчивости системы двигатель — регулятор или контура двигатель — упругий корпус ракеты [19].

Кавитационные колебания возникают из-за местных вскипаний жидкости в отдельных областях проточной части насосов. Проточная часть шнека преднасоса, который устанавливают для обеспечения лучших кавитационных характеристик центробежных насосов, является областью минимального давления в тракте компонента. В связи с этим в шнеках практически всегда возникает местная кавитация (кавитационная каверна).

* Глушко В. П. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1974, № 5, с. 25.

Достаточно полной теории, описывающей кавитационные колебания, пока не существует. В зависимости от конструктивных и режимных параметров насосов могут иметь место различные механизмы возникновения кавитационных колебаний [55]. В числе возможных рассматривают механизм возникновения колебаний, основанный на модели с отрицательным трением. Согласно этой модели увеличение расхода жидкости, поступающей в насос, может при определенных условиях приводить к уменьшению гидравлического сопротивления участка от входа в насос до кавитационной каверны. Допустим, что на стационарном режиме угол атаки, под которым поток обтекает лопасти шнека, равен $\bar{\alpha}$. Пусть теперь расход жидкости на входе в насос увеличился, что приводит, как известно, к уменьшению угла атаки и, следовательно, к уменьшению коэффициента сопротивления. Это в свою очередь увеличивает расход жидкости через насос, создавая необходимые условия для поддержания колебаний расхода. Из теории известно, что наиболее слабая зависимость сопротивления от угла атаки наблюдается при $\bar{\alpha}=0$, поэтому уменьшение угла атаки при проектировании насоса увеличивает его устойчивость.

Колебания контура двигатель—упругий корпус ракеты возникают из-за действия возмущений, поступающих от двигателя или внешней среды в замкнутую динамическую систему двигатель—корпус. Колебания корпуса вызывают колебания жидкости в баках и магистралях, в связи с чем появляются колебания давления на днище бака и на входе в насосы. Эти колебания приводят к колебаниям параметров двигателя, в том числе и тяги, изменения которой, в свою очередь, возбуждают колебания упругого корпуса ракеты. Если частота колебаний жидкости в системе питания совпадает с собственной частотой колебаний корпуса (которая меняется из-за выработки топлива), возникают автоколебания. Амплитуда колебаний давлений на входе в насос резко возрастает, увеличиваются колебания тяги двигателя, которые по частоте совпадают с собственной частотой продольных колебаний корпуса.

Продольные колебания корпуса ракеты, возникающие, например, из-за изменения перегрузок, могут приводить к колебаниям объема и давления газовой подушки баков. На эти колебания реагирует система регулирования наддува, что иногда приводит к возникновению автоколебаний: давление в баке — давление на входе в двигатель — тяга — корпус ракеты.

Основным методом стабилизации системы упругий корпус — двигатель является изменение динамических свойств топливоподающего тракта путем установки демпфирующих устройств, дросселирования магистрали и др.

27. 2. 2. ВНУТРИКАМЕРНЫЕ НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Одной из основных причин возникновения колебаний в ЖРД является неустойчивость рабочего процесса в камере сгорания или в газогенераторе. К внутрикамерным колебаниям относят все ти-

пы колебаний, которые могут возникнуть в отдельной камере сгорания или газогенераторе без существенного влияния других элементов двигателя [19].

При низкочастотных колебаниях давление во всем объеме камеры сгорания в любой момент времени практически одинаково, так как длина камеры существенно меньше акустической длины волны (рис. 27.1, а). Энергия, необходимая для возбуждения колебаний, выделяется в процессе горения. Обратная связь, управляющая потоком энергии, может поддерживаться двумя предполагаемыми механизмами.

1. Предположим, что процесс возбуждения колебаний давления в камере происходит при следующих условиях: колебания давления у головки влияют на расход через форсунки. Собственно процесс горения топлива не зависит от колебаний p_k , т. е. время преобразования топлива постоянно: $\tau_{пр} = \text{const}$.

Если в камере сгорания возникло случайное повышение давления на величину δp_k , одновременно уменьшается (из-за уменьшения перепада на форсунках) расход жидких компонентов топлива \dot{m}_t на $\delta \dot{m}_t < 0$ и увеличивается расход через сопло на $\delta \dot{m}_c > 0$. В соответствии с уравнением баланса массы в камере сгорания (см. гл. XXVI) давление p_k определяется притоком газообразных продуктов сгорания (газоприходом) \dot{m}_z и расходом через сопло \dot{m}_c . В момент времени τ продукты сгорания образовались из топлива, поступившего в момент времени $\tau - \tau_{пр}$ (давление p_k еще не изменялось), в связи с чем для момента τ $\dot{m}_z = \text{const}$, $\delta \dot{m}_z = 0$. Поэтому в случае $\delta \dot{m}_c > 0$ давление в камере сгорания начнет падать. Если в процессе падения давления начнет уменьшаться газоприход \dot{m}_z (за счет $\delta \dot{m}_t < 0$ в момент времени τ), то это еще больше увеличит снижение давления в камере сгорания.

Как видно, существенным фактором, приводящим к появлению положительной обратной связи, является наличие запаздывания газообразования с периодом $\tau_{пр}$.

2. Рассмотрим другой случай, когда подача топлива не зависит от колебаний давления, а механизмом обратной связи служит сам процесс сгорания топлива.

Как упоминалось (см. гл. XXVI), время преобразования топлива $\tau_{пр}$ является функцией многих параметров рабочего процесса. В приближенной теории их учет производят с применением функциональной зависимости вида $\tau_{пр} = \tau_{пр}(p_k, x_i)$, где $x_i = x_i(p_k)$ — па-

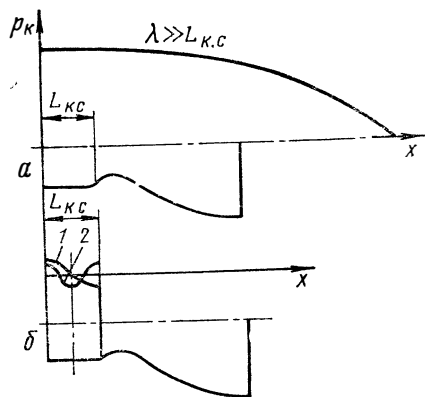


Рис. 27.1. Распределение давления вдоль оси камеры:

а—при низкочастотных колебаниях; б—при продольных высокочастотных колебаниях; λ —длина волны; 1—первый тон; 2—второй тон

раметр, влияющий на процесс преобразования топлива. С учетом таких предположений Л. Крокко предложил [58] эмпирическую зависимость времени преобразования от давления

$$\tau_{\text{пр}} = \frac{a}{p_{\kappa}^n}. \quad (27.1)$$

где a — константа, зависящая от рода топлива и системы смесеобразования; n — показатель взаимодействия давления с временем преобразования (обычно $n > 0$).

Превращение топлива в продукты сгорания включает в себя такие процессы, как распыление, нагревание, испарение, диффузия и турбулентное смешение, а также сложные и многообразные химические реакции. Скорость протекания некоторых из этих «элементарных» процессов зависит от давления в камере, что в среднем и учитывается формулой (27.1). Секундное количество образующихся продуктов сгорания в свою очередь зависит от скорости протекания элементарных процессов. При наличии в камере случайных колебаний давления секундное количество образующихся продуктов сгорания будет изменяться и оказывать влияние на давление в камере, ослаблять или усиливать его колебания. Как видно, при учете зависимости времени преобразования $\tau_{\text{пр}}$ от давления p_{κ} возможно возникновение колебаний и при постоянном расходе топлива.

Таким образом, случайно возникающие возмущения давления в камере сгорания могут получить необходимые условия для их поддержания и развития. В основе рассмотренных механизмов развития колебаний лежит замена кривой выгорания ступенчатой функцией, т. е. чистым запаздыванием $\tau_{\text{пр}}$. Впервые такая модель процесса для качественного изучения задачи о низкочастотной неустойчивости была предложена М. С. Натанзоном в 1949 г.

27.2.3. ВНУТРИКАМЕРНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

При **высокочастотной неустойчивости** частоты колебаний давления близки к собственным частотам акустических колебаний в объеме камеры сгорания (последние можно определить расчетом) и составляют от нескольких сот герц и выше. Время распределения волны становится соизмеримым с периодом колебаний, а ее длина — с размерами камеры сгорания (см. рис. 27.1, б).

В зависимости от вида колебаний различают **продольные** и **поперечные** (радиальные и тангенциальные) моды высокочастотных колебаний. При продольных колебаниях в объеме камеры сгорания вдоль ее оси могут устанавливаться стоячие акустические волны (см. рис. 27.1, б). Первому тону (гармонике) продольных колебаний соответствует один узел давления на длине камеры, при втором тоне — два узла и т. д. При поперечных колебаниях картина распределения узлов и пучностей давления является более сложной (рис. 27.2).

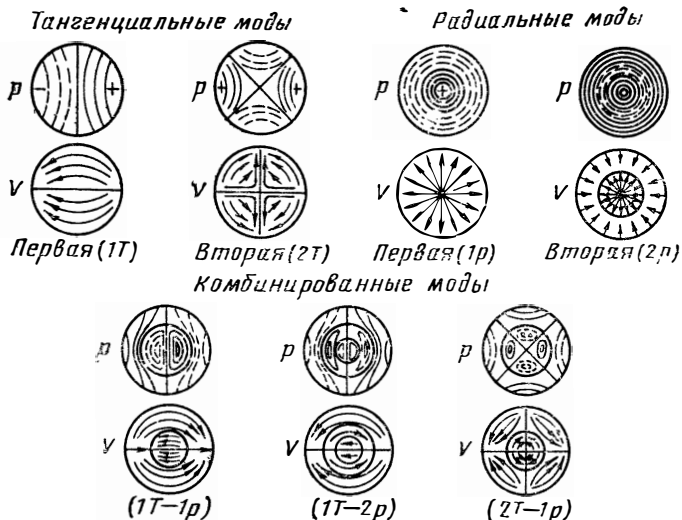


Рис. 27.2. Характеристики поперечных мод колебаний

Оценка собственных частот акустических колебаний в цилиндрической камере сгорания длиной $L_{к.с}$ и с диаметром d_k может быть выполнена по формуле

$$f = \frac{a}{2} \sqrt{\left(\frac{k}{L_{к.с}}\right)^2 + \left(\frac{2\beta_{mn}}{d_k}\right)^2}, \quad (27.2)$$

где a — скорость звука; k , m , n — число узлов давления соответственно для продольных, тангенциальных и радиальных колебаний. Значения чисел β_{mn} для некоторых видов колебаний приведены в табл. 27.1 [47].

Задавая параметры k , m , n , определяющие вид, моду колебания и количество узлов волн давления, можно вычислить соответствующие частоты акустических колебаний.

В случае высокочастотных колебаний источником энергии в основном является процесс горения. Фазовое соотношение между процессами энерговыделения и колебаниями параметров рабочего тела (чаще всего давления) обеспечивает поддержание или усиление высокочастотных колебаний. В большинстве случаев каждая волна давления изменяет процесс горения настолько сильно, что выделяемая энергия добавляется прямо в ту же волну с запаздыванием меньше полупериода колебаний.

Таблица 27.1
Коэффициенты β_{mn}

n	m			
	0	1	2	3
0	0,0	1,220	2,233	3,238
1	0,586	1,697	2,714	3,726
2	0,972	2,135	3,173	4,192
3	1,337	2,551	3,611	4,693

Механизмы высокочастотной неустойчивости в целом еще недостаточно полно изучены. Предполагается, что возникновение и развитие высокочастотной неустойчивости обусловлены такими процессами: а) отклонение времени протекания физических и химических подготовительных процессов; б) разрушение и смещение струй, пленок и капель под действием пульсации давления газа; в) изменение скорости химических реакций при колебаниях давления и температуры и т. п. [58]. Частота колебаний при высокочастотной неустойчивости зависит от акустических свойств газа в объеме камеры сгорания.

Рассматривая изолированно тот или иной вид колебаний, можно выделить в камере на ее длине, диаметре и окружности (в зависимости от вида колебаний) узловые поверхности, где давление не колеблется. Эти узловые поверхности могут иметь очень важное значение. Если горение происходит вблизи такой узловой поверхности, то условий для возникновения данного типа колебаний нет.

Очевидно, что в противоположном случае, когда горение происходит на поверхности, где амплитуда колебаний максимальна, вероятность появления неустойчивости данной формы будет наибольшей. Следовательно, для появления неустойчивости важно выполнение не только временного, но и пространственного условия, учитывающего распределение горения в камере. Система становится наиболее неустойчивой к данному виду колебаний, когда оба условия — временное и пространственное — выполняются одновременно. В этом случае наибольшая часть энергии, выделяющейся в процессе горения, используется для возбуждения колебаний и преодоления стабилизирующих сил.

Все сказанное справедливо, если считать время преобразования одинаковым для всех частиц топлива. В реальном случае горение топлива распределено во времени и в объеме камеры сгорания. Поэтому временное и пространственное условия могут выполняться лишь в среднем, и колебания поддерживаются лишь за счет той части процессов горения, для которых эти условия действительно выполняются. Чем шире разброс значений времени преобразования для отдельных частиц, тем более устойчив процесс горения.

Исследование устойчивости ЖРД осложняется возможностью возникновения в камере одновременно нескольких видов колебаний давления, их наложением друг на друга. Наиболее распространенным видом колебаний, встречающимся при доводке современных мощных ЖРД, являются поперечные высокочастотные колебания [47].

27.3. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ И ПОДАВЛЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ

Устойчивость процессов в камере сгорания (газогенераторе) определяется многими факторами: особенностями конструкции и геометрии двигателя, родом применяемого топлива, схемой и конструк-

цией системы смесеобразования, давлением в камере, перепадом на форсунках и др.

Результаты исследования влияния различных факторов на устойчивость двигателя часто представляют в виде графиков, на координатных осях которых откладывают возможные значения тех или иных параметров, влияющих на устойчивость. Координатная плоскость графиков разделяется кривыми (или прямыми) линиями на ряд областей. Это области значений параметров, при которых двигатель либо устойчив, либо неустойчив. На графиках могут быть также выделены нижний и верхний «пороги» устойчивой работы. Пример такого графика показан на рис. 27.3 [58].

Возникновение неустойчивости процесса горения в кислородно-водородных двигателях при снижении температуры водорода ниже некоторого уровня объясняется уменьшением скорости впрыска и импеданса форсуночной головки, вызванных соответствующим увеличением плотности водорода. При этом создаются необходимые условия для усиления связи между колебаниями давления в камере сгорания и расхода водорода через смесительную головку.

27.3. 1. НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Факторы, оказывающие влияние на процесс преобразования топлива, в той или иной степени оказывают влияние и на развитие низкочастотных колебаний. Характерным временем процесса горения является время преобразования $\tau_{пр}$. При уменьшении $\tau_{пр}$ расширяются области устойчивости, частота возникающих колебаний возрастает, а их амплитуда уменьшается.

Уменьшения $\tau_{пр}$ можно достигнуть за счет выбора более активных компонентов топлива, при переходе на режим с большим давлением в камере сгорания p_k .

Увеличение перепада на форсунках Δp_f и наличие в топливных магистралях шайб с большим перепадом давлений также приводят к расширению области устойчивости режима работы.

Оказывают влияние на устойчивость и такие параметры, как приведенная длина $L_{пр}$, относительная расходонапряженность m_F/p_{oc} (см. гл. XIX), так как от выбора этих параметров (и системы смесеобразования) зависит полнота преобразования топлива. С увеличением $L_{пр}$ двигатель становится более устойчивым, частота возникающих колебаний уменьшается. Вместо приведенной длины в качестве характерного параметра может быть выбрана постоянная времени камеры T_k (см. гл. XXVI), связанная с $L_{пр}$ простым

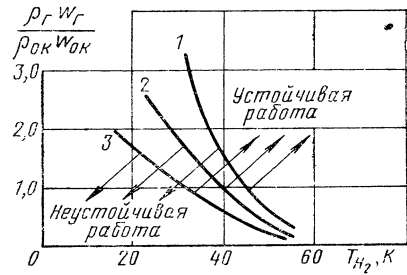


Рис. 27.3. Влияние отношения количества движения компонентов и температуры T_{H_2} на акустическую устойчивость:

$$1-\bar{F}_c=1,5; 2-\bar{F}_c=2,5; 3-\bar{F}_c=4,0$$

соотношением: $\tilde{T}_k = \beta L_{\text{пр}}/R_{0c}T_{0c}$, где $\beta/R_{0c}T_{0c} = \text{const}$ для выбранного топлива.

Влияние на низкочастотную устойчивость относительной расходонапряженности m_F/p_{0c} противоположно влиянию длины $L_{\text{пр}}$.

На устойчивость двигателя к низкой частоте могут влиять и другие факторы, например, длина трубопроводов, наличие упругих элементов в топливных трактах и т. д.

27.3.2. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПРОДОЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Акустические свойства камеры сгорания как высокочастотной колебательной системы определяются ее геометрическими размерами, а процесс горения, являющийся источником энергии, зависит от вида топлива, конструкции смесительных элементов и параметров рабочих процессов.

Геометрия камеры сгорания и сужающейся части сопла, форма камеры сгорания оказывают существенное влияние на устойчивость к колебаниям. Наиболее заметное влияние оказывает отношение длины камеры к ее диаметру L/d и относительная площадь входного сечения сопла \bar{F}_c (их уменьшение обычно является стабилизирующим фактором). Однако следует учитывать, что изменение значения \bar{F}_c , увеличивая запас устойчивости для одних мод колебаний, может уменьшить его для других.

Весьма существенная роль в развитии высокочастотных колебаний принадлежит организации смесеобразования. Конструкция смесительной головки, тип и размещение смесительных элементов по ее поверхности определяют характеристики распыления и, тем самым, чувствительность процесса горения к возмущениям. Спектр распыла и средний размер капель в спектре определяют как частоту колебаний, соответствующую максимальной чувствительности процесса горения, так и саму чувствительность к этим колебаниям. Обычно эти показатели снижаются с увеличением диаметра отверстий (форсунок) и уменьшением скорости впрыска того компонента, который определяет эту чувствительность. Наиболее целесообразно этот эффект может быть использован для смесительных элементов, размещенных во внешнем поясе смесительной головки, где расположены области с максимальными колебаниями давления. Связь между процессами горения и колебаниями давления и расхода может быть уменьшена при снижении количества впрыскиваемого компонента в зоны, где колебания давления или скорости максимальны. Кроме того, чувствительность процесса горения к поперечным перемещениям компонентов может быть существенно уменьшена такой организацией распыла, при которой обеспечиваются наименьшие градиенты изменения состава смеси в поперечном направлении. Соответствующим образом следует также выбирать скорости компонентов на выходе из форсунок и в особенности отношение скоростей впрыска компонентов, так как от них зависит спектр распыла капель топлива по размерам. Известно, например, что для крупномасштабных кислородно-керосиновых ЖРД с одно-

компонентами струйными форсунками отношение скоростей впрыска более летучего кислорода и менее летучего керосина составляет 3 и более, при этом обеспечивается устойчивость горения.

Расходонапряженность является проектным параметром двигателей, который в ряде случаев влияет на устойчивость горения. Этот параметр часто рассматривается как критерий для оценки трудности борьбы с высокочастотной неустойчивостью. Например, для ЖРД F-1 (США), имеющего чрезвычайно высокую расходонапряженность [$\sim 3,53 \cdot 10^3$ кг/(м²·с)] проблема обеспечения динамической устойчивости оказалась очень трудной. Для посадочного и взлетного двигателей лунного экспедиционного корабля [$m_F \approx \approx 3,5 \cdot 10^2$ кг/(м²·с)] обеспечение устойчивости не представляло большой проблемы [58]. Такую особенность связи высокой расходонапряженности и неустойчивости можно объяснить тем, что при высоких расходонапряженностях в камере сгорания в момент возникновения возмущения находится большое количество несгоревшего топлива, достаточное для подпитки первоначального возмущения.

Важным конструктивным средством, обеспечивающим подавление колебаний в камере сгорания, является оптимальное распределение процесса горения (выделения энергии) по длине камеры сгорания. Для случая продольных колебаний это означает, что в целях уменьшения связи между колебаниями давления, пучности которых находятся вблизи огневого днища, и процессом горения необходимо растягивать зону горения вдоль камеры сгорания. В этом случае в области, наиболее благоприятной для проявления связи между колебаниями и процессом горения, выделяется меньше энергии, что повышает устойчивость.

При поперечных колебаниях максимальные значения амплитуды колебаний также имеют место вблизи огневого днища; далее по потоку происходит быстрый спад амплитуды колебаний. Таким образом, и для случая поперечных колебаний распределение кривой выгорания по оси является важной характеристикой. Для обеспечения более устойчивой работы ЖРД можно регулировать распределение процесса горения и в направлении, перпендикулярном оси камеры сгорания. Это достигается перемещением места выделения энергии в область, которая считается менее чувствительной по отношению к возбуждению и подпитке колебаний данного типа. Следовательно, основной задачей конструктора является определение участков смесительной головки, наиболее чувствительных в отношении изменений давления и скорости для различных поперечных колебаний, и организация структуры горения таким образом, чтобы двигатель был устойчивым.

Существенное влияние на высокочастотную устойчивость в камере сгорания оказывают также пристеночные эффекты, создаваемые вблизи огневой стенки для уменьшения тепловых потоков к ней. Известно, что уменьшение количества непрореагировавшего топлива по периферии камеры повышает устойчивость процесса по отношению к тангенциальным модам колебаний. Наличие же бога-

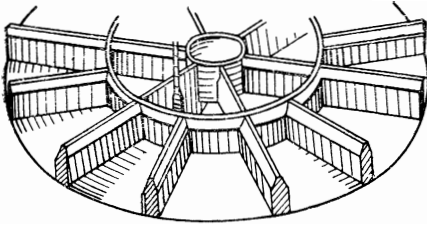


Рис. 27.4. Пример конфигурации антипульсационной перегородки

того горючим защитного пристеночного слоя усиливает волну и увеличивает ее крутизну, что в свою очередь приводит к увеличению теплового потока. К факторам, регулирующим устойчивость, связанным с пристеночным слоем, относят равномерное распределение массового расхода и соотношения компонентов при впрыске в пристеночном слое, а также уменьшение взаимодействия основного потока с пристеночным слоем. Это достигается правильной ориентацией пристеночных смесительных элементов, расположением осей их факелов распыла по хорде окружности головки.

Среди конструктивных мероприятий находят также применение специальные антипульсационные перегородки. Их роль в повышении устойчивости состоит в изменении акустических характеристик камеры и предохранении предпламенной зоны от воздействия пульсаций. В качестве примера на рис. 27.4 показан вид антипульсационных перегородок.

Важное значение имеют другие меры, направленные на подавление колебаний. Добавка к горючему твердых частиц, использование аблирующих покрытий на стенках, установка акустических поглотителей способствуют поглощению энергии колебаний.

27.4. ПРИМЕРЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА УСТОЙЧИВОСТИ

В качестве примера применения теоретического анализа устойчивости рассмотрим простейшую систему — камеру сгорания, состоящую из двух звеньев: смесительной головки и газового тракта, в котором происходит горение с характерным временем процесса $\tau_{пр} = \text{const}$. Исследуем на устойчивость к низкочастотным колебаниям полученное в гл. XXVI уравнение динамики камеры сгорания в малых отклонениях. С учетом равенств $k_p^{(ок)} = g_{ок}$ и $k_p^{(r)} = g_r$ это уравнение может быть записано в виде

$$\bar{T}_k \frac{d\delta p_k}{dt} + \delta p_k - \delta \dot{m}_t (\tau - \tau_{пр}) = 0.$$

Отсутствие трубопроводов в рассматриваемом случае позволяет пренебречь инерционностью жидкости. Поэтому величину $\delta \dot{m}_t$ можно найти из уравнения стационарного расхода, т. е. по формуле (26.8), полагая $\delta \dot{m}_\phi = \delta \dot{m}_t$ и $\delta p_{вх} = 0$. В результате получим

$$\delta \dot{m}_t = -\delta p_k / \Delta \bar{p}_\phi,$$

$$\text{где } \Delta \bar{p}_\phi = 2(p_k - p_{вх}) / p_k.$$

Теперь уравнение камеры сгорания можно записать так:

$$\tilde{T}_k \frac{d\delta p_k}{d\tau} + \delta p_k + \frac{\delta p_k (\tau - \tau_{np})}{\Delta \bar{p}_\phi} = 0. \quad (27.3)$$

Из математики известно, что общее решение обыкновенного дифференциального однородного уравнения с постоянными коэффициентами имеет вид

$$y(\tau) = \sum_n C_n e^{s_n \tau}, \quad (27.4)$$

где s_n — корни так называемого характеристического уравнения.

Из общего вида решения (27.4) можно заключить, что значения y (т. е. возмущения δp_k) с течением времени будут уменьшаться и, следовательно, система будет устойчива, если действительная часть всех корней s_n отрицательна. Чисто мнимые решения $s_n = i\omega$ соответствуют границе устойчивости — безразличного равновесия, когда амплитуда колебаний не изменяется.

Для дифференциального уравнения (27.3) соответствующее характеристическое уравнение записывается в виде

$$T_k s + \frac{e^{-s\tau_{np}}}{\Delta \bar{p}_\phi} + 1 = 0. \quad (27.5)$$

Подставляя в уравнение (27.5) $s = i\omega$ и используя формулу Эйлера

$$e^{-i\omega\tau_{np}} = \cos \omega\tau_{np} - i \sin \omega\tau_{np},$$

после несложных преобразований получаем уравнение для границы устойчивости системы

$$\Delta \bar{p}_\phi = 1 / \sqrt{1 + \omega^2 \tilde{T}_k^2}; \quad (27.6)$$

$$\tau_{np} = \frac{1}{\omega} (k\pi - \text{arctg } \omega \tilde{T}_k),$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ бесконечная последовательность целых положительных чисел.

По уравнению (27.6) можно рассчитать и построить границу устойчивости. Обычно границу устойчивости строят в координатах $\tau_{np} = f(\Delta \bar{p}_\phi)$ при $\tilde{T}_k = \text{const}$, так как в большинстве случаев именно τ_{np} и $\Delta \bar{p}_\phi$ изменяются в процессе регулирования. Пример границы устойчивости в плоскости параметров $\tau_{np} - \Delta \bar{p}_\phi$ показан на рис. 27.5 [47]; на графике область устойчивых режимов располагается справа — вниз от соответствующих кривых.

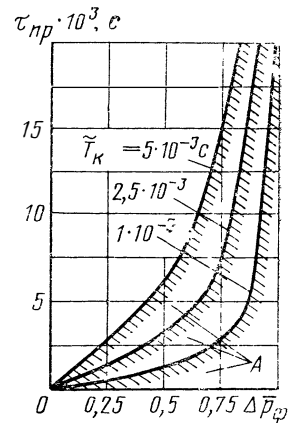


Рис. 27.5. Границы областей устойчивости A в плоскости параметров $\tau_{np} - \Delta \bar{p}_\phi$ при $\tilde{T}_k = \text{var}$

По графику границ устойчивости можно в принципе сделать выводы о поведении двигателя при изменении его параметров или режима работы. В случае низкочастотных колебаний результаты, показанные на рис. 27.5, качественно соответствуют экспериментальным данным по влиянию $\Delta \bar{p}_ф$, $\tau_{пр}$ и $\bar{T}'_к$ на низкочастотную неустойчивость.

Принципы анализа устойчивости более сложных уравнений и систем (уравнение камеры сгорания с $\tau_{пр} = f(p_к)$, однокомпонентный и двухкомпонентный ЖРД) остаются такими же. Они подробно рассмотрены в работе [47].

В случае высокочастотных колебаний анализ устойчивости основан на исследовании систем уравнений в частных производных. Полученные результаты достаточно полно изложены в работе [58]. Из-за сложности процессов, происходящих в ЖРД, на основе этих результатов лишь в лучшем случае удается делать качественные выводы.

Глава XXVIII

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ДВИГАТЕЛЯ. ПРИКЛАДНЫЕ ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА

28.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Ракетные двигатели, в частности ЖРД, обычно проектируют для конкретного аппарата. Этот путь позволяет максимально увязать параметры двигателя и аппарата, добиваясь общего оптимального решения для всей установки. Оптимальными следует считать те значения параметров двигателя, которые обеспечивают наилучшие технико-экономические показатели разрабатываемого комплекса.

Для упрощения анализа примем, что при сравнительной оценке различных проектных вариантов аппарата определенного назначения с заданной начальной тяговооруженностью оптимизацию можно проводить по скорости $V_к$, достигнутой к моменту окончания работы двигателя, или по отношению суммарного импульса к стартовой массе аппарата $I_в/m_0$. И даже в этом случае задача выбора оптимальных параметров двигателя является сложной, поскольку необходимо учитывать различные факторы и взаимосвязь между ними (табл. 28.1).

Рабочие характеристики ЖРД определяются выбором ряда параметров (табл. 28.2), от которых зависит экономичность, работоспособность и устойчивость рабочих процессов в двигателе. В данной главе рассматриваются принципы выбора компонентов топлива и соотношения между ними, давления в камере сгорания и на выходе из сопла. При выборе будем считать топливо и упомянутые параметры двигателя оптимальными, если они обеспечивают аппарату определенного типа максимальные значения $V_к$ или $V_{ид}$ или $I_в/m_0$.

Таблица 28.1

Основные факторы, влияющие на экономичность, устойчивость и работоспособность камеры ЖРД

Экономичность	Теоретические характеристики	Идеальный удельный импульс
	Степень реализации теоретических характеристик	Потери из-за рассеяния
		Потери из-за трения и теплообмена
		Потери из-за химической неравновесности
		Потери из-за многофазности течения
		Потери из-за неравномерного распределения компонентов
		Потери из-за неполного горения
Устойчивость	Источники неустойчивости	Резонансное взаимодействие с системой подачи
		Собственные частоты камеры сгорания
		Чувствительность к колебаниям давления
		Эффекты переходных процессов в камере сгорания
	Корректирующие факторы	Коэффициент демпфирования
Работоспособность	Условия в камере	Термические (температура)
		Химические (состав)
		Газодинамические (параметры потока)
	Характеристики материала конструкции	Чувствительность материала к внутрикамерным условиям

Выбираемые или задаваемые параметры ЖРД

Параметры компонентов топлива	Параметры системы подачи	Параметры смеси-тельной головки	Параметры камеры
Химический состав	Температура компонентов на входе в двигатель	Соотношение компонентов	Давление в камере сгорания
Температура на входе в камеру сгорания	Скорость течения компонентов	Тип форсунок	Скорость в камере сгорания
Теплота образования	Состояние поверхности трактов	Перепад на форсунках	Время пребывания
Энтальпия $i(T)$	Гидравлическое сопротивление трактов	Массовый расход топлива	Приведенная длина
Теплота испарения	Длина магистрали	Характеристики распыления	Относительная площадь
Плотность $\rho(T)$		Тип смесительного элемента	Форма камеры сгорания
Коэффициент вязкости $\eta(T)$		Число смесительных элементов	Отношение длины камеры к диаметру
Коэффициент теплопроводности $\lambda(T)$		Суммарная площадь впрыска	Диаметр камеры сгорания
Теплоемкость $c(T)$		Число форсунок горючего	Диаметр минимального сечения
Давление насыщенных паров $p^{\text{н}}(T)$		Число форсунок окислителя	Радиус сопряжения камеры с соплом
Поверхностное натяжение $\sigma(T)$		Геометрия входа в канал форсунки	Радиус очертания минимального сечения
Критические температура и давление		Состояние поверхности коллекторов и каналов	Условия, характеризующие выходное сечение сопла
Константы, характеризующие воспламенение		Диаметр отверстия канала форсунки	Материалы конструкции
		Относительная длина $l_{\text{ф}}/d_{\text{ф}}$	Конструкция стенки
		Угол распыла	Демпфирующие устройства
		Характеристики пристеночного слоя	Распределение расхода между ядром и пристеночным слоем, расположение поясов завес. Геометрия тракта охлаждения

28.2. ВЫБОР ТОПЛИВА И КОЭФФИЦИЕНТА ИЗБЫТКА ОКИСЛИТЕЛЯ

Наиболее эффективное топливо из нескольких подходящих, например, по эксплуатационным и экономическим характеристикам можно выбрать, применяя методику оценки топлива по идеальной скорости $V_{ид}$.

Сравнение эффективности различных топлив производится обычно для характерных случаев проектирования, рассмотренных в гл. III.

После определения показателя c для любого из вариантов проектирования по формулам (3.35) или (3.44) оптимальное топливо выбирают, сравнивая значения комплекса $I_{y}Q_T^c$, пропорциональные значениям $V_{ид}$. Максимум отвечает наиболее эффективному топливу.

Для каждой топливной пары (окислитель+горючее) необходимо оценить изменение $V_{ид}$ в зависимости от коэффициента избытка окислителя $\alpha_{ок}$. Делается это с помощью уравнения (3.26), в котором I_y и Q_T зависят от $\alpha_{ок}$, а величину σ_k считают постоянной.

На рис. 28.1 показано рассчитанное изменение плотности некоторых топлив в зависимости от $\alpha_{ок}$. Обычно $Q_{ок} > Q_T$, поэтому с увеличением $\alpha_{ок}$ плотность топлива увеличивается. На рис. 28.2 для этих же топлив приведены зависимости удельного импульса от $\alpha_{ок}$. Используя зависимости $I_{y,п} = f(\alpha_{ок})$ и $Q_T = f(\alpha_{ок})$, получим изменение $V_{ид}$ по $\alpha_{ок}$ (рис. 28.3).

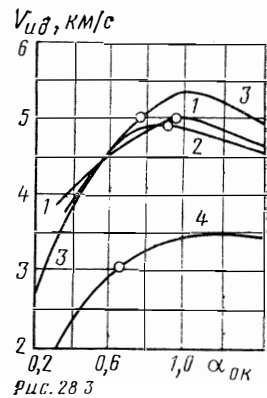
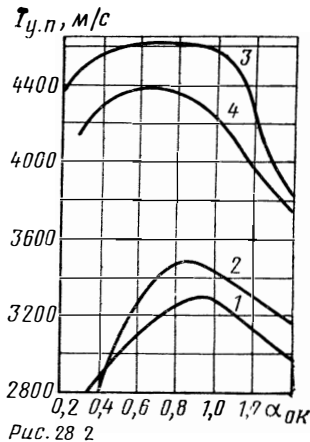
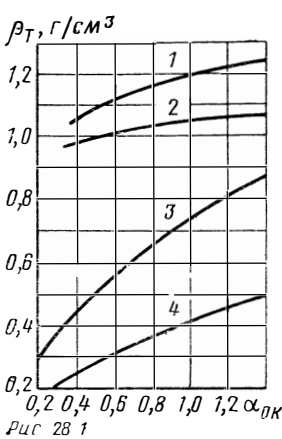


Рис. 28.1. Зависимость плотности топлива от $\alpha_{ок}$:

1—четырёхокись азота+несимметричный диметилгидразин; 2—жидкий кислород+керосин; 3—жидкий фтор+жидкий водород; 4—жидкий кислород+жидкий водород

Рис. 28.2. Зависимость удельного импульса в пустоте от $\alpha_{ок}$:

$p_{0с} = 15$ МПа; $\varepsilon = 300$ (обозначения по рис. 28.1)

Рис. 28.3. Зависимость идеальной скорости от $\alpha_{ок}$:

$\sigma_k = 3$; \circ — $I_{y,п}$ max (обозначения по рис. 28.1)

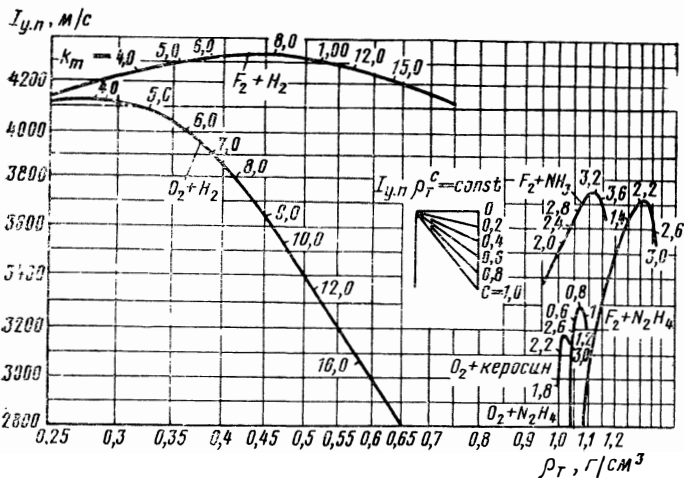


Рис. 28.4. Диаграмма $I_{y,п} = f(q_T)$ для низкокипящих топлив:

$\rho_{0c} = 0,35$ МПа для топлива $F_2 + N_2H_4$; $\rho_{0c} = 2,1$ МПа для $F_2 + NH_3$ и $O_2 + H_2$; $\rho_{0c} = 3,5$ МПа для остальных; $\bar{F}_a = 10$

Из сравнения графиков 28.2 и 28.3 можно сделать следующие заключения. Максимумы $V_{ид}$ наблюдаются для всех топлив при значениях $\alpha_{ок}$, больших, чем те, при которых достигается максимальный удельный импульс. Разница между $\alpha_{ок}(V_{ид\ max})$ и $\alpha_{ок}(I_{y,п\ max})$ обусловлена характером изменения q_T по $\alpha_{ок}$. Эта разница тем больше, чем больше различие между $q_{ок}$ и q_T . Сравнительная оценка топлива по $V_{ид}$ может дать, как это видно, существенно иные результаты, чем оценка по удельному импульсу.

Как было показано ранее, величина $V_{ид}$ пропорциональна произведению $I_{y,п} q_T^c$, в котором показатель c определяют в зависимости от варианта проектирования по формулам (3.35) или (3.44). Первую оценку оптимального топлива и оптимального значения $\alpha_{ок}$ удобно проводить по графикам, построенным в координатах $\ln I_{y,п}$ и $\ln q_T$ (рис. 28.4 и 28.5). В них линии постоянных значений $I_{y,п} q_T^c$ представляют собой прямые, наклон которых определяется угловым коэффициентом c . Для каждого значения c можно построить семейство параллельных прямых (наклон прямых при различных c показан на графиках). Смещение прямой вправо, в сторону больших q_T , означает рост величины $I_{y,п} q_T^c$ и, следовательно, рост идеальной скорости. Таким образом, максимальное для данного топлива значение $V_{ид}$ соответствует касательной к кривой $\ln I_{y,п} = f(\ln q_T)$, точка касания определяет оптимальное значение k_m . Сравнивая максимальные значения $V_{ид}$ для разных топлив, можно выбрать наиболее эффективное топливо.

Надо заметить, что приведенный анализ позволяет сравнить топлива лишь по одному показателю. В реальном случае при выборе топлива необходимо учитывать и другие факторы. Надежность и возможность создания ракетного комплекса в подходящие

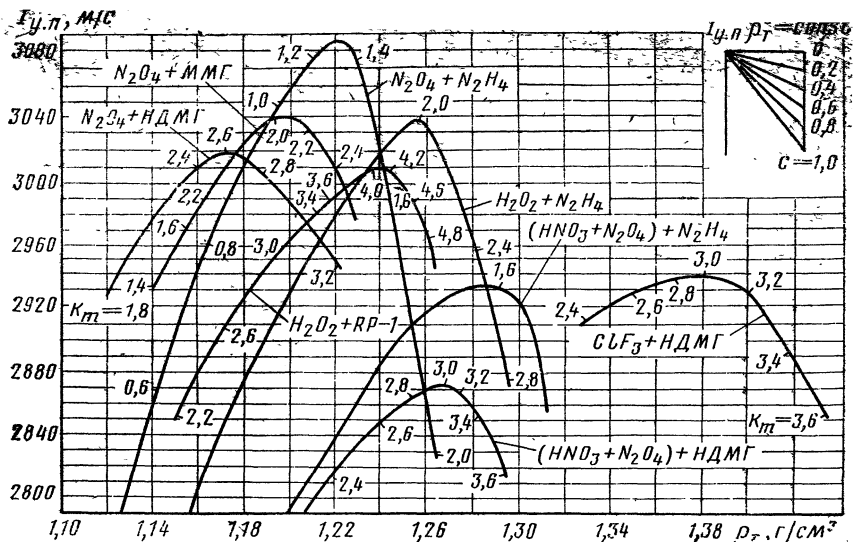


Рис. 28.5. Диаграмма $I_{у.п} = f(p_{ch})$ для стабильных топлив:
 $p_{oc} = 3,5 \text{ МПа}$; $F_a = 10$

сроки зависят от топлива, и, несомненно, при выборе топлива должны учитываться такие факторы, как освоенность топлива, наличие и масштабы его производства, опыт работы с топливом и др.

28.3. ВЫБОР ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

При выборе давления в камере сгорания в качестве критерия можно принять параметр I_{sp}/m_0 . Оптимальное давление $p_{копт}$ соответствует максимуму I_{sp}/m_0 . Запишем последнюю величину в виде

$$\frac{I_{sp}}{m_0} = \bar{I}_{у.лв} \frac{m_T}{m_0}$$

Удельный импульс двигателя в общем случае можно записать так:

$$\bar{I}_{у.лв} = \bar{I}_y / (1 + \epsilon),$$

где \bar{I}_y — удельный импульс камеры; ϵ — относительный расход основного или вспомогательного топлива, затраченного на привод ТНА двигателя без дожигания генераторного газа.

Для двигателя с вытеснительной подачей топлива или с насосной подачей, но с дожиганием генераторного газа значение ϵ равно нулю. Однако в первом случае необходима дополнительная масса рабочего вещества для выполнения работы вытеснения. Эта масса входит в конечную массу аппарата и зависит от давления p_{ch} .

Масса топлива на борту аппарата, включая топливо на привод ТНА при $\varepsilon \neq 0$ составляет

$$m_r = m_0 - m_{k1} - m_{k2},$$

где m_0 — полная масса аппарата; m_{k1} — часть конечной массы аппарата, не зависящая от давления p_k (в том числе, полезный груз); m_{k2} — часть конечной массы аппарата, зависящая от давления p_k .

$$\text{Отсюда } \frac{I_{\Sigma}}{m_0} = \frac{I_y}{1 + \varepsilon} \left(1 - \frac{m_{k1}}{m_0} - \frac{m_{k2}}{m_0} \right).$$

Обозначим

$$\bar{I}_y = f_1(p_k); \quad \varepsilon = f_2(p_k);$$

$$m_{k1}/m_0 = f(p_k) = \text{const}; \quad m_{k2}/m_0 = f_3(p_k), \quad (28.1)$$

после чего получим

$$\frac{I_{\Sigma}}{m_0} = \frac{f_1(p_k)}{1 + f_2(p_k)} [1 - \text{const} - f_3(p_k)]. \quad (28.2)$$

Если зависимости (28.1) заданы аналитически (для типовых проектов используются полуэмпирические соотношения), то выражение (28.2) можно продифференцировать по p_k для отыскания максимума I_{Σ}/m_0 .

Зависимость \bar{I}_y от p_k определяется видом основного топлива; зависимость $\varepsilon = f_2(p_k)$ — видом вспомогательного топлива, а также типом и степенью совершенства системы подачи топлива. Зависимость массы m_{k2} определяется, главным образом, конструктивной схемой двигательной установки и применяемыми материалами. Основную долю массы m_{k2} составляет масса средств подачи топлива, включая баки. Зависимость массы средств подачи топлива от p_k различна для насосной и вытеснительной систем. Для последней масса газогенератора или аккумулятора давления, нагруженных топливных баков и трубопроводов возрастает при увеличении p_k значительно более интенсивно, чем в случае насосной подачи. В нее же входит вся масса вещества, использованного для подачи топлива.

Входящая в величину m_{k2} масса камеры двигателя изменяется довольно слабо. При постоянной массе элементов арматуры камеры масса собственно камеры сгорания с ростом p_k несколько уменьшается, главным образом вследствие уменьшения массы головки (диаметр камеры сгорания с заданной тягой P при увеличении p_k уменьшается, но стенки утолщаются).

Во всех случаях увеличение массы m_{k2} приводит к уменьшению относительного содержания топлива m_r/m_0 и, следовательно, к уменьшению суммарного импульса I_{Σ} при фиксированной начальной массе аппарата. Так же влияет на I_{Σ} относительный расход дополнительного топлива ε . Рост удельного импульса при увеличении p_k ведет к увеличению I_{Σ} . В итоге при некотором значении p_k имеется максимум I_{Σ}/m_0 (рис. 28.6). По мере улучшения массовых

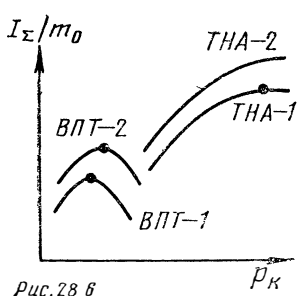


Рис. 28.6

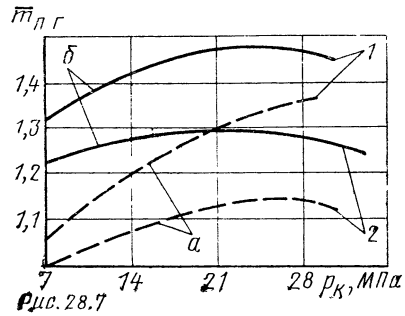


Рис. 28.7

Рис. 28.6. Зависимость критерия I_2/m_0 от давления в камере сгорания при вытеснительной и турбонасосной подаче топлива

Рис. 28.7. Зависимость относительного полезного груза, выводимого на орбиту ИСЗ высотой 550 км, от давления в камере сгорания:

1—ЖРД с дожиганием генераторного газа; 2—ЖРД без дожигания; а—нерегулируемое сопло; б—регулируемое по высоте сопло

характеристик (вариант 2 лучше по массовым характеристикам, чем вариант 1) положение максимума I_2/m_0 сдвигается в сторону более высоких p_k . Этому же способствует уменьшение относительного расхода дополнительного топлива. Оптимальные значения p_k для двигателей с турбонасосной подачей топлива выше, чем для двигателей с вытеснительной подачей, а максимумы зависимости $I_2/m_0 = f(p_k)$ являются более пологими.

В случае использования турбонасосной системы подачи с дожиганием рабочего тела в основной камере сгорания величина ϵ равна нулю, и, как следует качественно из формулы (28.2), максимум I_2/m_0 должен смещаться в область более высоких давлений p_k по сравнению с двигателем без дожигания. Пример результатов выбора оптимального давления для двух рассматриваемых вариантов приведен на рис. 28.7, где в качестве критерия принят относительный полезный груз $\bar{m}_{п.г.}$, выводимый на орбиту искусственного спутника Земли.

По сведениям зарубежной печати, значения $p_{k\text{ опт}}$ составляют: при турбонасосной подаче топлива около 7—10 МПа для двигателей без дожигания и более 20 МПа для двигателей с дожиганием генераторного газа; при вытеснительной подаче — приблизительно 2—3 МПа.

На практике иногда приходится выбирать значения $p_k < p_{k\text{ опт}}$, такими, чтобы можно было обеспечить надежное охлаждение камеры. Кроме того при выборе давления в камере сгорания проектируемого двигателя приходится учитывать, конечно, насколько близко полученное $p_{k\text{ опт}}$ к освоенному уровню давлений в современных двигателях. При слишком большом разрыве удлиняются сроки и стоимость отработки двигателя с высокой надежностью.

28.4. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ВЫХОДНОГО СЕЧЕНИЯ СОПЛА

Выбор параметров выходного сечения сопла означает выбор оптимального давления на выходе из сопла $p_{a\text{ опт}}$, которое обеспечива-

ет при прочих заданных условиях максимальную конечную или идеальную скорость аппарата.

Изменение p_a вызовет изменение размеров сопла: при уменьшении p_a увеличатся площадь выходного сечения F_a и длина сопла. В итоге увеличится масса сопла. Если масса сопла составляет небольшую долю конечной массы аппарата, то ее увеличением можно в первом приближении пренебречь и считать при различных вариантах сопел конечную массу аппарата m_k неизменной. При заданной величине $m_0 = \text{const}$, следовательно, сохранится неизменной и величина m_0/m_k . Тогда максимум идеальной скорости $V_{ид}$ будет соответствовать максимуму среднего удельного импульса \bar{I}_y .

Отсюда при заданном значении давления p_k в камере сгорания следует подобрать такое значение p_a , которое обеспечит $\bar{I}_{y \max}$, определяемое с учетом различных значений потерь удельного импульса и на нерасчетных режимах сопла.

Можно показать, что максимум \bar{I}_y достигается при степени расширения газа, удовлетворяющей условию

$$\frac{1}{\varepsilon_{a \text{ опт}}} = \left(\frac{p_a}{p_k} \right)_{\text{опт}} = \frac{\int_0^{\tau_{\text{акт}}} \left(\frac{p_H}{p_k} \right) d\tau}{\tau_{\text{акт}}}. \quad (28.3)$$

Таким образом, для определения оптимальной степени расширения газа $\varepsilon_{a \text{ опт}} = (p_k/p_a)_{\text{опт}}$ необходимы зависимости $H = f(\tau)$ и $p_k = f(\tau)$ на активном участке полета аппарата.

В частном случае постоянного давления в камере сгорания из выражения (28.3) получим

$$p_{a \text{ опт}} = \frac{\int_0^{\tau_{\text{акт}}} p_H d\tau}{\tau_{\text{акт}}} = \bar{p}_H, \quad (28.4)$$

где величина $\int_0^{\tau_{\text{акт}}} p_H d\tau / \tau_{\text{акт}} = \bar{p}_H$ представляет собой среднее по времени атмосферное давление на траектории активного участка полета.

К найденным из теоретических соображений значениям p_a опт чаще всего вносят поправки. Они обычно сводятся к некоторому увеличению рассчитанного значения p_a опт в связи со следующими соображениями. Увеличение p_a означает уменьшение размеров и массы сопла. При уменьшении поверхности сопла облегчается задача охлаждения его, снижается гидравлическое сопротивление охлаждающего тракта. В соплах меньших размеров проще обеспечивается необходимая прочность и жесткость. Максимум зависимости среднего удельного импульса от p_a довольно пологий, поэтому некоторое повышение p_a против p_a опт мало снижает экономичность.

Нужно заметить также, что выбор оптимального давления p_a , т. е. выбор площади выходного сечения сопла, должен увязываться с компоновкой кормовой части летательного аппарата. Исследования показывают, что условия взаимодействия реактивной струи и внешнего потока существенно отражаются на величине донного сопротивления аппарата.

Несколько особо стоит вопрос о выборе оптимального сопла для камеры, все время работы которой протекает в пустоте. Это относится к камерам верхних ступеней многоступенчатых ракет и космических аппаратов.

Прирост скорости i -й ступени ракеты составляет

$$V_{ki} - V_{k(i-1)} = \Delta V_k = I_{y.u} \ln(m_0/m_k).$$

Значение $I_{y.u}$ для камеры с нерегулируемым соплом не меняется за время полета. Очевидно, что снижение давления p_a на выходе из сопла приводит к противоположному воздействию на ΔV_k , а именно: из-за увеличения ϵ_a увеличивается удельный импульс, но из-за прироста массы сопла уменьшается отношение m_0/m_k . В итоге, при определенном значении $p_{a \text{ опт}}$ должен существовать максимум ΔV_k . Если представить удельный импульс в пустоте как $I_{y.u} = \beta K_{p_n}$, то можно записать

$$\Delta V_k/\beta = K_{p_n} \ln(m_0/m_k).$$

Переменные величины, зависящие от p_a , оставлены в правой части. Ищется максимум $\Delta V_k/\beta$ в функции от p_k/p_0 или геометрической степени расширения \bar{F}_a . Величины \bar{F}_a , p_k/p_a и K_{p_n} связаны между собой. Изменение массы при уменьшении p_a может быть приближенно оценено еще в самой начальной стадии проектирования. От величины \bar{F}_a легко перейти к $p_{a \text{ опт}}$. Найденное значение $p_{a \text{ опт}}$ может быть увеличено по тем же соображениям, что и для ракет, проходящих плотные слои атмосферы.

При рассмотрении основных принципов выбора оптимальных параметров ЖРД предполагалось, что такие вопросы, как определение значения тяги одной камеры, выбор типа сопла (круглого или кольцевого), уже решены. Однако решение их является самостоятельной и весьма сложной проблемой. Так, при выборе уровня тяги одной камеры принимаются во внимание достигнутые ранее значения, накопленный опыт, наличие стендовой базы, располагаемые сроки и многие другие факторы.

28.5. ПАКЕТЫ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ ДЛЯ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК КАМЕРЫ ЖРД

Важнейшим параметром камеры является удельный импульс, который в значительной мере определяет характеристики летательного аппарата. Поэтому прогнозированию ожидаемого удельного импульса для вновь проектируемого двигателя уделяется наиболее серьезное внимание.

При расчете характеристик реальной камеры необходимо учитывать отклонения от характеристик идеальной камеры, вызванные следующими особенностями: неравномерным распределением компонентов топлива, неполным выделением энергии при сгорании, двухмерностью течения и неравномерностью параметров в выходном сечении сопла, трением и неадиабатностью течения, конечными скоростями химических реакций. При независимой оценке влияния перечисленных особенностей роль каждой из них оценивалась соответствующими коэффициентами: $\varphi_{см}$, φ_r , $\varphi_{тр}$, φ_n . Однако весьма существенно, что имеется взаимодействие между различными процессами и потерями удельного импульса. Расчет параметров должен учитывать все процессы одновременно; недостаточно рассчитывать каждый вид потерь отдельно и затем вычитать сумму потерь из идеального значения параметра.

Расчет различных по своей природе физических процессов с помощью одной сложной программы для ЭВМ нецелесообразен, поскольку создание такой программы потребовало бы значительных затрат при сравнительно узкой сфере ее применения. Более целесообразным является применение различных пакетов прикладных программ, каждый из которых ориентирован на сравнительно широкую область применения, в связи с чем их разработка является экономически оправданной.

В рассматриваемом случае целесообразна разработка и применение следующих пакетов прикладных программ: расчета параметров рабочих тел и идеальных процессов в двигателях и установках (пакет идеальных параметров ИП); расчета равновесных и неравновесных течений (пакет задач газовой динамики ГД); расчета параметров турбулентного пограничного слоя (пакет задач турбулентного пограничного слоя ТПС). В зависимости от конкретной решаемой задачи из каждого пакета может быть выделено подмножество программ, которые затем могут быть объединены в одну программу, либо выполнение той или иной программы определяется в процессе диалога с ЭВМ.

Охарактеризуем области возможного применения каждого из пакетов прикладных программ при расчете ожидаемого удельного импульса.

С помощью пакета идеальных параметров (ИП) определяются параметры на входе в сопло для неизобарной камеры сгорания в предположении химического равновесия и адиабатности процесса горения. Неполное горение имитируется уменьшением энthalпии топлива.

Если распределение компонентов топлива (значение k_m) по сечению неравномерное, расчет выполняется для заданной эпюры распределения компонентов.

С помощью пакета программ равновесных и неравновесных течений (ГД) рассчитываются параметры течения в сужающейся и расширяющейся частях сопла в том числе и положение звуковой линии. При неоднородном по химическому составу потока течение рассчитывается как течение с тангенциальными разрывами (см. гл.

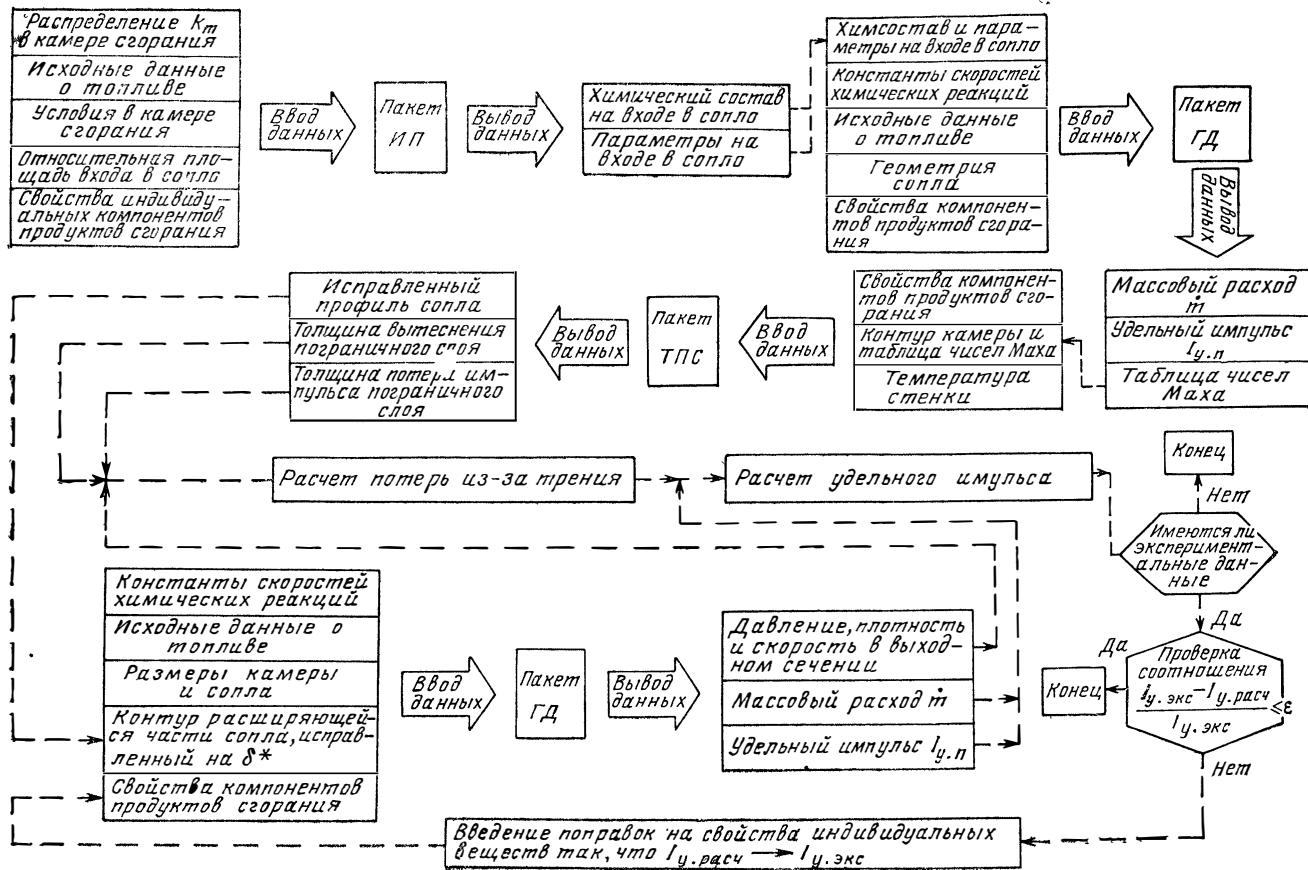


Рис. 28.8. Схема взаимодействия пакетов прикладных программ

IX). Если параметры камеры (давление на входе в сопло p_{0c} и диаметры минимального и выходного сечений d_m, d_a) таковы, что потери из-за химической неравновесности незначительны, то расчет выполняется для случая равновесного течения; в ином варианте — для химически неравновесного течения.

Пакет программ турбулентного пограничного слоя (ТПС) в рассматриваемом случае необходим для расчета условных толщин пограничного слоя — толщины вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} . Первая из них используется для корректировки контура сопла с целью учета влияния пограничного слоя; вторая — для расчета потерь удельного импульса из-за трения.

Схема взаимодействия пакетов прикладных программ показана на рис. 28.8. Как видно, определение удельного импульса производится последовательными приближениями. В начале рассчитываются параметры на входе в сопло. На основе этих результатов вычисляются параметры в сопле (соответствующие равновесному или неравновесному осесимметричным течениям), в том числе значения параметров на контуре сопла. Последние необходимы для работы программ пакета ТПС. В результате выполнения программ пакета ТПС становятся известны параметры пограничного слоя, необходимые для корректировки контура сопла и расчета потерь импульса из-за трения. После корректировки контура вновь производится расчет параметров течения на предмет определения их изменения из-за наличия пограничного слоя и т. д. Имеющиеся экспериментальные данные могут служить для уточнения констант (см. гл. XIX), характеризующих неполное горение.

Опыт применения за рубежом пакетов прикладных программ, примерно аналогичных по назначению, свидетельствует об их больших возможностях. Так, погрешность прогнозирования значений удельного импульса в пустоте может составлять существенно менее 1%.

РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ

Глава XXIX

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

29.1. СОСТАВ РДТТ

Характерной особенностью ракетного двигателя твердого топлива (РДТТ) является размещение в камере сгорания всего запаса твердого топлива и отсутствие системы подачи. Примеры схем современных РДТТ приведены на рис. 29.1—29.2. В зависимости от числа камер могут быть однокамерные и многокамерные РДТТ. В случае многокамерных РДТТ отдельные камеры соединяют между собой специальными газоводами для выравнивания давления.

Твердое ракетное топливо (ТРТ), содержащее в своем составе окислитель и горючее, помещается в камере сгорания в виде одного или нескольких блоков, называемых зарядом. Отдельные поверхности заряда для защиты от горения покрыты специальным составом-бронировкой.

Корпус РДТТ в большинстве случаев является и корпусом летательного аппарата. Для изготовления корпуса применяют металлические и неметаллические материалы, их сочетания. Корпус может иметь внешние теплозащитные покрытия.

Камера РДТТ обычно имеет переднее и заднее (сопловое) днище. Сопловой блок, состоящий из одного или нескольких сопел, может составлять одно целое с задним днищем, либо соединяться с ним различными способами. Заряд, размещаемый внутри камеры, может быть либо свободно вложен в камеру, либо прочно скреплен с ее стенками. В первом случае для фиксации заряда предусматривают различные удерживающие устройства (диафрагмы, решетки).

Воспламенение топлива осуществляется специальным воспламенителем. Горение происходит по поверхностям заряда, не защищенным бронирующим покрытием. Воспламенители имеют разнообразное конструкторское исполнение и могут размещаться со стороны как переднего, так и соплового днища.

В РДТТ жидкие охладители, как правило, не применяются. Поэтому поверхности камеры двигателя, омываемые продуктами сго-

рания, обычно частично или полностью покрыты теплозащитными покрытиями. В качестве последних применяют неметаллические или тугоплавкие металлические материалы, их сочетания.

Сопло РДТТ имеет нередко сложную конструкцию. Типичным является наличие специального соплового вкладыша в минималь-

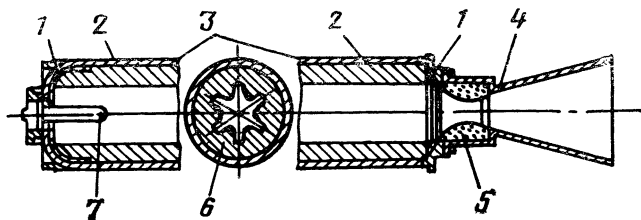


Рис. 29.1. Схема ракетного двигателя на твердом топливе:

1—бронзирующие покрытия; 2—корпус; 3—термоизоляция; 4—сопло; 5—сопловой вкладыш; 6—топливо; 7—воспламенитель

ном сечении из материалов, стойких к воздействию продуктов сгорания или имеющих определенную (программированную) скорость уноса. Сопло может быть частично погружено (утоплено) в камеру сгорания.

Как правило, РДТТ не регулируется, но в отдельных случаях может быть применена система регулирования давления в камере сгорания и тяги. Возможности управления вектором тяги РДТТ по

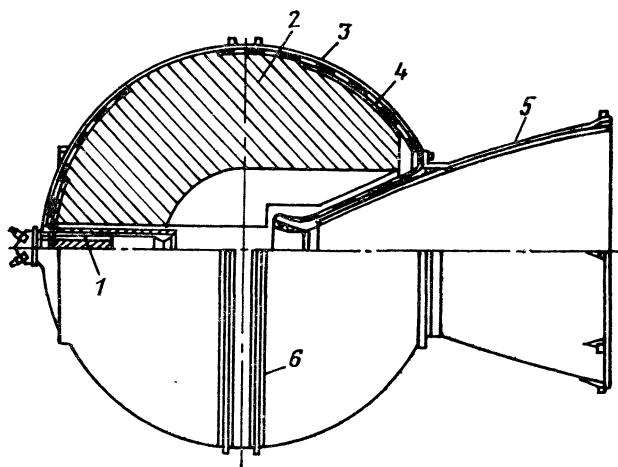


Рис. 29.2. Сферический РДТТ:

1—воспламенитель; 2—топливный заряд; 3—корпус; 4—термоизоляция; 5—сопло; 6—узел крепления двигателя

сравнению с ЖРД более ограничены. Регулирование тяги осуществляется подбором конструкции заряда твердого топлива. Для изменения направления тяги могут применяться различные способы. Некоторые из них реализуются путем использования особенностей конструкции сопла двигателя.

29.2. ЗАРЯДЫ В РДТТ

Прессованием или отливкой топлив в специальную изложницу или непосредственно в корпус изготавливают заряды различной конфигурации. Варьируя конфигурацию, стремятся получить требуемый закон изменения поверхности горения во времени, разместить возможно большую массу топлива в объеме камеры сгорания при учете ряда ограничений по физико-химическим и механическим свойствам заряда твердого топлива. Примеры некоторых форм зарядов РДТТ приведены на рис. 29.3 и 29.4.

Условно все заряды можно разделить на два типа: с горением по торцу и горением по боковым поверхностям. В первом случае бронируется боковая поверхность заряда (см. рис. 29.3, *a*); во втором горение идет по внешней или внутренней поверхности или по обеим одновременно. Возможно одновременное горение по торцам и боковым поверхностям. Если физические условия во всех точках горячей поверхности одинаковы и топливо однородно, то горение происходит равномерно, параллельными слоями.

Основной характеристикой процесса горения является его скорость. Для количественной оценки скорости горения используют либо скорость перемещения поверхности горения по нормали к самой себе, либо массу топлива, сгорающего с единицы поверхности в единицу времени. В первом случае скорость горения является линейной, во втором — массовой. Линейную скорость горения обычно называют просто скоростью горения. Ее определяют по формуле

$$u = de/d\tau, \quad (29.1)$$

где de — толщина сгоревшего слоя за время $d\tau$.

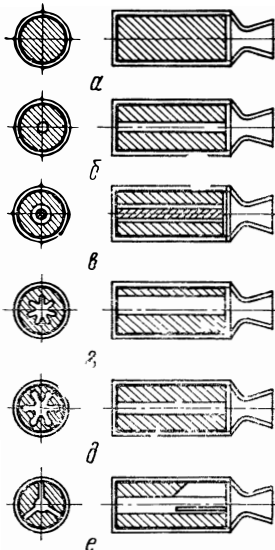


Рис. 29.3. Примеры зарядов твердого топлива:

a—горящий по торцу; *b*—цилиндрический с горением по внутренней поверхности; *в*—телескопический; *г*—звездообразный; *д*—колесообразный; *е*—трубчато-щелевой

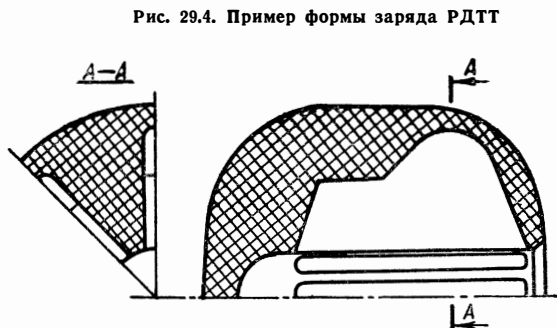


Рис. 29.4. Пример формы заряда РДТТ

Массовая скорость, по определению, равна

$$u_m = Q_T \frac{de}{d\tau} = u Q_T. \quad (29.2)$$

При известных скорости и поверхности горения Ω можно вычислить массовый секундный расход (газообразование)

$$\dot{m} = \Omega u Q_T. \quad (29.3)$$

Изменения поверхности горения и свободного объема камеры сгорания во времени определяются в основном геометрией заряда. В зависимости от характера изменения поверхности горения по времени различают три основных типа зарядов.

1. Заряды, обеспечивающие прогрессивное горение, т. е. дающие увеличивающуюся по времени поверхность горения. При постоянной площади минимального сечения сопла это соответствует возрастанию давления в камере сгорания по времени (кривая *а*, рис. 29.5). Простейшим примером такого заряда является цилиндрическая канальная шашка, горящая по внутренней поверхности (см. рис. 29.3, б).

2. Заряды, обеспечивающие регрессивное горение, т. е. дающие уменьшающуюся по времени поверхность горения. Это соответствует снижению давления в камере сгорания по времени (кривая *б*, рис. 29.5). Примером такого заряда может служить цилиндрическая шашка, горящая по наружной поверхности.

3. Заряды, обеспечивающие нейтральное горение, т. е. дающие постоянную или приблизительно постоянную поверхность горения по времени. При постоянной площади минимального сечения сопла давление в камере сгорания остается постоянным по времени (кривая *в*, рис. 29.5). Это имеет место, например, при торцовом горении, при горении забронированной с торцов цилиндрической полой шашки по наружной и внутренней поверхностям. Для обеспечения горения, близкого к нейтральному, применяются цилиндрические заряды с бронированной внешней поверхностью и сложной формой поперечного сечения: щелевые, звездообразные, колесообразные (рис. 29.3, г—е).

Возможно и не монотонное изменение поверхности горения, а с экстремумом, а также скачкообразное в зависимости от того, какое изменение давления (а следовательно, и тяги) по времени необходимо обеспечить.

Следует отметить, что в двигателе с зарядом, обеспечивающим прогрессивное горение, в зависимости от типа используемого вкладыша в минимальном сечении сопла, т. е. подвергающегося нормированному выгоранию или с постоянной во времени гео-

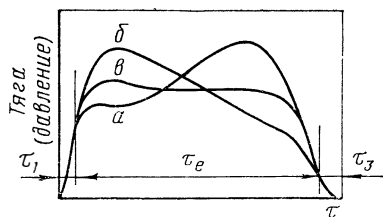


Рис. 29.5. Диаграмма тяга — время для различных типов зарядов

метрией, можно получить любую — как прогрессивную, так и регрессивную или нейтральную зависимость давления в камере сгорания от времени.

29.3. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ИСТОРИИ РАЗВИТИЯ РДТТ

РДТТ является старейшим реактивным двигателем. Именовавшийся ранее пороховой ракетой, РДТТ известен несколько сотен лет. Пороховые ракеты широко применялись с давних пор как фейерверочные, сигнальные, боевые. В XIX веке в ряде стран Европы сложилась как особый вид вооружения ракетная артиллерия, отличавшаяся легкостью и маневренностью. Значительных успехов в этой области добились и Россия. Основы были заложены в эпоху Петра I, принимавшего деятельное участие в работе специального «ракетного заведения». В начале XIX века активно работал в области боевых ракет генерал А. Д. Засядко (1779—1837), создавший новые образцы ракет и легкие пусковые станки к ним. А. Д. Засядко явился инициатором широкого внедрения в русскую армию нового для того времени ракетного оружия. > j

Подлинным создателем русской ракетной артиллерии явился выдающийся ученый — артиллерист генерал К. И. Константинов (1818—1871). В середине прошлого века К. И. Константинов широко поставил научные исследования, результаты которых использовались в конструкциях новых ракет. Он же явился организатором массового механизированного и безопасного производства пороховых ракет. Работы К. И. Константинова позволили значительно увеличить дальность и точность ракетного оружия.

Русский революционер-народоволец Н. И. Кибальчич (1853—1881) явился автором первого в мире ракетного летательного аппарата для полета человека. В своем проекте, созданном в 1881 г., накануне казни, Кибальчич описал устройство порохового двигателя, пропрограмный режим горения, способы управления полетом путем наклона двигателя и др.

Идеи Кибальчича были похоронены в архивах царской полиции и стали достоянием ученых лишь после Великой Октябрьской социалистической революции.

В начале 1921 г. в Москве по инициативе Н. И. Тихомирова (1860—1930) была создана первая отечественная исследовательская и опытно-конструкторская лаборатория по ракетной технике. Перебазированная в 1925 г. в Ленинград, она получила в 1928 г. наименование Газодинамическая лаборатория (ГДЛ). В ГДЛ при активном творческом участии В. А. Артемьева, Б. С. Петропавловского, Г. Э. Лангемака, В. И. Дудакова и др. были разработаны пороховые ускорители для старта самолетов, ракетные снаряды различного назначения, в которых использовались заряды с толстым сводом из пороха на нелетучем растворителе. Последующее развитие этих работ стало основой создания реактивных минометов («Катюш»), эффективно применявшихся в Великой Отечественной войне.

Работы по РДТТ проводились и за рубежом. Наиболее известны работы, выполненные в 30—40-е годы в США под руководством Р. Годдарда, Т. фон Кармана, в Германии — В. Тиллинга и др.

Последние десятилетия развитие РДТТ было ускорено успешными работами по созданию смесевых твердых ракетных топлив.

К настоящему времени в СССР и за рубежом разработаны многочисленные варианты неуправляемых и управляемых в полете аппаратов с РДТТ. Среди них твердотопливные ракеты большой дальности полета, в том числе межконтинентальные баллистические ракеты.

ТВЕРДЫЕ РАКЕТНЫЕ ТОПЛИВА

По физической структуре твердые ракетные топлива (ТРТ) делят на два основных класса: гомогенные (двухосновные) и гетерогенные (смесевые). Основные требования, предъявляемые к ТРТ, одинаковы для обоих классов.

30.1. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ

Комплекс требований к твердому топливу чаще всего определяется необходимостью создания ракеты с высокой надежностью, минимальными габаритами и стартовой массой при заданных величинах массы полезного груза и дальности полета.

30.1.1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Обеспечение высокой энергетической эффективности двигательной установки является важнейшим требованием к топливу, которое при большой плотности должно обеспечивать получение высокого удельного импульса.

Камера сгорания РДТТ нагружена высоким давлением. В ней размещается весь запас топлива, плотность которого оказывает существенное влияние на показатели двигателя и ракеты в целом. При постоянной массе топлива повышение его плотности приводит к уменьшению объема камеры сгорания и ее массы. Плотность освоенных ТРТ составляет 1,4—1,9 г/см³.

Стремление к повышению удельного импульса определяет основные направления разработок новых твердых топлив. При этом важным ограничивающим условием является необходимость одновременного получения достаточно высоких механических и баллистических свойств ТРТ.

30.1.2. ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Важнейшей характеристикой ТРТ, определяющей характер внутрикамерных процессов, является скорость горения. При номинальном давлении она должна быть достаточной для достижения необходимых характеристик двигательной установки. Например, в некоторых случаях от РДТТ может требоваться большая тяга в течение короткого времени при очень высоких перегрузках. Последнее обстоятельство не позволяет по соображениям прочности применить многошашечный заряд с развитой поверхностью горения. Приемлемым решением является применение скрепленного с корпусом заряда, но в этом случае повышенная скорость горения должна обеспечивать необходимое газообразование при ограниченной поверхности горения. Иногда необходима возможно более низкая скорость горения для достижения длительного времени работы. Для выполнения сложной программы полета в одном двигателе приходится размещать заряды ТРТ с разной скоростью горения. На

практике такие заряды применяются в двигателях со ступенчатым изменением тяги.

Топливо должно обеспечивать устойчивое и закономерное горение в условиях требуемых давлений в камере сгорания, в том числе и сравнительно невысоких. Это делает возможным оптимальный выбор рабочего давления в РДТТ с одним или двумя-тремя режимами тяги.

Для повышения устойчивости рабочих процессов в двигателе необходима минимальная зависимость скорости горения от давления и начальной температуры заряда при всех эксплуатационных колебаниях указанных параметров. Изменение скорости горения означает соответствующее изменение газообразования и давления в камере сгорания, определяющих как устойчивость работы самого двигателя, так и точность получения ожидаемой тяги двигателя по времени.

Весьма важной характеристикой является величина разброса скорости горения для одного состава или одной партии топлива, т. е. хорошая воспроизводимость характеристик топлива.

30. 1. 3. ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Физико-механические свойства топлива должны обеспечивать возможность создания заряда необходимой конфигурации и сохранение зарядом заданной формы и сплошности в процессе хранения, воспламенения и горения. Топлива, используемые для зарядов, скрепленных с корпусом двигателя, должны быть достаточно эластичными, чтобы не происходило разрушение заряда под действием термических напряжений или при деформации под действием давления и полетных перегрузок. Значение коэффициента теплопроводности ТРТ составляет примерно 0,2—0,3 Вт/(м·К), т. е. примерно в 100 раз меньше, чем у стали. Вследствие этого ТРТ могут хорошо предохранять стенки камеры сгорания от воздействия высокотемпературных продуктов сгорания. Но это же обстоятельство приводит к тому, что при изменении температуры окружающей среды в зарядах ТРТ возникают термические напряжения, которые могут вызвать их растрескивание.

Для зарядов, скрепленных со стенками камеры сгорания, к термическим напряжениям добавляются и механические, вызванные давлением, разностью коэффициентов линейного расширения ТРТ и корпуса. Опасные термические и механические напряжения в зарядах ТРТ возникают в результате теплового удара при воспламенении, особенно если начальная температура низка.

Кроме того, в заряде возникают напряжения от воздействия перегрузок.

Особенно высокие требования предъявляются к механическим свойствам ТРТ для последних ступеней многоступенчатых ракет, заряды которых подвергаются интенсивным вибрациям более длительное время и испытывают большие ускорения, чем заряды первых ступеней.

Необходимые физико-механические свойства ТРТ должны обеспечивать работоспособность двигательной установки в течение всего срока эксплуатации в заданном температурном диапазоне.

30.1.4. ДРУГИЕ ТРЕБОВАНИЯ

Важное значение имеют экономические характеристики: компоненты топлива должны быть недефицитными и недорогими, доступными для применения в необходимых масштабах. Технология изготовления должна быть несложной и недорогостоящей, допускающей при необходимости серийное производство зарядов. Важно обеспечить стабильность физико-механических, баллистических и энергетических характеристик ТРТ в условиях хранения и эксплуатации. Основное влияние на изменение паспортных характеристик ТРТ оказывает температура окружающей среды. По времени длительности хранения ТРТ можно подразделить на период химически безопасного хранения и период хранения с точки зрения стабильности физико-механических и энергетических характеристик, допускающих применение РДТТ по назначению. Для некоторых топлив период химически безопасного хранения при заданной температуре определяется как время, в течение которого израсходуется половина начального содержания специальных стабилизирующих присадок. По зарубежным данным, заряды остаются пригодными к употреблению в течение 15—20 лет.

В зависимости от физико-механических свойств, требуемых внутриваллистических характеристик и размеров заряда для всех ТРТ устанавливаются допустимые пределы изменения температуры при хранении и применении снаряженных двигателей. В некоторых случаях эти пределы могут быть настолько узкими, что ракеты можно применять только в специальных условиях, принимая необходимые меры предосторожности при транспортировке зарядов. Так, например, ракеты «Поларис» перевозят только в контейнерах, в которых постоянная температура поддерживается с помощью кондиционеров, имеются специальные устройства и для предохранения ракет от ударов и вибраций. К числу других требований следует отнести исключение опасности детонации и взрыва, иногда — требование бездымного выхлопа и малой токсичности продуктов сгорания.

30.2. ДВУХОСНОВНЫЕ ТОПЛИВА

Двухосновные топлива представляют собой твердые растворы органических веществ, молекулы которых содержат горючие и окислительные элементы. Иногда эти топлива называют также коллоидными или гомогенными. Одной из основ этих топлив является нитроцеллюлоза с различным содержанием азота. Общая формула нитроцеллюлозы $[C_6H_7O_2(OH)_{3-x}(ONO_2)_x]_n$, где $x=1, 2, 3$ — число групп ONO_2 , получаемое в различных условиях нитрации целлюлозы. В предельном случае нитрации получается тринитрат

$[C_6H_7O_2(ONO_2)_3]_n$, который содержит 14—15% азота. Степень нитрации определяет соотношение горючих и окислительных элементов в нитроцеллюлозе. От степени нитрации зависит коэффициент избытка окислителя (кислорода) нитроцеллюлозы. На практике применяют нитроцеллюлозу с содержанием азота не менее 11%, так как при меньшем его содержании энергетические характеристики ТРТ оказываются неудовлетворительными.

Вторая основа гомогенных топлив — вещества типа нитроглицерина $C_3H_5(ONO_2)_3$, диэтиленгликольдинитрата $C_4H_8O(ONO_2)_2$ и др., называемые растворителями. Они образуют с нитроцеллюлозой коллоидные системы.

Носителем избыточного кислорода (относительно стехиометрии) является нитроглицерин. Избыток кислорода в нитроглицерине обеспечивает более полное протекание реакций при горении. Энергетические характеристики ТРТ улучшаются с увеличением содержания в них нитроглицерина. На рис. 30.1 показана зависимость удельного импульса двухосновного ТРТ от содержания в нем нитроглицерина $g_{НГ}$ для двух значений степени нитрации нитроцеллюлозы. Однако предельное содержание нитроглицерина, которое может быть введено в топливо, не превышает 45%, так как при большем содержании нитроглицерина резко снижаются физико-химические свойства двойных систем: они становятся студнеподобными, текучими. Кроме того, производство таких топлив становится весьма взрывоопасным.

Для получения необходимых физико-химических и механических свойств в топливо вводят различные добавки. При хранении ТРТ происходит медленное самопроизвольное разложение нитроцеллюлозы. Выделяющиеся окислы азота ускоряют химический процесс разложения, в результате чего увеличивается взрывоопасность. С целью повышения химической стойкости в период хранения в топливо вводят стабилизаторы. Соединяясь с выделяющимися окислами азота, они превращают их в химически нейтральные вещества. В качестве стабилизаторов в современных двухосновных ТРТ применяют этилцентралит $C_{17}H_{20}ON_2$ и дифениламин $C_{12}H_{11}N$.

Срок хранения зарядов ТРТ, в состав которых входят стабилизаторы, достигает 15—20 лет.

Для повышения термопластичности нитроцеллюлозы в процессе прессования в состав топлива вводят специальные добавки — пластификаторы: воск, вазелин, минеральные масла и другие вещества. Пластификаторы увеличивают эластичность зарядов и уменьшают чувствительность их к детонации.

Важную роль в современных двухосновных ТРТ выпол-

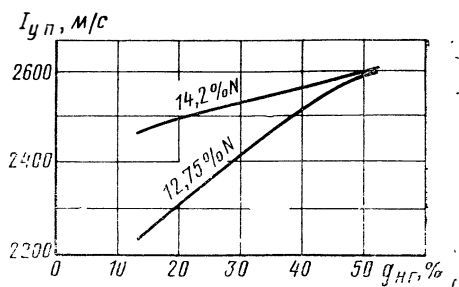


Рис. 30.1. Зависимость удельного импульса двухосновного ТРТ от содержания нитроглицерина $g_{НГ}$ и степени нитрации нитроцеллюлозы

няют катализаторы горения. Их вводят для увеличения скорости горения и устойчивости процесса горения при минимальном давлении, а также для повышения полноты сгорания. В качестве катализаторов применяют окислы свинца и титана, сернистый калий и др. Введение катализаторов может существенно повысить скорость горения.

Для уменьшения гигроскопичности нитроцеллюлозы в состав некоторых ТРТ вводят диэтил- и дибутилфталаты — жидкости, способствующие желатинизации. Некоторые добавки, входящие в состав топлива, выполняют не одну функцию. Так, например, вазелин, используемый как пластификатор, оказывает стабилизирующее действие на состав топлива, а такие стабилизаторы, как централиты и дифениламин, в определенной степени выполняют функции катализаторов горения.

Из топлив, содержащих нитроцеллюлозу и нитроглицерин, большее распространение в ракетной технике нашли баллиститные

Таблица 30.1

Характеристики некоторых двухосновных ТРТ

Марка топлива	Компонент	Массовая доля, %	Q_0 , г/см ³	u_0 , мм/с	ν	T_{0c} , К	μ_c	n	I_y , м/с	Эксплуатационный интервал		Способ изготовления заряда
										p_0 , МПа	t , °C	
IPN	Нитроцеллюлоза	51,5	1,62	16,77	0,69	3085	26,6	1,21	2431	>2	(-30) — (+60)	Прессование
	Нитроглицерин	43,0										
	Диэтилфталат Добавка	3,25 2,25										
SC (кордит)	Нитроцеллюлоза	49,5	1,57	7,79	0,69	2553	23,4	1,24	2287	2—21	(-30) — (+50)	.
	Нитроглицерин	41,5										
	Стабилизатор	9										
H	Нитроцеллюлоза	57	1,6	9,06	0,6	2371	22,9	1,25	2217	>4	(-40) — (+50)	.
	Нитроглицерин	28										
	Динитротолуол	11										
	Стабилизатор Технологические добавки	4										
HM-2	Нитроцеллюлоза	54	1,6	9,06	0,6	2351	23,4	1,24	2193	>3	(-40) — (+50)	.
	Нитроглицерин	27										
	Динитротолуол	15										
	Добавки	4										

Примечания. 1. Значения скорости горения u_0 даны при $p=7$ МПа и $t_H=20^\circ$ C.
2. Значения I_y даны при $p_{0c}/p_H=70:1$.

(на основе нитроцеллюлозы с низким содержанием азота). Топлива на основе нитроцеллюлозы с высокой степенью нитрации (до 13%) принято называть кордитами. Состав некоторых типичных двухосновных топлив и их характеристики приведены в табл. 30.1.

30.3. СМЕСЕВЫЕ ТОПЛИВА

Смесевые топлива представляют собой механические смеси окислителя и горючего. Для большинства современных смесевых топлив характерно использование трех основных компонентов: кристаллического окислителя, полимерного горючего — связующего и металлической добавки.

30.3.1. ОКИСЛИТЕЛИ

В табл. 30.2 приведены физико-химические свойства некоторых применяемых или исследуемых окислителей.

Таблица 30.2

Физико-химические свойства окислителей смесевых топлив

Окислитель	Химическая формула	Плотность, г/см ³	Температура интенсивного разложения, °С	Содержание кислорода в % от массы окислителя
Перхлорат калия	KClO ₄	2,50	550	46,2
Перхлорат натрия	NaClO ₄	2,57	600	52,2
Перхлорат аммония	NH ₄ ClO ₄	1,95	450	54,5
Перхлорат лития	LiClO ₄	2,43	415	60,1
Перхлорат нитрозила	NOClO ₄	2,17	140	62,2
Перхлорат нитрония	NO ₂ ClO ₄	2,25	130	66,7
Нитрат калия	KNO ₃	2,11	600	47,5
Нитрат натрия	NaNO ₃	2,26	600	56,5
Нитрат аммония	NH ₄ NO ₃	1,73	361	60,0
Нитрат лития	LiNO ₃	2,38	600	69,5

Большинство современных смесевых ТРТ (в США более 80%) разработано на основе окислителя перхлората аммония. Температура разложения его невысока, а газообразные продукты разложения имеют малую молекулярную массу. Для топлив на основе перхлората аммония и обычных полимерных связующих характерна слабая зависимость скорости горения от давления и начальной температуры и сравнительно высокие энергетические характеристики. Скорость горения обычных топлив на основе перхлората аммония находится в пределах от 4 до 20 мм/с и зависит от массового содержания и размеров частиц окислителя. Уменьшая размеры частиц окислителя, можно существенно повысить скорость горения смесевых топлив. Так, для топлив, содержащих 24% полимерного связующего и 76% перхлората аммония, скорость горения равна 8,5 мм/с при размере частиц окислителя 100 мкм и возрастает до 26,4 мм/с при размере частиц 5 мкм.

Иногда применяют также перхлорат калия. Топлива на основе $KClO_4$ имеют высокую плотность, но довольно низкий удельный импульс (1800—2200 м/с) и высокое значение показателя степени в законе горения.

Перхлорат лития обладает хорошими энергетическими характеристиками благодаря высокому содержанию свободного кислорода и большой плотности. Однако внедрение перхлората лития в производство смесевых топлив сдерживается его гигроскопичностью и высокой стоимостью получения самого лития.

Из нитратов в производстве смесевых ТРТ распространен нитрат аммония (селитра). Топливо на основе нитрата аммония эффективно для применения в тех случаях, когда необходимо иметь малую скорость горения и умеренные температуры. К недостаткам топлив на основе нитрата аммония следует отнести невысокое значение удельного импульса (не более 2000 м/с), малую плотность, гигроскопичность и повышенную температурную чувствительность. Отмечается также изменение размеров кристаллов нитрата аммония при полиморфных превращениях, что приводит к нестабильности физико-механических свойств топлив на его основе.

30.3.2. ГОРЮЧЕЕ — СВЯЗУЮЩЕЕ

В качестве связующего может быть использовано множество веществ органического происхождения, начиная от тяжелых нефтепродуктов (асфальты, битумы) и кончая современными полимерами, такими, как полиэфирные, фенольные и эпоксидные смолы, пластмассы (полиизобутилен, поливинилхлорид, полиамид и другие), каучуки (полисульфидный, полиуретановый, полиизобутиленовый, бутадиенстирольный) и др. Выбор связующего в основном определяется требованиями получения необходимых энергетических характеристик, физико-механических свойств, а также технологией изготовления.

Применение каучуков в качестве связующего началось с полисульфидного (тиокол). Однако топливо на основе полисульфидного каучука имеет низкие энергетические характеристики и неудовлетворительные механические свойства. Снижение удельного импульса вызвано высоким содержанием серы (до 40%).

Лучшими, по сравнению с топливами на основе полисульфидного каучука, характеристиками обладают топлива, в которых в качестве связующего применен полиуретановый каучук. Эти топлива сохраняют эластичность до 223 К и имеют удельный импульс 2400 м/с и более.

В качестве связующего применяется также бутадиеновый каучук, сополимер полибутадиена и акриловой кислоты. Топлива на основе сополимера полибутадиена и акриловой кислоты обладают хорошими механическими и адгезионными свойствами и имеют высокий удельный импульс (2430 м/с и более).

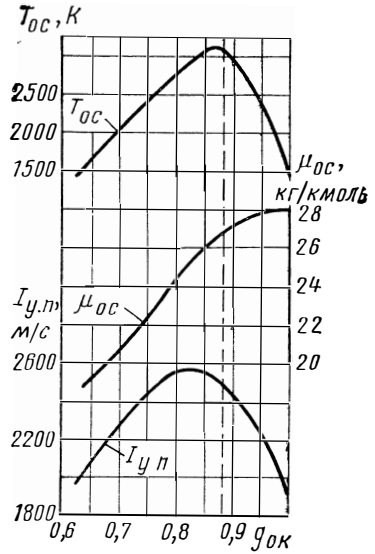
По сведениям из зарубежной литературы, очень хорошо зарекомендовали себя в качестве горючих — связующих органические

Рис. 30.2. Зависимость основных термодинамических характеристик от массовой доли окислителя в смесевом ТРТ:

$p_{0c}/p_a = 70 : 1$; — — — стехиометрическое соотношение компонентов топлива

нитросоединения, содержащие большое количество кислорода. В частности, к этому типу связующих смесевых ТРТ относится пластифицированная нитроцеллюлоза — нитразол.

Относительное содержание окислителя и горючего в смесевых топливах можно менять в довольно широких пределах. Однако максимальные значения удельного импульса и температуры горения получаются при содержании горючего—связующего до 15% (рис. 30.2). Содержание же кристаллических составляющих обычно не превышает 85%, так как при большем количестве ухудшаются физико-механические свойства топлива в процессе изготовления и эксплуатации.



30.3.3. МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ДОБАВКИ

Практически все современные смесевые топлива содержат металлы в виде мелкодисперсных порошков. Введение добавок металла позволяет значительно повысить удельный импульс, увеличить плотность, повысить стабильность горения ТРТ. Рассматривалось и исследовалось применение добавок легких металлов: алюминия, магния, циркония, берилля, бора и различных сплавов.

Из них наиболее дешевым и распространенным является алюминий.

Количество алюминия увязывают с содержанием остальных компонентов топлива, чтобы получить прирост удельного импульса и плотности и обеспечить необходимые физико-механические свойства (эластичность, прочность). На рис. 30.3 показана зависимость удельного импульса от содержания алюминия для топлива на основе полимерного горючего и перхлората аммония. Для современных смесевых

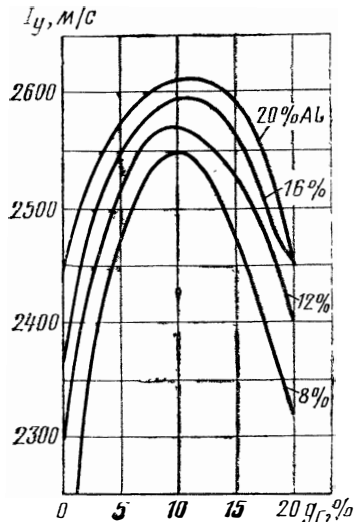


Рис. 30.3. Удельный импульс смешанного топлива при различном содержании алюминия

Характеристики некоторых смесевых ТРТ

Марка топлива	Компоненты	Мас- совая доля, %	ρ , г/см ³	u_0 , мм/с	ν	T_{0c} , К	ν_c	n	I_y , м/с	Эксплуатационный интервал		Способ изготовле- ния заряда
										p , МПа	t , °С	
ТР-Н-3062	Перхлорат аммония Полиуретан Алюминий	72 12 16	1,82	5,11	0,22	3642	31,0	1,13	2564	>0,14	-40—+55	Литье
ARCIT-373D	Перхлорат аммония Поливинилхлорид Ди — (2-этилгексил) адипинат Добавки Алюминий	58,90 8,62 10,79 0,69 21,00	1,77	8,91	0,22	3324	28,7	1,12	2532	>0,14	-13—+50	Прессо- вание
EREC	Гексанитроэтан Тетраоксидфтороамино- бутан Каучук [C ₄ H ₆ (NF ₂) _{1,7}] _n Бор	52,3 21,5 15,0 11,2	1,74	27,60	0,17	4302	27,3	1,18	2865	>0,14	-50—+55	Литье
LET-3	Нитрат аммония Триацетат целлюлозы Ацетилтриэтилцитрат 2,4—динитрофено- ксиэтанол Добавки	61,0 10,15 11,60 10,25 7,00	1,55	2,06	0,49	1256	20,6	1,15	1799	>0,7	-40—+60	Прессо- вание

Примечание. Расчет проведен при $p=7$ МПа; $\rho_{0c}/\rho_a=70:1$; $t_H=20^\circ\text{C}$.

топлив, по зарубежным данным, типичным является содержание 10—20% алюминия.

В табл. 30.3 приведены состав и характеристики некоторых смесевых топлив [80].

30.3.4. ДРУГИЕ ДОБАВКИ

В смесевые топлива вводят различные технологические добавки для улучшения физико-механических свойств, внутрибаллистических характеристик и эксплуатационных качеств.

Пластификаторы и стабилизаторы вводятся в смесевые топлива с теми же целями, что и в двухосновные.

Применение катализаторов является одним из распространенных методов регулирования скорости горения смесевых топлив. В качестве катализатора горения смесевых топлив применяются различные окислы металлов, соли хромовой и метахромистой кислот, металлоорганические соединения. Наиболее распространенными и универсальными в этой группе катализаторов являются соединения, содержащие медь, окись хрома, окислы железа. Ряд металлов (железо, медь, кобальт, магний, олово) рассматриваются тоже как катализаторы горения. Так, например, введение в состав смесового топлива 6% олова позволяет вдвое увеличить скорость горения. Введение некоторых соединений (двуокись магния, трехфтористый бром), наоборот, снижает скорость горения.

Вводятся добавки с целью подавления нежелательных эффектов при догорании продуктов сгорания в атмосфере и уменьшения дымообразования.

30.4. РАЗРАБОТКА НОВЫХ ТОПЛИВ С УЛУЧШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Согласно опубликованным данным, создание новых твердых топлив идет по пути замены основных составляющих на более эффективные. При этом ставится задача улучшения всего комплекса физико-механических, баллистических и энергетических характеристик. Ведутся работы как по улучшению характеристик существующих топлив (путем введения в их состав более эффективных модификаций компонентов — окислителей и металлов), так и по использованию новых, а также более эффективных связующих, окислителей и металлов. Серьезное внимание уделяется также экономической эффективности и снижению затрат в производстве твердых топлив.

Усовершенствование топливных рецептур преследует вполне конкретные цели. В одних случаях выдвигаются требования улучшения механических характеристик при сохранении заданного уровня удельного импульса и скорости горения. В других целью является получение высоких скоростей горения. Для этого вводят различные добавки, например органические соединения типа высших альдегидов, фенолов или же специальным образом подготавливают основные компоненты: связующие и окислители. Так, значительное

повышение дисперсности перхлората аммония существенно повышает скорость горения.

Путем модификации основных компонентов улучшают и эксплуатационные качества используемых топлив.

Что касается разработки новых топлив на основе компонентов с более высокими характеристиками, то среди окислителей рассматриваются перхлораты нитрония NO_2ClO_4 и нитрозила NOClO_4 , гексанитроэтан $\text{C}_2(\text{NO}_2)_6$, диперхлорат гидразина $\text{N}_2\text{H}_6(\text{HClO}_4)_2$ и др. В случае создания топлива на основе перхлората нитрония и типичных связующих возможно получение более высокого значения удельного импульса по сравнению с применяемыми составами. Однако недостатком перхлората нитрония и других более эффективных окислителей является их нестабильность, взрывоопасность, плохая совместимость с существующими связующими. Поэтому работы в области новых высокоэффективных окислителей направлены на улучшение стабильности их в составе ТРТ.

Таблица 30.4

Термодинамические характеристики некоторых топлив на новых компонентах

Окислитель	Горючее—связующее, %	Добавки, %	Q , г/см ³	T_{0c} , К	I_y , м/с
NO_2ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (21)	—	1,7	3603	2729
NO_2ClO_4	Полиэфир (32)	—	1,75	3375	2530
NO_2ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (20)	Al (15)	1,76	3894	2761
NO_2ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (15)	AlH_3 (25)	1,66	3783	2925
NO_2ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (17,5)	LiAlH_4 (20)	1,45	3507	2867
NO_2ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (25)	Be (8)	1,61	3270	2856
NO_2ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (17,5)	BeH_2 (17,5)	1,34	3208	3077
NH_4ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (15)	AlH_3 (34)	1,53	2546	2689
NH_4ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (17,5)	LiAlH_4 (25)	1,32	2334	2599
NH_4ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (15)	Be (12)	1,66	3172	2801
NH_4ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (20)	BeH_2 (25)	1,14	2644	2981
NH_4ClO_4	$(\text{CH}_2)_n$ (15)	Al (19)	1,74	3179	2590

Примечание. Условной формулой $(\text{CH}_2)_n$ записано идеализированное горючее—связующее, близкое по составу к насыщенным полимерам.

Повышение эффективности горючих компонентов идет по пути создания новых связующих и замены алюминия другими добавками. Из металлов рассматривают бериллий, а также гидриды металлов. Использование бериллия в качестве добавки дает прирост удельного импульса на 200 м/с и более (табл. 30.4). Однако применение бериллийсодержащих топлив в больших количествах сдерживается высокой стоимостью бериллия (запасы в земной коре ограничены) и токсичностью продуктов сгорания, в которых содержатся окислы бериллия.

ГОРЕНИЕ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ

31.1. МЕХАНИЗМ ГОРЕНИЯ

Горение представляет собой сложный многостадийный процесс химических превращений топлива и распространения реакции от поверхностных слоев вглубь заряда. Химические реакции и процессы переноса, определяющие механизм горения, зависят от состава и структуры топлива. Механизм горения различен для двухосновных и смесевых топлив.

31.1.1. ДВУХОСНОВНЫЕ ТОПЛИВА

Химические превращения твердых компонентов в газообразные происходят в несколько стадий. В рамках одномерной модели процесс горения двухосновного топлива описывают следующим образом. Теплоподвод от продуктов сгорания приводит к прогреву поверхностного слоя топлива (рис. 31.1, зона 1), в котором начина-

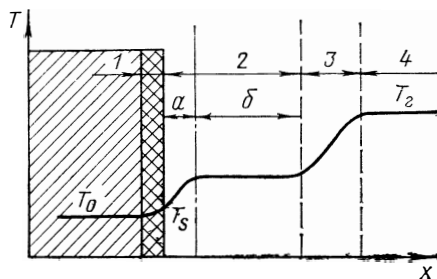


Рис. 31.1. Схема горения двухосновного ТРТ:

1—зона протекания реакций в твердой фазе; 2—зона газификации; 3—зона глянцевых реакций; 4—зона пламени (равновесный химический состав)

ется плавление и разложение твердой фазы. Реакции разложения являются экзотермическими и ускоряют процесс газификации твердого топлива.

Температура поверхности горения T_s определяется теплопередачей от зоны газовых реакций и тепловым эффектом реакций, происходящих в твердой фазе. Установлено, что T_s возрастает с увеличением давления. Для определения скорости газификации на стадии разложения твердой фазы можно применить уравнение Аррениуса

$$u = A \exp \left(- \frac{E_a}{RT_s} \right), \quad (31.1)$$

где A — коэффициент, зависящий от состава топлива; E_a — энергия активации реакции горения; R — газовая постоянная.

Выражение (31.1) является кинетическим соотношением, определяющим зависимость скорости разложения от температуры поверхности горения. В теории горения твердых топлив оно часто используется в расчетах термического разложения компонентов. Коэффициент A можно считать постоянным, а скорость горения тогда эквивалентна скорости разложения твердой фазы при темпе-

ратуре T_s . Вследствие низкой теплопроводности твердых ракетных топлив подвергающийся прогреву поверхностный слой («прогретый слой») очень тонок — десятые и сотые доли миллиметра. С увеличением линейной скорости горения толщина прогретого слоя уменьшается, в связи с чем роль экзотермических реакций в этом слое снижается. Реакции разложения твердой фазы занимают сравнительно небольшую часть прогретого слоя с большим градиентом температур. Процессы разложения, определяемые множеством факторов химической и физической природы (плавление, разложение, диспергирование), еще не полностью изучены. Об этом говорит и тот факт, что значения температуры T_s при различных экспериментальных исследованиях определяются с большим разбросом и не могут быть найдены теоретически с достаточной для практики точностью.

Газифицированные продукты разложения твердого топлива на некотором расстоянии от поверхности вступают в экзотермические предпламенные реакции, приводящие к продуктам неполного сгорания. Эту зону предпламенных реакций принято называть зоной газификации (см. рис. 31.1, зона 2). Она состоит из двух областей с разными свойствами, определяемыми различием химических процессов. В узкой области (а), толщиной в несколько десятых долей миллиметра, примыкающей к твердой поверхности горения, продолжают протекать реакции разложения, однако уже в жидкой фазе. В этой области жидкая пленка имеет пенообразную структуру, и реакции разложения протекают с интенсивным тепловыделением. В остальной части зоны газификации (б) происходит в основном накопление продуктов разложения и лишь частично — реакции в газовой фазе. Считают, что температура зоны газификации составляет приблизительно 1700 К. Таким образом, в зоне газификации могут протекать реакции как в газовой, так и в конденсированной фазах. Однако тепловой эффект экзотермических реакций в конденсированной фазе мал по сравнению с тепловыделением в реакциях, протекающих в газовой фазе. Наконец, в зоне 3 происходят собственно пламенные реакции между продуктами неполного сгорания. В результате этих реакций образуются конечные продукты сгорания и устанавливается химическое равновесие при температуре пламени (зона 4). Реакции в газовой фазе для этой зоны подчиняются обычным закономерностям гомогенного горения. Экспериментально и теоретически показано, что равновесный состав продуктов сгорания устанавливается при давлении выше 3 МПа. При низких давлениях химическое равновесие может не достигаться, что приводит к снижению температуры продуктов сгорания.

31.1.2. СМЕСЕВЫЕ ТОПЛИВА

Процесс горения смесового топлива, как и двухосновного, состоит из нескольких стадий с тепловыделением и нарастанием температуры.

Первая стадия горения — это термическое разложение компонентов. Скорости термического разложения окислителя и горючего связаны с температурой разложения уравнением Аррениуса (31.1).

Входящие в это уравнение температуры поверхности окислителя и горючего, так же как энергия активации $E_{\text{ок}}$ и $E_{\text{г}}$, не одинаковы. Это лежит в основе принятой в теории горения смесевых топлив гипотезы «двух температур», согласно которой термические разложения окислителя и горючего — связующего являются локально независимыми процессами. Для упрощения принимают среднее значение температуры T_s , которое не зависит от давления в случае, когда процесс термического разложения определяется энергией активации $E > RT_s$.

Наиболее распространенной моделью горения смесевых топлив является модель гранулярно-диффузионного пламени Саммерфилда. Согласно этой одномерной модели горение происходит в тонкой зоне диффузионного пламени, примыкающей к твердой поверхности, на которой протекают реакции сублимации или пиролиза. Физически процесс протекает так, что продукты термического разложения горючего и окислителя образуются в виде отдельных объемов (карманов), величина которых определяется массой кристаллов окислителя, и затем сгорают. На этой стадии процесса преобразование твердого топлива скорость горения определяется диффузионным смещением и кинетикой химических реакций.

Модель гранулярно-диффузионного горения достаточно полно отражает механизм горения смесевых топлив на основе перхлората аммония и ряда связующих (полибутADIены, полисульфиды и др.). Однако для некоторых топлив, даже на основе перхлората аммония, она не применима.

Наличие алюминия в составе смесевых топлив вносит некоторые особенности в процесс горения. На основании проведенных исследований горение частицы алюминия считается диффузионным. Оно происходит в зоне, окружающей частицу металла, куда диффундируют кислород из внешнего потока и пары с испаряющейся частицы. Пары металла диффундируют и вступают в реакцию с кислородом. На поверхности горящего топлива некоторые частицы алюминия плавятся и сливаются в более крупные. Процесс воспламенения и горения алюминия на поверхности топлива зависит от их диаметра. Мелкие частицы успевают расплавиться непосредственно на поверхности твердого топлива. Частицы с диаметром в несколько десятков микрон плавятся и воспламеняются уже в зоне пламени, куда они уносятся газовым потоком.

Таким образом, характерной стадией горения является процесс разложения и газификации твердой фазы. Этот процесс существенно зависит от интенсивности теплоподвода к поверхности твердого топлива. Все факторы, увеличивающие теплоподвод, ускоряют разложение и газификацию поверхностного слоя.

Из приведенной схемы процессов можно заключить, что скорость горения должна зависеть от природы топлива, от давления, при котором осуществляется горение, от начальной температуры топлива, скорости движения газа вдоль поверхности горения и от других факторов, воздействующих на теплообмен и скорость реакций в конденсированной или газовой фазе.

В большинстве случаев теория горения лишь объясняет, но не предсказывает аналитически эти зависимости, количественное описание которых базируется пока на опытных данных.

31.2. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОТ ОСНОВНЫХ ФАКТОРОВ

31.2.1. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ

Давление, при котором протекает процесс горения, является важнейшим фактором, воздействующим на скорость горения твердых топлив. Для большинства топлив наблюдается рост скорости горения при повышении давления. Такая зависимость объясняется увеличением интенсивности теплоотдачи к поверхности топлива. Скорость реакций, протекающих в конденсированной фазе, при этом увеличивается. Одновременно увеличение концентрации газообразных реагирующих веществ приводит к росту скорости экзотермиче-

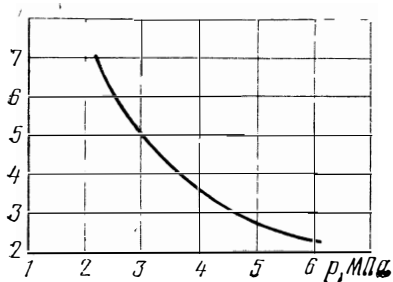


Рис. 31.2. Расстояние от зоны пламени до поверхности горения в зависимости от давления

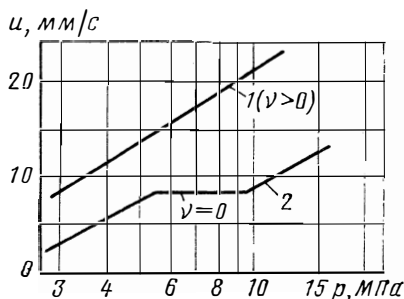


Рис. 31.3. Зависимость скорости горения от давления:

1—монотонная зависимость; 2—зависимость с участком «плато»

ских реакций в газовой фазе. Высокотемпературная зона пламени приближается к поверхности твердого топлива (рис. 31.2) за счет уменьшения зоны газификации.

Уменьшение давления оказывает обратное влияние на механизм горения — уменьшается приток тепла из зоны пламенных реакций, возрастает вклад тепла, необходимого для поддержки горения, из шипящей зоны. При некотором минимальном давлении зона пламени исчезает, реакции в основном протекают в предпламенной «темной» зоне. Процесс горения может прекратиться. Поскольку реакции на поверхности горения продолжают протекать и температура остается еще достаточной для газификации твердой фазы, может последовать новая вспышка топлива.

Роль гетерогенных и гомогенных реакций в общем комплексе явлений горения различна при различных давлениях. В связи с этим нельзя ожидать одного и того же закона изменения скорости горения в широком диапазоне давлений даже для одного и того же топлива. Обработка результатов опытов дает различные зависи-

мости $u=f(p)$ в разных интервалах давлений. Эти зависимости обычно имеют вид

$$u = Bp^n \quad (31.2)$$

$$\text{или } u = A + B_1 p. \quad (31.3)$$

В соотношениях (31.2) и (31.3) A, B, B_1 — постоянные, зависящие от природы топлива и начальной температуры заряда; показатель n зависит от природы топлива. В определенном диапазоне изменения давления величины A, B, B_1 и n не зависят от p .

Для большинства твердых ракетных топлив формулы (31.2) и (31.3) в практически интересующем диапазоне изменения давления одинаково точно отражают результаты экспериментов. Предпочтение обычно отдают зависимостям типа (31.2). Пример такой зависимости, удобно изображаемой в логарифмической сетке координат, показан на рис. 31.3. Скорость горения некоторых топлив в определенном интервале давления может не зависеть от давления ($n=0$). На рис. 31.3 (кривая 2) показана такая зависимость скорости горения от давления, имеющая участок постоянной скорости горения u («плато»). Известно, что так называемый «эффект плато» имеет место и при горении двухосновных топлив, содержащих некоторые добавки — катализаторы. Эти явления объясняют возрастанием роли реакций в конденсированной фазе и уменьшением теплоотдачи из зоны газовых реакций.

Для смесевых топлив, учитывая наличие кинетической и диффузионной зон горения продуктов газификации, Саммерфилд получил формулу

$$\frac{1}{u} = \frac{a}{p} + \frac{b}{\sqrt[3]{p}}, \quad (31.4)$$

где коэффициент a определяется кинетическими факторами, а b — диффузионными.

Эта формула при опытном определении констант a и b из измерений скорости горения хорошо описывает скорость горения в широком диапазоне давлений для топлив на основе перхлората аммония.

31.2.2. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОПЛИВА

Влияние начальной температуры топлива на скорость горения объясняется зависимостью скорости гомогенных и особенно гетерогенных химических реакций от температуры. Как отмечалось, вследствие плохой теплопроводности температура горящего твердого топлива резко снижается в тонком слое и уже на расстоянии десятых долей миллиметра от поверхности равна начальной температуре, которую имел заряд перед воспламенением. Вследствие относительно малого времени горения эта температура практически не изменяется во время работы двигателя.

Изменение начальной температуры твердого топлива перестраивает механизм горения, в котором появляются «ведущие» химичес-

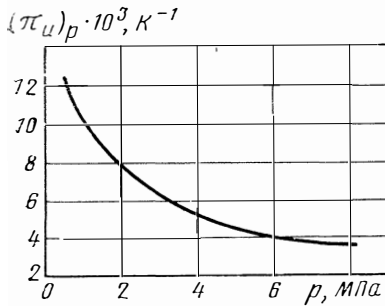


Рис. 31.4. Зависимость температурного коэффициента скорости горения от давления

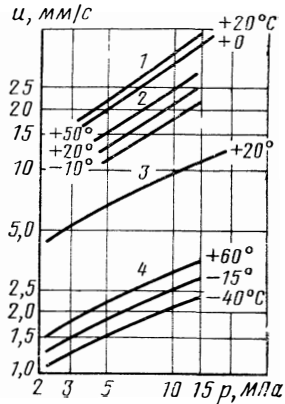


Рис. 31.5. Зависимость скорости горения от давления и начальной температуры для различных твердых топлив:

1—на основе KClO_4 ; 2—двухосновное топливо марки JPN; 3—на основе NH_4ClO_4 ; 4—на основе NH_4NO_3

кие реакции, доминирующие в процессе горения. При повышении начальной температуры ведущими становятся реакции в конденсированной фазе. Имеются также опытные данные, указывающие на то, что для двухосновных топлив начальная температура топлива влияет на температуру в зоне пламени.

Эксперименты обнаруживают заметно более высокие скорости горения при повышении начальной температуры T_n . Изменение скорости горения в зависимости от начальной температуры при постоянном давлении оценивают температурным коэффициентом скорости горения π_u , выражение для которого имеет вид

$$(\pi_u)_p = \frac{1}{u} \left(\frac{\partial u}{\partial T_n} \right)_p = \left(\frac{\partial \ln u}{\partial T_n} \right)_p. \quad (31.5)$$

Размерность температурного коэффициента скорости горения $1/\text{K}$, т. е. величина температурного коэффициента показывает относительное изменение скорости горения при изменении начальной температуры на один градус.

Исследованиями установлено, что температурный коэффициент для двухосновных и смесевых топлив уменьшается с повышением давления (рис. 31.4) и зависит от температуры. Для смесевых топлив этот коэффициент зависит также от дисперсности частиц окислителя. При увеличении размеров частиц температурный коэффициент возрастает.

Для приближенных расчетов можно считать, что значения $(\pi_u)_p$ не зависят от давления в камере сгорания РДТТ и мало отличаются друг от друга в различных интервалах рабочих температур. Это дает основание использовать в расчете зависимости вида

$$u_{T_2} = u_{T_1} [1 + (\pi_u)_p (T_2 - T_1)]. \quad (31.6)$$

Для различных твердых топлив значения $(\pi_u)_p$ составляют 0,001—0,005, причем для двухосновных — ближе к верхнему значению, для

смесевых — примерно вдвое меньше. Обычно используют зависимости скорости горения от начальной температуры, которые могут быть записаны как зависимости константы B , входящей в формулу (31.2), от T_n . На рис. 31.5 приведена зависимость скорости горения от давления и начальной температуры для нескольких твердых топлив.

31.2.3. ЭРОЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ

Рассмотренные выше зависимости скорости горения от давления и начальной температуры относятся к случаю, когда вдоль поверхности горения нет движения продуктов сгорания.

По мере удаления от переднего торца заряда, показанного на рис. 31.6, и при приближении к соплу расход газа увеличивается. Скорость горения одного и того же топлива в одинаковых условиях ($p = \text{idem}$ и $T_n = \text{idem}$) увеличивается, если вдоль поверхности движутся продукты сгорания. Горение в таких случаях называют эрозийным. Основная причина этого явления состоит в интенсификации процессов теплопереноса. При увеличении скорости газов, обтекающих поверхность горения, турбулентное ядро потока перемещается в зону газификации (двухосновное топливо) или в зону гранулярно-диффузионного горения (смесевое топливо). На границе турбулентного потока устанавливается температура подготавливаемой зоны в случае двухосновного топлива и температуры зоны гранулярно-диффузионного пламени — в случае смесового топлива. В результате воздействия газового потока происходит турбулизация и приближение зоны горения к поверхности топлива. Усиленный подвод тепла к поверхности горения интенсифицирует химические реакции и приводит к увеличению скорости горения. Если на поверхности горения имеется жидкая или пенообразная пленка, то при высокой скорости потока происходит сдувание частиц, в результате чего поверхность горения увеличивается и скорость горения возрастает. Чаще всего эрозийное горение возникает сразу после запуска, когда площадь поперечного сечения каналов мала. По мере выгорания топлива площадь поперечного сечения каналов увеличивается, скорость газового потока уменьшается и эрозийное горение исчезает.

На рис. 31.7 приведены результаты определения относительного увеличения скорости горения в зависимости от скорости газового потока для двухосновных топлив. По оси ординат отложено так называемое эрозийное отношение $\epsilon = u/u_0$. Оно равно отношению скорости эрозийного горения к скорости горения при отсутствии обдува; условия горения (давление и начальная температура топлива) при этом одинаковы. Обнаружена более сильная зависимость $\epsilon(\omega_2)$ для топлив с меньшей скоростью горения.

Для определения ϵ применяют зависимость вида

$$\epsilon = 1 + c(\omega_2 - \omega_{2п}). \quad (31.7)$$

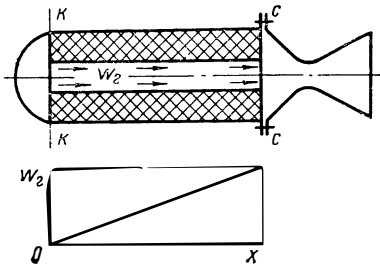


Рис. 31.6. Изменение средней скорости газового потока в камере сгорания РДТТ

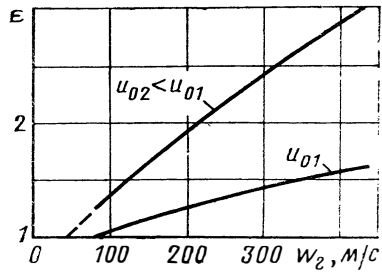


Рис. 31.7. Зависимость относительного увеличения скорости горения от скорости газового потока вдоль поверхности горения

В этом выражении $w_{2п}$ — пороговое значение скорости газового потока, ниже которого эрозионное горение отсутствует, т. е. $\epsilon = 1$; c — постоянная эрозионного горения.

Наличие пороговой скорости может быть связано с переходом ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Влияние потока, движущегося вдоль горячей поверхности, начинает сказываться с того момента, когда турбулентные пульсации распространяются в ламинарный подслой, в зону предпламенных реакций. Как показали исследования, величина пороговой скорости зависит от давления, природы топлива, характера течения и определяется экспериментально.

Нередко зависимость относительного увеличения скорости горения представляют не в функции скорости газового потока w_2 , а в функции его плотности тока $\rho_2 w_2$. Подобная зависимость имеет вид, изображенный на рис. 31.8. По оси абсцисс отложена приведенная массовая скорость, представляющая собой отношение ρw к критическому значению этой величины, которое может быть достигнуто при числе Маха $M = 1$:

$$\delta = \rho w / (\rho w)_{кр}. \quad (31.8)$$

В связи с тем, что интенсивность конвективного теплообмена зависит от массовой скорости ρw , такая характеристика эрозионного горения представляется более обоснованной по сравнению с зависимостью (31.7).

Значение ϵ рекомендуют определять по формуле

$$\epsilon = 1 + c\delta, \quad \delta > \delta_{п}, \quad (31.9)$$

$$\epsilon = 1, \quad \delta \leq \delta_{п}.$$

Формула скорости горения (31.2) обобщается на случай эрозионного горения следующим образом:

$$u = \epsilon u_0 = \epsilon B p^\nu. \quad (31.10)$$

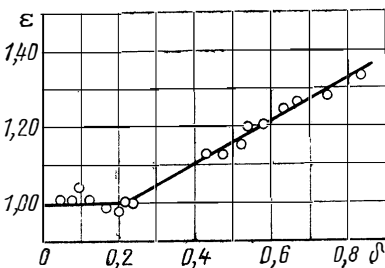


Рис. 31.8. Зависимость эрозионного отношения от приведенной массовой скорости

31. 2. 4. ВЛИЯНИЕ ДРУГИХ ФАКТОРОВ

При работе двигателя заряд твердого топлива находится в сложном напряженном состоянии, вызванном деформациями от сил давления и перепада температур (термические напряжения). Напряженное состояние вызывает изменение локальных скоростей горения. Обычно полагают скорость горения зависящей от относительной тангенциальной (по отношению к горящей поверхности) деформации ϵ_τ и используют уравнение для скорости горения в виде

$$u = u_{\epsilon_\tau=0} (1 + b\epsilon_\tau). \quad (31. 11)$$

Здесь b — постоянный коэффициент. Величина ϵ_τ находится при расчете напряженного состояния заряда.

Скорость горения в условиях быстро меняющегося по времени давления в камере РДТТ, например, при выходе на режим, регулировании и отсечке тяги, может существенно отличаться от ее величины на стационарных режимах работы ($p \approx \text{const}$, $\frac{dp}{d\tau} \approx 0$). Предложены эмпирические и полуэмпирические зависимости для оценки скорости горения в этих условиях, например:

$$u_n = u \left[1 + \psi \left(\frac{av}{u^2 p} \right) \frac{dp}{d\tau} \right]. \quad (31. 12)$$

Здесь u — скорость горения при $dp/d\tau = 0$; a — коэффициент температуропроводности конденсированной фазы; v — показатель степени в законе скорости горения; ψ — коэффициент (0,5—2).

Из анализа этой формулы видно, что нестационарная скорость горения u_n возрастает по сравнению с u , если давление растет ($dp/d\tau > 0$), и уменьшается при падении давления.

Скорость горения прессованных двухосновных топлив в направлении, параллельном направлению прессования, на 10—15% выше, чем в перпендикулярном направлении. Из-за анизотропности структуры обнаруживается также зависимость и от давления прессования и качества пластификации, т. е. от технологии изготовления заряда.

Скорость горения смесевых топлив зависит от среднего размера зерна окислителя. Опытным путем найдено, что при постоянном составе смесевого топлива и одинаковых внешних условиях уменьшение среднего размера зерна окислителя ведет к повышению скорости горения (рис. 31.9).

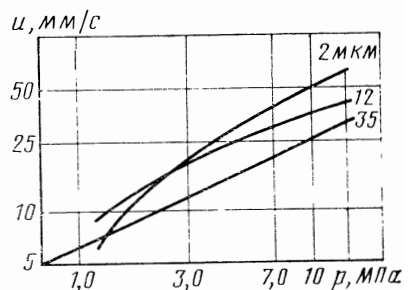


Рис. 31.9. Влияние среднего размера частиц окислителя на скорость горения смесевых топлив

31.2.5. МЕТОДЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ

В настоящее время известны две основные группы методов регулирования скорости горения: химические, осуществляемые путем количественного или качественного изменения рецептурного состава топлива, и физические, в которых используются в топливе металлические элементы с повышенной теплопроводностью, пористые и быстрогорящие элементы топлива с высокоразвитой поверхностью горения, а также физическое воздействие на зону горения.

Методы химического воздействия на скорость горения заключаются во введении в состав топлива различных катализаторов, повышающих скорость горения, а для уменьшения скорости горения специальных добавок — антипиренов. Действие антипиренов основано на уменьшении теплоподвода к поверхности горения вследствие увеличения ширины зоны газификации. Уменьшение скорости горения можно получить также при введении в состав топлив добавок — антикатализаторов горения, действие которых сводится к обрыву цепей реакций, а также при введении инертных веществ, понижающих температуру горения.

Среди **физических методов** исследуется применение металлических теплопроводных элементов, вводимых в состав топлива в виде нитей, иголок, пластин, малых трубок, сот из алюминия, меди, циркония. Влияние теплопроводного элемента проявляется в повышении теплоподвода к поверхности горящего слоя и к примыкающим слоям топлива благодаря высокой теплопроводности металла. При этом скорость горения возрастает в несколько раз. На ее величину влияют геометрия и материал элемента и ряд других факторов.

Изучаются топлива, имеющие пористую структуру, а также изготовленные в виде тонких лент (толщиной 0,2—1,0 мм). Высокие скорости горения в пористом заряде достигаются путем просачивания высокотемпературных газов в поры, что вызывает ускоренное распространение фронта пламени. Из лент обычно делают рулонные заряды, имеющие высокоразвитую поверхность горения. При горении таких зарядов достигается высокое значение массовой скорости горения.

Из методов физического воздействия на скорость горения можно отметить метод «теплого ножа», электроподогрев тепловых элементов и воздействие электрического поля на зону горения.

Регулирование с помощью теплового ножа основано на повышении скорости горения при контакте «ножа» с поверхностью горения. Тепловой нож представляет собой пластину или стержень, изготовленные из жаропрочных материалов (молибден, вольфрам). Изменением усилия прижатия ножа к поверхности горения удается регулировать скорость горения и, следовательно, тягу в диапазоне 100—350%.

Регулирование скорости достигается и при введении в топливо проводников, нагреваемых электрическим током. Варьируя интенсивность тепловыделения в проводниках, можно изменять скорость горения. Сообщаются результаты влияния на скорость горения

предварительного подогрева топлива, а также электрического поля, создаваемого с помощью электродов в зоне горения.

31.3. ГОРЕНИЕ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕГРУЗОК

Исследования показывают изменение скорости горения топлива под воздействием полетных перегрузок, возникающих при разгоне, маневрировании летательного аппарата, либо при вращении его вокруг продольной оси с большой угловой скоростью.

Процесс горения в условиях перегрузок определяется теми же явлениями теплопереноса и массообмена, которые имеют место при нормальном горении. Однако появление инерционных сил вносит изменение в структуру поверхности горения и в физические процессы, протекающие на поверхности.

При горении металлизированных топлив, когда вектор перегрузки направлен по нормали к поверхности горения, металлические частицы под действием инерционных сил удерживаются и сгорают на поверхности горения, увеличивая теплопроводность в конденсированной фазе. Время пребывания частиц металла на поверхности горения больше, чем время пребывания их в нормальных условиях, при которых частицы догорают в газовом потоке. На поверхности горения образуются многочисленные углубления — микрократеры, в которых и происходит сгорание крупных частиц и их агломератов. Агломераты образуются под действием инерционных сил из более мелких частиц металла, обнажающихся в процессе горения на боковых поверхностях микрократера.

Из экспериментов, проведенных на вращающихся стендах и центрифугах, установлено, что скорость горения возрастает, если вектор перегрузки направлен по нормали вглубь заряда. Если этот вектор параллелен поверхности горения или направлен по нормали от нее, то скорость горения практически не изменяется. Скорость горения растет с увеличением перегрузок. На рис. 31.10 показана зависимость относительной скорости горения от величины перегрузок по нормали к поверхности для смешанного металлизированного (15% Al) топлива на основе перхлората аммония. Скорость горения при перегрузках выше для топлива, содержащего более крупные частицы. Увеличение массового содержания металла в топливе также вызывает изменение скорости горения при перегрузках.

Увеличение размеров частиц окислителя повышает чувствительность скорости горения к перегрузкам.

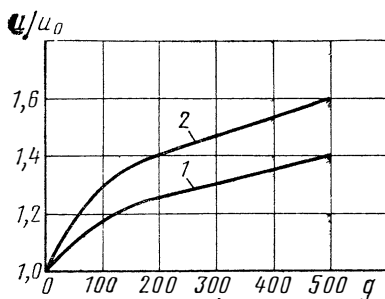


Рис. 31.10. Зависимость скорости горения металлизированного смешанного топлива от перегрузки:

диаметр частиц Al: 1—10,6 мкм; 2—28 мкм

Влияние давления на скорость горения в условиях перегрузок неодинаково для разных топлив.

Быстрогорящие топлива имеют меньшую чувствительность скорости горения к перегрузкам.

31.4. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ

Нормальное стабильное горение характеризуется неизменностью скорости горения по времени при одних и тех же условиях.

О стабильности горения можно судить по диаграмме давление в камере сгорания — время (рис. 3.11). При стабильном горении (рис. 31.11, а) лишь в начальный период воспламенения заряда может иметь место пик давления, затем давление изменяется по необходимому закону без каких-либо флуктуаций. Однако нормальное стабильное горение заряда твердого топлива наблюдается не всегда, а ограничено некоторыми пределами по давлению в камере сгорания, начальной температуре заряда и другим параметрам.

Одним из характерных недопустимых режимов горения является аномальное горение — прерывистое, состоящее из нескольких вспышек, с интервалом между ними от долей секунды до нескольких секунд. Диаграмма давление — время имеет на таком режиме вид, изображенный на рис. 31.11, б.

Причина возникновения аномального горения заключается в уменьшении теплоподвода к непрореагировавшему топливу. Как только количество подводимого тепла становится недостаточным для нормального хода экзотермических реакций, горение прекращается. Затем заряд может снова воспламениться и гореть некоторое время, снова потухнуть и т. д. Некоторое значение в этом механизме имеет теплоотдача к топливу от нагретых элементов конструкции камеры.

Все факторы, способствующие уменьшению подвода тепла к непрореагировавшему топливу, увеличивают возможность появления аномального горения. Наиболее важно, что оно возникает при уменьшении давления ниже некоторого предельного для данного топлива. Объясняется это тем, что при низких давлениях сильно тормозятся экзотермические реакции типа

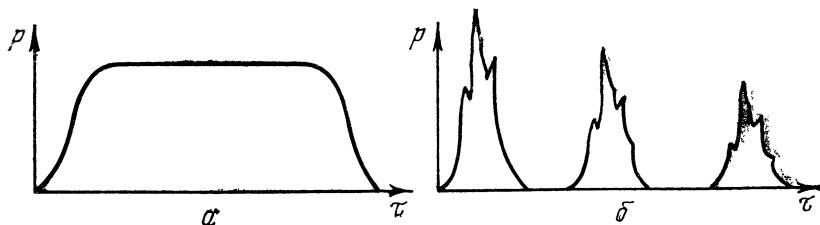
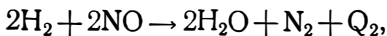
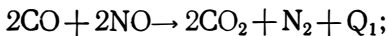


Рис. 31.11. Диаграмма давление — время:

а — при стабильном горении; б — при аномальном горении

Это приводит к уменьшению подогрева топлива и к прекращению горения.

Аномальное горение может возникнуть и при высоких давлениях, если поверхность горения омывается газовым потоком высокой скорости. В этом случае нормальный теплоподвод к топливу нарушается из-за того, что экзотермические реакции не успевают протекать полностью. Вероятность аномального горения увеличивается для длинных зарядов, скорость обдува поверхности которых велика. Снижение начальной температуры заряда также увеличивает вероятность возникновения аномального горения.

Очевидно, что режимы аномального горения не могут являться рабочими и должны быть предотвращены. Это накладывает определенные ограничения на нижний предел давления и на размеры и конфигурацию заряда. Желательно применять топлива, имеющие низкие значения предельного давления, гарантирующего от аномального режима. В этом отношении преимущество имеют смесевые топлива, для которых $p_{\min} \leq 0,1-1,5$ МПа. Двухосновные топлива имеют более высокие значения p_{\min} (обычно $\geq 3,5$ МПа).

31.5. ВОСПЛАМЕНЕНИЕ

31.5.1. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Воспламенение твердого топлива представляет собой совокупность газодинамических и физико-химических процессов, протекающих в свободном объеме камеры сгорания и поверхностном слое основного заряда твердого топлива от момента зажигания заряда воспламенителя до выхода на стационарный режим. Процесс воспламенения состоит из нескольких стадий.

После зажигания заряда воспламенителя продукты сгорания истекают в свободный объем, вытесняя холодный воздух из канала. Распространение фронта горячих газов сопровождается возникновением волн давления, которые, двигаясь по каналу, отражаются от заднего днища и взаимодействуют друг с другом. Если воспламенитель расположен в сопловой части, то продукты сгорания воспламенителя вытесняют воздух из канала в свободный объем у переднего днища, одновременно часть газов истекает через сопло. В этот период происходит повышение давления и нагрев поверхности твердого топлива продуктами сгорания заряда воспламенителя. Передача тепла к поверхности основного заряда от продуктов сгорания возможна посредством излучения, конвекции и горячими частицами, попадающими на поверхность заряда. За время этой стадии некоторые участки поверхности заряда достигают критических условий воспламенения.

В следующей стадии происходит распространение пламени по всей поверхности. Часть продуктов сгорания основного заряда твердого топлива смешивается с продуктами сгорания воспламенителя и, омывая поверхность, вызывает усиление прогрета поверхности заряда. Применение пиротехнических смесей, содержащих значи-

тельное количество конденсированных частиц, приводит к образованию горячих очагов. Распространение по поверхности пламени происходит путем смыкания локальных очагов.

Завершающая стадия — это нарастание давления и выход двигателя на стационарный режим. В этот период происходит догорание остатков воспламенительной смеси, выравнивание газоприхода с поверхности горения и расхода газа, истекающего через сопло.

Процесс воспламенения является сложным нестационарным процессом, и деление его на стадии в определенной степени условно. Однако в общих чертах рассмотренная физическая модель подтверждается результатами экспериментальных исследований, например, с помощью кино съемки.

При воспламенении на определенной стадии процесса протекают экзотермические химические реакции. В теории воспламенения наиболее разработанной является тепловая модель воспламенения, достаточно подтвержденная экспериментом. Она предполагает протекание экзотермических реакций в конденсированной фазе в условиях нестационарного нагрева поверхности. В качестве допущений принята независимость процесса от параметров окружающей среды. Скорости химических реакций определяются законом Аррениуса. Условием воспламенения является достижение на поверхности топлива критической температуры, обеспечивающей протекание реакций в конденсированной фазе. Однако тепловая модель не объясняет некоторые факты, например, влияние среды. Считается, что она неприменима к смесевым топливам, для которых механизм воспламенения основывается на химических реакциях в газовой фазе.

Модель воспламенения с учетом газофазных реакций основывается на процессах теплообмена и химических реакций в слое газов, примыкающих к поверхности топлива. В результате нагрева поверхности продукты термического разложения горючего (имеющего более высокую, чем окислитель, скорость разложения) вступают в реакцию с окислителем окружающей среды, тем самым поддерживаются экзотермические реакции.

Условием устойчивого воспламенения смесевого топлива является нагрев поверхности топлива до температуры пиролиза горючего или окислителя (если окружающая среда не содержит кислорода). Как для двухосновного, так и для смесевого топлива необходимым условием воспламенения является достижение критической температуры поверхности топлива, при которой протекают самоподдерживающиеся экзотермические реакции в конденсированной или газовой фазах.

31.5.2. ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ

Важнейшей характеристикой воспламенения является время задержки воспламенения, определяющееся в основном тепловым потоком к топливу от заряда воспламенителя. Для тепловой модели

воспламенения связь между тепловым потоком и временем задержки воспламенения выражается соотношением

$$\tau_s \approx A/q^2, \quad (31.13)$$

где A — некоторый коэффициент.

Как видно, время задержки существенно зависит от плотности теплового потока.

Время задержки зависит также от давления воспламенения. На рис. 31.12 в качестве примера показана зависимость времени задержки воспламенения ТРТ от плотности теплового потока и давления.

Воспламеняемость твердых топлив зависит от их состава и начальной температуры. Двухосновные топлива воспламеняются сравнительно легко с малой задержкой воспламенения вследствие низких температур самовоспламенения. Но для их воспламенения необходим высокий начальный уровень давления (3 МПа и выше).

Воспламеняемость смесевых топлив хуже, чем двухосновных, но для них характерна малая допустимая величина начального давления.

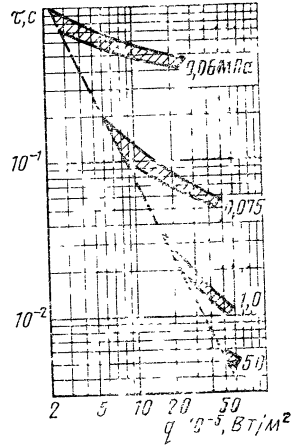


Рис. 31.12. Зависимость времени задержки воспламенения от плотности теплового потока и давления

Глава XXXII

ГАЗОТЕРМОДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ В КАМЕРЕ РДТТ

32.1. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Параметры рабочего процесса в камере РДТТ, определяющие тягу и удельный импульс двигателя, зависят от скорости горения твердого топлива. Последняя в соответствии с формулами гл. XXXI определяется локальными значениями параметров потока. Поэтому при проектировании РДТТ возникает необходимость расчета газодинамических параметров газа около горячей поверхности. Заряд РДТТ часто имеет сложную пространственную геометрическую форму поверхности горения. Решение задачи об определении газодинамических параметров в этом случае должно основываться на решении системы уравнений трехмерного движения газа.

Эти уравнения обычно записывают при следующих допущениях, несущественно влияющих на конечные результаты вычислений: в рассматриваемом объеме отсутствуют источники и стоки массы; газ невязкий и нетеплопроводный; из всех объемных сил, действующих на газ, учитывается лишь объемная сила, возникающая из-за наличия распределенных в газе конденсированных частиц.

Из курса газовой динамики известно, что математическое описание движения сплошной среды, какую представляют собой продукты сгорания, осуществляется на основе законов сохранения массы, импульса и энергии. Для произвольного объема V , ограниченного поверхностью Σ (рис. 32.1), эти законы сохранения могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_V \rho dV - \int_{\Sigma} \rho (\vec{w} \vec{n}) d\Sigma = 0, \quad (32.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_V \rho \vec{w} dV + \int_{\Sigma} \rho (\vec{w} \vec{n}) \vec{w} d\Sigma + \int_{\Sigma} p \vec{n} d\Sigma + \int_V \vec{f} dV = 0; \quad (32.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_V \rho \left(e + \frac{|\vec{w}|^2}{2} \right) dV + \int_{\Sigma} \rho (\vec{w} \vec{n}) \left(e + \frac{|\vec{w}|^2}{2} \right) d\Sigma + \\ + \int_{\Sigma} p (\vec{w} \vec{n}) d\Sigma - \int_V (\vec{f} \vec{w}) dV = 0, \end{aligned} \quad (32.3)$$

где e — внутренняя энергия единицы массы газа; \vec{w} — вектор скорости; \vec{f} — объемная сила воздействия на газ от конденсированных частиц; \vec{n} — единичный вектор внешней нормали к элементу поверхности $d\Sigma$.

Производные по времени описывают в этих уравнениях, соответственно, изменение в единицу времени массы, количества движения и энергии в объеме V . Вторые слагаемые в этих уравнениях выражают, соответственно, потоки массы, количества движения и энергии через поверхность Σ и, наконец, два последних слагаемых в уравнениях (32.2) и (32.3), соответственно, силовое воздействие и работу поверхностных и объемных сил.

В приведенной системе трех уравнений четыре неизвестных: вектор скорости \vec{w} , давление p , плотность ρ и внутренняя энергия e . Замкнуть систему можно с помощью уравнения состояния, связывающего внутреннюю энергию, плотность и давление, вида

$$e = e(p, \rho). \quad (32.4)$$

Система уравнений в принципе позволяет полностью описать пространственное ламинарное течение продуктов сгорания в РДТТ.

Используют эту систему уравнений обычно в виде дифференциальных уравнений, к которым она сводится с помощью известной формулы Гаусса—Остроградского:

$$\int_{\Sigma} \vec{F} d\Sigma = \int_V \operatorname{div}(\vec{F}) dV.$$

Например, применяя эту формулу для уравнения сохранения массы, получим

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_V \rho dV + \int_V \operatorname{div}(\rho \vec{w}) dV = 0.$$

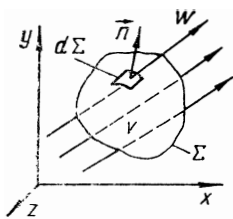


Рис. 32.1. Схема для вывода законов сохранения

Внося символ производной по времени под интеграл (объем произволен и не зависит от времени), получим

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div} (\rho \vec{w}) \right] dV = 0.$$

В силу произвольности объема нулю может быть равно только выражение, заключенное в скобки, т. е.

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div} (\rho \vec{w}) = 0.$$

Аналогичным образом могут быть преобразованы и уравнения (32.2), (32.3).

Важным частным случаем пространственных течений является осесимметричное невязкое и нетеплопроводное течение. Если при этом еще предположить отсутствие частиц конденсата в продуктах сгорания или равновесность течения двухфазной смеси ($\vec{f} = 0$), то с помощью формулы Гаусса — Остроградского систему уравнений (32.1) — (32.3) можно привести к виду

$$\frac{\partial (\rho y)}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho w_x y)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w_y y)}{\partial y} = 0; \quad (32.5)$$

$$\frac{\partial (\rho w_x y)}{\partial \tau} + \frac{\partial [(p + \rho w_x^2) y]}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w_x w_y y)}{\partial y} = 0; \quad (32.6)$$

$$\frac{\partial (\rho w_y y)}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho w_x w_y y)}{\partial x} + \frac{\partial [(p + \rho w_y^2) y]}{\partial y} = p; \quad (32.7)$$

$$\frac{\partial [\rho (e + w^2/2) y]}{\partial \tau} + \frac{\partial [\rho w_x (e + p/\rho + w^2/2) y]}{\partial x} + \frac{\partial [\rho w_y (e + p/\rho + w^2/2) y]}{\partial y} = 0. \quad (32.8)$$

Здесь нижними индексами x, y отмечены проекции соответствующего вектора на координатные оси. Левые части этих уравнений имеют вид

$$\frac{\partial A_0}{\partial \tau} + \frac{\partial A_1}{\partial x} + \frac{\partial A_2}{\partial y}.$$

Такая форма записи уравнений называется дивергентной. Она часто предпочтительнее других при решении задач внутренней газовой динамики РДТТ.

Число независимых переменных в уравнениях (32.5) — (32.8) по сравнению с системой (32.1) — (32.5) сократилось до трех. Это существенно облегчает решение. Уравнение состояния (32.4) и четыре уравнения (32.5) — (32.8) позволяют найти пять неизвестных параметров: e, ρ, p, w_x, w_y в функции координат и времени.

Для определения газодинамических параметров из системы (32.5) — (32.8) в каждом конкретном случае должны быть заданы

граничные и начальные условия, отражающие особенности контура канала и условия работы РДТТ. Типичная форма канала РДТТ показана на рис. 32.2. Там же обозначены линии тока газа. Область интегрирования системы уравнений (32.5) — (32.8) ограничивается внутренней поверхностью заряда, непроницаемыми для газа стенками камеры и сопла и некоторым сечением $N-N$, которое может располагаться как до минимального сечения, так и за ним. В частном случае оно может совпадать с выходным сечением сопла. Форма канала обычно известна заранее.

Для постановки задачи о расчете нестационарных осесимметричных течений продуктов сгорания необходимо задать три неза-

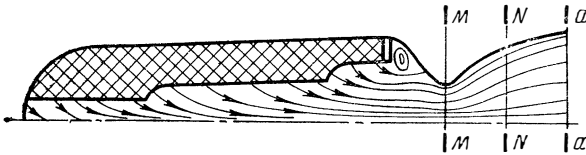


Рис. 32.2. Линии тока в тракте РДТТ при осесимметричном течении

висимых условия на входе в канал. Применительно к решению задачи для РДТТ это должны быть три условия на горячей (проницаемой для газа) поверхности заряда. Такими условиями являются: а) значение энергии e_T , равное для конденсированных веществ энтальпии, в данном случае — энтальпии топлива i_T ; б) распределение плотности потока массы с горячей поверхности в направлении по нормали к ней: $q\omega_n = f(p, \omega)$; в) равенство нулю касательной составляющей вектора скорости к горячей поверхности.

Если в сечении $N-N$ течение дозвуковое, то здесь необходимо задание одного дополнительного соотношения. Например, можно задать распределение угла наклона вектора скорости к оси сопла. Если же сечение $N-N$ расположено таким образом, что скорость везде в сечении сверхзвуковая, то трех условий на входе в канал достаточно для определения единственного решения.

На непроницаемой поверхности (стенка камеры или сопла) обычно принимают, что значение составляющей вектора скорости, нормальной к стенке, равно нулю.

Кроме того, должно быть задано некоторое начальное распределение параметров газа

$$\omega_x, \omega_y, p, q, e = f(0, x, y).$$

Можно показать [70], что в частном случае течения невязкой и несжимаемой жидкости в цилиндрическом канале при постоянной скорости горения и справедливо следующее распределение скоростей по радиусу и вдоль оси:

$$\omega_x = \cos\left(\frac{\pi}{2} \bar{r}^2\right) \omega_{x0}; \quad \bar{r} \omega_y = -\sin\left(\frac{\pi}{2} \bar{r}^2\right) u; \quad \omega_{x0} = \pi \bar{x} u,$$

где $\bar{x} = x/r_k$; $\bar{r} = r/r_k$; r_k — радиус канала; ω_{x0} — скорость потока на оси.

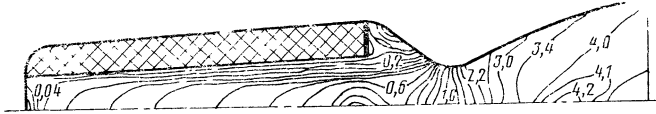


Рис. 32.3. Линии постоянных значений числа M в тракте РДТТ

Для более сложных случаев пространственного течения необходимо численное решение задачи с применением ЭВМ. В качестве примера на рис. 32.3 показаны результаты численного решения задачи для РДТТ с каналом, имеющим форму конуса.

32.2. ОДНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

В ряде случаев удовлетворительные результаты может дать решение упрощенной по сравнению с системой (32.5) — (32.8) системы уравнений. Такая система получается из уравнений (32.1) — (32.3), если предположить, что газодинамические параметры в поперечном сечении канала распределены равномерно. При выводе этих уравнений объем V и поверхность Σ , его ограничивающая, выбираются так, как показано на рис. 32.4. Если F — площадь поперечного сечения канала, то $dV = F dx$, а поверхность выделенного объема ограничивается сечениями a — a , b — b и боковой поверхностью канала между этими сечениями. Поверхностные интегралы, входящие в уравнения (32.1) — (32.3), в этом случае вычисляются непосредственно. После простых преобразований получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho F) + \frac{\partial (\rho w F)}{\partial x} = \rho_{\tau} \Pi; \quad (32.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho w F) + \frac{\partial (p F + \rho w^2 F)}{\partial x} - p \frac{\partial F}{\partial x} = f; \quad (32.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho F \left(e + \frac{w^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho w F \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} \right) \right] = \rho_{\tau} \Pi_{\tau} - f w, \quad (32.11)$$

где Π — периметр канала.

Замыкает систему по-прежнему уравнение состояния (32.4).

Система уравнений (32.9) — (32.11) и (32.4) обычно используется для изучения волновых процессов в РДТТ, характерных для нестационарных режимов и вызывающих неустойчивое горение топлива. Область интегрирования по x ограничивается сечением $x = x_N$. Граничные условия могут быть заданы, например, следующим образом: при $x=0$, $w_0=0$, $i_0=i_{\tau}$.

Если режим течения в сечении N — N сверхзвуковой, то задание этих двух условий при соответствующих начальных условиях полностью определяет решение задачи. В случае, если в сечении N — N течение газа дозвуковое,

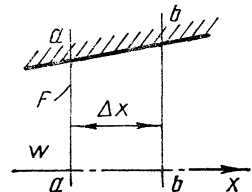


Рис. 32.4. Схема для вывода уравнений одномерного движения продуктов сгорания в камере

задается дополнительное условие. Например, может быть задана приведенная скорость $\lambda_N = \omega_N / a_{кр}$. В качестве начальных условий берется распределение параметров в начальный момент времени. Кроме того, обычно задается форма канала $F(x)$. Интегрирование системы (32.9) — (32.11) обычно производится каким-либо численным методом, например методом характеристик.

Наиболее часто при проектировании РДТТ решают задачу определения параметров потока в так называемом квазистационарном приближении. Сущность такого подхода к решению задачи состоит в том, что считают величины производных по времени в уравнениях (32.9) — (32.11) малыми по сравнению с производными по x настолько, что производными d/dt можно пренебречь. В этом случае система уравнений значительно упрощается. Для каждого из моментов времени решают стационарную задачу для формы канала $F(x)$, соответствующей этому моменту. В результате получают последовательность решений, отвечающую выбранной последовательности моментов времени. Эта последовательность решений для медленно протекающих процессов с хорошей точностью отражает изменение параметров потока во времени. При этом обычно удовлетворяются решению, полученным в предположении адиабатности и однофазности (равновесности) течения.

Полагая в уравнениях (32.9) — (32.11) производные по времени, а также силу f равными нулю, после простых преобразований получим

$$\frac{d(QwF)}{dx} = Q_u \Pi; \quad (32.12)$$

$$\frac{d}{dx}(pF + Qw^2F) - p \frac{dF}{dx} = 0; \quad (32.13)$$

$$\frac{d}{dx}(e + p/Q + w^2/2) = 0. \quad (32.14)$$

Последнее уравнение означает, что энтальпия заторможенного потока остается постоянной при движении газа по каналу РДТТ, т. е.

$$e + p/Q + w^2/2 = \text{const.}$$

Так как форма канала задана, то dF/dx и Π известны. Для каналов с постоянной площадью поперечного сечения $dF/dx = 0$.

Замыкается система уравнением состояния (32.4).

В качестве примера постановки граничных условий рассмотрим случай РДТТ с одноканальным зарядом, возможные конфигурации которых показаны на рис. 32.5 а, б, в. Будем считать, что режим работы двигателя соответствует сверхзвуковому истечению из сопла.

Наиболее общей формой обладает последний из зарядов. В сечениях 1—1, 2—2 и 3—3 канал имеет скачок площади поперечного сечения с отношением площадей $F_-/F_+ \approx 1$, где F_- — площадь сечения со стороны переднего днища, F_+ — площадь сечения со стороны сопла.

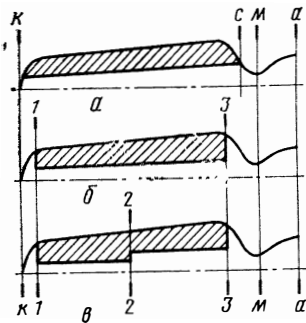


Рис. 32.5. Некоторые виды РДТТ с одноканальным зарядом

Область интегрирования ограничивается какими-либо двумя сечениями. Удобно взять сечение $\kappa - \kappa$ и сечение $c - c$ входа в сопло. Для постановки задачи в этом случае следует задать два условия в сечении $\kappa - \kappa$: $w_{x=0} = 0$, $i_{x=0} = i_T$. Так как в сечении $c - c$ течение дозвуковое, то здесь задается одно условие. Если предположить, что потерями тепла в стенку конструкции можно пренебречь, то течение будет адиабатным. Сделав дополнительное предположение о постоянстве состава газа и температуры торможения по тракту РДТТ, получим, что

критическая скорость $a_* = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1} RT_0}$ также останется постоянной, а показатель изэнтропы n совпадает с отношением теплоемкостей.

В таком случае величина приведенной скорости в сечении $c - c$ λ_c может быть найдена по значению геометрической степени расширения F_c и значению показателя изэнтропы n . Для этого можно воспользоваться таблицами газодинамических функций для изэнтропийного потока газа в сопле. Следовательно, условие на выходе из канала в сечении $c - c$ найдено. Три указанных условия (два в сечении $\kappa - \kappa$ и одно в сечении $c - c$) при заданной форме канала $F(x)$ и зависимости плотности потока массы со стенок $q_r u = f(p, w)$, определяют решение задачи.

Интегрирование системы уравнений ведется с помощью одного из известных численных методов интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений.

В случае, если канал РДТТ имеет внезапные сужения или расширения, например, между сечениями j и $j+1$, поступают следующим образом. Для сечения $j+1$ записывают в интегральной форме уравнения состояния (32.4) и энергии $(e + p/q + w^2/2)_{j+1} = \text{const}$, а также уравнение неразрывности и зависимость для изменения давления торможения

$$(q w F)_{j+1} = (q w F)_j + \Omega_{\text{вн}} q_r u_j,$$

$$p_{0(j+1)} = p_{0j} - \xi(q w^2/2)_j,$$

где $\Omega_{\text{вн}}$ — поверхность горения между сечениями j и $j+1$; ξ — коэффициент местных гидравлических потерь. Четырех уравнений достаточно для определения параметров p , q , T , w в сечении $j+1$.

32.3. ПРИМЕНЕНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

Если площадь канала остается постоянной по длине камеры, систему уравнений (32.4), (32.12) — (32.14) записывают в виде

$$e = [1/(\kappa - 1)] p/q; \quad (32.15)$$

$$dm/dx = q_r u \Pi; \quad (32.16)$$

$$p + q w^2 = p_{\kappa}; \quad (32.17)$$

$$e + p/q + w^2/2 = \text{const}. \quad (32.18)$$

В последующих преобразованиях целесообразно использовать газодинамические функции приведенной скорости:

$$f(\lambda) = \frac{p + q w^2}{p_0} = (1 + \lambda^2) \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}};$$

$$z(\lambda) = \frac{(p + q w^2) F}{(p_* + q_* w_*^2) F_*} = \frac{1}{2} \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right);$$

$$r(\lambda) = \frac{p}{p + q w^2} = (1 + \lambda^2)^{-1} \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2\right).$$

Тогда из системы уравнений (32.15) — (32.18) можно получить следующие соотношения:

$$\dot{m} = \frac{x}{x+1} \frac{1}{z(\lambda)a_*} p_\kappa F; \quad (32.19)$$

$$d\dot{m} = q_\tau u \Pi dx; \quad (32.20)$$

$$p/p_\kappa = r(\lambda); \quad (32.21)$$

$$p_0/p_\kappa = 1/f(\lambda); \quad (32.22)$$

$$\frac{q}{q_\kappa} = \frac{\varepsilon(\lambda)}{f(\lambda)} = \frac{1}{[1+(\lambda)]^2}; \quad (32.23)$$

$$w = \lambda a_*. \quad (32.24)$$

Подставляя (32.19) в (32.20), получим

$$-\frac{x}{x+1} \frac{1}{a_*} p_\kappa F \frac{dz}{z[\lambda]^2} = q_\tau u \Pi dx,$$

$$\text{где } dz = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\lambda^2}\right) d\lambda.$$

Если использовать для вычисления скорости горения степенной закон (31.10), то, разрешая это уравнение относительно dx и используя выражение для dz , окончательно получим

$$x = \frac{x}{2(x+1)} \frac{\bar{p}_\kappa^{1-\nu} F}{a_* \Pi q_\tau} B^{-1} \int_0^\lambda \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1\right) \frac{d\lambda}{[z(\lambda)]^2 [r(\lambda)]^\varepsilon}, \quad (32.25)$$

где ε — эрозионное отношение.

Это уравнение позволяет найти зависимость λ от x .

Задаваясь значениями x_j и используя найденную зависимость $\lambda = f(x)$ и соотношения (32.21), (32.24), можно вычислить в сечении, соответствующем x_j , все необходимые газодинамические величины. Величина p_κ , входящая в выражение (32.25), находится из условия $x = x_c$, $\lambda = \lambda_c$:

$$\frac{x_c}{p_\kappa^{1-\nu}} = \frac{x}{2(x+1)} \frac{F}{q_\tau \Pi a_* B} \int_0^{\lambda_c} \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1\right) \frac{d\lambda}{[z(\lambda)]^2 [r(\lambda)]^\varepsilon}.$$

Вычисление определенного интеграла производится по одной из формул численного интегрирования (формула трапеций, Симпсона, Гаусса и т. п.).

32.4. УСЛОВНОЕ СТАЦИОНАРНОЕ ДАВЛЕНИЕ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

Наиболее просто решается задача определения давления в камере сгорания на стационарном режиме работы РДТТ для случая, когда делается допущение о равномерном распределении давления по всему объему камеры. При этом считают скорость движения рабочего тела в камере сгорания равной нулю. Тогда для опреде-

ления давления в камере сгорания (его иногда называют условным стационарным давлением) можно воспользоваться первым из уравнений (32.1) — (32.3)

$$\int_{\Sigma} \rho (\vec{w} \cdot \vec{n}) d\Sigma = 0.$$

Этот поверхностный интеграл легко вычисляется, если рассматриваемый объем ограничить внутренней поверхностью камеры, поверхностью канала заряда $S_{\text{вн}}$ и минимальным сечением сопла $m - m$ (см. рис. 32.5, а). Тогда, учитывая направление внешней нормали к поверхности, получим

$$-\rho w_n S_{\text{вн}} + \dot{m} = 0. \quad (32.26)$$

Так как плотность потока массы с поверхности горения Ω может быть вычислена

$$-\rho w_n = \rho_T u,$$

а на негорящей поверхности $w_n = 0$, то

$$\rho w_n S_{\text{вн}} = \rho_T u \Omega.$$

Второе слагаемое в выражении (32.26) представляет собой секундный массовый расход продуктов сгорания через сопло. Его можно вычислить по формуле

$$\dot{m} = \rho_k F_{\text{ж}} / \beta.$$

Следовательно, $\rho_T u \Omega = \rho_k F_{\text{ж}} / \beta$.

Выражая скорость горения через давление по формуле (31.10) и разрешая это уравнение относительно давления, получим

$$p_k = \left(\frac{\Omega}{F_{\text{ж}}} B \rho_T \beta \right)^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (32.27)$$

Эту формулу, называемую уравнением Бори, часто применяют для оценки работы РДТТ в тех или иных условиях.

32.5. ПЕРЕХОДНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ

При запуске двигателя (воспламенение и выход на рабочий режим) и при окончании его работы происходит быстрое изменение давления в камере и температуры продуктов сгорания. Параметры двигателя на этих режимах должны быть рассчитаны в ходе проектирования РДТТ.

Часто для конструктора достаточно знать изменение лишь средних по объему камеры значений давления и температуры. Для математического описания процессов в этом случае можно использовать относительно простую систему уравнений, которая получается из системы (32.1) — (32.2), если в качестве объема V выбрать свободный объем $V_{\text{св}}$, заключенный в камере до выходного сечения сопла. Так как нужно найти лишь \bar{p} и \bar{T} , то достаточно использо-

вать два уравнения из системы, а именно: уравнения сохранения массы (32.1) и энергии (32.3). Учитывая, что произведение $(\vec{\omega} \cdot \vec{n})$ не равно нулю лишь в выходном сечении сопла, поверхностные интегралы можно вычислить следующим образом:

$$\int_{\Sigma} \rho (\vec{\omega} \cdot \vec{n}) d\Sigma = \rho_a \omega_a F_a - \rho \omega_n S_{\text{вн}} = \dot{m} - \dot{m}_r.$$

Точно так же

$$\int_{\Sigma} \rho (\vec{\omega} \cdot \vec{n}) \left(e + \frac{|\vec{\omega}|^2}{2} \right) d\Sigma + \int_{\Sigma} p (\vec{\omega} \cdot \vec{n}) d\Sigma = \dot{m} i_r - \dot{m}_r i_r.$$

Подставляя интегралы в уравнения (32.1), (32.3), получим

$$d(\rho V_{\text{св}})/d\tau = \dot{m}_r - \dot{m}; \tag{32.28}$$

$$d(\rho V_{\text{св}} e)/d\tau = (\dot{m}_r - \dot{m}) i_r.$$

Когда рассматривается режим воспламенения, при вычислении \dot{m}_r следует учитывать подвод массы от заряда воспламенителя. И вообще, если происходит горение топлива n сортов, то

$$\dot{m}_r = \sum_{i=1}^n \Omega_i u_i \rho_{\tau i};$$

$$\bar{i}_r = (1/\dot{m}) \sum_{i=1}^n \Omega_i u_i \rho_{\tau i} i_{\tau i}.$$

Если необходимо учесть изменение термодинамических свойств продуктов сгорания при изменении температуры и давления в камере, систему уравнений (32.28) следует дополнить соответствующими зависимостями.

Начальные условия задают в зависимости от параметров в камере к моменту времени, который считается начальным при решении задачи. Методы решения системы уравнений аналогичны методам решения стационарной задачи, поскольку уравнения принадлежат к тому же типу, что и уравнения (32.12) — (32.14).

При расчете изменения давления в период окончания горения основного заряда исходят из того, что в камере сгорания остается некоторое количество рабочего тела, давление и температура которого равны p_K, T_K . Определим дальнейшее изменение p и T во времени, для чего воспользуемся уравнениями (32.28), положив $V_{\text{св}} = \text{const}, \Omega = 0$. Тогда, если предположить неизменность состава газа $\left(c_p = \frac{\kappa R}{\kappa - 1}; \frac{di}{d\tau} = \frac{\kappa R}{\kappa - 1} \frac{dT}{d\tau} \right)$, получим

$$\frac{dT}{d\tau} = - \frac{(\kappa - 1) \dot{m} T}{\rho V_{\text{св}}}; \quad \frac{dp}{d\tau} = - \kappa R T \dot{m} / V_{\text{св}}.$$

Интегрирование этой системы уравнений с учетом формулы для расхода (7.36) приводит к зависимости

$$\left(\frac{p_{\kappa}}{p}\right)^{\frac{\alpha-1}{2\alpha}} = 1 + \frac{(\alpha-1)\mu_{\text{с}}F_{1\kappa}A(n)\sqrt{RT_{\kappa}}}{2V_{\text{св}}}(\tau - \tau_{\kappa}). \quad (32.29)$$

При расчете времени истечения $\tau - \tau_{\kappa}$ ограничимся критическим перепадом

$$\left(\frac{p_H}{p_{\kappa}}\right) \geq \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{n}{n-1}},$$

где p_H — наружное давление (известная величина).

Определив из последней формулы минимальное давление в камере $p = p_{\kappa \text{ min}}$, из выражения (32.29) можно найти время истечения рабочего тела из камеры двигателя ($\tau - \tau_{\kappa}$).

32.6. ГЕОМЕТРИЯ ВЫГОРАНИЯ ЗАРЯДА

Время горения заряда заданной геометрии может быть различным в зависимости от давления, начальной температуры, физических свойств топлива. Поэтому изменение поверхности горения Ω и свободной площади $F_{\text{св}}$ в предположении выгорания заряда параллельными слоями удобно связывать не непосредственно с временем горения, а с геометрическими характеристиками заряда, находя затем зависимость этих характеристик от времени горения.

Пусть Ω_0 — начальная поверхность горения. Тогда изменение поверхности горения можно характеризовать относительной величиной поверхности Ω/Ω_0 . Ее обычно называют характеристикой прогрессивности и обозначают

$$\sigma = \Omega/\Omega_0. \quad (32.30)$$

В случае, если заряд горит только по поверхности канала, ее можно записать так:

$$\sigma = \int_0^L \Pi dx / \int_0^L \Pi_0 dx, \quad (32.31)$$

где Π — периметр, а L — длина поверхности горения.

Если периметр не меняется по длине поверхности горения, то

$$\sigma = \Pi/\Pi_0. \quad (32.32)$$

Последнее условие предполагает постоянство скорости горения по длине. Строго говоря, оно может быть справедливым для участка бесконечно малой длины. Однако выражение (32.32) можно применять для участка конечной длины, если определить периметр Π по средней скорости горения на этом участке.

Изменение свободной площади $\Delta F_{\text{св}}$ в сечении x можно записать так:

$$\Delta F_{\text{св}} = \int_0^e \Pi de, \quad (32.33)$$

где e — толщина сгоревшего свода.

Тогда величина свободной площади при некотором значении e составляет

$$F_{\text{св}} = F_{\text{св}0} + \int_0^e \Pi de, \quad (32.34)$$

где $F_{\text{св}0}$ — начальное значение свободной площади.

Обозначим через $\Phi = F_{\text{св}}/F_{\text{св}0}$ величину относительной свободной площади. Согласно выражению (32.34)

$$\Phi = 1 + \int_0^e \Pi de / F_{\text{св}0}. \quad (32.35)$$

Обычно расчетные данные по геометрическим характеристикам заряда σ , Φ представляются в виде графиков или номограмм в зависимости от относительной толщины сгоревшего свода $y = e/e_0$, где e_0 — начальная толщина свода.

Многообразие конфигураций зарядов позволяет подобрать заряд, обеспечивающий теоретически любой вид зависимости $\sigma(y)$. Однако в действительности на геометрию заряда накладываются определенные ограничения, обусловленные, например, технологией изготовления заряда, его прочностью и т. п.

На рис. 32.6 в качестве примера показана последовательность выгорания в поперечном сечении одного из распространенных зарядов звездообразной формы (горение по внутренней поверхности),

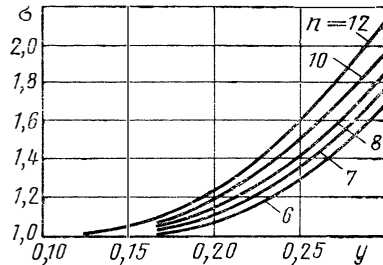
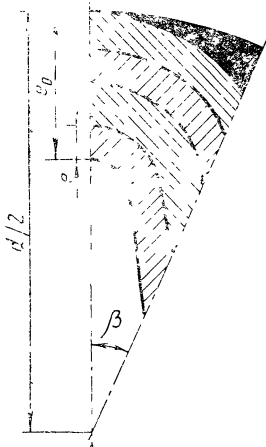


Рис. 32.7. Зависимость $\sigma(y)$ для заряда звездообразной формы (n — число лучей)

← Рис. 32.6. Последовательность выгорания заряда звездообразной формы

а на рис. 32.7 — зависимость $\sigma(y)$ для этого случая. Варьируя геометрией зарядов звездообразной формы, можно получить и иные закономерности изменения σ .

Расчет зависимостей $\sigma(y)$, $\Phi(y)$ и определение остатка невыгоревшего топлива для зарядов сложной конфигурации весьма трудоемок и производится обычно на электронных вычислительных машинах. При выполнении расчетов применяются геометрические соотношения, специфичные для конкретных типов конфигураций зарядов, либо используются программы, позволяющие задать произвольную геометрию пространственного заряда и рассчитать характеристики его выгорания.

Геометрические характеристики некоторых распространенных форм зарядов, зависимости $\sigma(y)$, $\Phi(y)$ и необходимые расчетные формулы приведены, например, в работах [60, 87].

В общем случае геометрические характеристики заряда определяются в процессе внутриваллистического расчета с учетом местных значений скорости горения, зависящих от различных факторов. Приведенные зависимости для расчета геометрических характеристик в предположении выгорания топлива параллельными слоями могут быть использованы на стадии выбора той или иной формы заряда или при изменениях формы в процессе доводки РДТТ.

Глава XXXIII

ПРОЦЕССЫ В СОПЛЕ

33.1. ПОТЕРИ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА В СОПЛЕ

Процесс течения в сопле РДТТ отличается от рассмотренного в гл. VII идеального процесса — одномерного изоэнтропийного течения с равновесными физико-химическими превращениями. В основном это те же отличия, которые характерны и для сопел ЖРД: пространственный характер течения, трение в пограничном слое и неадиабатность течения, химическая неравновесность и искажение контура. Существенной особенностью течения, характерной для РДТТ, является его многофазность, т. е. наличие продуктов сгорания, состоящих из газообразной, жидкой и твердых фаз.

Степень отличия параметров реального процесса в действительном сопле от параметров идеального процесса течения оценивают теми же безразмерными коэффициентами, что и в соплах ЖРД: потерями удельного импульса $\zeta_c = (I_{y,n}^{(на)} - I_{y,n}) / I_{y,n}^{(ид)}$, коэффициентом сопла $\varphi_c = K_{P,n} / K_{P,n}^{(ид)}$ и коэффициентом расхода μ_c (см. гл. XX).

Потери удельного импульса в сопле РДТТ определяют по формуле

$$\zeta_c = \zeta_p + \zeta_{1p} + \zeta_n + \zeta_s + \zeta_{np}, \quad (33.1)$$

где ζ_p — потери из-за рассеяния потока; $\zeta_{тр}$ — потери из-за трения; $\zeta_{н}$ — потери из-за химической неравновесности; ζ_s — потери из-за многофазности течения; $\zeta_{пр}$ — прочие потери.

При вычислении ζ_c отдельные виды потерь принимаются независимыми друг от друга, хотя в отличие от сопел ЖРД, из-за существенного влияния конденсированной фазы на газовую между коэффициентами ζ_i возможна более существенная корреляция. Типичный график распределения потерь в соплах РДТТ показан на рис. 33. 1.

Методика расчета потерь из-за рассеяния, трения и химической неравновесности для сопел РДТТ аналогична рассмотренной в гл. XX методике расчета указанных потерь в соплах ЖРД. Принципиально теми же остаются зависимости этих потерь от размеров сопла d_m , \bar{r}_a , \bar{L}_a и параметров продуктов сгорания, примерно такой же порядок значений потерь ζ_p , $\zeta_{тр}$, ζ_n . В связи с отсутствием регенеративного охлаждения и вследствие шероховатости стенок потери из-за трения в соплах РДТТ могут быть больше, чем в соплах ЖРД.

Потери в сопле из-за многофазности — это потери, обусловленные наличием конденсированной фазы в продуктах сгорания.

Для современных твердых топлив, содержащих в качестве металлической добавки Al, эти потери обусловлены скоростным и температурным отставанием частиц (потери из-за двухфазности), а также неравновесностью процесса кристаллизации.

В число прочих потерь для РДТТ входят потери из-за искажения контура $\zeta_{иск}$ и погружения («утопленности») сопла в камеру сгорания $\zeta_{ут}$. Значение $\zeta_{иск}$ для сопла РДТТ может быть больше, чем для сопла ЖРД, вследствие выгорания теплозащитных покрытий, особенно в районе вкладыша в минимальном сечении. Более подробно этот вопрос рассмотрен в гл. XX.

Утопленность сопла РДТТ характеризуют степенью погружения — отношением части длины сопла, погруженной в камеру сго-

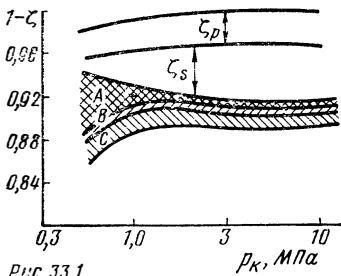


Рис. 33.1



Рис. 33.2

Рис. 33.1. Типичная зависимость потерь удельного импульса в пустоте от давления: А—потери ζ_n ; В—потери $\zeta_{тр}$ при $T_{ст}=1$; В+С—потери $\zeta_{тр}$ при $T_{ст}=0,1$

Рис. 33.2. Пример зависимости потерь удельного импульса из-за утопленности от степени погружения сопла в камеру сгорания: 1—21,5% Al в топливе; 2—16% Al; 3—5% Al

рания, к полной его длине. Экспериментальные и теоретические данные для потерь из-за погружения, характерных для двухфазных продуктов сгорания, весьма скудны; некоторые результаты показаны на рис. 33. 2.

33.2. ПОТЕРИ В СОПЛЕ ИЗ-ЗА МНОГОФАЗНОСТИ

33.2.1. ПОТЕРИ ИЗ-ЗА ДВУХФАЗНОСТИ

Для того чтобы более полно оценить основные закономерности, присущие потерям из-за двухфазности, рассмотрим кратко некоторые результаты расчетов для топлив с добавками алюминия. Типичные значения параметров продуктов в камере сгорания таких топлив примерно следующие: $T_{0c}=3000 \dots 3700$ К; $\mu=15 \dots 25$ кг/кмоль; $n=1,12 \dots 1,17$; $\lambda=0,3 \dots 0,4$ Втм⁻¹ К⁻¹; $\eta=(0,8 \dots 0,9) \cdot 10^{-4}$ кгм⁻¹ · с⁻¹.

Расчеты потерь из-за двухфазности выполнены по методике, изложенной в гл. XI. Этими расчетами установлено, что величина потерь является функцией следующих основных параметров: z , \bar{r} , d_{μ} , d_s , p_{0c} и геометрии сопла. Остальные характеристики не оказывают существенного влияния. Так, учет конкретных свойств продуктов сгорания для алюминизированных топлив рассматриваемого типа приводит к изменению величины ζ_s не более, чем на несколько процентов от ее значения.

Результаты расчетов, проведенных для широкого диапазона изменения основных параметров (p_{0c} , d_{μ} , \bar{r} , z) при различных распределениях частиц полидисперсного конденсата по размерам, позволили установить, что среднемассовый диаметр частиц d_{43} может с хорошей точностью использоваться для вычисления потерь. Таким образом, при оценке потерь из-за двухфазности реальный полидисперсный конденсат может быть заменен монодисперсным, частицы которого имеют диаметр d_{43} .

В случае постоянной геометрии сопла и $p_{0c}=\text{const}$ потери из-за двухфазности для широкого круга топлив ($z=0 \dots 0,4$) с высокой точностью могут быть представлены в функции одной переменной — массовой доли конденсата. При этом зависимость от z является практически линейной.

Это дает возможность построить обобщенные зависимости потерь от основных параметров: размеров и геометрии сопла, давления в камере сгорания, дисперсности и массовой доли конденсата, — единые для всех типов топлив, близких по характеристикам к группе с указанными параметрами продуктов сгорания. Приняв некоторые средние значения термодинамических и теплофизических свойств газа, а также выбрав в качестве опорных значений $p_{0c}=4$ МПа, $z=0,1$ и геометрию сопла (коническое сопло, с углом раствора $\theta_2=15^\circ$, радиусом скругления горловины $\bar{R}_2=2,0$ и геометрической степенью расширения $\bar{F}_a=6,25$), можно получить зависимость ζ_s от оставшихся параметров d_{μ} и d_s в виде функции одного параметра $\delta=d_s^{1,5}/d_{\mu}$:

$$\zeta_s^0 = f(d_s^{1,5}/d_{\mu}). \quad (33. 2)$$

Эта зависимость приведена на рис. 33.3. При ее расчете значения d_s изменялись в диапазоне 0,3—50 мкм, а d_m — от 10 до 500 мкм. Разброс конкретных значений относительно осредняющей кривой не превышает нескольких процентов от величины потерь. Линейная зависимость потерь от z позволяет учесть отличие величины массовой доли конденсата от опорного значения введением множителя

$$k_z = z/0,1 = 10z.$$

Таким образом, значение «двухфазных» потерь удельного импульса может быть представлено в виде

$$\zeta_s = 10z \zeta_s^0 \Phi(p_{0c}, \bar{R}_2, \theta_2, \bar{r}_a),$$

где Φ — функция, учитывающая влияние отклонения давления p_{0c} и геометрии сопла (радиуса скругления горловины \bar{R}_2 , полуугла раствора сверхзвуковой части сопла θ_2 и степени расширения \bar{r}_a) от опорных значений. В силу относительно небольшого влияния указанных четырех параметров функция $\Phi(p_{0c}, \bar{R}_2, \theta_2, \bar{r}_a)$ может быть представлена в виде $\Phi = k_p k_R k_\theta k_r$, где k_i — величины, близкие к единице, и тогда

$$\zeta_s = 10z \zeta_s^0 k_p k_R k_\theta k_r. \quad (33.3)$$

Согласно расчетам коэффициенты k_p , k_R и k_θ кроме зависимости от основного параметра, влияние которого они учитывают, зависят еще от δ . Графики для определения этих коэффициентов приведены на рис. 33.4. Приведенные зависимости коэффициентов от определяющих параметров позволяют отчетливо проследить влияние каждого фактора на величину потерь ζ_s . Так, потери увеличиваются (коэффициент k_p возрастает) с понижением давления, что в основном обусловлено уменьшением коэффициента сопротивления частицы C_x вследствие разреженности газа. Роль этого фактора ослабевает в случае более крупных частиц (больших δ). При увеличении радиуса \bar{R}_2 контур в районе минимального сечения становится более пологим, горловина удлиняется, градиент скорости потока падает, что приводит к уменьшению запаздывания частиц; коэффициент k_R уменьшается. Увеличение угла раствора конического сопла θ_2 при $\bar{r} = \text{const}$ приводит к возрастанию потерь (коэффициент k_θ становится больше) вследствие сокращения диапазона участка для разгона частиц. Для профилированного сопла должен использоваться эффективный угол $\theta_{эф}$, величина которого может быть, как показали расчеты, определена по формуле

$\theta_{эф} = 0,75\theta_2 + 0,25\theta_3$,

где θ_2 и θ_3 — углы наклона стенки к оси сопла на входе в расширяющуюся часть и на выходе из сопла соответственно.

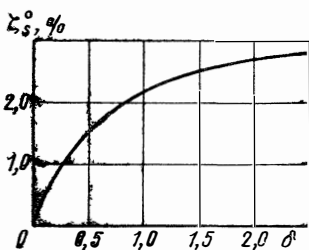


Рис. 33.3. Зависимость двухфазных потерь ζ_s^0 от параметра $\delta = d_s^{1,5}/d_m$ (d_s мкм, d_m мм)

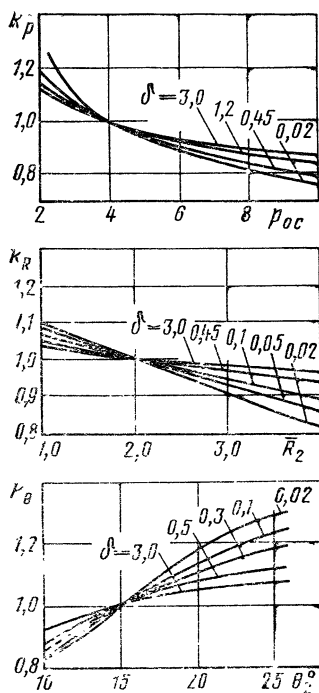


Рис. 33.4. Зависимость коэффициентов k_p , k_R и k_v от основных параметров

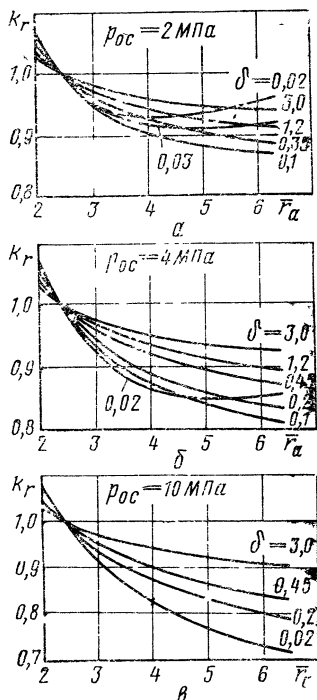


Рис. 33.5. Зависимость коэффициента k_r от степени расширения сопла при различных ρ_{0c} и δ

На рис. 33.5 приведены зависимости коэффициента k_r от F при различных ρ_{0c} (2,4 и 10 МПа) и δ . С увеличением степени расширения сопла градиент скорости газа в расширяющейся части становится меньше, уменьшается и отставание частиц (см. гл. XI), имеющих сравнительно небольшие размеры ($d_s < 10$ мкм). Поэтому потери ζ_s уменьшаются, что и учитывается коэффициентом k_r . Следует отметить, что значения k_r существенно зависят еще и от давления из-за влияния разреженности газа на коэффициент сопротивления C_x .

Погрешность расчета потерь из-за двухфазности с использованием приведенных графиков для топлив с указанными выше параметрами составляет не более 5% относительно значений ζ_s , определенных непосредственным вычислением на ЭВМ (см. гл. XI).

Вследствие неравновесности при двухфазном течении в до- и трансзвуковой частях сопла уменьшается также расходный комплекс β .

Как показывают расчеты, относительное уменьшение β численно близко к значению потерь удельного импульса в сопле ζ_c (последние должны быть рассчитаны для небольших значений \bar{r}).

Для определения относительного уменьшения $\Delta\beta/\beta$ может быть использована оценочная зависимость

$$\Delta\beta/\beta \approx 12z\zeta_s^0 k_p k_R.$$

Приведенные зависимости для расчета ζ_s получены для случая постоянных размеров частиц вдоль сопла. В реальном случае размеры частиц при течении изменяются. Однако приведенные зависимости могут использоваться для оценки возможного уровня потерь, если в качестве эквивалентного диаметра частиц принять среднемассовый диаметр d_{43} в области горловины сопла.

33.2.2. ПОТЕРИ ИЗ-ЗА НЕРАВНОВЕСНОСТИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Приведенная в гл. XI приближенная оценка влияния отсутствия кристаллизации на скорость истечения носит лишь качественный характер. Оценка эффективности процесса кристаллизации по такому параметру, как скорость истечения, в некоторых случаях может привести к неправильным выводам. Поэтому, как и в случае других видов потерь, оценку эффективности проводят по удельному импульсу в пустоте. Кроме того, при неравновесной кристаллизации в сопле давление в его выходном сечении может значительно отличаться от давления, соответствующего равновесному течению. Поэтому сравнение процессов с равновесной и неравновесной кристаллизацией необходимо выполнять для сопла с заданной геометрической степенью расширения ($\bar{r}_a = \text{const}$), а не при условии постоянства давления на выходе.

Для отвода тепла от частиц к газу при конечном значении коэффициента теплоотдачи необходим перепад температур. Следовательно, температура частиц всегда должна быть выше температуры газа. Не исключено, что при определенных условиях лимитировать процесс отвода тепла будет не скорость кристаллизации, а скорость отвода тепла от частиц, определяемая коэффициентом теплоотдачи и разностью температур.

Пример расчетной картины изменения разности температур частиц и газа в коническом сопле с полууглом раствора 15° и диаметром минимального сечения 100 мм показан на рис. 33.6. Для расчетов выбрано топливо с 15% Al и $d_s = 5$ мкм. Кривая 1 соответствует неравновесному течению при отсутствии кристаллизации, кривая 2 — при протекании кристаллизации с учетом конечной скорости отвода тепла, $a - b$ — участок, на котором происходит кристаллизация в равновесном случае. Во втором случае на участке сопла $c - d$ разность температур резко возрастает, так как до окончания отвода теплоты отвердевания температура конденсата остается постоянной, равной температуре плавления, а температура газа продолжает понижаться. На этом участке происходит увеличенный, по сравнению с первым случаем, подвод тепла к газу, в результате чего возрастает удельный импульс в пустоте. Участок $c - d$ ниже по соплу, чем участок $a - b$, где происходит кристаллизация в равновесном случае. Поэтому подводимое тепло преобразуется в работу расширения менее эффективно. При увеличении

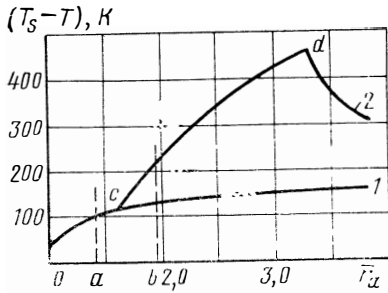


Рис. 33.6. Разность температуры газа и конденсата в сопле

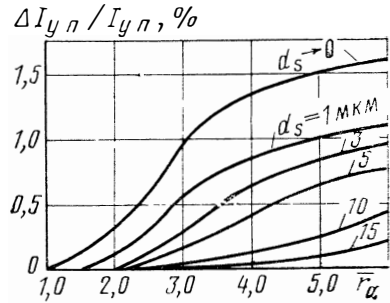


Рис. 33.7. Прирост удельного импульса в пустоте при кристаллизации (значения d_s в мкм)

диаметра частиц конденсата участок $c - d$ смещается к выходному сечению, и увеличение удельного импульса из-за выделения теплоты кристаллизации становится меньше.

Результаты расчетов относительного увеличения удельного импульса в пустоте по сравнению с течением без кристаллизации при различных размерах частиц конденсата приведены на рис. 33.7. Для выбранного диаметра минимального сечения заметное увеличение удельного импульса при ограниченной скорости теплообмена может быть реализовано лишь при диаметрах частиц, меньших 3—5 мкм (кривая $d_s \rightarrow 0$). Но именно для мелких частиц более вероятно задержка процесса кристаллизации (см. гл. XI), что не учтено при выполнении расчетов, результаты которых представлены на рис. 33.7.

Для случая частиц с диаметром 10—15 мкм увеличение удельного импульса по условиям ограниченной скорости отвода тепла пренебрежимо мало. Возможность переохлаждения жидкой окиси металла уменьшит и эту небольшую величину.

33.3. ПРОФИЛИРОВАНИЕ СОПЕЛ ДЛЯ ДВУХФАЗНЫХ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Задача профилирования экстремального сопла для случая течения двухфазных продуктов сгорания, как и для гомогенных, заключается в отыскании контура с наибольшим удельным импульсом из семейства контуров сопел, имеющих, например, одинаковую длину, поверхность или какой-либо другой параметр. Усложнение задачи состоит, во-первых, в необходимости применять более сложную по сравнению с вариантом гомогенных продуктов сгорания систему уравнений, описывающих неравновесное пространственное течение двухфазной смеси. Во-вторых, потери удельного импульса, обусловленные запаздыванием частиц, зависят от геометрии сужающейся части и горловины сопла. Наконец, экспериментальные и расчетные данные указывают на возможность попадания частиц на концевой участок профилированного сопла, что приводит к дополнительным потерям удельного импульса и должно приниматься во

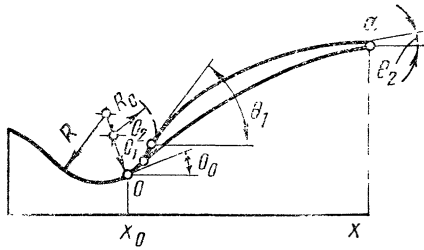


Рис. 33.8. Элементы профиля сопла

вниманию при выборе контура. Кроме того, попадание частиц на концевой участок сопла может привести к его разрушению. Вариационная задача поиска оптимального в отношении двухфазных потерь контура в случае неравновесного течения газа с конденсированными частицами в одномерном приближении решена в ряде работ. Основным результатом их — вывод о том, что в случае оптимального профиля потери удельного импульса из-за запаздывания частиц на 30% меньше по сравнению с потерями импульса в сопле, контур которого построен для однородных продуктов. При этом сопло имеет необычную конфигурацию — короткий вход и сильно вытянутую горловину. Последнее связано с необходимостью уменьшения максимального градиента скорости и перемещения зоны наибольшего отставания в сужающуюся часть. Неучет принципиальных особенностей двухмерного течения (например, непараллельности потока) приведет к увеличению потерь удельного импульса, что лишает прикладного значения результаты решения в одномерной постановке.

Рассмотрим основные выводы исследований по выбору оптимального профиля сопла для двухфазных продуктов сгорания.

Для расчета течения в сужающейся части сопла имеются методы, разработанные применительно к продуктам сгорания. В случае двухфазного течения может быть рассчитано поле течения равновесной двухфазной смеси, и затем в полученном поле параметров газовой фазы рассчитываются траектории частиц. Это дает возможность приближенно определить интенсивность выноса частиц на стенку сужающейся части и соответствующим образом подкорректировать контур, чтобы избежать выноса частиц. Одновременно вычисляются параметры газовой и конденсированной фазы в сечении x_0 (рис. 33.8), в котором скорость газа превышает местную скорость звука в газе. Очертание дозвуковой части может быть выбрано так же, как это делается для газообразных продуктов сгорания, либо на основе конструктивных соображений. При этом учитывается, что удлинение области горловины не оказывает существенного влияния на снижение двухфазных потерь вследствие коагуляции частиц, а потери из-за трения возрастают. Заметно увеличивается масса сопла, и возникают трудности создания надежной конструкции. Радиус R_0 выбирается из условий обеспечения безотрывного течения и стойкости конструкционных материалов.

Для расчета неравновесного двухфазного течения в сверхзвуковой части сопла разработан эффективный метод *, позволяющий с высокой точностью и при небольших затратах машинного време-

* Дритов Г. В., Тишин А. П. Изв. АН СССР, МЖГ, № 1, 1977, с. 170—175.

ни определить параметры потока в заданном контуре сопла. Для расчета применяется модифицированный метод характеристик, который позволяет рассчитывать параметры потока в сечениях x сопла последовательно, начиная с сечения x_0 .

Предположим, что известны параметры потока в сечении x_0 . Для газа, параметры которого совпадают с параметрами равновесной двухфазной смеси, строится оптимальное укороченное сопло (см. гл. IX) из семейства сопел с равномерным потоком на выходе. Точка a является концевой точкой этого сопла. Затем варьируется участок контура сопла $O - a$, состоящий из окружности радиуса R_0 , с углом наклона θ_0 в точке O , и кривой, касательной к этой окружности и проходящей через точку a . Величина радиуса R_0 , как уже говорилось, может либо варьироваться, либо быть выбрана возможно меньшей, насколько это допустимо по условиям теплоотдачи и безотрывного течения.

Кривая, касающаяся окружности в разных ее точках и проходящая через точку a , может отыскиваться среди кривых, описываемых полиномами m -й степени.

Коэффициенты полинома, описывающего уравнение контура сопла, должны удовлетворять условиям касания с окружностью, прохождения через заданную точку a и обеспечивать наибольший импульс, достижимый для данного семейства кривых. Вследствие приближенности начальных данных точное абсолютное значение импульса не может быть получено. Однако имеется возможность сравнивать между собой приращения импульсов в соплах с различными контурами расширяющейся части, но одинаковыми начальными данными. Расчет приращения удельного импульса с высокой точностью при небольших затратах машинного времени позволяет решить поставленную задачу.

Для оценки приемлемой точности аппроксимации целесообразно сравнить удельный импульс, полученный расчетом для исходного контура и контура, параметры которого вычислены по полиному. Опыт расчетов показывает, что полином третьей степени обеспечивает необходимую точность (разница между удельными импульсами весьма мала и составляет 0,1—1 м/с) и приближение к оптимальному контуру, т. е. контуру с наибольшим значением удельного импульса. Семейство кривых, описываемых полиномом третьей степени, при условиях прохождения через заданную точку a и точку касания с окружностью радиуса R_0 имеет два свободных параметра. Их удобно отождествлять с производными или углами на входе в расширяющуюся часть сопла (в точке касания с окружностью радиуса $R_0 - \theta_1$) и на срезе (θ_2).

С помощью численного «эксперимента», т. е. расчетного определения удельного импульса для любых выбранных углов θ_1 и θ_2 , можно поставленную задачу свести к отысканию углов θ_1 и θ_2 , обеспечивающих максимум удельного импульса $I_{y.п.}$

В результате серии расчетов неравновесных двухфазных течений для случая $z=0,3 \dots 0,5$ и $d_s=1 \dots 10$ мкм получены оптимальные значения углов θ_1 и θ_2 . Оказалось, что полученные кон-

туры совпадают с контурами, оптимальными для потока продуктов сгорания, представляющего равновесную двухфазную смесь. Этот важный результат позволяет использовать разработанные для гомотенных продуктов сгорания методы профилирования сопел и для двухфазных смесей.

Другой существенный результат состоит в установлении слабого изменения удельного импульса при значительном отклонении параметров контура (углов θ_1 и θ_2) от оптимальных. Так, для одного из расчетов были получены оптимальные значения $\theta_1 = 25^\circ$ и $\theta_2 = 8^\circ$. Варьирование θ_2 в диапазоне $17-30^\circ$ изменяет (уменьшает) удельный импульс всего на $0,2-0,3\%$, а варьирование (раздельное) θ_2 в диапазоне $4-12^\circ$ уменьшает удельный импульс всего на $0,1\%$.

Для равновесных течений указанные отклонения профиля приводят к большему уменьшению импульса (до $0,6\%$). Сравнительно небольшое уменьшение удельного импульса при значительном отклонении параметров контура от оптимальных для неравновесного сверхзвукового двухфазного течения обусловлено противоположным влиянием этих отклонений на потери из-за неравновесности и из-за рассеяния.

Слабое влияние на удельный импульс отклонений параметров контура от оптимальных значений позволяет корректировать полученный оптимальный контур таким образом, чтобы уменьшить выпадение частиц на концевую часть сопла. В результате серии специальных экспериментов и расчетов * установлено, что потери импульса из-за попадания частиц на стенку могут превышать 1% .

Если определить осевую составляющую импульса выпавших частиц как

$$F_x = u_x m_{ст},$$

где $m_{ст}$ — расход частиц, встретившихся со стенкой, а u_x — их осевая скорость, то потери определяются формулой

$$\zeta_{ст} = k F_x / \dot{m},$$

где \dot{m} — расход продуктов сгорания, а k — опытный коэффициент. В результате обработки большой серии опытов было найдено, что $k = 0,3$.

Для выбора профиля, оптимального при учете всех рассмотренных факторов, требуется, как правило, проведение численных экспериментов, позволяющих количественно оценить роль каждого из них.

* AIAA Paper, № 75 — 1277.

ОСНОВЫ РАСЧЕТА ЗАРЯДА И ДВИГАТЕЛЯ

34.1. РДТТ С ЗАРЯДОМ, ГОРЯЩИМ ПО БОКОВЫМ ПОВЕРХНОСТЯМ

В РДТТ, создающих большую тягу в течение определенного времени, обычно применяют заряды, горящие по боковым поверхностям. Поверхность горения, необходимая для получения значительной тяги, обеспечивается в таких зарядах большим периметром горения и значительной длиной заряда.

Для расчета размеров заряда и камеры (камер), обеспечивающих получение требуемой тяги P_H при заданном времени работы τ и известной начальной температуре заряда, исходными данными являются характеристики выбранного топлива, давление в камере сгорания p_k и зависимость давления от времени $p_k(\tau)$, геометрическая степень расширения \bar{F}_a (либо степень расширения газа ε_a). Вид зависимости давления от времени $p_k(\tau)$ определяется требованиями внешней баллистики и программой тяги $P_H(\tau)$.

Характеристики топлива могут быть представлены в следующей форме: химический состав, плотность и термодинамические характеристики топлива; закон скорости горения $u=f(p, T, \omega)$; минимальное давление устойчивого горения.

В связи с переменностью газодинамических параметров по длине заряда и во времени определить необходимые показатели заряда и камеры в один прием невозможно. Расчет ведут последовательными приближениями. Первое из них — нуль-мерное приближение выполняется без учета таких эффектов, как падение давления вдоль заряда, эрозионное горение. При этом оперируют некоторыми средними значениями давлений p_k , p_H и тяги P_H .

Термодинамический расчет, выполненный по методике, изложенной в гл VII, дает идеальные значения температуры горения T_{0c} , газовой постоянной продуктов сгорания R_{0c} , среднего показателя изоэнтропы расширения n , удельных проходных сечений сопла f_m , f_a и удельного импульса в пустоте $I_{y.n}^{(ид)}$. Ожидаемый реальный удельный импульс в пустоте определяют с учетом отклонений от схемы идеальных процессов, принятой в термодинамическом расчете:

$$I_{y.n} = \varphi_I I_{y.n}^{(ид)}, \quad (34.1)$$

где $\varphi_I = \varphi_k \varphi_c$ — коэффициент удельного импульса, назначаемый по экспериментальным данным.

Ожидаемый удельный импульс на высоте H находят по известному выражению

$$I_y = I_{y.n} - f_a p_H.$$

Природа потерь удельного импульса и методика их определения для РДТТ в основном та же, что и для ЖРД. Коэффициент камеры сгорания φ_k учитывает совершенство (полноту) процессов в камере сгорания; этот коэффициент определяют экспериментально.

Коэффициент сопла $\varphi_c = 1 - \xi_c$ определяют расчетом после того, как выбран контур сопла двигателя. По сведениям зарубежной печати, действительный удельный импульс ниже идеального примерно на 5% при топливе, дающем гомогенные продукты сгорания. В двигателях на металлосодержащих топливах потери на 2—3% больше.

Считая, что ожидаемый удельный импульс равен среднему его значению за период работы двигателя, определим необходимый секундный расход топлива

$$\dot{m} = P_H / I_y. \quad (34.2)$$

Требуемый запас топлива m_T можно найти по формуле

$$m_T = \dot{m} \tau,$$

где τ — заданное время работы двигателя.

Как упоминалось, многие заряды не выгорают полностью, а при регрессивном горении остатки заряда не всегда используются эффективно. Столь же неэффективно может использоваться топливо в начале пускового периода. В связи с этим необходимую массу топлива следует увеличить, определяя ее по формуле

$$m_T = a \dot{m} \tau, \quad (34.3)$$

где a — коэффициент, учитывающий неэффективность использования части топлива и зависящий главным образом от конфигурации заряда.

Требуемая поверхность горения может быть найдена из соотношения

$$\Omega = \dot{m} / (q_r u). \quad (34.4)$$

При этом скорость горения при среднем давлении p_k определяют без учета эрозии.

Толщину свода рассчитывают по формуле

$$e_0 = u \tau, \quad (34.5)$$

если горение идет по одной из боковых поверхностей, наружной или внутренней,

$$\text{или } e_0 = 2u \tau, \quad (34.6)$$

если горение осуществляется одновременно по наружной и внутренней поверхностям. По полученным значениям Ω и e_0 komponуют одношашечный или многошашечный заряд.

Одна и та же программа тяги может быть обеспечена при различной конфигурации заряда. При выборе заряда из числа принципиально возможных следует стремиться к наибольшему заполнению топливом объема камеры сгорания. В то же время должна быть обеспечена необходимая площадь $F_{св}$. Малые значения $F_{св}$ приведут к высокой скорости газового потока, большому перепаду давлений вдоль заряда и эрозионному горению. Выбор формы за-

ряда должен обеспечивать характер изменения давления, а следовательно, и тяги во времени в соответствии с заданными условиями.

На практике отдают предпочтение зарядам с горением по внутренней поверхности, так как в этом случае стенки камеры сгорания, защищенные топливом, работают при низкой температуре и могут быть выполнены более тонкими и легкими. Если заряд залит в камеру сгорания (приклеен к стенкам), то объем камеры сгорания используется более полно, и не нужны специальные приспособления для фиксирования заряда.

Для принятого заряда определяют закон изменения поверхности горения $\sigma = \sigma(y)$ и закон изменения свободной площади $\Phi = \Phi(y)$.

Площадь минимального и выходного сечений сопла находят по формулам

$$F_{\text{м}} = \rho_{\text{т}} \Omega_{\text{и}} \varphi_{\beta} \beta^{(\text{нл})} / p_{0\text{с}}; \quad F_{\text{а}} = \bar{F}_{\text{а}} F_{\text{н}}, \quad (34.7)$$

где относительная площадь сопла $\bar{F}_{\text{а}}$ либо задана, либо ее рассчитывают при известных значениях $\epsilon_{\text{а}}$ и n .

Последующее приближение выполняют более подробно с учетом переменности геометрии заряда и изменения параметров по времени и, в случае необходимости, по длине заряда. Для этого расчет намеченной конструкции заряда и камеры выполняют по методике, изложенной в гл. XXXII. Основным результатом расчета являются диаграммы $p_{0\text{с}}(\tau)$, $p_{\text{к}}(\tau)$, полученные при заданном значении начальной температуры заряда.

Переход от диаграммы $p_{0\text{с}}(\tau)$ к диаграмме $P(\tau)$ осуществляют следующим образом. Запишем уравнение тяги в виде

$$P = \dot{m} I_{\text{у.п}} - F_{\text{а}} p_{\text{н}}.$$

Заменяя $I_{\text{у.п}}$ по формуле (34.1), а \dot{m} — из выражения для комплекса β , получим

$$P = [p_{0\text{с}} F_{\text{м}} / \varphi_{\beta} \beta^{(\text{нл})}] \varphi_I I_{\text{у.п}}^{(\text{нл})} - F_{\text{а}} p_{\text{н}}.$$

Так как $I_{\text{у.п}}^{(\text{нл})} / \beta^{(\text{нл})} = K_{P_{\text{н}}}^{(\text{нл})}$,

$$\text{то } P = p_{0\text{с}} F_{\text{м}} (\varphi_I / \varphi_{\beta}) K_{P_{\text{н}}}^{(\text{нл})} - F_{\text{а}} p_{\text{н}} \quad (34.8)$$

$$\text{или } P = p_{0\text{с}} F_{\text{м}} K_{P_{\text{н}}} - F_{\text{а}} p_{\text{н}}, \quad (34.9)$$

$$\text{где } K_{P_{\text{н}}} = (\varphi_I / \varphi_{\beta}) K_{P_{\text{н}}}^{(\text{нл})} = \mu_{\text{с}} \varphi_{\text{с}} K_{P_{\text{н}}}^{(\text{нл})}. \quad (34.10)$$

Величина $K_{P_{\text{н}}}$ представляет собой ожидаемый коэффициент тяги в пустоте. Для сопла постоянной геометрии в предположении безотрывного течения и постоянства коэффициентов потерь значение $K_{P_{\text{н}}}$ можно считать постоянным.

С помощью уравнения (34.9) строят диаграмму $P = f(\tau)$. Значения $p_{0\text{с}} = f(\tau)$ берут по данным расчета газодинамических процессов в камере, а давление окружающей среды — по заданной зави-

симости $p_H = f(\tau)$, которая известна из внешнебаллистических расчетов траектории летательного аппарата.

Примеры диаграмм $P = f(\tau)$ показаны на рис. 29. 5. На диаграмме $P = f(\tau)$ выделяют участки неэффективных режимов: часть периодов выхода на режим (τ_1) и последствия (τ_3).

Их границы определяют по некоторому давлению в камере сгорания p_k , обеспечивающему высокую полноту сгорания топлива и режим безотрывного течения в сопле. Необходимое значение суммарного импульса I_{Σ} в пустоте должно быть получено за период эффективного горения $\tau_{\text{эф}}$, т. е. за все время горения (τ) за вычетом периодов τ_1 и τ_3 . Интегрируя зависимость $P = f(\tau)$ на участке $\tau_{\text{эф}}$, получим

$$I_{\Sigma}^{\text{эф}} = \int_0^{\tau_{\text{эф}}} [P(\tau) + F_a p_H(\tau)] d\tau. \quad (34.11)$$

Для определения эффективного удельного импульса в пустоте используют формулу

$$I_{y.n}^{\text{эф}} = I_{\Sigma}^{\text{эф}} / [(m_{\tau} + m_{\tau_{\text{ТЗП}}} - m_{\tau}(\tau_1) - m_{\tau}(\tau_3)], \quad (34.12)$$

где $m_{\text{ТЗП}}$ — масса теплозащитного покрытия, выгоревшего за время $\tau_{\text{эф}}$ (определяется при расчете уноса теплозащиты или взвешиванием двигателя при испытаниях прототипа на стенде); $m_{\tau}(\tau_1)$, $m_{\tau}(\tau_3)$ — масса топлива, сгоревшего неэффективно за периоды (τ_1) и (τ_3).

Значение $\tau_{\text{эф}}$ сравнивают с заданным временем горения, а значение $I_{y.n}^{\text{эф}}$ — с ожидаемым значением $I_{y.n}$ для данного топлива при той же относительной площади сопла \bar{F}_a .

Диаграммы $p_k(\tau)$, $p_{oc}(\tau)$ и $p(\tau)$ можно рассчитать и при других значениях начальной температуры заряда T_H в возможном эксплуатационном диапазоне. По минимальному статическому давлению p_k , определенному при наименьшей температуре T_H , проверяется условие нормального горения: значение $p_{k\text{min}}$ должно быть больше, чем давление p_{min} , гарантирующее от аномального горения. Максимальное значение давления p_k , определенное при наибольшей температуре T_H , используется в расчете на прочность. По зависимостям $P = f(T_H)$ и $\tau = f(T_H)$ можно судить относительно максимальных или минимальных значений этих параметров.

В случае несовпадения заданных и полученных значений $I_{\Sigma}^{\text{эф}}$, P , $I_{y.n}^{\text{эф}}$ параметры заряда и камеры корректируют и расчет повторяют в прежней последовательности. Расчет можно произвести с использованием предварительно составленных номограмм.

Если заданному тягу трудно получить в одной камере, двигатель проектируют как связку камер. Идентичность работы всех камер можно обеспечить соединением их специальными трубопроводами для выравнивания давления. При этом в случае достаточно больших сечений трубопроводов одновременность воспламенения достигается с точностью до сотых долей секунды. Одновременность пре-

крашения горения зависит в основном от разброса скорости горения между зарядами.

Экспериментальные диаграммы $P=f(\tau)$, полученные при испытании двигателя, обрабатывают в соответствии с формулами (34.11) и (34.12). По отклонению величины $I_{y,п}^{\text{эф}}$ от значения теоретического удельного импульса в пустоте $I_{y,п}^{(\text{ид})}$ можно судить об энергетическом совершенстве спроектированного двигателя. При этом значение $I_{y,п}^{(\text{ид})}$ должно быть рассчитано не для номинального состава топливного заряда, а для условного топлива, представляющего собой смесь основного топлива и теплозащитного покрытия в количестве, соответствующем его фактическому выгоранию.

34.2. РДТТ С ЗАРЯДОМ, ГОРЯЩИМ ПО ТОРЦУ

Скорость движения газа в камерах сгорания с зарядами, горящими по торцу, обычно невелика, поэтому давление заторможенного потока и статическое давление можно считать одинаковыми и постоянными в объеме камеры сгорания. В связи с постоянством поверхности горения давление не изменяется по времени (если постоянна площадь сечения). Соответственно не изменяется и тяга камеры.

Эффективный суммарный импульс $I_{\Sigma}^{(\text{эф})}$ составит

$$I_{\Sigma}^{(\text{эф})} = P\tau_{\text{эф}}. \quad (34.13)$$

Величины P и $\tau_{\text{эф}}$ изменяются обратно пропорционально друг другу при изменении начальной температуры заряда, и, следовательно,

$$I_{\Sigma}^{(\text{эф})} = P_{\text{max}}\tau_{\text{min}} = P_{\text{min}}\tau_{\text{max}}. \quad (34.14)$$

На режиме наименьшей начальной температуры заряда должны быть обеспечены минимальное давление в камере сгорания $p_{\kappa \text{ min}}$, гарантирующее нормальное горение, и некоторая минимальная тяга P_{min} . При этом необходимая площадь минимального сечения сопла должна составлять

$$F_{\kappa} = P_{\text{min}} \beta / (I_y p_{\kappa \text{ min}})$$

или
$$F_{\kappa} = \frac{P_{\text{min}} \varphi_{\beta} \beta^{(\text{ид})}}{(\varphi I_{y,п}^{\text{ид}} - f_a p_H) p_{\kappa \text{ min}}}. \quad (34.15)$$

Значения $\beta^{(\text{ид})}$, $I_{y,п}^{(\text{ид})}$ и f_a получены в термодинамическом расчете. Из уравнения (32.27) можно получить значение Ω/F_{κ} :

$$\frac{\Omega}{F_{\kappa}} = \frac{P_{\kappa \text{ min}}^{1-\gamma}}{B Q_{\tau} \varphi_{\beta} \beta^{(\text{ид})}}, \quad (34.16)$$

откуда при известной величине F_{κ} определяют необходимую поверхность горения Ω .

В уравнении (34.16) параметр B соответствует температуре $T_{\text{н min}}$.

Требуемая масса топлива составит

$$m_{\tau} = a I_{\Sigma}^{(\text{эф})} / I_{\gamma}. \quad (34.17)$$

При торцовом горении количество топлива, используемого неэффективно в период выхода на режим и последствия, невелико, поэтому можно принять $a \approx 1$.

При известных массе заряда и поверхности горения легко определить длину заряда, она равна

$$L_{\tau} = \frac{m_{\tau}}{\rho_{\tau} \Omega} = \frac{I_{\Sigma}^{(\text{эф})}}{\rho_{\tau} I_{\gamma} \Omega}. \quad (34.18)$$

Максимальные значения давления в камере сгорания определяются при наибольшей начальной температуре заряда $T_{\text{н max}}$.

34.3. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ГАЗОГЕНЕРАТОРА

Расчет газогенератора отличается от расчета камеры тем, что вместо тяги определяют требуемые значения секундного расхода, температуры и давления газа. Кроме того, оговаривается характер программы $\dot{m} = f(\tau)$.

Давление в газогенераторах на твердом топливе выбирают обычно в диапазоне 3,5—35 МПа. Необходимая температура газа, используемого во вспомогательных системах, составляет 650—2300 К. Максимально допустимая температура тем выше, чем меньше время работы системы, и зависит от ограничений, вводимых потребителем газа.

Требуемый секундный расход газа \dot{m} задают исходя из значения суммарной работы, которую газ должен совершить во вспомогательных системах. Расход газа \dot{m} определяют по методике, изложенной в гл. XXIV, с учетом изменения удельной работоспособности газа в магистрали от газогенератора до места использования. Заданный закон изменения секундного расхода газа по времени обеспечивают подбором конфигурации заряда. Чаще всего требуется постоянный расход газа по времени, в связи с чем обычно применяют заряды, горящие по торцу.

Заданное давление должно быть гарантировано при наименьшей начальной температуре заряда и других факторах, определяющих наименьший газоприход; повышение давления при $T_{\text{н}} > T_{\text{н min}}$ и других отклонениях должно предупреждаться клапаном сброса давления. Заданное минимальное время работы, наоборот, должно быть обеспечено при самой высокой начальной температуре $T_{\text{н max}}$.

В газогенераторах с малым временем работы чаще применяют топливо с большой скоростью горения. При большой длительности работы необходимо, наоборот, медленно горящее топливо. По сведениям зарубежной печати, разработаны топлива со скоростью горения, не превышающей 1 мм/с ($p \approx 7$ МПа, $T_{\text{н}} = 288$ К).

34.4. ПОДБОР ВОСПЛАМЕНИТЕЛЯ

Назначение воспламенителя — прогреть поверхность основного заряда до воспламенения и в заданный промежуток времени поднять давление в камере сгорания до давления p_b , обеспечивающего нормальное горение основного топлива. Заряд воспламеняется при образовании прогретого слоя и нагреве поверхности до определенной минимальной температуры.

Топливо воспламенителя обычно должно обладать следующими свойствами: высокой температурой продуктов сгорания и высокой скоростью горения, значительным содержанием конденсированных частиц, легкостью воспламенения в заданных условиях эксплуатации двигателя.

В настоящее время наибольшее распространение в качестве воспламенителей зарядов РДТТ получили пиротехнические устройства. В качестве воспламенительных составов применяются различные пиротехнические смеси в виде порошков, гранул, таблеток, блоков. Обычно применяют составы, содержащие черный порох, а также компоненты, включающие легковоспламеняемые металлы и минеральные окислители.

Основными параметрами воспламенителя являются масса его заряда и время горения, обеспечивающие устойчивое воспламенение с плавным нарастанием давления. Необходимо установить соотношение между газообразованием заряда воспламенителя (\dot{m}_b) и временем его горения (τ_b), при котором обеспечивается надежное воспламенение. Они могут быть выбраны на основе диаграмм «секундный расход \dot{m}_b — время τ_b », построенных по экспериментальным данным. Пример такой диаграммы показан на рис. 34.1. На этой диаграмме выделяют область устойчивого и плавного воспламенения и области, соответствующие тому или иному характеру нарастания давления.

Область 1 соответствует случаю, когда работа воспламенителя не вызывает воспламенения заряда РДТТ. Область 2 соответствует устойчивому воспламенению с плавным нарастанием давления. На границе между областями 1 и 2, в зоне, соответствующей большим расходам и малому времени горения воспламенителя, возможен случай затяжного воспламенения с большим временем задержки. В области 3 может иметь место нежелательное повышение давления. Кривые a , b , c — линии постоянных значений массы заряда воспламенителя. С помощью подобной диаграммы можно выбрать массу заряда, расход и время работы воспламенителя в зависимости от желаемого характера нарастания давления в камере сгорания.

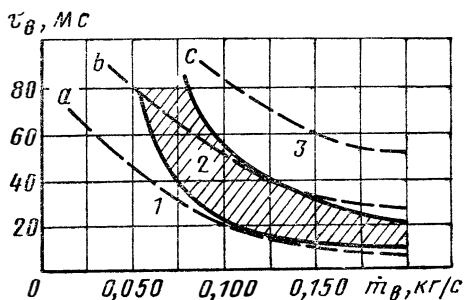


Рис. 34.1. Характерные области воспламенения

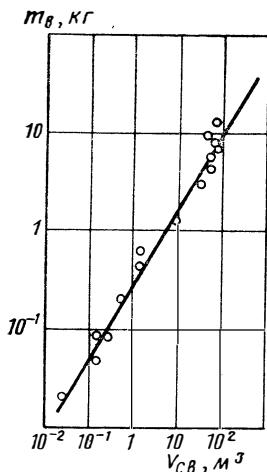


Рис. 34.2. Необходимая масса заряда воспламенителя в функции свободного объема камеры

$$m_b = p_b V_{св0} / (\xi_Q R_b T_b),$$

где ξ_Q — коэффициент, учитывающий тепловые потери, определяемый опытным путем ($\xi_Q < 1$).

Как видно из формулы (34.19), необходимая масса заряда воспламенителя прямо пропорциональна давлению, создаваемому воспламенителем, и начальному свободному объему.

Зависимость массы заряда воспламенителя от свободного объема камеры, полученная на основе данных для большого количества зарубежных РДТТ, приведена на рис. 34.2 [90].

Значения m_b могут существенно меняться в зависимости от природы топлива воспламенителя и основного заряда, места расположения воспламенителя в камере сгорания и от других факторов.

Оценочный расчет заряда можно произвести, считая, что горение происходит при постоянном объеме, равном начальному свободному объему камеры сгорания до минимального сечения. Это допущение оправдывается тем, что за короткое время воспламенения истечения газов пренебрежимо мало. Кроме того, обычно выход из сопла закрывается заглушкой, вылетающей лишь при достижении заданного давления. Если начальный свободный объем камеры сгорания равен $V_{св0}$ и известно давление воспламенения p_b , то

$$p_b V_{св0} = m_b R_b T_b,$$

откуда масса заряда воспламенителя равна

$$m_b = p_b V_{св0} / (R_b T_b).$$

С учетом потерь тепла в стенки камеры и заряда масса заряда воспламенителя вычисляется по формуле

$$(34.19)$$

Глава XXXV

ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ И ЗАЩИТА ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ

35.1. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОТДАЧИ К ЭЛЕМЕНТАМ КОНСТРУКЦИИ РДТТ

Теплоотдача к элементам конструкции РДТТ протекает в характерных условиях, из которых необходимо отметить следующие: нестационарность процесса; сложная структура потока; наличие разрушающихся (аблирующих) материалов в конструкции; значительное содержание конденсированных частиц в продуктах сгорания; многообразие геометрических форм заряда и проточной части

камеры сгорания; наличие щелей, ребер, внезапных сужений и расширений и т. п.

Введение новой переменной — времени — при описании нестационарной теплоотдачи существенно усложняет расчеты и многократно увеличивает их объем. При расчете выгорающих или аблирующих поверхностей необходим учет вдува и химического взаимодействия между основным потоком и продуктами разрушения.

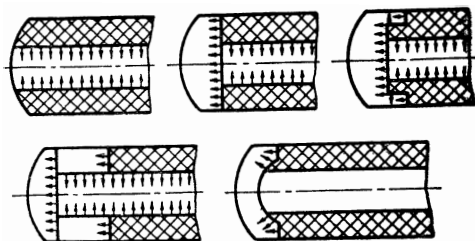


Рис. 35.1. Схемы компоновок топливного блока в зоне переднего днища

Геометрическая сложность тракта требует в каждом конкретном случае правильной оценки местных скоростей потока.

При расчете конвективного теплового потока выделяют следующие характерные зоны проточной части тракта РДТТ: переднее днище камеры сгорания; район щелевых компенсаторов топливных блоков; предсопловой объем; сопловой блок, особенно район минимального сечения.

При расчете коэффициента конвективной теплоотдачи в зоне переднего днища и в районе компенсаторов (рис. 35.1) для приближенной оценки местных коэффициентов теплоотдачи можно использовать критериальные зависимости, приведенные в гл. XIV, например, формулу (14.1).

Местную скорость потока w для различных конструктивных компоновок заряда оценивают по приближенным формулам, приведенным ниже.

На рис. 35.1 приведены возможные конструктивные схемы компоновок переднего днища и топливных блоков, скрепленных с корпусом, при которых на поверхности днища наблюдается заметный конвективный теплообмен. Для любых компоновок днища и топливного блока может быть рекомендована оценка местной скорости газового потока на поверхности переднего днища против торца топливного блока по приближенным зависимостям, основанным на балансе притока и расхода газов через местные проходные сечения:

$$w(r) \approx \frac{u_T q_T RT}{p_0} \frac{S(\tau, r)}{F(\tau, r)}, \quad (35.1)$$

где S — площадь поверхности горения заряда вверх по потоку от расчетного сечения; F — площадь проходного сечения в цилиндрическом сечении радиусом r .

Рассмотрим в качестве примера вычисление скорости в районе щелевых компенсаторов. Случай, когда щели обращены к переднему днищу, показан на рис. 35.2.

В первом приближении обычно принимают, что в любой момент времени гидравлическое сопротивление щелевого канала одинаково при истечении газа через торец и при истечении в центральный

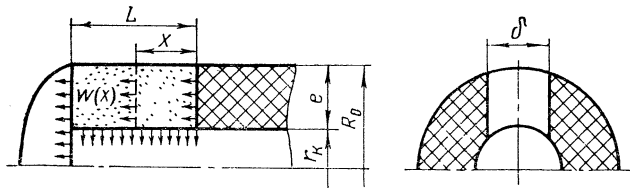


Рис. 35.2. Схема для определения местных скоростей потока (щели обращены к переднему днищу)

канал. Тогда расход газа через торец щели будет пропорционален отношению площади торца щели $e\delta$ к полной площади живого сечения щели, через которую вытекает газ ($x\delta + e\delta$):

$$w(x) = \frac{u_r Q_r RT_0}{p_0} \frac{2x + \delta}{x + e} \frac{e}{\delta}, \quad (35.2)$$

где $0 \leq x \leq L$.

Если щели обращены к сопловому днищу (рис. 35.3), то при малой относительной ширине щели ($\delta/e < 0,1$) принимают, что стенка камеры омывается газом, образующимся в щели и выходящим через торцовое сечение. Тогда скорость в сечении x равна

$$w(x) = \frac{u_r Q_r RT_0}{p_0} \frac{2x + \delta}{\delta}. \quad (35.3)$$

При значительном разгаре щели ($\delta/e \gg 0,1$) принимают, что газообразование с боковых поверхностей не оказывает существенно влияния на гидродинамику потока. В этом случае скорость может быть определена из выражения (35.1), в котором для каждого данного момента времени τ следует использовать: $S(\tau, x)$ — суммарную площадь поверхности горения заряда вверх по потоку от расчетного сечения x ; $F(\tau, x)$ — площадь проходного сечения проточной части.

Рис. 35.3. Схема для определения местных скоростей потока (щели обращены к сопловому днищу)

Расчет распределения плотности теплового потока по соплу РДТТ проводят по методам гл. XIV.

35.2. ОСНОВНЫЕ СПОСОБЫ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ

в РДТТ применяются способы охлаждения конструкции, показанные в табл. 22.1, за исключением наружного проточного охлаждения.

Кратко рассмотрим специфику применения способов тепловой защиты.

35.2.1. РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Для определения равновесной температуры стенки справедлива зависимость (22.44). В РДТТ, где толщины стенок больше, чем в

ЖРД, возможно заметное различие в температурах стенки с горячей и холодной стороны и стационарный режим может быть не достигнут. Период нестационарного прогрева с учетом излучения во внешнюю среду описывается уравнением

$$\alpha'_2(T_e - T_{ст\tau}) = c_{ст} \rho_{ст} \delta_{ст} \frac{dT_{ст\tau}}{d\tau} + \epsilon_{ст} \sigma \left(\frac{T_{ст\tau}}{100} \right)^4, \quad (35.4)$$

где $T_{ст\tau}$ — температура стенки в момент времени τ .

Эффективный отвод тепла излучением начинается с температуры $T \approx 700 \dots 800$ К, процесс становится практически стационарным при $T \approx 1700 \dots 1800$ К.

35.2.2. ВНУТРЕННЕЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Внутреннее завесное охлаждение может быть организовано в РДТТ с помощью дополнительного заряда топлива, имеющего низкую температуру горения (рис. 35.4). Роль газовой завесы в этом случае та же, что и охарактеризованная в разд. 22.5.

Внутреннее транспирационное охлаждение на наиболее напряженных участках сопла может быть организовано аналогично транспирационному охлаждению ЖРД. В качестве хладагента могут применяться, например, металлы с низкими температурами, но высокими теплотами плавления и кипения.

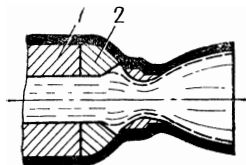


Рис. 35.4. Схема организации внутреннего охлаждения:

1—основное топливо; 2—низкотемпературное топливо

35.2.3. ЕМКОСТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Емкостное охлаждение довольно широко применяется в РДТТ, особенно в двигателях с небольшим временем работы, в том числе и в модельных.

Условия нагрева стенок РДТТ зависят от изменения начальной температуры заряда. Низкой начальной температуре заряда соответствует меньшее давление в камере сгорания, а следовательно, и меньшее значение коэффициента теплоотдачи. Одновременно возрастают время горения и общее количество тепла, переданное стенке, увеличивается ее средняя температура. Следовательно, в отношении прочности (в расчетах обычно используются прочностные характеристики при $T_{ст. ср}$) условия работы при низких температурах заряда являются определяющими при расчете элементов конструкции.

35.2.4. ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫЕ ПОКРЫТИЯ

Для тепловой защиты РДТТ применяются неразрушающиеся (инертные) теплоизоляционные покрытия, хотя и ограниченно. Для элементов конструкции РДТТ характерны большие толщины покрытий, чем в ЖРД, а также применение многослойных покрытий. В табл. 35.1 приведены расчетные данные, характеризующие

Распределение температур в стенке камеры сгорания РДТТ

	Без термоизоляции	С термоизоляцией
Толщина стенки, мм	3,05	3,30
Толщина слоя термоизоляции, мм	—	0,25
Температура в конце горения, К:		
на внутренней поверхности термоизоляции	—	2063
на внутренней поверхности стальной стенки	1453	756
на наружной поверхности стальной стенки	1116	533
Средняя температура стальной стенки, К	1238	618
Количество тепла, переданное в стенку, кДж/м ²	11800	3745

влияние инертного тугоплавкого покрытия на распределение температур в стальной стенке. Как видно, тонкий слой покрытия с низкой теплопроводностью резко снижает тепловой поток в стенку и значительно улучшает условия ее работы.

35.2.5. АБЛЯЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Абляционное охлаждение с внутренним уносом массы — наиболее распространенный вид теплозащиты РДТТ. Условия работы теплозащитных покрытий в РДТТ тяжелее, чем в ЖРД, так как продукты сгорания твердых ракетных топлив содержат, как правило, значительное количество конденсата, частицы которого интенсифицируют теплообмен и оказывают на материал эрозионное воздействие.

В качестве абляционных материалов наиболее часто используют композиционные материалы высокой плотности. Основу их наполнителя составляют фенольные, фенолсилановые и оксидные смолы. Основной тип армирующих волокон для аблирующих пластмасс высокой плотности — графитовые волокна и стекловолокно. Стекланные или кварцевые волокна укладываются таким образом, что при размыве связующего вещества выступающие концы волокон образуют «щетку». Защитный слой такого абляционного материала показывает хорошую эрозионную стойкость [65].

Обсуждают также возможность применения волокон из поликристаллической двуокиси циркония, нитрида бора, двухслойных углекремнеземных волокон. Для примера в табл. 35.2 приведены характеристики некоторых абляционных материалов.

Известным ограничением для применения многих теплозащитных материалов служит их высокая жесткость, что может привести к их преждевременному разрушению под воздействием механических и термических напряжений. Поэтому в качестве ТЗП применяют и так называемые эластифицированные полимеры. Наиболее распространенными из них являются акрилонитрилбутадиеновый каучук с наполнителем из SiO₂ и асбестовых волокон, бутадиенстирольный каучук с наполнителем из углерода (уголь, графит)

Характеристики некоторых абляционных материалов

Характеристики	Состав материала		
	34% фенольной смолы, 66% ткани SiO_2	35% фенольной смолы, 67% угольной ткани	36% фенольной смолы, 64% угольно-кремнеземной ткани
Плотность, г/см ³	1,58	1,44	1,58
Температура аблирующей поверхности, К	2975	4005	3348
Скорость абляции линейная, мм/с	2,65	1,12	2,25

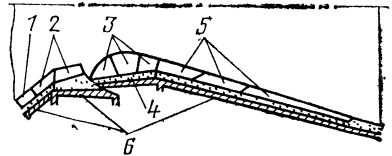
и асбеста. Эти материалы химически совместимы с нитроглицерином и могут применяться в РДТТ с зарядом из двухосновного топлива.

35.2.6. КОМБИНИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ

В современных РДТТ практически не применяется какой-либо один способ тепловой защиты в чистом виде. В выполненных конструкциях обычно осуществляется комбинация различных способов из

Рис. 35.5. Схема теплозащиты сопла РДТТ:

1—теплозащитная облицовка камеры (наполненный нитрилбутадиеновый полимер); 2—входной конус (фенольная смола—графитовая ткань, фенольная смола—кварцевая ткань); 3—горловина (графит, фенольная смола—графит); 4—теплоизоляция горловины (фенольная смола—кварц, фенольная смола—асбест, фенольная смола—стекло); 5—раструб сопла (фенольная смола—графит, фенольная смола—углеткань, фенольная смола—кварц, фенольная смола—стекло); 6—силовая конструкция (алюминий, сталь, намотанный волокнит)



числа охарактеризованных выше. На рис. 35.5 приведена типичная схема теплозащиты сопла РДТТ. На ней, в основном, показаны варианты абляционного охлаждения. Последнее часто дополняется емкостным, внутренним завесным и наружным радиационным охлаждением.

Если для ЖРД преимущественно применяются системы тепловой защиты, не предусматривающие «жертвенного» уноса массы элементов конструкции, то для РДТТ характерны системы мероприятий, сопровождающихся уносом массы теплозащитных покрытий. Масса ТЗП может достигать 20—40% массы конструкции современных РДТТ.

35.3. ОЦЕНКА ПОСЛЕДСТВИЙ УНОСА МАССЫ

Итак, унос массы при организации теплозащиты РДТТ, имеющего относительно большое время работы, практически неизбежен. Важно, чтобы этот унос был программированным, т. е. подчи-

нялся некоторым, надежно известным закономерностям, например, в виде зависимости скорости уноса массы от времени.

Знание закономерностей уноса массы необходимо не только для расчета собственно теплозащиты, но и в других целях. Уносимая масса ТЗП выбрасывается из сопла двигателя и оказывает двойное влияние на энергетические характеристики аппарата: во-первых, изменяется массовое число аппарата μ_k ; во-вторых, продукты разрушения ТЗП участвуют в создании реактивной силы.

35.3.1. ВЛИЯНИЕ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Кроме запаса топлива, расходуемого за время работы двигателя m_T , за это же время расходуется масса теплозащитных покрытий $m_{ТЗП}$. Относительный расход уносимой массы составляет

$$m_{ТЗП}/m_T = g_{ТЗП}. \quad (35.5)$$

Массовое число аппарата с учетом расходования ТЗП можно записать так:

$$\mu_k = 1 + \frac{m_T(1 + g_{ТЗП})}{m_{кон} + m_{п.г}}$$

$$\text{или } \mu_k = \frac{1 + g_{ТЗП}}{(m_{п.г}/m_T) + \alpha} + 1, \quad (35.6)$$

где α — коэффициент массового совершенства двигателя, определяемый по массе конструкции, не изменяющейся во время работы (см. разд. 3.1).

Унос массы ТЗП, реагирующей с основным потоком, сказывается и на удельном импульсе. Термодинамические расчеты, выполненные для различных ТЗП и различных условий смещения продуктов разложения ТЗП с продуктами сгорания смесевых твердых ракетных топлив, показали, что ориентировочно снижение удельного импульса смеси составляет 0,5% на каждый процент расхода ТЗП, т. е.

$$I_{y,см} = I_{y,T} \left(1 - \frac{g_{ТЗП}}{2} \right). \quad (35.7)$$

Суммарно учитывая изменение массового числа аппарата и изменение удельного импульса, идеальную скорость полета можно записать так:

$$V_{ид} = I_{y,T} \left(1 - \frac{g_{ТЗП}}{2} \right) \ln \left(1 - \frac{1 + g_{ТЗП}}{(m_{п.г}/m_T) + \alpha} \right). \quad (35.8)$$

При наличии уноса массы ($g_{ТЗП} > 0$) значение $V_{ид}$ увеличивается по сравнению со случаем, когда масса ТЗП не уносится.

В связи с уносом массы при абляционном охлаждении увеличиваются проходные сечения тракта камеры РДТТ. Наиболее значительно изменение площади $F_{ж}$ в районе минимального сечения сопла, где максимальна плотность теплового потока. Изменение $F_{ж}$ существенно влияет на режим работы двигателя, поскольку от $F_{ж}$ зависит давление в камере сгорания. Естественно, что влияние разгара сказывается меньше в крупных соплах. Снижение давления p_k во время работы можно компенсировать прогрессивным горением поверхности топливного заряда. Такой характер горения имеет, например, распротраненный трубчато-цилиндрический заряд, горящий по внутренней поверхности. Необходимо только, чтобы разгар минимального сечения сопла имел регулярный характер.

Глава XXXVI

СПОСОБЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ. РАЗБРОС ПАРАМЕТРОВ

36.1. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для ракетного двигателя на твердом топливе можно рассчитать дроссельную и высотную статические характеристики. Отметим некоторые их особенности.

Дроссельная характеристика $P=f(p_k)$ может быть получена после того, как рассчитаны зависимости $P=f(\tau)$ и $p_k=f(\tau)$.

Высотная характеристика $P=f(H)$ может быть рассчитана при наличии зависимостей $P=f(\tau)$ и $H=f(\tau)$, полученных при определенном значении начальной температуры заряда T_n , не меняющемся с изменением высоты.

В том случае, когда поверхность горения не меняется по времени, а эффект эрозионного горения отсутствует, высотная характеристика РДТТ имеет тот же вид, что и характеристика ЖРД (см. рис. 25. 2). Изменение начальной температуры заряда смещает характеристику, сохраняя ее вид. Высотная характеристика РДТТ при различной начальной температуре заряда имеет тот же вид, что и характеристика камеры ЖРД при различных расходах топлива.

Статические характеристики $P=f(p_k)$ и $P=f(H)$ самостоятельного прикладного значения в практике РДТТ не получили. Нашли применение зависимости тяги и массы двигателя от времени $P(\tau)$, $m_{дв}(\tau)$, а также зависимости от времени положения центра массы и моментов инерции двигателя. Указанные зависимости могут быть найдены в результате расчета диаграммы $P(\tau)$ и геометрии выгорания заряда.

36.2. ПОНЯТИЕ О РАЗБРОСЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РДТТ

Тяговые характеристики РДТТ заметно изменяются при отклонениях параметров заряда и двигателя от их расчетных значений. Так, скорость горения топлива и тяга существенно зависят от начальной температуры заряда. Для некоторых топлив, применяемых в американских ракетах, изменение начальной температуры заряда на 50 К приводит к изменению тяги двигателя на 30%. Колебания химического состава и технологические отклонения при изготовлении топлива также вызывают определенный разброс энергетических характеристик и скоростей горения топлива в одном и том же двигателе. Следует учитывать и такие случайные факторы, как увеличение поверхности горения вследствие появления трещин и раковин в заряде, разгар минимального сечения сопла и т. д. Влияние различных случайных факторов можно моделировать с помощью метода статистических испытаний.

Для установления связи между отклонениями баллистических параметров (давления в камере сгорания, расхода, тяги и удельного импульса в пустоте) и отклонениями характеристик заряда и двигателя воспользуемся следующими уравнениями:

$$p_k = \left(\frac{\Omega}{F_M} B Q_T \beta \right)^{\frac{1}{1-\nu}}; \quad \dot{m} = A(n) \frac{P_k F_M}{\sqrt{R_k T_k}};$$

$$P = I_{y,n} \dot{m} - F_a p_H; \quad I_{y,n} = \frac{P_n}{\dot{m}}; \quad \beta = \frac{\sqrt{R_k T_k}}{A(n)}$$

в предположении однородности параметров (нуль-мерного приближения) в объеме камеры сгорания.

Вариацию, как возможное случайное отклонение любой величины от ее среднего значения при заданных условиях, обозначим δ . При выводе расчетных зависимостей кроме технологических отклонений характеристик данной партии топлива B , Q_T , $R_k T_k$ следует учитывать также зависимость последних от начальной температуры заряда. В первом приближении можно пренебречь изменением потерь вследствие несовершенства процессов в двигателе, комплекс $R_k T_k$ можно считать не зависящим от давления, а величины n , ν — постоянными.

Найдем относительное изменение давления в камере сгорания в зависимости от параметров заряда и двигателя, для чего прологарифмируем и продифференцируем выражение для p_k . Заменяя дифференциалы вариациями δ , запишем

$$\frac{\delta p_k}{p_k} = \frac{1}{1-\nu} \left[\frac{\delta \Omega}{\Omega} - \frac{\delta F_M}{F_M} + \frac{\delta Q_T}{Q_T} + \frac{\delta (R_k T_k)}{2 R_k T_k} + \frac{\delta B}{B} + \frac{\partial (\Omega Q_T)}{\partial T_H} \frac{\delta T_H}{\Omega Q_T} + \frac{\partial B}{\partial T_H} \frac{\delta T_H}{B} + \frac{\partial (R_k T_k)}{\partial T_H} \frac{\delta T_H}{2 R_k T_k} \right].$$

Обычно эксплуатационное изменение T_H учитывается в расчете параметров РДТТ на соответствующем режиме, тогда δT_H — погреш-

ность определения температуры заряда. В соответствии с формулами гл. VIII производную $\partial(R_{\kappa}T_{\kappa})/\partial T_{\text{H}}$ можно представить так:

$$\frac{\partial(R_{\kappa}T_{\kappa})}{\partial T_{\text{H}}} = \frac{\partial(R_{\kappa}T_{\kappa})}{\partial i} \frac{\partial i}{\partial T_{\text{H}}} = R_{\kappa}T_{\kappa} \frac{\partial \ln(R_{\kappa}T_{\kappa})}{\partial i} c_{\tau} = R_{\kappa}T_{\kappa} \frac{\alpha_p c_{\tau}}{c_p},$$

где c_{τ} — теплоемкость топлива.

Произведение $\Omega_{\text{Q}_{\tau}}$ изменяется обратно пропорционально линейному размеру заряда, следовательно,

$$\frac{1}{\Omega_{\text{Q}_{\tau}}} \frac{\partial(\Omega_{\text{Q}_{\tau}})}{\partial T_{\text{H}}} = -\alpha,$$

где α — коэффициент линейного расширения топлива.

Введем обозначение

$$A_p = \left[(\pi_u)_p + \frac{\alpha_p c_{\tau}}{2c_p} - \alpha \right], \quad (36.1)$$

где $(\pi_u)_p = \frac{1}{B} \left(\frac{\partial B}{\partial T_{\text{H}}} \right)_p$ — коэффициент температурной чувствительности скорости горения.

С учетом обозначения (36.1) окончательно запишем

$$\frac{\delta p_{\kappa}}{p_{\kappa}} = \frac{1}{1-\nu} \left[\frac{\delta \Omega}{\Omega} - \frac{\delta F_{\text{M}}}{F_{\text{M}}} + \frac{\delta Q_{\tau}}{Q_{\tau}} + \frac{\delta B}{B} + \frac{\delta(R_{\kappa}T_{\kappa})}{2R_{\kappa}T_{\kappa}} + A_p \delta T_{\text{H}} \right]. \quad (36.2)$$

Аналогичным образом из уравнения для \dot{m} можно определить вариацию расхода

$$\frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}} = \frac{1}{1-\nu} \left[\frac{\delta \Omega}{\Omega} - \frac{\nu \delta F_{\text{M}}}{F_{\text{M}}} + \frac{\delta Q_{\tau}}{Q_{\tau}} + \frac{\delta B}{B} + \frac{\nu \delta(R_{\kappa}T_{\kappa})}{2R_{\kappa}T_{\kappa}} + A_m \delta T_{\text{H}} \right], \quad (36.3)$$

$$\text{где } A_m = \left[(\pi_u)_p + \frac{\nu \alpha_p c_{\tau}}{c_p} - \alpha \right]. \quad (36.4)$$

Найдем вариацию тяги. Для этого уравнение тяги представим в виде

$$P_{\text{H}} = P + F_a p_{\text{H}} = p_{\kappa} F_{\text{M}} K_{P_{\text{H}}},$$

$$\text{откуда } \frac{\delta P_{\text{H}}}{P_{\text{H}}} = \frac{\delta p_{\kappa}}{p_{\kappa}} + \frac{\delta F_{\text{M}}}{F_{\text{M}}} + \frac{1}{K_{P_{\text{H}}}} \frac{\partial K_{P_{\text{H}}}}{\partial \bar{F}_a} \delta \bar{F}_a.$$

Последний элен этого выражения можно переписать так:

$$\frac{1}{K_{P_{\text{H}}}} \left(\frac{\partial K_{P_{\text{H}}}}{\partial \bar{F}_a} \right) \delta \bar{F}_a = \frac{\partial \ln K_{P_{\text{H}}}}{\partial \ln \bar{F}_a} \left(\frac{\delta F_a}{F_a} - \frac{\delta F_{\text{M}}}{F_{\text{M}}} \right),$$

где производная $\partial \ln K_{P_{II}} / \partial \ln \bar{F}_a$ определяется с помощью зависимостей из справочника [79]:

$$\left(\frac{\partial \ln K_{P_{II}}}{\partial \ln \bar{F}_a} \right)_{I_{Y,II}, p_{\kappa}} = \frac{\frac{R_a T_a}{w_a} + p_a f_a \left[\left(\frac{\beta_{\tau p}}{\chi} \right)_a - \frac{R_a T_a}{w_a^2} - 1 \right]}{I_{Y,II} \left[\left(\frac{\beta_{\tau p}}{\chi} \right)_a - \frac{R_a T_a}{w_a^2} \right]} \quad (36.5)$$

Теперь окончательно можно записать

$$\frac{\delta P}{P} = \left(1 + \frac{p_a F_a}{P} \right) \left[\frac{\delta p_{\kappa}}{p_{\kappa}} + \left(1 - \frac{\partial \ln K_{P_{II}}}{\partial \ln \bar{F}_a} \right) \frac{\delta F_{\kappa}}{F_{\kappa}} + \frac{\partial \ln K_{P_{II}}}{\partial \ln \bar{F}_a} \frac{\delta F_a}{F_a} \right] - \frac{p_H F_a}{P} \frac{\delta F_a}{F_a} \quad (36.6)$$

Вариация удельного импульса в пустоте определяется через вариацию расходного комплекса и коэффициента тяги в пустоте:

$$\frac{\delta I_{Y,II}}{I_{Y,II}} = \frac{\delta \beta}{\beta} + \frac{1}{K_{P_{II}}} \left(\frac{\partial K_{P_{II}}}{\partial \bar{F}_a} \right) \delta \bar{F}_a \quad (36.7)$$

$$\text{где} \quad \frac{\delta \beta}{\beta} = \frac{\delta R_{\kappa} T_{\kappa}}{R_{\kappa} T_{\kappa}} + \frac{\alpha_p c_{\tau}}{2c_p} \delta T_{\kappa} \quad (36.8)$$

Выражения (36.2), (36.3), (36.6) и (36.7) дают зависимость вариаций основных баллистических параметров от характеристик заряда и двигателя. При нерегулируемом сопле эту зависимость в общем виде можно записать так:

$$\frac{\delta \Phi}{\Phi} = \frac{1}{1-\nu} \left[a_1 \frac{\delta \Omega}{\Omega} + a_2 \frac{\delta F_{\kappa}}{F_{\kappa}} + a_3 \frac{\delta F_a}{F_a} + a_4 \frac{\delta Q_{\tau}}{Q_{\tau}} + a_5 \frac{\delta (R_{\kappa} T_{\kappa})}{R_{\kappa} T_{\kappa}} + a_6 \frac{\delta B}{B} + a_7 \delta T_{\kappa} \right], \quad (36.9)$$

где $\Phi = p_{\kappa} \dot{m}$, P , $I_{Y,II}$, а вариации $\delta \Omega$, δF_{κ} , δF_a , δQ_{τ} , $\delta (R_{\kappa} T_{\kappa})$, δB , δT_{κ} должны рассматриваться как случайные величины с математическими ожиданиями, равными нулю.

Согласно теории вероятностей предельные значения разбросов давления, расхода, тяги и удельного импульса в пустоте можно найти по общей формуле вида

$$\Delta \Phi / \Phi = \pm D_{\Phi} / (1-\nu), \quad (36.10)$$

$$\text{где} \quad D_{\Phi}^2 = \left(a_1 \frac{\Delta \Omega}{\Omega} \right)^2 + \left(a_2 \frac{\Delta F_{\kappa}}{F_{\kappa}} \right)^2 + \left(a_3 \frac{\Delta F_a}{F_a} \right)^2 + \left(a_4 \frac{\Delta Q_{\tau}}{Q_{\tau}} \right)^2 + \left[a_5 \frac{\Delta (R_{\kappa} T_{\kappa})}{R_{\kappa} T_{\kappa}} \right]^2 + \left(a_6 \frac{\Delta B}{B} \right)^2 + (a_7 \Delta T_{\kappa})^2,$$

а $\Delta \Omega$, ΔF_{κ} , ΔF_a , ΔQ_{τ} , $\Delta (R_{\kappa} T_{\kappa})$, ΔB , ΔT_{κ} — предельные отклонения величин.

Разброс баллистических параметров, определяемый формулой (36.10), можно уменьшить регулированием минимального сечения сопла.

36.3. ИЗМЕНЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ И НАПРАВЛЕНИЯ ТЯГИ

Необходимость регулирования величины и направления тяги РДТТ обусловлена внешними, не зависящими от двигателя, и внутренними, специфичными для данного типа двигателя, случайными факторами. Влияние последних на тяговые характеристики при отсутствии регулирования определяется общей формулой (36. 10).

Система управлений тягой должна обеспечить требуемую программу полета. Как и в случае с ЖРД, необходимый диапазон регулирования складывается из двух составляющих: первая из них определяется заданным законом изменения тяги во времени, вторая обусловлена случайными внутренними и внешними факторами.

36. 3. 1. ИЗМЕНЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ТЯГИ

Задача изменения тяги РДТТ затрудняется ограниченными возможностями воздействия на тягу в период работы двигателя и сильным влиянием начальной температуры заряда.

Из формул (36. 2) и (36. 6) видно, что при фиксированной начальной температуре заряда, когда $B = \text{const}$, возможны два основных пути изменения величины тяги двигателя, работающего на определенном топливе ($q_T = \text{const}$, $\beta = \text{const}$).

1. Изменение поверхности горения Ω при постоянной площади минимального сечения сопла F_m и геометрической степени расширения.

Сопло не регулируется, поэтому значение K_{P_n} , как было показано выше, практически постоянно. Следовательно,

$$P \sim \Omega^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (36. 11)$$

2. Изменение площади F_m при постоянной поверхности горения.

Сопло регулируется. Величина K_{P_n} изменяется, либо остается постоянной, если одновременно с F_m регулируется площадь среза сопла F_a . Во всех случаях влияние K_{P_n} на тягу можно считать существенно меньшим по сравнению с влиянием F_m . Тогда

$$P \sim F_m^{-\frac{\nu}{1-\nu}}. \quad (36. 12)$$

Первый способ регулирования тяги позволяет обеспечить изменение P в более широком диапазоне. Поэтому этот способ в основном применяют для обеспечения заданной при проектировании программы тяги.

Рассмотрим кратко возможности упомянутых способов изменения значения тяги. Многообразие геометрических форм зарядов и возможность применения составных зарядов позволяют подобрать при проектировании необходимый вариант монотонного изменения или постоянства поверхности горения по времени. Добиться этого удастся, однако, весьма непростым путем и с ограниченной степенью точности.

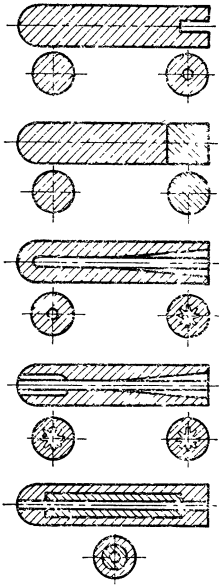


Рис. 36.1. Примеры зарядов, обеспечивающих ступенчатое изменение тяги

Более сложна задача обеспечения двухступенчатой программы тяги, которая может быть желательна для некоторых ракетных аппаратов. Подобная программа может быть выполнена с помощью двух различных двигателей, находящихся на разных ступенях многоступенчатой ракеты. Часто, однако, такое решение неприемлемо.

Двухступенчатую программу тяги можно осуществить специальным профилированием поверхности горения.

Возможно применение зарядов, состоящих из двух различных топлив с разными скоростями горения. Внутренний слой таких зарядов, например, с высокой скоростью горения обеспечивает стартовую ступень, а периферийный, горящий медленно, — маршевую. При использовании зарядов, горящих по торцу, возможно последовательное расположение в камере двух зарядов из различного топлива. На рис. 36.1 показаны некоторые из видов зарядов, обеспечивающих ступенчатое изменение тяги.

Схемы получения двухступенчатой программы тяги в общей камере с одним соплом обычно имеют соотношение тяг стартовой и маршевой ступеней не более 5—10; основной их недостаток — увеличение массы конструкции.

Наиболее существенной причиной, вызывающей изменение величины тяги РДТТ, является зависимость скорости горения от начальной температуры заряда. Принципиально имеется возможность перед стартом учесть влияние изменения начальной температуры на тяговые характеристики и принять соответствующие меры.

На практике это сводится к предстартовому регулированию площади минимального сечения сопла: а) изменением диаметра минимального сечения (набор сменных вкладышей); б) изменением площади минимального сечения при постоянном диаметре путем введения специального дросселя («иглы» или «груши»). Настройка двигателя с помощью подвижного дросселя может быть автоматической в зависимости от окружающей температуры.

Регулирование площади минимального сечения перед пуском ракеты называется предстартовой настройкой и довольно широко применяется для неуправляемых твердотопливных ракет. С помощью такой настройки можно компенсировать разброс показателей как внутри данной партии, так и между различными партиями твердотопливных зарядов.

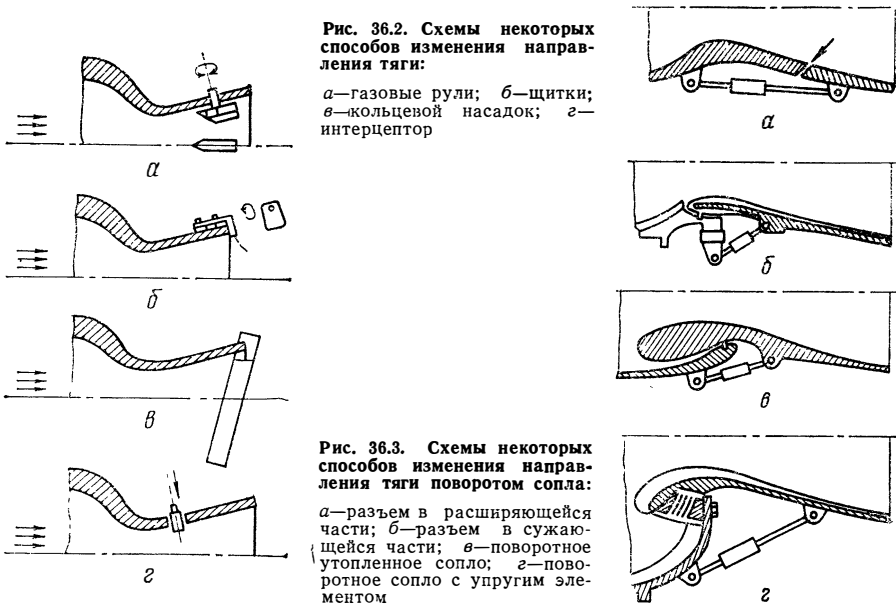
Рассматривая указанные способы регулирования величины тяги твердотопливных двигателей, можно отметить, что настройка с помощью сменных вкладышей (сопел) или дросселя не вызывает каких-либо принципиальных затруднений. Набором достаточно

большого количества сменных вкладышей можно добиться сравнительно точного регулирования. Недостатком рассматриваемого метода является необходимость выполнения настройки непосредственно перед стартом, на что требуется затрата определенного времени. Это отрицательно сказывается на боеготовности ракеты.

Для плавного регулирования тяги РДТТ в полете можно применять либо системы с подвижным дросселем, либо газодинамический способ изменения площади минимального сечения. В последнем случае в область минимального сечения перпендикулярно или под некоторым углом к оси сопла вдувается вторичный газ, и уменьшается таким образом эффективная величина сечения.

36.3.2. ИЗМЕНЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ТЯГИ

Некоторые применяемые методы изменения направления тяги РДТТ показаны на рис. 36.2 — 36.3. Многие из них: газовые рули в струе или вне струи, щитки, так называемые интерцепторы (щит-



ки, вдвигаемые в поток в расширяющейся части сопла), кольцевые сопла и газодинамические способы — аналогичны применяемым в ЖРД.

Конструктивные особенности твердотопливных двигателей не позволяют использовать системы качающихся камер для управления вектором тяги, поэтому отклоняется обычно сопло или его часть. На рис. 36.3 представлены некоторые схемы такого управления.

36.4. ОТСЕЧКА ТЯГИ

Отсечка тяги РДТТ необходима в тех же случаях, что и отсечка тяги ЖРД. Она может быть достигнута либо реверсированием тяги, либо резким сбросом давления в камере сгорания, в результате чего прекращается горение топлива, либо тем и другим одновременно.

Резкий сброс давления достигается открытием дополнительных отверстий достаточно большой площади. Продукты, истекающие из этих отверстий, могут быть направлены в специальные сопла, тяга которых противоположна тяге основных двигателей. Тогда вместе с отсечкой происходит частичный реверс тяги. Для того чтобы при сбросе давления прекратилось горение топлива, скорость снижения давления должна быть достаточно высокой — порядка нескольких тысяч МПа/с. Для этого вскрываемые отверстия должны быть значительной площади.

В некоторых случаях более удобным путем для резкого снижения давления в камере РДТТ и прекращения таким образом его работы являются методы, основанные на подаче в камеру сгорания жидкого или вводе порошкообразного хладагента.

При подаче в камеру сгорания жидкого хладагента, например, воды с большим перепадом давлений происходит ее распыливание, и испаряющиеся капли отбирают тепло от продуктов сгорания. Падение температуры и давления в камере сгорания зависит от отношения массы впрыснутой воды к массе газа. Экспериментально установлено, что это отношение должно быть примерно равно двум.

При гашении РДТТ путем ввода порошкообразного хладагента последний распыливается подрывом специального узла с навеской, например, черного пороха. После подрыва навески пороха на поверхности заряда твердого топлива откладывается слой сублимирующих кристалликов хладагента.

Глава XXXVII

УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОЦЕССОВ

37.1. ВИДЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Проблема неустойчивого горения возникла одновременно с началом разработки и применения РДТТ. Более чем за сорокалетний период исследований в этом направлении актуальность проблемы и необходимость ее изучения не уменьшились.

Неустойчивое горение является нежелательным явлением, оказывающим отрицательное влияние на характеристики ракеты. Оно может вывести из строя аппаратуру летательного аппарата, привести к разрушению двигателя и ракеты.

Неустойчивое резонансное горение связано с появлением низко- и высокочастотных колебаний давления в продольном, поперечном

и тангенциальном направлениях и может характеризоваться значительным отклонением давления от среднего значения. Колебания давления вызывают колебания скорости горения. Запаздывание по времени между колебаниями давления и скорости горения может поддерживать неустойчивое горение.

Неустойчивости различных типов чаще всего являются следствием взаимодействия резонансных волн, генерируемых в тракте камеры сгорания, с горячей поверхностью. Области неустойчивости при резонансном горении можно подразделить по частоте на три диапазона.

1. Диапазон низких частот ($N < 100$ Гц), соответствующий колебаниям неакустической природы, возникающим в камерах сгорания с малой приведенной длиной.

2. Диапазон промежуточных частот ($100 < N < 1000$ Гц), соответствующий обычно продольным акустическим модам.

3. Диапазон высоких частот ($N > 2000$ Гц), соответствующий поперечным акустическим модам колебаний.

Низкочастотная неустойчивость так называемого L^* -типа встречается чаще всего в небольших РДТТ при низких давлениях и характеризуется колебаниями давления, частота которых ниже частоты акустической моды камеры сгорания. Основной характеристикой, определяющей границы неустойчивости этого вида, является приведенная длина

$$L^* = V_{к.с} / F_m, \quad (37.1)$$

где $V_{к.с}$ — объем камеры сгорания; F_m — площадь минимального сечения сопла.

Акустическая неустойчивость связана с возникновением колебаний давления, частота которых совпадает с акустическими модами. Она характеризуется постепенным возрастанием колебаний давления от очень малых значений амплитуды до значительных. Акустические колебания генерируются притоком акустической энергии от горячей поверхности. В зависимости от соотношения между приходом и расходом акустической энергии по времени возможно усиление колебаний (возрастание амплитуды), сохранение постоянного значения по амплитуде и частоте и затухание. Очевидно, что устойчивые периодические колебания устанавливаются, когда достигнуто равновесие между притоком энергии колебаний при горении и суммарными потерями энергии.

В некоторых случаях импульс возмущения давления может перевести нормальное горение в резонансное с частотой, характерной для мод колебаний камеры сгорания. Такой тип неустойчивости наблюдается в двигателях с большим отношением длины к диаметру (обычно $L/D > 10$). При этом колебания соответствуют продольной акустической моде. Исследования показывают, что для возникновения самоподдерживающихся продольных колебаний необходим значительный импульс возмущения, в отличие от акустических колебаний, возникающих самопроизвольно, начиная с очень малых амплитуд. Установлено, что для создания незатухающего

колебательного процесса необходимо некоторое критическое значение давления, ниже которого амплитуда возмущения постепенно уменьшается при распространении колебаний вдоль камеры сгорания.

Предельным случаем неустойчивости процесса является скачкообразное увеличение давления, температуры и плотности, когда горение переходит в детонацию. Самопроизвольный переход горения в детонацию может иметь место в результате возникновения сильной ударной волны, которая инициирует взрывчатое превращение топлива в слое, подвергнутом сжатию. Если интенсивность ударной волны, возникающей при детонации слоя вещества, достаточна, чтобы вызвать такой же процесс в соседнем слое, то детонация может стать стационарной.

Согласно теории Ю. Б. Харитона, детонация в конденсированной системе может протекать устойчиво, если продолжительность химической реакции во фронте детонационной волны меньше, чем время, в течение которого давление во фронте той же волны успеет разбросать реагирующее вещество. Поэтому все факторы, увеличивающие время разбрасывания, например, увеличение диаметра заряда, облегчают распространение детонации. После превышения некоторого критического для данного топлива диаметра заряда горение может переходить в детонацию.

37.2. МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОГО ГОРЕНИЯ

Возникновение резонансного колебательного горения связывают с изменением скорости горения вследствие изменяющегося (нестационарного) теплового потока к поверхности горения. Явление неустойчивости в этом случае обусловливается квазистационарностью механизма горения твердого топлива.

Квазистационарный процесс горения и течения потока газов может быть нарушен каким-либо возмущением. Предполагают, что очаги флуктуаций находятся в местах пучностей стоячих волн давления, температуры и плотности газов и могут возникнуть только в некоторые характерные моменты горения в зависимости от геометрии заряда. Образовавшиеся волны давления нестационарным образом начинают взаимодействовать с поверхностью горения. Равновесие процесса горения нарушается, и течение приобретает колебательный характер. В полости, ограниченной горячей поверхностью, задним и передним днищами РДТТ, возникают колебания в продольном, радиальном или тангенциальном направлениях. Если флуктуации тепловыделения и подвода массы газа окажутся в одной фазе и будут иметь достаточную амплитуду, чтобы преодолеть действие диссипации энергии, то происходит усиление колебаний. При этом доминирующую роль начинает играть какая-либо одна мода. Наиболее важный вывод состоит в том, что колебательный процесс имеет акустическую природу, а камера сгорания РДТТ при исследовании неустойчивости рассматривается как акустическая система. Опытом установлено, что в механизме горения

самой чувствительной к изменениям давления зоной является тонкая зона у поверхности горения с большим градиентом температур.

Исследования показывают, что механизм возбуждения неакустических колебаний при неустойчивости L^* -типа также может быть объяснен с акустической точки зрения.

Таким образом, в обоих видах колебательного резонансного горения — высокочастотного и низкочастотного — явление акустической неустойчивости состоит во взаимодействии двух объектов — полости камеры сгорания и поверхности горящего топлива.

37.3. ВЛИЯНИЕ ОСНОВНЫХ ФАКТОРОВ И СПОСОБЫ ПОДАВЛЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ

В случае низкочастотной неустойчивости L^* -типа характеристики зависят от давления и скорости горения. На рис. 37.1 показаны области устойчивости и неустойчивости в зависимости от приведенной длины L^* и давления, на рис. 37.2 — в зависимости от L^* и скорости горения для ТРТ различного состава*. Такие за-

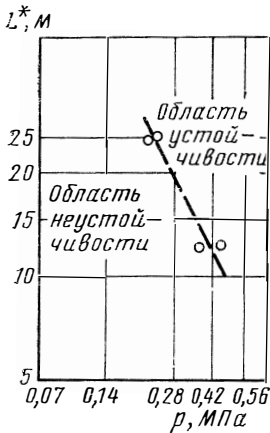


Рис. 37.1. Область устойчивого горения смешеного ТРТ в зависимости от L^* и давления

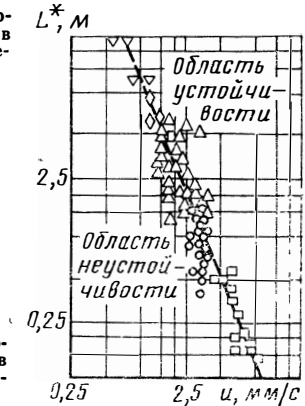


Рис. 37.2. Область устойчивого горения смешеного ТРТ в зависимости от L^* и скорости горения

висимости получают на основе испытаний небольших РДТТ, и они могут быть использованы для предварительных оценок устойчивости работы проектируемого двигателя или же чувствительности нового топлива к неустойчивости.

Влияние различных факторов на неустойчивость акустической природы может проявляться по-разному: усилить колебательный процесс при увеличении притока энергии, или, наоборот, увеличивать рассеяние энергии. Характеристики неустойчивости зависят от факторов, влияющих на механизм горения топлива (давление, начальная температура, состав топлива, скорость потока), а также факторов акустической системы (геометрия заряда, сопло, состав продуктов сгорания).

* Коутс Р. Л., Хортон М. Д. ВРТ, 1969, № 7, с. 14—28.

Испытания показывают зависимость акустической неустойчивости от давления и начальной температуры. Так, при испытаниях РДТТ на смесевом топливе (полисульфид + перхлорат аммония) уменьшение давления вызывало неустойчивость. Обнаруживаются предельные значения давлений: верхний предел, выше которого процесс устойчив, и нижний, ниже которого процесс становился сильно неустойчивым. Результаты тех же испытаний показывают, что как при низких ($t_n < -50^\circ \text{C}$), так и при высоких ($t_n > +60^\circ \text{C}$) температурах неустойчивость процесса возрастает.

Влияние состава топлива и скорости горения на акустическую неустойчивость исследовано недостаточно, и четких зависимостей не получено.

Вероятность возникновения неустойчивого горения возрастает с увеличением длины заряда.

Экспериментальные и теоретические исследования показывают влияние формы сопла РДТТ на потери акустической энергии. Демпфирование колебаний входным участком сопла объясняется механизмом взаимодействия возмущений, генерируемых в камере сгорания, со стенками и стационарным потоком продуктов сгорания, характеристики которого изменяются вдоль сопла.

На демпфирующие характеристики оказывает влияние геометрия входной части сопла. Из экспериментов установлено, что утепление сопла в камеру двигателя может вызвать переход режима работы от устойчивого к неустойчивому.

Важным фактором, влияющим на потери акустической энергии, является наличие конденсированных частиц в продуктах сгорания топлива.

Из-за диссипации акустической энергии вследствие отставания частиц от газа происходит демпфирование колебательного процесса. Демпфирующее свойство частиц зависит от их дисперсности. Частицы различных размеров оказывают эффективное демпфирующее воздействие на колебания разных частот.

Граница устойчивого режима в случае акустической неустойчивости, вызванной импульсом возмущения, определяется некоторым критическим значением давления, ниже которого амплитуда колебаний уменьшается. Это давление зависит от состава топлива, начальной температуры, от природы импульса возмущения. Важным фактором для этого типа неустойчивости является отношение длины к диаметру двигателя. При сравнительно малом отношении ($L/D < 10$) предел устойчивости сдвигается в сторону более высоких давлений.

Подавление акустической неустойчивости сводится к увеличению потерь акустической энергии. Меры, направленные на это, нужно предусматривать еще в процессе проектирования РДТТ. Подбор соответствующей геометрии сопла, применение металлизированного топлива уменьшают или исключают возможность появления неустойчивости. С этой целью корректируют состав топлив, выбирают составы, менее чувствительные к неустойчивости по результатам испытаний образцов; подбирают геометрию заряда, исключая

ющую акустические колебания. Эффект демпфирования достигается и с помощью увеличения турбулентного вязкого трения, для чего, например, предлагают делать в заряде радиальные отверстия, вводить в канал заряда пластины или стержни.

Большое внимание уделяется и разработке специальных стабилизирующих устройств: акустических полостей, экранов и др. Из стабилизирующих устройств применяются также диафрагмы с отверстиями и щелями.

Глава XXXVIII

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ДВИГАТЕЛЯ. ПРИКЛАДНЫЕ ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА

38.1. ОСОБЕННОСТИ ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ РДТТ

Выбор рациональных значений параметров РДТТ тесно связан с оптимизацией основных параметров ракеты. Оптимальными считают обычно такие значения параметров, которые обеспечивают выполнение задачи при минимальной стартовой массе, выполнение эксплуатационных требований и достаточную надежность. В общем случае в качестве универсального критерия оптимизации можно принять стоимость выполнения задачи. Основные параметры двигателя — давление в камере сгорания и в выходном сечении сопла, тяга, время работы, габариты — тесно связаны с параметрами ракеты — числом ступеней, тяговооруженностью, распределением массы по ступеням и др. Полное решение задачи выбора оптимальных проектных параметров твердотопливной ракеты является весьма сложным. Необходимо решать задачу отыскания значений большого числа взаимосвязанных параметров, при которых некоторая функция их, например, стартовая масса ракеты, будет иметь минимальное значение.

Будем рассматривать более простой случай с минимальными ограничениями, накладываемыми на параметры, когда в задании на проектирование твердотопливной двигательной установки определено лишь значение суммарного импульса I_{Σ} . Относительно свободным может быть выбор топлива, геометрии заряда и камеры, давлений в камере сгорания и на выходе из сопла.

Принципы выбора оптимальных значений этих параметров те же, что и для ЖРД, но имеется определенная специфика.

Наиболее употребительным критерием эффективности по-прежнему является отношение суммарного импульса к полной массе аппарата. Как известно, его можно записать в виде

$$I_{\Sigma}/m_0 = \bar{I}_y m_r / m_0 = \bar{I}_y \Lambda, \quad (38.1)$$

где Λ — относительное содержание топлива на аппарате.

Из выражения (38.1) следует, что эффективность системы повышается при увеличении среднего удельного импульса \bar{I}_y и относительного содержания топлива Λ .

Массовое совершенство РДТТ характеризуют коэффициентом α , представляющим собой отношение массы конструкции двигателя (корпус, теплозащита, сопловой блок) к массе топлива [формула (3.17)].

С учетом формул (3.14) и (3.17) выражение (38.1) можно записать так:

$$I_{\Sigma}/m_0 = \bar{I}_y / (1 + \alpha + m_{п.г.}/m_T), \quad (38.2)$$

откуда следует, что для повышения эффективности системы необходимы минимальные значения коэффициента совершенства конструкции α . Пределом, к которому стремится отношение I_{Σ}/m_0 , является средний удельный импульс. В хороших конструкциях значения I_{Σ}/m_0 могут достигать 0,90—0,96 от величины удельного импульса, что соответствует значениям $\alpha = 0,11 \dots 0,05$.

Запишем полную массу аппарата m_0 следующим образом:

$$m_0 = m_{к1} + m_{к2} + m_T,$$

где $m_{к1}$ — масса конструкции двигателя; $m_{к2}$ — масса прочих частей аппарата (включая полезный груз).

Масса конструкции двигателя состоит из массы камеры сгорания и сопла

$$m_{к1} = m_{к.с} + m_c.$$

Теперь I_{Σ}/m_0 можно представить так:

$$\frac{I_{\Sigma}}{m_0} = \bar{I}_y \frac{m_T}{m_0} = \frac{\bar{I}_y}{\frac{m_{к.с}}{m_T} + \frac{m_c}{m_T} + \frac{m_{к2}}{m_T} + 1}.$$

Массу камеры сгорания можно считать состоящей из массы цилиндрической части и массы двух днищ. Обычно днища выполняют эллиптическими или сферическими, одно из них (у соплового конца заряда) не является сплошным. Однако при качественном анализе это не будем учитывать и при подсчете массы примем днища плоскими. Масса цилиндрической части камеры сгорания равна

$$m_{ц} = 2\pi r_{к.с} L_{к.с} \delta \rho_M,$$

где $r_{к.с}$ и $L_{к.с}$ — радиус и длина цилиндрической части камеры сгорания; δ — толщина стенки; ρ_M — плотность материала стенки.

Масса двух плоских днищ равна

$$m_{дн} = 2\pi r_{к.с}^2 \delta \rho_M.$$

В итоге масса камеры сгорания составит

$$m_{к.с} = 2\pi r_{к.с} \delta \rho_M L_{к.с} (1 + r_{к.с}/L_{к.с}).$$

Толщину стенки определяют из условий прочности

$$\delta = p_k r_{k.c} / \sigma, \quad (38.3)$$

где σ — допустимое напряжение для данного материала, при определенных температурных условиях.

С учетом выражения (38.3) получим

$$m_{k.c} = 2\pi r_{k.c}^2 L_{k.c} p_k \frac{Q_M}{\sigma} \left(1 + \frac{r_{k.c}}{L_{k.c}}\right).$$

Массу топливного заряда в камере сгорания можно записать следующим образом:

$$m_T = \Delta \pi r_{k.c}^2 L_{k.c} Q_T, \quad (38.4)$$

где $\Delta = V_T / V_{k.c}$

представляет собой отношение объема топлива к объему камеры сгорания, называемое плотностью заряжения.

На основании выражений для $m_{k.c}$ и m_T запишем

$$\frac{m_{k.c}}{m_T} = 2 \frac{Q_M}{\sigma} \frac{p_k}{Q_T} \frac{1}{\Delta} \left(1 + \frac{r_{k.c}}{L_{k.c}}\right).$$

Подставляя это выражение в равенство для I_E / m_0 , получим

$$\frac{I_E}{m_0} = \frac{\bar{I}_y}{2 \frac{Q_M}{\sigma} \frac{p_k}{Q_T} \frac{1}{\Delta} \left(1 + \frac{r_{k.c}}{L_{k.c}}\right) + \frac{m_c}{m_T} + \frac{m_{k2}}{m_T} + 1}. \quad (38.5)$$

Важным результатом анализа выражения (38.5) является вывод о необходимости выбора материалов с максимальным значением отношения σ / Q_M . В частности, несмотря на более низкие допустимые напряжения, алюминиевые сплавы и армированные пластмассы имеют большие значения σ / Q_M , чем стали. Для некоторых корпусов ракет, как например, для американской ракеты «Минитэн», применяют титановые сплавы.

Материалы следует оценивать при характерных для конструкции температурах с учетом снижения значений σ / Q_M при увеличении температуры.

Если считать параметры, входящие в уравнение (38.5), не зависимыми друг от друга, то можно заключить, что повышению эффективности также способствуют: 1) увеличение удельного импульса \bar{I}_y ; 2) увеличение плотности топлива Q_T ; 3) увеличение плотности заряжения Δ ; 4) уменьшение давления p_k ; 5) уменьшение геометрической характеристики камеры сгорания $r_{k.c} / L_{k.c}$; 6) уменьшение массы сопла и других частей конструкции m_{k2} .

Однако большинство из этих параметров взаимосвязаны друг с другом, поэтому изменение одного из них отражается на других, что и должно учитываться при определении условий, обеспечивающих максимальную эффективность двигателя.

В практике проектирования РДТТ после предварительного выбора параметров топлива и двигателя в соответствии с выражени-

ем (38.5) все последующие изменения в параметрах рассматриваются из условия $\Delta V \geq 0$, где $\Delta V = V - V_{т.з}$; V — скорость аппарата в конце активного участка; $V_{т.з}$ — заданное значение скорости, например, по техническому заданию. Для оценки значения ΔV используется разложение в ряд Тейлора с учетом лишь первых производных

$$\Delta V = \sum_i \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_{x_j} \Delta x_i,$$

где Δx_i — изменение параметра, например, массы топлива, конструкции, удельного и суммарного импульса и т. п. Значения частных производных обычно определяют расчетом.

38.2. ВЫБОР ТОПЛИВА

Характеристиками топлива, непосредственно влияющими на значение I_y / m_0 , являются удельный импульс и физико-механические характеристики, скорость горения и плотность топлива. Оптимальное топливо должно иметь такое сочетание значений \bar{I}_y и q_T , которое обеспечивает при прочих равных параметрах необходимое значение I_y / m_0 . В этом отношении выбор топлива для РДТТ не отличается от выбора топлива для ЖРД. В тех случаях, когда смена топлива по каким-либо причинам вызывает изменение плотности заряжения Δ , величинами, зависящими от топлива, следует считать \bar{I}_y и произведение $q_T \Delta$.

Плотность заряжения Δ всегда меньше единицы, так как часть объема камеры сгорания занята бронировкой заряда и приспособлениями для его фиксирования в случае вкладного заряда, каналами для течения продуктов сгорания. В камерах с зарядами, горящими по боковым поверхностям, оставляют свободную площадь и объем для движения газового потока. Кроме того, для зарядов, скрепленных со стенкой камеры, лимитируется минимальный диаметр канала. Поэтому для зарядов с торцовым горением плотность заряжения больше, чем для зарядов с горением по боковым поверхностям. В первом случае $\Delta = 0,8 \dots 0,97$, во втором — $\Delta = 0,25 \dots 0,80$. Меньшие значения относятся к многошашечным зарядам.

Обычно замена топлива влечет за собой и изменение массовых характеристик двигателя. Характерным является следующее положение. В ряде случаев топлива, развивающие большой удельный импульс, имеют и высокую температуру горения:

$$I_y \sim \sqrt{T_k}$$

Высокие температуры в тракте требуют увеличения массы, главным образом, за счет теплозащитных покрытий и усиления напряженных элементов конструкции. Необходимое увеличение массы более значительно для двигателей с продолжительным временем работы.

По статистическим данным, например, масса сопла пропорциональна величине суммарного импульса

$$m_c = c I_{\Sigma}$$

и, следовательно,

$$m_c = c \bar{I}_y m_r \sim \sqrt{T_k}. \quad (38.6)$$

Если при одинаковых значениях произведения $\rho_T \cdot \Delta$ сравнивать топлива с разницей в удельных импульсах, обусловленной различной температурой T_k , то, как это явствует из уравнения (38.5), величина I_{Σ}/m_0 должна иметь максимум. Повышение удельного импульса увеличивает, а одновременное увеличение массы сопла m_c и камеры сгорания $m_{к.с}$ (вследствие уменьшения допустимого напряжения σ) уменьшает I_{Σ}/m_0 . На рис. 38.1 показаны результаты такого анализа при заданном суммарном импульсе I_{Σ} . В этом случае максимуму I_{Σ}/m_0 соответствует минимум полной массы m_0 .

Часть массы конструкции $m_{к1}$ пропорциональна удельному импульсу

$$m_{к1} = c_1 \bar{I}_y;$$

другая часть $m_{к2}$ не зависит от него: $m_{к2} = \text{const}$.

Масса топлива $m_T = I_{\Sigma}/\bar{I}_y$ и, следовательно, $m_T = c_2/\bar{I}_y$.

В итоге полная масса

$$m_0 = c_1 \bar{I}_y + \text{const} + c_2/\bar{I}_y$$

представляет собой функцию, изменяющуюся по \bar{I}_y с минимумом.

При достаточной эластичности (низкий модуль упругости и большие значения критических или разрывных деформаций) топливо можно скреплять с корпусом двигателя. Такие заряды даже при наличии внутреннего канала обеспечивают наибольшее значение плотности заряжания. При этом топливо должно обладать оптимальным уровнем скорости горения, соответствующим располагаемой толщине свода заряда и заданному времени работы. Тот факт, что в течение всего времени топливный заряд защищает корпус двигателя от действия высоких температур, позволяет уменьшить массу теплозащитного покрытия, улучшить значение α и снизить влияние повышенной температуры на массу конструкции.

Итак, топливо наибольшей эффективности нужно определять с учетом влияния его свойств на массу конструкции.

Обеспечивая высокую эффективность двигательной системы, топливо должно удовлетворять ряду других требований. Выше была выяснена необходимость малой чувствительности скорости горения и давлению (малые ν),

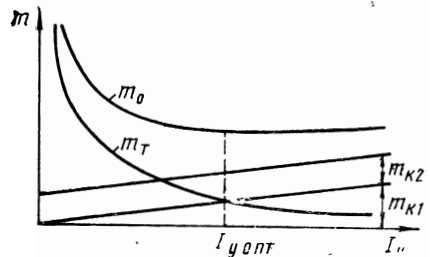


Рис. 38.1. Пример выбора оптимального топлива

малой температурной чувствительности (малые π_u) во всем эксплуатационном диапазоне температур заряда. Желательно, чтобы топливо имело низкое значение давления, при котором возникает аномальное горение. Так как заряд испытывает высокие напряжения, требуются хорошие механические свойства заряда.

Важными являются требования малого коэффициента термического расширения заряда и хорошей связи его с корпусом и бронировкой. Для этих целей могут применяться специальные защитно-крепящие слои. Заряд должен быть химически инертным и стабильным при длительном хранении. Весьма существенны также требования простой и безопасной технологии производства. Важно, чтобы технологические отклонения свойств топлива были минимальными.

38.3. ВЫБОР РАЗМЕРОВ ЗАРЯДА И КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

Масса заряда и его объем V_T для выбранного топлива с удельным импульсом I_y однозначно определяются заданным суммарным импульсом \bar{I}_y . Если материал камеры сгорания также выбран (фиксированное значение σ/ρ_m), то минимум ее массы соответствует определенным значениям радиуса и длины камеры сгорания. Наиболее наглядно это можно показать на примере трубчатого заряда с постоянной по длине свободной площадью $F_{св0}$.

Масса цилиндрической камеры сгорания с двумя условно плоскими днищами, одно из которых имеет вырез площадью $F_{св0}$, равна

$$m_{к.с} = \delta \rho_m (2\pi r_{к.с} L_{к.с} + 2\pi r_{к.с}^2 - F_{св0})$$

или, с учетом выражения для δ из условия прочности,

$$m_{к.с} = p_k \frac{\rho_m}{\sigma} (2\pi r_{к.с}^2 L_{к.с} + 2\pi r_{к.с}^3 - F_{св0} r_{к.с}).$$

Длина камеры сгорания составит

$$L_{к.с} = V_T / F_3,$$

где F_3 — площадь поперечного сечения заряда.

Так как $F_3 = \pi r_{к.с}^2 - F_{св0}$,

$$\text{то } L_{к.с} = \frac{V_T}{\pi r_{к.с}^2 - F_{св0}}. \quad (38.7)$$

Подставляя это выражение в равенство для $m_{к.с}$ получим

$$m_{к.с} = p_k \frac{\rho_m}{\sigma} \left(\frac{2\pi r_{к.с}^2 V_T}{\pi r_{к.с}^2 - F_{св0}} + 2\pi r_{к.с}^3 - F_{св0} r_{к.с} \right). \quad (38.8)$$

Для определения оптимального радиуса камеры сгорания выражение (38.8) нужно продифференцировать по $r_{к.с}$ и приравнять производную нулю.

Это дает $(6\pi r_{к.с}^2 - F_{св0})(\pi r_{к.с}^2 - F_{св0})^2 = 4\pi r_{к.с} V_T F_{св0}$.

Найденное из этого выражения значение $r_{к.с}$ является оптимальным. При подстановке его в уравнение (38.7) определяют оптимальное значение длины камеры сгорания $L_{к.с}$. Отклонения от оптимальных размеров камеры сгорания заметно увеличивают ее массу, особенно при малых удлинениях $L_{к.с}/r_{к.с}$.

В приведенном примере получено приближенное решение, так как не учитывались массы бронировки, вспомогательных узлов и т. п. Результаты можно уточнить, не изменяя метода анализа.

Так как значение удельного импульса зависит от давления в камере сгорания p_k , то V_T также зависит от p_k . Следовательно, оптимальные размеры камеры сгорания зависят от давления.

38.4. ВЫБОР ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

Оптимальному давлению в камере сгорания должен соответствовать максимум значения I_{Σ}/m_0 или при заданном I_{Σ} — минимум массы m_0 .

Следовательно, условие оптимальности p_k примет вид

$$(dm_0/dp_k)_{I_{\Sigma}} = 0. \quad (38.9)$$

Часть массы $m_{к2}$ можно считать не зависящей от p_k . Масса сопла m_c , как упоминалось, пропорциональна I_{Σ} и, следовательно, постоянна при заданном значении I_{Σ} (давление p_k варьируется при постоянной степени расширения ϵ_a).

Тогда $m_0 = \text{const} + m_{к.с} + m_T$,

и уравнение (38.9) запишем так:

$$\left(\frac{dm_{к.с}}{dp_k} + \frac{dm_T}{dp_k} \right)_{I_{\Sigma}} = 0.$$

Так как $m_T = I_{\Sigma}/\bar{I}_y$,

$$\text{то } \left(\frac{dm_T}{dp_k} \right)_{I_{\Sigma}} = -\frac{I_{\Sigma}}{\bar{I}_y^2} \frac{d\bar{I}_y}{dp_k}. \quad (38.10)$$

Теперь условие оптимальности p_k приобретает следующий вид:

$$\frac{1}{m_T} \left(\frac{dm_{к.с}}{dp_k} \right)_{I_{\Sigma}} = \frac{1}{\bar{I}_y} \frac{d\bar{I}_y}{dp_k}. \quad (38.11)$$

Получение решения этого уравнения в виде аналитической зависимости затруднительно.

Минимальную массу m_0 можно определить по графикам, подобным приведенным на рис. 38.2. При заданных значениях p_k методом, изложенным в разд. 38.3, определяют оптимальные размеры камеры сгорания и ее массу. Масса камеры сгорания, а следовательно, и масса всей конструкции возрастают при увеличении давления p_k . В то же время необходимая для получения заданного значения I_{Σ} масса топлива уменьшается. Это определяет изменение m_0 с минимумом, который и соответствует оптимальному давлению в камере сгорания.

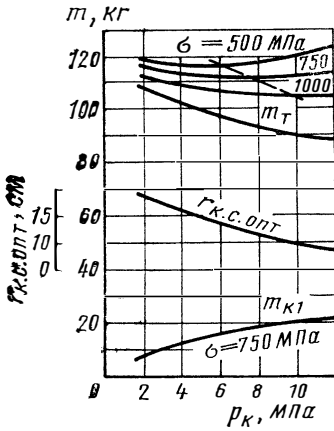


рис. 38.2. Пример выбора оптимального давления в камере сгорания

$$(I_{\Sigma} = 2 \cdot 10^5 \text{ Н} \cdot \text{с}, \bar{F}_{\text{св}} = 2)$$

Как видно, минимум m_0 сдвигается в сторону больших p_k при увеличении допустимого напряжения σ . Одновременно этот минимум становится более пологим. В связи с последним обстоятельством можно допустить отклонение от $p_{k \text{ опт}}$ для обеспечения других требований (устойчивость горения, теплоотдача и т. п.). Оптимальные значения p_k возрастают при уменьшении продолжительности работы двигателя. По литературным данным, они лежат в диапазоне 3,5—10 МПа.

Особым является случай выбора давления из условий устойчивости конструкции камеры сгорания к внешним нагрузкам, например, в период разделения ступеней ракеты на малой высоте. В этом случае давление p_k обычно выбирается соответственно располагаемой толщине обечайки камеры.

38.5. ВЫБОР РАЗМЕРОВ ВЫХОДНОГО СЕЧЕНИЯ СОПЛА

В общей массе РДТТ наиболее значительна доля массы сопла. Она может составлять более 30—50% массы конструкции двигателя. Объясняется это главным образом значительной массой теплозащитных покрытий стенок сопла.

Величина давления на выходе из сопла p_a влияет на значение удельного импульса и на размеры сопла. Выбор оптимального давления состоит в определении максимума I_{Σ}/m_0 , или, при заданном I_{Σ} , минимума массы m_0 . Условие оптимальности выглядит следующим образом:

$$(dm_0/dp_a)_{I_{\Sigma}} = 0.$$

В формуле для полной массы

$$m_0 = m_{\text{к.с}} + m_{\text{с}} + m_{\text{к2}} + m_{\text{т}}$$

переменными являются лишь величины $m_{\text{с}}$ и $m_{\text{т}}$, следовательно, можно записать

$$\left(\frac{dm_{\text{с}}}{dp_a} + \frac{dm_{\text{т}}}{dp_a} \right)_{I_{\Sigma}} = 0.$$

Так как по аналогии с выражением (38.10)

$$\left(\frac{dm_{\text{т}}}{dp_a} \right)_{I_{\Sigma}} = - \frac{I_{\Sigma}}{\bar{I}_{\text{т}}^2} \frac{d\bar{I}_{\text{т}}}{dp_a},$$

то условие оптимальности p_a приобретает следующий вид:

$$\frac{1}{m_{\text{с}}} \left(\frac{dm_{\text{с}}}{dp_a} \right)_{I_{\Sigma}} = \frac{1}{\bar{I}_{\text{т}}} \frac{d\bar{I}_{\text{т}}}{dp_a}. \quad (38.12)$$

Для практических целей можно применить графический метод решения, аналогично предыдущему случаю.

В связи с большой массой стенок сопла оптимальные значения давления p_a для РДТТ получаются при прочих равных условиях значительно выше, чем для ЖРД. Кроме того, конструктор иногда отстывает от оптимальных значений в сторону больших p_a по тем же соображениям, что и для ЖРД. В некоторых случаях принимаемые значения p_a превышают значение атмосферного давления у земли.

Конструктивно уменьшение массы сопла достигается профилированием сопла, выполняемым так же, как и для ЖРД, и применением легких, главным образом, неметаллических материалов и покрытий. Иногда выигрыш в массе может обеспечить замена одного длинного сопла несколькими короткими. Необходимо, однако, иметь в виду, что рациональность подобной замены должна оцениваться с учетом потерь удельного импульса в многосопловой конструкции. При увеличении числа сопел и сохранении омываемого газом общей поверхности уменьшается число Рейнольдса потока, возрастает относительная шероховатость стенок, а следовательно, увеличиваются потери удельного импульса из-за трения. Сокращение длины сопел означает уменьшение времени пребывания газа в сопле и увеличение потерь из-за химической неравновесности и неравновесности двухфазного потока.

Таким образом, при переходе к многосопловой конструкции уменьшение массы сопла и снижение удельного импульса оказывают противоположное воздействие на показатели аппарата ($I_{в}/m$ или $V_{к}$).

38.6. ПАКЕТЫ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ РДТТ

Для расчета параметров РДТТ необходимы зависимости, связывающие тягу и давление в камере сгорания с геометрией двигателя, заряда и характеристиками топлива. Эти зависимости устанавливаются на основе математических моделей законов горения топлива и выгорания заряда, процессов в камере сгорания и процессов течения в сопле. Как и в случае ЖРД, важнейшей проблемой является оценка ожидаемых характеристик, в том числе значения удельного импульса для вновь проектируемых двигателей.

Расчет параметров в камере сгорания проводится по прикладным программам, объединяющим различные варианты расчета (см. гл. XXXII): пространственное или одномерное течение, нестационарные (запуск и спад давления) и квазистационарные процессы, расчет усредненных параметров в камере сгорания. Все эти программы оформляют в виде одной программы или пакета прикладных программ внутренней баллистики.

Функционирование пакета прикладных программ внутренней баллистики невозможно без сведений о геометрических характеристиках заряда в зависимости от локальных (в общем случае) тол-

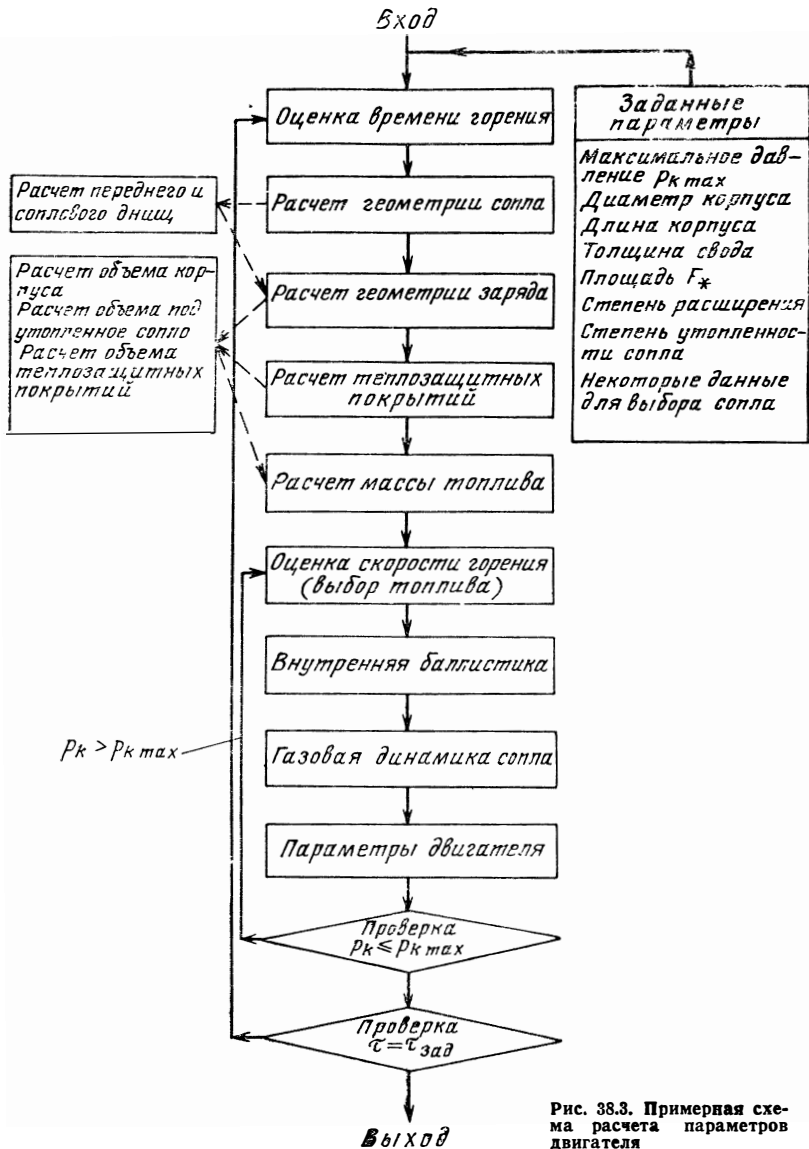


Рис. 38.3. Примерная схема расчета параметров двигателя

щин сгоревшего свода. Эти данные могут быть определены либо заранее для целей предварительных расчетов, либо в ходе решения задачи внутренней баллистики с помощью пакета прикладных программ расчета геометрии выгорания.

Известно, что в РДТТ возможно применение многообразных форм зарядов. Поэтому пакеты прикладных программ расчета геометрии строятся на основе более или менее универсальных методов расчета, кратко рассмотренных в гл. XXXII.

Расчет параметров течения в сопле, в том числе расчет значений тяги и удельного импульса, выполняется с применением пакетов прикладных программ газовой динамики и турбулентного пограничного слоя. Естественно, что эти пакеты должны давать возможность производить соответствующие расчеты с учетом двухфазности течения, выгорания теплозащитных покрытий и других, присущих РДТТ, особенностей.

Расчет характеристик РДТТ тесно увязывается с параметрами летательного аппарата, что отражается в ограничениях, которым должны удовлетворять параметры двигателя. Такими ограничениями могут быть, например, ограничения на размеры и массу двигателя, требования к материалам и др.

Примерная последовательность расчета характеристик двигателя показана на рис. 38.3. Задаваемые параметры назначаются по результатам решения задачи оптимизации параметров летательного аппарата. После того, как будут вычислены параметры двигателя, эти данные затем используются в расчете параметров аппарата и при необходимости корректируются для повторного уточнения параметров двигателя и т. д.

Разумеется, что при расчете параметров РДТТ широко используются и другие прикладные программы и пакеты прикладных программ, например, программа решения уравнений математической физики, интегрирования, аппроксимации и т. п. Многие из таких программ входят в состав математического обеспечения современных ЭВМ.

КОМБИНИРОВАННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Глава XXXIX

ГИБРИДНЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

39.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Характерной особенностью организации рабочего процесса в гибридных ракетных двигателях (ГРД) является горение заряда твердого горючего или окислителя при омывании его поверхности вторым компонентом в жидком или газифицированном состоянии; оба компонента хранятся на борту ракеты.

Возможны два основных варианта ГРД на твердо-жидком топливе: прямой схемы (твердое горючее и жидкий окислитель) и обратной схемы (твердый окислитель и жидкое горючее). По характеру рабочего процесса к ним примыкает двигатель с разделенными твердыми зарядами горючего и окислителя (раздельного снаряжения), представленный на рис. 39.1. Этот вариант относят к классу РДТТ, поскольку оба компонента топлива в исходной форме являются твердыми веществами.

Двигательная установка на гибридном топливе занимает некоторое промежуточное положение между ЖРД и РДТТ.

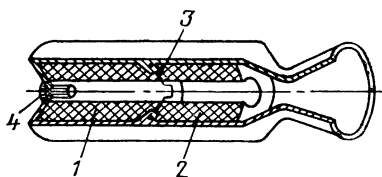
Важной особенностью гибридных ракетных двигателей является возможность использовать в них в качестве топлива такие компоненты, которые не могут применяться в двигателях других схем. Во многих случаях максимальные энергетические характеристики или наибольшая плотность топлива могут быть достигнуты с компонентами, находящимися в различном агрегатном состоянии. В ГРД могут применяться такие твердые компоненты, которые по условиям совместимости не могут быть применены в РДТТ, и в таких соотношениях с окислителем, какие являются наиболее выгодными. Рассматривают гибридные двигатели на трехкомпонентных топливах, имеющих ряд эксплуатационных преимуществ, таких, как повышенная надежность и устойчивость работы, возможность регулирования тяги в широком диапазоне, а также возможность осуществления режима работы с рядом выключений и пусков двигателя путем прекращения или возобновления подачи жидкого компонента топлива.

Разработка гибридных двигателей, ведущаяся в ряде стран, преследует две основные цели: повышение энергетических характеристик РД и достижение таких эксплуатационных свойств, какие трудно получить от ЖРД или РДТТ.

Достоинствами гибридных ракетных двигателей по сравнению с ЖРД считают: простоту и компактность установки; улучшение теплозащиты камеры сгорания в связи с применением твердого малотеплопроводного заряда, горящего изнутри; высокую надежность и безопасность эксплуатации. Поскольку обычно предполагается применение в качестве окислителей жидкостей, пригодных для длительного хранения, обеспечивается полная готовность к старту в течение продолжительного периода.

Рис. 39.1. Схема двигателя с топливными зарядами раздельного снаряжения:

1—заряд с избытком окислителя; 2—заряд с избытком горючего; 3—дроссель; 4—воспламенитель



По сравнению с РДТТ ракетная система на твердо-жидком топливе выгодно отличается возможностью простого регулирования работы двигателя, в том числе величины развиваемой им тяги, изменяя расход жидкого компонента. Практически исключается чувствительность к начальной температуре топлива. Время работы может быть существенно увеличено, в том числе путем регенеративного охлаждения камеры дожигания и сопла жидким компонентом. Благодаря малому содержанию или отсутствию окислителя в твердом горючем заряд его обладает хорошими механическими свойствами.

Таким образом, гибридные ракетные двигатели могут быть эффективными для управляемых летательных аппаратов, отличающихся простотой и надежностью и находящихся в постоянной готовности к старту. Обсуждается также возможность применения ГРД для мощных ракет-носителей. При наличии высокоэффективных топливных композиций может оказаться целесообразным использование ГРД и для верхних ступеней ракет. Возможности регулирования и многократного включения вместе с высоким ожидаемым удельным импульсом могут оправдать применение ГРД для коррекции скорости, ориентирования или маневрирования космических аппаратов.

39.2. ТОПЛИВА ДЛЯ ГРД

39.2.1. ДВУХКОМПОНЕНТНЫЕ ТВЕРДО-ЖИДКИЕ ТОПЛИВА

Впервые гибридное топливо такого вида было применено в 1933 г. в СССР.

В Германии в 1943 г. производились эксперименты с двигателями, горючее которых представляло собой перфорированные угольные шашки, а окислителем являлась жидкая закись азота

N_2O . Исследуемые в настоящее время топлива большей частью относятся также к группе твердое горючее + жидкий окислитель. Это связано с тем, что такие композиции лучше разработаны и обеспечивают наибольший удельный импульс. Кроме того, объем горючего, как правило, меньше объема окислителя, в результате чего этой схеме отвечают меньшие размеры камеры сгорания, находящейся под действием высокого давления. Существенным является и то, что в качестве эффективных горючих может быть использовано весьма большое число различных веществ, тогда как число эффективных твердых окислителей, пригодных для использования, невелико.

В качестве твердых горючих рассматривают полимерные соединения, которые применяются также в качестве горючих — связующих для смесевых твердых топлив. С целью повышения энергетических характеристик к ним добавляют металлы и гидриды металлов, таких, как алюминий, бериллий, бор, литий и др. В качестве окислителей могут рассматриваться как широко освоенные в ЖРД компоненты, так и новые, более эффективные: HNO_3 , N_2O_4 , O_2 , H_2O_2 , F_2 , ClF_3 .

В табл. 39.1 приведены исследуемые и перспективные гибридные композиции и их энергетические характеристики. Там же для сравнения приведены данные для основных смесевых твердых и жидких ракетных топлив.

Сопоставление показывает, что реально существующие гибридные композиции по теоретическому удельному импульсу существенно превосходят твердые топлива и находятся на уровне существующих жидких стабильных топлив, уступая перспективным стабильным и криогенным ЖРТ. По плотности топлива гибридные композиции находятся между жидкими и твердыми.

Из перспективных ГРТ обращают на себя внимание составы с горючими — гидридами металлов. В частности, значительный интерес в силу высоких энергетических характеристик представляет композиция гидрид бериллия BeH_2 с перекисью водорода H_2O_2 . Это, пожалуй, наиболее эффективная по теоретическим характеристикам композиция из стабильных компонентов ракетных топлив. Характеристики «обратного» гибридного состава — перхлората нитрония с гидразином — являются довольно высокими по сравнению с существующими стабильными ЖРТ.

Все приведенные теоретические значения удельного импульса разрабатываемых ГРТ относятся к чистым веществам. Для создания же реального твердого заряда с необходимыми механическими характеристиками потребуется использовать связующие, как правило, снижающие удельный импульс.

Практически все существующие и перспективные ГРТ содержат значительное количество металла. Для создания двигателей с малыми потерями удельного импульса необходимо обеспечить полное сгорание металла и малые потери при течении двухфазных продуктов в сопле.

Значения удельного импульса и плотности топлива для некоторых композиций при $p_{0c}/p_a = 7$ МПа/0,1 МПа *

Топлива			$I_{y'}$, м/с	q_T , г/см ³
<i>Стабильные топлива</i>				
Твердые	Существующие	$NH_4ClO_4 + (Al + \text{+ полимер})$	2670	1,7
	Перспективные	$NH_4ClO_4 + (Li, Be + \text{+ полимер})$	2990	1,3
Жидкие	Существующие	$N_2O_4 + \text{НДМГ}$	2830	1,18
	Перспективное	$H_2O_2 + B_5H_9$	3090	1,06
Гибридные	Существующие	$H_2O_2 + (Al + \text{полимер})$	2890	1,5
		$HNO_3 + (Al + \text{полимер})$	2730	1,52
	Разрабатываемые	$ClF_3 + LiH$	2930	1,52
		$ClF_3 + Li$	3180	1,16
		$N_2O_4 + BeH_2$	3510	1,5
		$H_2O_2 + BeH_2$	3750	1,5
		$NO_2ClO_4 + N_2H_4$	2950	1,45
<i>Криогенные топлива</i>				
Жидкие	Существующие	$O_2 + \text{керосин}$	2980	1,02
		$O_2 + H_2$	3860	0,35
	Перспективные	$F_2 + H_2$	4050	0,67
Гибридные	Разрабатываемые	$O_2 + \text{полимер}$	2980	1,1
		$F_2 + LiH$	3630	1,3
		$F_2 + BeH_2$	3950	1,53
		$O_2 + BeH_2$	3710	1,3
		$F_2 + AlH_3$	3530	1,55

* По иностранным данным.

39.2.2. ТРЕХКОМПОНЕНТНЫЕ ТВЕРДО-ЖИДКИЕ ТОПЛИВА

Использование тройной композиции в гибридном двигателе предполагает размещение в камере сгорания заряда, содержащего твердый компонент.

Считается, что такая, естественная для ГРД, возможность использовать третий твердый компонент дает основания относить ряд максимально эффективных тройных систем к гибридным.

Трехкомпонентные топлива частично рассмотрены в разделе топлив ЖРД. Известно, что такие тройные системы, как ($O_2 + H_2 + Be$), обеспечивают наиболее высокие теоретические удельные импульсы среди известных химических систем. Вместо бериллия иногда рассматривается гидрид бериллия. В последнем случае максимальный удельный импульс почти не отличается от первого варианта, но плотность топлива оказывается выше, поскольку требуется меньше жидкого водорода. Согласно термодинамическим расчетам использование бериллия или гидрида бериллия позволит создать системы, на 1000 м/с превосходящие по теоретическому удельному импульсу кислородно-водородное топливо.

Однако в литературе отсутствуют данные об экспериментальном подтверждении высоких теоретических характеристик тройных металлосодержащих систем.

39.3. НЕКОТОРЫЕ СХЕМЫ ГРД

Схемы двигательных установок с ГРД могут быть весьма многообразны. Может быть различной компоновка емкостей, содержащих жидкий и твердый компонент, организация подачи жидкого компонента (вытеснительная, насосная), процесса горения и т. д. Рассмотрим некоторые из возможных схем, описанные в литературе.

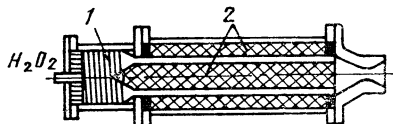


Рис. 39.2. Схема экспериментального ГРД на полиэтилене и перекиси водорода:

1—пакет катализатора; 2—заряд горючего

На рис. 39.2 показана схема экспериментального ракетного двигателя, работающего на перекиси водорода и полиэтилене. Последний размещен в камере сгорания в виде двух шашек, одна из которых горит по внешней, а другая — по внутренней поверхностям. Перекись водорода предварительно разлагается в парогазогенераторе с твердым катализатором. Это устраняет возможность накопления жидкой H_2O_2 и взрыва ее в период запуска; выход на рабочий режим становится плавным.

При наличии парогазогенератора процесс горения протекает как реакция между твердой (горючее) и газообразной (парокислородная смесь) фазами. Эксперименты показали равномерность и хорошую устойчивость такого процесса в широком диапазоне давления в камере сгорания. Линейная скорость горения твердой фазы составляла 0,5—1,0 мм/с. После выгорания твердого заряда двигатель некоторое время может работать как однокомпонентный ЖРД (каталитическое разложение H_2O_2) с удельным импульсом 1200—1400 м/с, что можно использовать как маршевую ступень общей программы эксплуатации.

Зависимость температуры в камере сгорания и удельного импульса топлива $90\% H_2O_2 + (C_2H_4)_n$ от соотношения компонентов

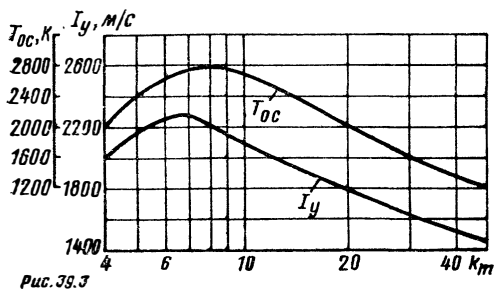


Рис. 39.3

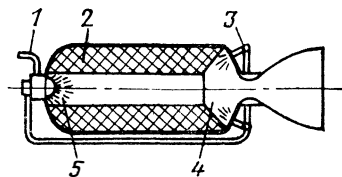


Рис. 39.4

Рис. 39.3. Зависимость удельного импульса и температуры горения топлива $H_2O_2 + \text{полиэтилен}$

Рис. 39.4. Схема ГРД:

1—подвод окислителя; 2—заряд горючего; 3—форсунки камеры дожигания; 4—камера дожигания; 5—форсунки окислителя

показана на рис. 39.3. Сравнительно слабое изменение удельного импульса при варьировании соотношения указанных компонентов в диапазоне $k_m = 5 \dots 11$ позволяет легко регулировать тягу двигателя без больших потерь I_y .

На рис. 39.4 приведена другая схема двигателя на твердо-жидком топливе. Она отличается от предыдущей схемы тем, что процесс горения протекает как реакция между твердым горючим и жидким, а не газообразным, окислителем, распыливаемым по каналу топливного заряда. При использовании зарядов горючего, содержащих металл и малое количество окислителя, тягу двигателя можно сравнительно просто регулировать в широких пределах с помощью изменения расхода жидкого окислителя.

В камерах дожигания осуществляется горение при значении $\alpha_{ок}$, близком к единице, что обеспечивает высокий удельный импульс.

В экспериментальных исследованиях подобных схем получен удельный импульс до 2550—2650 м/с. Стабильность горения сохраняется до очень низких давлений (p_k порядка 0,5 МПа при перепаде давлений на форсунке около 0,1 МПа). Коэффициент камеры сгорания φ_k достигает 0,90—0,95. Общая компоновка системы позволяет добиться коэффициента массового совершенства конструкции двигательной установки $\alpha = 0,1 \dots 0,15$.

39.4. РАБОЧИЕ ПРОЦЕССЫ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

Основная проблема проектирования ракетного двигателя на гибридном топливе с точки зрения его внутрикамерных процессов состоит в расчете расхода твердого компонента в зависимости от координаты вдоль заряда, времени и расхода жидкого компонента.

При этом важными являются вопросы протекания процесса разложения твердого компонента, зависимости этого процесса от гидродинамических, физико-химических и других факторов. Этот процесс влияет на габариты заряда, коэффициент объемного заполнения и количество несгоревших остатков.

39. 4. 1. ВЫГОРАНИЕ ТВЕРДОГО КОМПОНЕНТА

Горение в ГРД имеет гетерогенный характер соответственно гетерогенной природе топлива. Структура зоны горения зависит от физических и химических свойств компонентов топлива. На рис. 39. 5 показаны варианты структуры горящего заряда. Наиболее простая схема процесса — для топлива типа пластмассы, которое непосредственно переходит из твердого в газообразное состояние (см. рис. 39. 5, а). На рис. 39. 5, б показан случай, когда между исходной и окончательной фазами образуется промежуточная, а именно: горю-

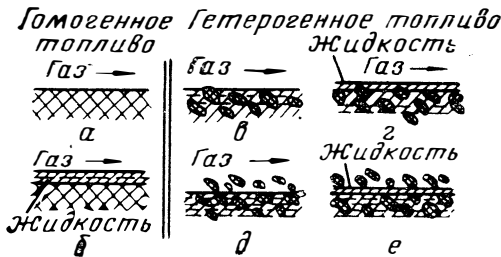


Рис. 39.5. Варианты структуры горящего заряда

чее сначала превращается в жидкость, и пленка ее под воздействием потока движется вдоль поверхности горения.

На практике частицы горючего помещаются в пластическое вещество для получения необходимых механических свойств заряда. В зависимости от скорости разложения компонентов могут представиться следующие случаи.

Если частички горючего разлагаются с той же скоростью, что и связка (см. рис. 39. 5, в, г), то получается приблизительно такая же картина, как и в случаях а, б (если частички не слишком велики). Если же, напротив, время разложения частичек велико по сравнению со временем разложения связки (см. рис. 39, 5, д и е), то они могут уноситься газовым потоком и сгорание их будет происходить уже в потоке. Частички горючего, например, алюминия, бериллия или лития, могут выноситься из камеры.

Модель горения должна давать возможность определять, если не значение местной скорости выгорания, то хотя бы качественную зависимость ее от тех или иных факторов. Для этой цели анализируются явления тепло- и массообмена в пограничном слое со вдувом химически активного вещества со стенки канала. Химические реакции с участием этого вещества в основном протекают в пограничном слое, в результате чего область максимального тепловыделения располагается вблизи поверхности.

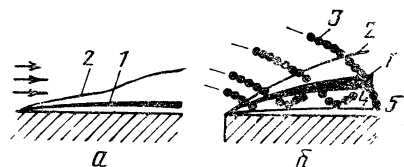
Эта область представляет собой зону, размытую турбулентными пульсациями и постоянно увеличивающуюся вниз по каналу. Выше этой зоны (по нормали к стенке) наблюдается избыток продуктов ядра, ниже — избыток продуктов разложения стенки, хотя продукты ядра в результате турбулентного переноса оказываются и непосредственно у стенки. Постоянный расход активного вещества из ядра потока и разбавление его продуктами сгорания изменяют состав продуктов ядра, а развивающийся пограничный слой приводит к уменьшению толщины ядра, доводя его до нуля на расстоянии 20—30 калибров от входа в канал.

Местная скорость разложения твердого компонента определяется количеством тепла, подводимого к стенке за счет конвективного и лучистого тепловых потоков из зоны максимального тепловыделения. Характер протекания реакций в зоне горения при высоких давлениях определяется в основном взаимодиффузией химически активных продуктов из ядра и от стенки. При низких давлениях лимитирующим процессом может стать кинетика химических реакций.

Схема процесса горения в потоке газов, омывающих поверхность горючего, представлена на рис. 39. 6, а. Диффузионное пламя начинается в пограничном слое, оно делит его на две части. Пер-

Рис. 39.6. Схема горения твердого горючего в потоке окислителя:

а—газообразного, б—жидкого; 1—диффузионное пламя; 2—граница пограничного слоя; 3—траектории капель; 4—зона гетерогенного горения; 5—зона реакции между каплями окислителя и твердым горючим



вая часть располагается вблизи поверхности топлива, она обогащена горючим и содержит газообразные продукты сгорания. Вторая часть, расположенная над диффузионным пламенем, состоит из газообразного окислителя и одновременно содержит продукты сгорания. В зависимости от числа Рейнольдса и возмущений на входе в канал пограничный слой может быть ламинарным или турбулентным. Диффузионное пламя расположено близко от поверхности топлива, и удаление его составляет 10—20% от местной толщины пограничного слоя.

Если окислитель вносится в каплеобразном виде и капли приходят в соприкосновение с поверхностью заряда, то процесс горения усложняется (см. рис. 39. 6, б): при контакте непосредственно происходит самовоспламенение, затем развивается экзотермическая реакция, в результате которой испаряется некоторая часть горючего и окислителя, так что вблизи поверхности топлива протекает гетерогенное горение. Капельки окислителя частично испаряются уже при пересечении пограничного слоя, поэтому, кроме гетерогенного горения вблизи поверхности, дополнительно образуется диффузионное пламя.

Аналитические модели, разработанные для описания процесса выгорания горючего в ГРД, позволяют качественно объяснить зависимость скорости выгорания от тех или иных факторов. На этой основе может быть определен вид эмпирических формул для описания экспериментально найденных закономерностей.

Скорость выгорания в ГРД зависит от следующих основных факторов:

- от химического состава и природы горючего и окислителя;
- от массовой плотности потока газообразных продуктов над поверхностью горения;
- от давления в камере сгорания;

от геометрии канала, организации подачи окислителя и характера течения в канале.

Не останавливаясь на рассмотрении отдельных отмеченных факторов, заметим, что для конкретного топлива при определенной конструкции в большинстве случаев основное влияние на скорость выгорания оказывает массовая плотность потока ($q\omega$) продуктов в канале заряда. При слабо изменяющемся соотношении компонентов и при большом значении k_m это равносильно зависимости от расхода окислителя. Влияние давления при достаточно высоких p_k обычно невелико и сказывается в основном через изменение плотности газа, т. е. через β .

Некоторое влияние на скорость горения оказывает температура продуктов сгорания. Для конкретного топлива это означает зависимость от соотношения компонентов, которую иногда выражают как зависимость от комплекса β .

В общем случае зависимость скорости выгорания от параметров работы двигателя записывается так:

$$u = a \left(\frac{\dot{m}_{ок}}{F_k} \right)^{\nu_1} p_k^{\nu_2} \beta^{\nu_3}, \quad (39.1)$$

где F_k — площадь канала заряда.

Здесь коэффициенты a , ν_1 , ν_2 , ν_3 определяются экспериментально.

Если зависимость от p_k и β слабая, то формула (39.1) приобретает следующий вид:

$$u = a (\dot{m}_{ок}/F_k)^{\nu_1}, \quad (39.2)$$

или в случае явного учета значительного увеличения расхода вдоль канала при выгорании горючего

$$u = \dot{m} (q\omega)^{\nu}.$$

39.4.2. ВОЗМОЖНОСТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ ГРД

Регулируемым параметром ГРД является расход жидкого компонента. Оценим возможности регулирования для схемы жидкий окислитель + твердое горючее.

В процессе работы двигателя по мере выгорания горючего площадь канала увеличивается; следовательно, при постоянном расходе окислителя уменьшаются величина $q\omega$ и скорость выгорания твердого компонента. Для поддержания постоянного, наиболее выгодного соотношения компонентов поверхность горения должна соответствующим образом увеличиваться. Если показатель ν_1 в законе скорости выгорания равен 0,5, то круглый цилиндрический канал обеспечивает поддержание постоянного соотношения компонентов при разгаре.

Действительно, если r_k — радиус канала, то при $m_{ок} = \text{const}$ скорость выгорания пропорциональна величине

$$\left(\frac{\dot{m}_{ок}}{F_k}\right)^{\nu_1} = \frac{\dot{m}_{ок}^{\nu_1}}{\pi^{\nu_1} r_k^{2\nu_1}}.$$

Умножая скорость выгорания на поверхность горения

$$\Omega_{гор} = L \cdot 2\pi r_k,$$

получим расход горючего

$$\dot{m}_r = k_1 r_k^{1-2\nu_1},$$

где k_1 — константа.

Таким образом, при $\nu_1 = 0,5$ расход горючего и соотношение компонентов остаются постоянными по мере разгара цилиндрического канала. На практике, по опубликованным данным, величина $\nu_1 = 0,5 \dots 0,8$, поэтому для получения постоянного соотношения компонентов требуется геометрия канала заряда, обеспечивающая более быстрое увеличение периметра, чем в случае кругового цилиндра.

Возможность простого регулирования тяги считается одной из важных отличительных особенностей ГРД. Наиболее просто регулирование осуществляется изменением расхода окислителя. При этом необходимо обеспечить работу двигателя на соотношении компонентов, близком к оптимальному. Из уравнения (39.2) видно, что изменение расхода горючего, пропорциональное расходу окислителя, может иметь место лишь при значении $\nu_1 = 1$. В действительности значения показателя в законе горения меньше единицы. Поэтому при уменьшении расхода окислителя расход будет уменьшаться медленнее, и это приведет к изменению соотношения компонентов k_m . Таким образом, работа ГРД при регулировании тяги изменением расхода окислителя должна сопровождаться изменением соотношения компонентов, работой на неоптимальном режиме. О величине изменения k_m можно судить по следующему примеру. Если $\nu_1 = 0,5$, то снижение тяги, например, в четыре раза может быть получено соответственным уменьшением расхода окислителя приблизительно в четыре раза (если пренебречь расходом горючего, доля которого относительно невелика); при этом расход горючего уменьшится [см. уравнение (39.2)] только в два раза, т. е. величина k_m уменьшится вдвое. Одновременно может снизиться удельный импульс, и возникает возможность больших остатков одного из компонентов топлива в баке или в камере сгорания.

Для решения этой проблемы предлагают различные варианты. Одним из них можно считать схему двигателя, изображенную на рис. 39.4. Здесь окислитель впрыскивается в головной части заряда горючего в таком количестве, чтобы смесь газов по всей длине заряда имела избыток горючего. В камеру дожигания впрыскивается дополнительная часть окислителя в количестве, необходимом для поддержания требуемого соотношения компонентов k_m .

Другим возможным решением проблемы обеспечения постоянного k_m в широком диапазоне регулирования является увеличение зависимости скорости выгорания горючего от давления.

При этом необходимо, чтобы значения показателей в формуле (39.1) удовлетворяли условию $v_1 + v_2 = 1$.

Решение рассматриваемой проблемы обеспечения работы при оптимальном по удельному импульсу значении k_m будет более эффективным в случае использования топлив, удельный импульс которых слабо изменяется при значительных отклонениях соотношения компонентов от оптимального. Примером такого топлива является топливо полиэтилен с перекисью водорода, характеристики которого приведены на рис. 39.3.

Глава XL

НЕАВТОНОМНЫЕ КОМБИНИРОВАННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

40.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В неавтономных комбинированных двигателях для создания тяги используется окружающая среда (атмосфера, вода). Она обычно служит окислителем или рабочим веществом.

Разработка комбинированных воздушно-ракетных систем объясняется стремлением сочетать достоинство ВРД — малый расход топлива (горючего) — с достоинствами ракетных двигателей — хорошими скоростной и высотной характеристиками. Применение воздушно-ракетных систем ограничено плотностью атмосферы, однако их потолок должен быть выше, чем для собственно ВРД. Использование воздуха в качестве окислителя на участке траектории, проходящей в атмосфере Земли, рассматривается как один из эффективных способов повышения характеристик ракетных систем.

Чтобы обеспечить движение подводных аппаратов со скоростью более 150—170 км/ч, необходимо использовать реактивные принципы движения, которые позволяют снять ограничения, связанные с резким снижением к. п. д. гребного винта при больших скоростях, и получить большую лобовую тягу. В качестве одного из компонентов топлива можно использовать забортную воду.

Для реактивных двигателей, использующих окружающую среду (воздух, воду) в абсолютном количестве \dot{m}_B кг/с и относительном (по отношению к расходу топлива \dot{m}_T) $\kappa_B = \dot{m}_B / \dot{m}_T$, можно рассмотреть два варианта определения удельного импульса. В первом тягу относят к суммарному расходу топлива и вещества окружающей среды, во втором — к расходу топлива, транспортируемого на борту аппарата:

$$I_y = \frac{P}{\dot{m}_T} = (1 + \kappa) \frac{P}{\dot{m}_T + \dot{m}_B}. \quad (40.1)$$

В дальнейшем понятие удельный импульс комбинированных двигателей всегда означает I_y , а понятие топливо — лишь вещества, транспортируемые на борту аппарата.

40.2. РАКЕТНО-ПРЯМОТОЧНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

40.2.1. ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ

Для прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД), работающего на углеводородном горючем, значение I_y может составлять 20 000—30 000 м/с. Это почти на порядок больше величины удельного импульса ракетных двигателей. В этой связи понятен интерес, проявляемый к прямоточным двигателям, как двигателям нижних ступеней боевых ракет и ракет-носителей космических объектов, в том числе и возвращаемых ступеней многократного использования.

Существенными недостатками ПВРД являются невозможность самостоятельного старта и низкая эффективность при небольших скоростях полета. Использование ракетных двигателей, чаще всего РДТТ, как стартовых ускорителей, отбрасываемых после выработки топлива и достижения необходимой скорости, является одним из решений этой проблемы, применяемых на практике.

В литературе рассматривается также вариант ракетно-прямоточного двигателя (РПД), принципиальная схема которого показана на рис. 40.1. Конструктивное отличие двигателя такой схемы от ПВРД состоит в наличии первого контура, функционирующего подобно ракетному двигателю. Он может быть как жидкостным, так и твердотопливным двигателем, работающим на топливе с $\alpha_{ок} < 1$. Функция этого контура — подача продуктов неполного сгорания в камеру прямоточного двигателя. По существу это газогенератор или топливоподающая система. Последнее становится особенно ясным, когда с целью улучшения процессов перемешивания одно сопло двигателя первого контура заменяется большим количеством мелких сопел, по существу — форсунок.

Принципиальным отличием рабочего процесса во втором контуре двигателя такой схемы от ПВРД является лишь наличие эжектирующего действия струи (или струй) продуктов сгорания двигателя первого контура. В классическом ПВРД давление в сечении $c-c$ определяется скоростным напором набегающего потока, эффективностью диффузора и потерями в камере сгорания. В двигателе, схема которого показана на рис. 40.1, к перечисленным факторам прибавляется эжектирующее действие истекающих продуктов сгорания, повышающее давление в сечении $c-c$ по сравнению с ПВРД. Этот эффект приводит к некоторому улучшению характеристик двигателя на небольших скоростях — при $M=0,5 \dots$

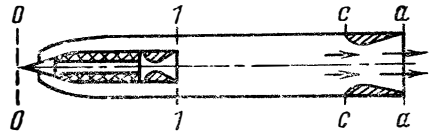


Рис. 40.1. Схема ракетно-прямоточного двигателя

... 1,5. При более высоких скоростях это различие исчезает. По-видимому, двигатель такой схемы, исходя из его принципиальных особенностей, можно назвать прямоточно-эжекторным двигателем.

Рассматриваются различные модификации схемы, показанной на рис. 40.1. В одной из них воздух, поступающий через диффузор, смешивается с продуктами неполного (или полного) сгорания одного или нескольких ракетных двигателей. После смешения газы поступают в камеры между сечениями $1-1$ и $c-c$, где при скорости, меньшей скорости звука, производится впрыск и дожигание дополнительного горючего. Затем продукты расширяются в сопле. При высоких скоростях полета первичный ракетный контур может быть выключен и двигатель работает как обычный ПВРД. Особенностью этой схемы являются улучшенные по сравнению с обычным ПВРД характеристики при низких ($M \approx 1$) скоростях полета, более высокий удельный импульс при эксплуатационных скоростях полета.

В другой схеме двигателя, комбинирующего ракетный и прямоточный контур в одну систему, сечения $1-1$ и $c-c$ совмещены. Поступающий через диффузор воздух смешивается с продуктами первичного ракетного контура, и одновременно происходит дожигание и расширение в общем сопле. В этом двигателе, как и в предыдущих, существенным является процесс эжекции, т. е. смешение высокоскоростной первичной струи с воздухом, имеющим меньшую скорость. В результате смешения происходит ускорение вторичного потока и повышение полного давления. Двигательная установка такого типа может включать в себя большое число камер сгорания, которые располагаются по периферии корпуса ракеты, служащего центральным телом сопла.

40.2.2. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК

Для расчета камеры сгорания РПД обозначим на рис. 40.1 в сечении $1-1$ индексами 1 и 2 соответственно параметры на срезе сопла двигателя первого контура (продукты сгорания) и в конце диффузора (воздух) *. Камера дожигания РПД между сечениями $1-1$ и $c-c$ имеет постоянное сечение площадью F_c .

Чтобы определить скорость, давление и температуру в конце камеры дожигания, записывают уравнения сохранения расхода, импульса и энергии:

$$\rho_1 w_1 F_1 + \rho_2 w_2 F_2 = \rho_c w_c F_c; \quad (40.2)$$

$$(\rho_1 w_1^2 + p_1) F_1 + (\rho_2 w_2^2 + p_2) F_2 = (\rho_c w_c^2 + p_c) F_c; \quad (40.3)$$

$$i_{0c} = i_c + w_c^2/2. \quad (40.4)$$

* Голайдо Л. А. и др. ИВУЗ, Авиационная техника, 1974, № 3, с. 37—41.

Здесь i_{0c} — энтальпия 1 кг смеси — продукты сгорания смеси топливо — воздух, равная

$$i_{0c} = \frac{\dot{m}_B i_B + \dot{m}_T i_T}{\dot{m}_B + \dot{m}_T} = \frac{x_B i_B + i_T}{1 + x_B}, \quad (40.5)$$

где i_B — энтальпия 1 кг воздуха, заторможенного при данной скорости полета.

Параметры воздуха — q_2 , p_2 , ω_2 — определяются для условий в конце диффузора с учетом конструктивных параметров и коэффициента восстановления давления, а параметры продуктов сгорания топлива — обычным термодинамическим расчетом.

Определим теплоту сгорания как количество тепла, выделяющегося при догорании продуктов сгорания 1 кг топлива в камере дожигания:

$$Q_{cr} = x_B i_B + i_T - (x_B + 1) i_{п.с.} \quad (40.6)$$

Здесь величина $i_{п.с.}$ — энтальпия 1 кг смеси продуктов сгорания топлива и воздуха в соотношении x_B при условиях (p, T) , соответствующих заторможенному потоку в конце диффузора. Определяется она термодинамическим расчетом.

Величина Q_{cr} определяет теоретически возможный теплоподвод. Если ввести коэффициент полноты выделения тепла в этих условиях φ_{cr} , то вместо выражения (40.5) можно записать формулу, учитывающую неполноту сгорания,

$$i_{0c} = \frac{x_B i_B + i_T - (1 - \varphi_{cr}) Q_{cr}}{1 + x_B}. \quad (40.7)$$

Используя уравнение состояния идеального газа и вводя обозначение $f_i = F_i/m$, систему уравнений (40.2) и (40.4) можно преобразовать к виду

$$\frac{(x_B + 1) R_0 T_c}{f_c \mu_c} - \frac{A p_c - f_c p_c^2}{x_B + 1} = 0; \quad (40.8)$$

$$i_{0c} - i_c - \frac{(x_B + 1)^2 R_0^2 T_c^2}{f_c^2 \mu_c^2 p_c^2} = 0, \quad (40.9)$$

где R_0 — универсальная газовая постоянная; μ_c — молекулярная масса; i_c — энтальпия, определяемые термодинамическим расчетом для заданных p и T ;

$$A = \omega_2 + p_2 f_2 + x_B (\omega_1 + p_1 f_1).$$

При заданной геометрии двигателя, рассчитанных параметрах на срезе сопла двигателя первого контура и параметрах воздуха в конце диффузора эта система уравнений с двумя неизвестными p_c и T_c решается методом Ньютона. Нулевое приближение целесообразно задавать на основе приближенного расчета камеры сгорания с помощью газодинамических функций.

Не останавливаясь на вопросах расчета диффузора, согласования его работы с камерой сгорания и других, подробно изложенных в работах [33, 61], примем, что регулирование осуществляется путем изменения критического сечения сопла камеры сгорания. Выполнение термодинамического расчета при известных из решения системы уравнений (40.8) и (40.9) условиях на входе в сопло дает величину скорости истечения и параметры на срезе сопла.

Удельный импульс двигателя определяется по формуле

$$I_y = (1 + \kappa_b) \omega_a - \kappa_b V_H + f_a (p_a - p_H), \quad (40.10)$$

где V_H — скорость аппарата на высоте H .

Заметим, что удельный импульс определяется в основном разностью первых двух членов выражений (40.10). Эти члены могут быть близкими по величине. Поскольку давление в камере сгорания обычно невелико, на значение ω_a может оказывать существенное влияние химическая неравновесность при расширении. Во много раз большим может оказаться это влияние на разность двух упомянутых величин, т. е. на I_y .

Следует отметить, что при увеличении V_H растут значения температуры торможения и величины $i_{п.с.}$. Поэтому величина $Q_{сг}$ уменьшается, и при V_H более 2—3 км/с добавление топлива к заторможенному до малых скоростей воздуху не приводит к повышению температуры; значение $Q_{сг}$ может быть меньше нуля. Этот случай соответствует «тепловой смерти» РПД.

Использование воздуха при таких или еще больших скоростях полета — до 5—6 км/с — возможно в прямоточных двигателях со сверхзвуковым горением: воздух тормозится в диффузоре до скоростей, превышающих скорость звука, его статическая температура остается невысокой, и топливо может сгорать в сверхзвуковом потоке, нагревая его.

40.2.3. ТОПЛИВА

Основные требования к топливам для ракетно-прямоточных двигателей совпадают с теми требованиями, которые отмечены при рассмотрении ЖРД и РДТТ. Специфическими являются требования к энергетическим характеристикам. При добавлении во вторичном контуре оптимального по удельному импульсу количества воздуха κ_b удельный импульс РПД будет тем выше, чем меньше коэффициент избытка окислителя топлива первичного контура. Однако присутствие этого окислителя необходимо для организации процесса сгорания в первичном контуре и подачи продуктов сгорания. Кроме того, на старте или при полете с малыми скоростями эжекторный эффект приводит к увеличению давления в сечении $c - c$ и, следовательно, удельного импульса РПД. Величина этого эффекта тем больше, чем выше скорость истечения из сопла первого контура, т. е. чем ближе состав топлива к стехиометрическому. Таким образом, есть два противоположных требования к составу топлива первого контура. Конкретный выбор может быть сделан при учете программы полета аппарата.

В РПД могут применяться твердые, жидкие и гибридные топлива. В качестве компонентов жидких или гибридных топлив могут использоваться компоненты, рассмотренные ранее в соответствующих разделах.

На рис. 40.2 приведены графики значений удельного импульса I_y для РПД, определенные при условии изоэнтропного торможения воздуха и для изобарной камеры сгорания. В принципе для жидких и гибридных топлив коэффициент избытка окислителя $\alpha_{ок}$ может выбираться переменным по траектории полета. Расход также можно изменять таким образом, чтобы в соответствии с характеристиками диффузора обеспечить наиболее выгодное значение $\lambda_{в}$ в каждый момент полета.

Твердые топлива для РПД могут быть гомогенные или смесевые. Наиболее эффективны топлива с малым содержанием окислителя. В этом отношении более широко возможности открываются при использовании смесевых топлив. Здесь нижний предел содержания окислителя определяется условиями горения состава в первом контуре. Основные компоненты таких топлив те же, что и для топлив РДТТ. Окислителем является чаще всего перхлорат аммония, связующими — высокомолекулярные органические соединения. Добавки металлов или их соединений также могут использоваться в качестве компонента топлива. Характерным для состава твердого топлива РПД является сравнительно малое содержание перхлората аммония (30—50%) и высокое содержание металла, чаще всего алюминия или магния (60—40%). Содержание связующего выбирается минимально необходимым для обеспечения физико-механических свойств топлива (10—15%).

Важной проблемой является обеспечение полного сгорания топлива при минимальной длине камеры дожигания. В этом отношении применение металлов создает трудности, так как время сгорания металлических частиц больше времени сгорания газообразного горючего.

40.2.4. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ

Чтобы оценить сравнительные характеристики различных типов двигателей и диапазон их рационального применения, на рис. 40.3 приведены результаты ориентировочного расчета удельного импульса в зависимости от скорости полета.

Как видно, ракетно-прямоточные двигатели по своим характеристикам занимают промежуточное положение между РД и ПВРД. Величина удельного импульса, а следовательно, и экономичность

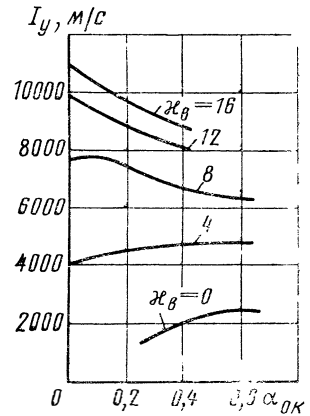


Рис. 40.2. Зависимость удельного импульса РПД от $\lambda_{в}$ при $H=0$, $M=1,5$ и различных $\alpha_{ок}$ в первом контуре:

топливо. HNO_3 +смесь аминов

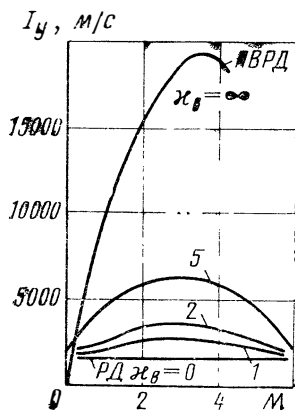


Рис. 40.3. Скоростные характеристики РПД

зависимо друг от друга. При использовании ЖРД возможен привод его топливных насосов от вала ТРД. Однако характеристики таких сочетаний могут оказаться менее выгодными, чем характеристики комбинированных установок, в которых элементы того и другого двигателя органически связаны между собой.

Пример такой схемы двигателя, который называют ракетно-турбинным, показан на рис. 40. 4.

Ракетная камера 2, работающая на однокомпонентном или двухкомпонентном топливе с избытком горючего, используется как газогенератор для турбины 3, приводящей компрессор 1. Нагнетаемый компрессором воздух подается в камеру дожигания 4, где догорает использованный в турбине газ, а также сжигается дополнительное горючее, как и в форсажной камере ТРД с дожиганием.

Достоинствами такой схемы считают независимость мощности турбины от высоты полета и снижение ограничений, связанных с высокими скоростями полета. Предполагают, что в массовом отношении ракетно-турбинный двигатель выгоднее, чем простая комбинация ТРД и ЖРД.

На рис. 40. 5 приведены скоростные характеристики ракетно-турбинного двигателя. По оси ординат отложен удельный импульс I_y , отнесенный к расходу топлива в ракетном тракте, по оси абсцисс — числа M .

Характеристики получены расчетным путем при некоторых средних значениях параметров (температура перед турбиной 1400 К, оптимальные степени повышения давления в компрессоре, удельный импульс однокомпонентного топлива 1800 м/с).

Как видно, одним из определяющих параметров является соотношение χ_B между расходом воздуха в воздушном тракте и расходом топлива в ракетном тракте.

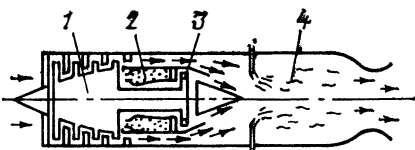


Рис. 40.4. Схема ракетно-турбинного двигателя

двигателей, оцениваемая расходом топлива, существенно зависит от величины χ_B и скорости полета. Достижение больших скоростей полета обеспечивается лишь при значительном увеличении расхода топлива, транспортируемого аппаратом.

Ожидается, что применение РПД расширит диапазон доступных скоростей и высот по сравнению с ПВРД и существенно повысит его экономичность по сравнению с РД.

40.3. РАКЕТНО-ТУРБИННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Сочетание турбокомпрессорного ВРД и ракетного двигателя практикуют в виде самостоятельных двигателей, установленных на одном аппарате и работающих независимо друг от друга.

При $\kappa_B = 0$ (воздух не подается) двигатель становится ракетным, при $\kappa_B = \infty$ (не подается однокомпонентное топливо, удален турбокомпрессор) двигатель превращается в прямоточный ВРД. При $\kappa_B = 5 \dots 10$ характеристики ракетно-турбинного двигателя являются промежуточными между характеристиками ракетного и прямоточного двигателей. Ракетно-турбинные двигатели в принципе могут обеспечить самолету большие возможности по высотности и скороподъемности, чем турбокомпрессорный ВРД с форсажной камерой. Диапазон доступных скоростей и высот для такой системы, вероятно, расширится, эксплуатация станет более гибкой.

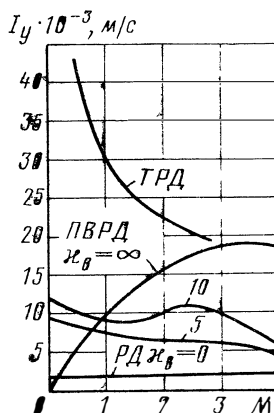


Рис. 40.5. Скоростные характеристики ракетно-турбинного двигателя

40.4. ГИДРОРАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Во многих реактивных двигателях для подводных аппаратов предусматривается использование забортной воды, а в их схемах присутствуют элементы ракетного двигателя. Такие двигатели называют гидроракетными [2, 4].

40.4.1. ГИДРОПРЯМОТОЧНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ

В камере сгорания двигателя сжигается ракетное, преимущественно твердое топливо. В продукты сгорания под давлением скоростью напора подается забортная вода. Происходят вторичные реакции, вода частично испаряется, многофазное рабочее тело расширяется в реактивном сопле.

Аналогично прямоточному ВРД двигатель не способен к самостоятельному старту и работе на малых скоростях. При постоянной скорости движения характеристики двигателя зависят от глубины погружения аппарата, так как степень понижения давления в сопле уменьшается с глубиной.

40.4.2. ГИДРОТУРБОРЕАКТИВНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ

Забортная вода подается насосами, приводимыми от турбины. Турбина работает на продуктах сгорания ракетного топлива (возможно, также с использованием воды).

Двигатель может самостоятельно разгоняться и работать при небольших скоростях движения.

40.4.3. ДВИГАТЕЛЬ НА ГИДРОРЕАГИРУЮЩЕМ ТОПЛИВЕ

Схема двигателя аналогична схемам ЖРД или ГРД. В качестве одного из компонентов топлива применяется забортная вода, реагирующая со вторым, жидким или твердым компонентом.

Экономичность двигателя (удельный импульс) следует оценивать лишь по расходу топлива, транспортируемого аппаратом.

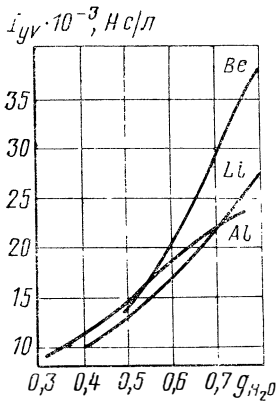


Рис. 40.6. Удельный импульс, определенный по объемному расходу металла:

$p_{0c}=15$ МПа; $p_a=0,1$ МПа

Сравнение различных топлив правильнее проводить по объемному удельному импульсу, так как сопротивление аппарата, преодолеваемое тягой двигателя, зависит от лобовой площади, а не от силы тяжести. Это накладывает ограничения на объем, а не на массу хранимого на аппарате топлива. К тому же доля топлива в подводных аппаратах значительно меньше, чем в ракетах.

На рис. 40.6 в качестве иллюстрации приведены теоретические характеристики некоторых гидрореагирующих топлив, основанные на данных справочника [79]. Наибольшее внимание среди компонентов таких топлив уделяют металлам.

Следует отметить, что одни энергетические характеристики не могут предопределить выбор топлива. Весьма важным является вопрос об организации эффективного

и устойчивого рабочего процесса в конкретных условиях данного аппарата.

Исследуют следующие основные способы организации рабочего процесса в рассматриваемых двигателях.

1. В камере сгорания реагируют вода и расплавленные металлы (Al, Mg, Li), подаваемые туда в жидкой фазе. Источник тепла для плавления — камера сгорания или независимая энергоустановка.

2. В камеру сгорания подаются металлы в виде тонких порошков или пасты. Они предварительно реагируют с окислителями типа HNO_3 , H_2O_2 . Возможно, что при высокой дисперсности металлов и с помощью катализаторов удастся инициировать реакцию металла с водой.

3. В камере сгорания осуществляется реакция между зарядом твердого металлизированного ракетного топлива, содержащего горючее и окислитель, и водой.

Эти методы организации рабочего процесса сложны и пока недостаточно изучены. От успехов в их реализации зависит развитие важнейших схем гидроракетных двигателей.

ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ. АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

41.1. ЖИДКОСТНЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Основные направления развития ЖРД вытекают из требований повышения важнейшей энергетической характеристики — удельного импульса, уменьшения массы и габаритов двигателя при сокращении затрат на разработку и эксплуатацию и при повышении надежности ракетных систем.

На основании публикуемых материалов можно выделить следующие основные направления развития ЖРД.

Одним из путей улучшения энергетических, эксплуатационных и стоимостных характеристик ракетных систем является разработка, освоение и внедрение новых топлив, имеющих лучшие энергетические характеристики, либо более подходящие физико-химические свойства. Так, для двигателей ракет-носителей космических объектов широко применяются топлива на основе жидкого кислорода. На первых ступенях в качестве горючего используются углеводороды нефтяного происхождения или синтетические, имеющие более высокую плотность и улучшенные физико-химические и энергетические характеристики. Уже упоминалось о применении углеводородного горючего RJ-5, имеющего повышенную плотность.

Вслед за освоением и широким применением одного из наиболее эффективных топлив — кислородо-водородного — ведутся работы по освоению топлив на основе наиболее активного окислителя — жидкого фтора и его соединений. Применение этих окислителей для двигателей нижних ступеней ракет сдерживается высокой токсичностью фтора и его продуктов сгорания. Поэтому возможной областью использования топлив на основе фторных окислителей являются верхние ступени ракет и космические аппараты, для которых исключительно важны высокие энергетические характеристики. Например, для межпланетных космических аппаратов ведется разработка двигателей на фтор-гидразиновом топливе. При малых уровнях тяг (для коррекции траектории полета) используется режим

работы двигателя на однокомпонентном гидразиновом топливе. Для обеспечения высоких уровней тяг (торможение космического аппарата, увеличение скорости полета и т. д.) используется режим работы на двухкомпонентном топливе (впрыск фтора в поток продуктов разложения гидразина). Дальнейшей перспективой по применению более эффективных топлив может явиться освоение и внедрение металлосодержащих топлив, например, $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{BeH}_2$, трехкомпонентных ($\text{F}_2 + \text{H}_2 + \text{Li}$; $\text{O}_2 + \text{H}_2 + \text{Be}$ и др.).

Для двигательных установок боевых ракет имеется существенное ограничение круга возможных топлив — они должны допускать длительное хранение ракет в заправленном состоянии. При этом необходимо сочетать высокий удельный импульс и большую плотность топлива. Работы по созданию и освоению металлосодержащих топлив, типичным среди которых является гелированный гидразин с алюминиевым порошком в качестве горючего и высококонцентрированная перекись водорода или четырехокись азота в качестве окислителя, могут привести к существенному улучшению энергетических и массовых характеристик двигательных установок на высококипящих топливах.

Другим важным направлением улучшения энергетических и габаритных характеристик ЖРД является использование резервов, заложенных в оптимизации основных параметров двигателя: давления в камере сгорания, степени расширения сопла, схемы двигателя и др.

Выбор этих параметров тесно связан с достижениями в конструктивном совершенствовании двигателей, с уровнем тяги, назначением, временем работы и другими факторами, совокупный учет которых необходим для успешной оптимизации параметров рабочего процесса.

В настоящее время, по-видимому, не достигнуты оптимальные значения давления в камере сгорания. Применение схемы двигателя с дожиганием генераторного газа делает целесообразным повышение давления в камере сгорания до 20 МПа и выше (в газогенераторе — более 35—50 МПа). Характерно, что тенденция повышения давления наблюдается не только для двигателей нижних ступеней ракет, работающих в плотных слоях атмосферы, но и для космических двигателей. В последнем случае высокая степень расширения газа в сопле может быть достигнута и при низких давлениях в камере сгорания. Однако повышение давления приводит к уменьшению габаритов и в ряде случаев к снижению массы двигателя. Высокие уровни давления и новые схемы разрабатываемых кислородо-водородных двигателей позволяют рассматривать их как второе поколение этого класса двигателей. Типичными представителями первого поколения являются ЖРД RL-10 и J-2, имевшие давление в камере сгорания в несколько МПа, геометрическую степень расширения сопла $\bar{F}_a = 27$ и 40 и удельный импульс 4170 и 4250 м/с. Представитель второго поколения — ЖРД SSME для американского космического аппарата многократного применения с давлением

в камере сгорания свыше 20 МПа, степень расширения сопла $\bar{F}_a = 77,5$ и $I_{y.p} = 4464$ м/с.

Повышение абсолютного давления дает возможность увеличить геометрическую степень расширения сопла без чрезмерного увеличения габаритов и больших потерь на трение в пограничном слое. Степени расширения сопла в разрабатываемых двигателях достигают весьма больших значений — 200 и выше. В этом отношении возможность дальнейшего повышения удельного импульса еще не исчерпана. Так, двигатели, разрабатываемые для работы в космических условиях, например, двигатель межорбитального буксира, могут иметь геометрическую степень расширения $\bar{F}_a = 800$ и более. При этом термодинамический удельный импульс возрастает на 300 м/с, т. е. на 7%.

Уровень тяги современных двигателей достиг нескольких сотен тонн. Целесообразный уровень тяги в одной камере определяется стоимостью, надежностью и сроками разработки двигательной установки, связанными с наличием испытательных стендов и технологического оборудования. Высказывается мнение, что двигатели с тягой в несколько тысяч и десятков тысяч тонн должны иметь схему, отличную от схем существующих ЖРД. Например, часто рассматривают схему с кольцевой камерой сгорания (или многими камерами, расположенными по кольцу) и кольцевым соплом.

Важным направлением развития ЖРД является повышение конструктивного совершенства. Основой этого направления является улучшение схемы двигателя, применение новых, лучших конструкционных материалов и технологии изготовления двигателей, улучшение конструкции узлов и агрегатов. Совершенствование конструкции, повышение экономичности турбины и насосов ТНА позволяет уменьшить массу этих агрегатов, повысить параметры двигателя. В результате двигатели становятся легче, надежнее, габариты их уменьшаются.

Существенно новым направлением, развивающимся в последние годы, является создание мощных двигателей многократного включения и многократного применения. На базе достижений в организации рабочего процесса и технологии изготовления удается создавать высокоэффективные двигатели с ресурсами, измеряемыми часами при непрерывной работе в течение нескольких минут. Так, продолжительность работы двигателя SSME составляет 480 с при ресурсе 7,5 ч. Возможность многократного включения позволяет, кроме прочего, уменьшить расход материальной части при стендовой отработке двигателя.

Возможным направлением развития конструктивной схемы ЖРД может явиться разработка двигателя, использующего при своей работе две топливные композиции. Примером может служить двигатель фирмы «Эроджет» (США) для прорабатываемого варианта одноступенчатого космического самолета. На первом режиме работы двигателя используются жидкий кислород и керосин, на втором режиме, при полете в верхних слоях атмосферы, — топливо $(O_2)_{ж} + (H_2)_{ж}$. Такая схема работы позволяет уменьшить гравита-

ционные потери благодаря большой начальной тяговооруженности и аэродинамические — вследствие большой плотности керосина и уменьшения объема бака с жидким водородом.

Применение сопел с большой степенью расширения приводит к значительному увеличению габаритов двигателя. Одним из путей достижения высоких энергетических характеристик при наличии ограничений на размеры является использование раздвижных, прежде всего двухпозиционных сопел, конструктивные решения которых известны.

Следует отметить, что к разрабатываемым маршевым двигателям все чаще предъявляется требование возможности дросселирования тяги в широком диапазоне — до 50% и ниже — с обеспечением высоких энергетических характеристик во всем диапазоне режимов работы.

Основой развития ЖРД является более глубокое изучение сложных рабочих процессов, происходящих в двигателе. Создание надежного форсированного и экономичного двигателя немислимо без детального анализа и отработки основных процессов. Постоянной тенденцией является все более точное и полное количественное описание явлений, происходящих в системе подачи, камере сгорания, сопле двигателя, более точный расчет динамики и процессов выхода двигателя на режим стационарной работы. Важнейшим вопросом является изучение природы неустойчивости горения в ЖРД и разработка методов исключения или ограничения этого явления. В связи с этим серьезное внимание уделяется разработке теории моделирования ЖРД, которая позволяла бы по результатам испытания модельной малой камеры определять основные показатели камеры большой тяги. К этим показателям относят коэффициенты, характеризующие степень совершенства рабочих процессов в камере сгорания и сопле (φ_k и φ_c), границы устойчивого горения, распределение плотности тепловых потоков и т. п. Наряду с моделированием важное внимание уделяется разработке способов надежного обобщения результатов исследований натурального двигателя. Целью этого является уменьшение количества испытаний, обоснованное определение таких, например, параметров, как эффективность процессов и надежность двигателя при малом числе испытаний.

Конечной целью разработки теории является доведение ее до состояния, позволяющего надежно определять характеристики процесса на стадии проектирования. При наличии все более полных и точных методов расчета основных процессов автоматизированное проектирование двигателей с использованием современной вычислительной техники позволит существенно сократить сроки и стоимость разработки ЖРД, повысить их надежность.

Вместе с тем следует отметить, что экспериментальная отработка пока еще, к сожалению, остается основным определяющим этапом создания надежного двигателя.

Потребности ракетно-космической техники стимулируют развитие отраслей науки, связанных с созданием теоретических основ

расчета и проектирования ЖРД, и методов, обеспечивающих более глубокую и полную интерпретацию результатов экспериментов и их обобщение.

41.2. РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ

Главными направлениями совершенствования РДТТ остаются улучшение их массовых и энергетических характеристик и повышение надежности.

При повышении эффективности топлив путем увеличения удельного импульса и плотности топлив необходимо не только сохранить, но и улучшить физико-механические свойства зарядов. В особенности это относится к повышению эластичности топлив, обеспечивающей их работоспособность при отрицательных температурах и в условиях повышенных деформаций корпусов двигателей, с которыми скрепляются заряды.

Энергетические характеристики смесевых топлив могут быть повышены путем замены основных компонентов существующих топлив более эффективными, например, такими, как синтетические горючие, в которых металлические элементы химически связаны с другими элементами. Повышение доли окислителя до определенных пределов также должно способствовать повышению удельного импульса. С целью обеспечения бездымности факела двигателей тактических ракет и космических аппаратов исследуются окислители, которые дают возможность получить сравнительно высокий удельный импульс без применения металлического горючего и добавок перхлоратных окислителей. Некоторые из возможных направлений разработок по топливам достаточно подробно рассмотрены в гл. XXX.

Значительным резервом улучшения энергетических характеристик РДТТ является совершенствование процессов горения и истечения. В частности, одним из путей является снижение потерь из-за скоростной неравновесности двухфазного потока посредством соответствующего профилирования сопел.

Основным направлением улучшения массовых характеристик РДТТ является совершенствование конструкции и применение новых материалов.

При изготовлении корпусов и сопел стремятся применять материалы с большей удельной прочностью, более эффективные теплозащитные и эрозионностойкие покрытия, например углепластики и углеметаллопластики.

В большинстве случаев новые металлические материалы характеризуются улучшенными свойствами, полученными в результате применения новых технологических процессов, улучшения техники легирования и модификации структуры. Изготавливают сварные корпуса намоткой из холоднокатаной стальной ленты. Большое значение придается улучшению свойств тугоплавких сплавов на основе ниобия, тантала, вольфрама, молибдена, ванадия и др.

Ведутся работы над улучшением качеств стекловолокна. Стеклопластики выполняются на основе эпоксидной или фенольной смолы.

Значительные успехи достигнуты в области угольных и графитовых волокон.

Основная часть проводимых работ по соплам направлена на уменьшение их стоимости путем использования материалов, более дешевых, чем материалы на базе угольной ткани и фенольной смолы. Рассматриваются материалы на базе асбестового и кварцевого волокна.

Опыт разработки и эксплуатации различных РДТТ, опыт, накопленный при стендовых испытаниях больших двигателей, позволяет надеяться на возможность многократного использования различных элементов конструкции РДТТ. Многократно используемые двигатели выдвигают еще более жесткие требования к материалам конструкции и теплозащитных покрытий.

Важной задачей совершенствования РДТТ и повышения их конкурентоспособности является расширение возможностей регулирования, прежде всего обеспечения многократного запуска двигателя и изменения вектора тяги в необходимом диапазоне. Двухзарядные (двухрежимные) РДТТ и двигатели с регулированием тяги подачей жидкости, двигатели с соплами переменной геометрии уже включены в разработки перспективных программ. Схемы гашения заряда водой изучены настолько, что могут быть приняты для проектных разработок. Применение твердых охладителей для гашения заряда также представляется перспективным.

Новым достижением в области разработки органов управления вектором тяги является сопло с упругим элементом.

Исследуется возможность разработки эффективной системы отбора газов из камеры РДТТ для привода силовых установок.

В исследовании рабочих процессов и разработке методов надежного расчета рабочего процесса РДТТ можно отметить общие с ЖРД проблемы механики и газовой динамики реагирующего, в большинстве случаев двухфазного рабочего тела. Быстрая отработка надежных и эффективных РДТТ возможна только на базе совершенных методов расчета прочности заряда и корпуса, процессов воспламенения, стационарного режима работы и отсечки тяги двигателя. Широкое распространение РДТТ придает особую актуальность задачам разработки и уточнения методов расчета двигателей.

АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

42.1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭВМ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ

Проектирование двигателя ведется в соответствии с техническим заданием (ТЗ), которое утверждается разработчиком ракетного комплекса, а создается им совместно с двигателистами. Техническое задание содержит информацию, определяющую топливо и схему двигателя, его основные параметры, такие, как тяга, соотношение компонентов, давление в камере сгорания и на срезе сопла и др. При определении этих характеристик разработчик ракеты пользуется, как правило, приближенной моделью двигателя и его параметров, позволяющей найти их значения, оптимальные в смысле целевой функции создаваемого комплекса.

Проектирование является многоуровневым иерархическим процессом с повторениями, возвратами к предыдущим стадиям. В соответствии с принятым в технике порядком разработка двигателя проводится в несколько этапов: техническое предложение, эскизное проектирование, рабочее проектирование. Каждый из названных этапов характеризуется определенным объемом расчетной работы и экспериментальной отработки.

На этапе выпуска технического предложения и эскизного проектирования производится анализ имеющегося опыта разработки в отечественном и зарубежном двигателестроении, выполняются теоретические и экспериментальные работы, рассматриваются перспективы развития отрасли техники. На этой основе принимаются решения о схеме двигателя, его основных параметрах. Выбираются характеристики регулирования двигателя, давление компонентов на входе в ЖРД, решаются вопросы стыковки двигателя со смежными системами, оцениваются возможности производства, затраты, сроки создания двигателя.

После разработки и защиты технического предложения производится эскизное проектирование, выпускается техническая документация до сборочных чертежей узлов. Целью этого этапа является выбор основных рабочих и конструктивных параметров, увязка взаимодействия всех элементов конструкции, выполнение необходимых расчетов, составление подробного плана отработки двигателя.

Разработка проекта двигателя заканчивается рабочим проектированием, в результате которого определяется конструктивная форма двигателя и всех его элементов, выпускается рабочая документация, на базе которой готовится технологическая документация и осуществляется подготовка производства.

Сложность рабочих процессов, протекающих в ракетных двигателях, невозможность при современном состоянии науки надежного теоретического определения с необходимой точностью характеристик устойчивости процесса горения, теплообмена, функциониро-

вания сложных узлов и т. д. делают неизбежными экспериментальные работы на модельных и натуральных объектах. Объем этих работ велик и определяет основные затраты средств и времени на разработку двигателя, достигающие, по зарубежным данным, сотен миллионов долларов и нескольких лет. Естественно стремление сократить эти затраты путем более всесторонней, глубокой и точной проработки при проектировании и более полного анализа экспериментальных данных. Более надежное определение параметров двигателя на основе углубленной проработки и оптимизации параметров на этапе проектирования сокращает цикл доводки, уменьшает количество изменений, вносимых в проект, и в результате сокращаются затраты и время, уменьшается вероятность морального старения. Использование всего арсенала науки и опыта в процессе разработки двигателей возможно лишь на основе широкого применения ЭВМ.

Развитие ракетной техники происходило одновременно с развитием электронной вычислительной техники и неразрывно с ней связано. По существу в настоящее время невозможно ни разработка, ни функционирование ракетных систем без современных ЭВМ. Начиная с середины 50-х годов, ЭВМ все более широко используется в процессе исследований и разработок ракетных двигателей. Первыми были автоматизированы расчеты термодинамических характеристик ракетных топлив, газодинамические расчеты, профилирование сопел, внутриваллистические, тепловые, прочностные, схемные и другие трудоемкие расчеты. В настоящее время все процессы в двигателях, для которых имеется физическая и математическая модели, рассчитываются на ЭВМ. Вычислительная техника используется как на стадии проектирования, так и при управлении испытаниями и обработке и анализе результатов испытаний. Имитационные модели функционирования двигателей позволяют анализировать поведение двигателя в условиях реальной работы в ракетной системе, моделировать и выявлять различные отклонения от нормальной работы.

Если на ранних этапах использования ЭВМ рассчитывались изолированно отдельные процессы — термодинамические, газодинамические, теплообмен и т. п., то с развитием вычислительных средств в 60-х годах все чаще создавались программные комплексы, позволяющие с высокой точностью и в короткие сроки определять необходимые конечные величины.

Например, ниже будет рассмотрен комплекс программ для определения реального удельного импульса РДТТ. Возможность на стадии проектирования определить с точностью до долей процента удельный импульс двигателя делает более уверенной разработку, избавляет от необходимости проведения длительных и дорогих экспериментов, как модельных, так и натуральных, с целью определения $I_{уд}$ и таким образом, существенно сокращает затраты и сроки разработки.

Дальнейшее развитие возможностей вычислительной техники в конце 60-х годов позволило ставить задачу создания систем авто-

матризованного проектирования (САПР) изделий ракетной техники.

Система автоматизированного проектирования представляет собой комплекс технических, программных, информационных, организационных и других средств, с использованием которых коллектив специалистов ведет разработку проекта изделия. В отличие от использования ЭВМ для выполнения отдельных расчетов, анализа и синтеза отдельных элементов с ручной передачей и переработкой данных одного подразделения или исполнителя к другому, в САПР вычислительные машины используются для хранения и обработки данных в процессе проектирования, имеются средства для внесения изменений, производства документации и выполнения всех промежуточных операций.

По существу автоматизация проектирования означает максимальное использование быстро растущих возможностей современной вычислительной техники в процессе разработки изделия. Ниже приводятся основные данные по техническим средствам и программному математическому обеспечению и рассматриваются некоторые примеры описанных в литературе систем для выполнения с использованием ЭВМ различных этапов проектирования двигателя или его узлов.

42.2. ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ САПР

В состав технических средств входит прежде всего мощная ЭВМ или комплекс ЭВМ с большим объемом оперативной и внешней памяти. Кроме обычного периферийного оборудования (устройство ввода с машинных носителей, вывода текста на бумагу и др.), в систему входят специальные устройства, ориентированные на проектно-конструкторскую работу. Это — автоматизированные рабочие места конструктора (АРМ), позволяющие вводить и выводить текстовую и графическую информацию, работать с ЭВМ в режиме оперативного диалога. Управление устройствами, входящими в АРМ, осуществляет мини-ЭВМ, связанная с центральной мощной ЭВМ.

На рис. 42.1 показана схема связи устройств, входящих в состав автоматизированного рабочего места, а на рис. 42.2 — их внешний вид. С одной центральной ЭВМ (или системой ЭВМ) может быть связано несколько комплексов АРМ или других пультов, управляемых непосредственно ЭВМ.

Рассмотрим кратко основные характеристики устройств комплекса технических средств.

Развитие возможностей вычислительных машин происходит очень быстрыми темпами. Быстродействие современных ЭВМ составляет величину порядка 1 млн. операций в секунду (БЭСМ-6, ЕС-1060) и достигает 12 млн. оп/с для многопроцессорного вычислительного комплекса Эльбрус-1. Объем оперативной памяти измеряется сотнями тысяч и миллионами слов. Внешние запоминающие устройства прямого доступа (время обращения десятки

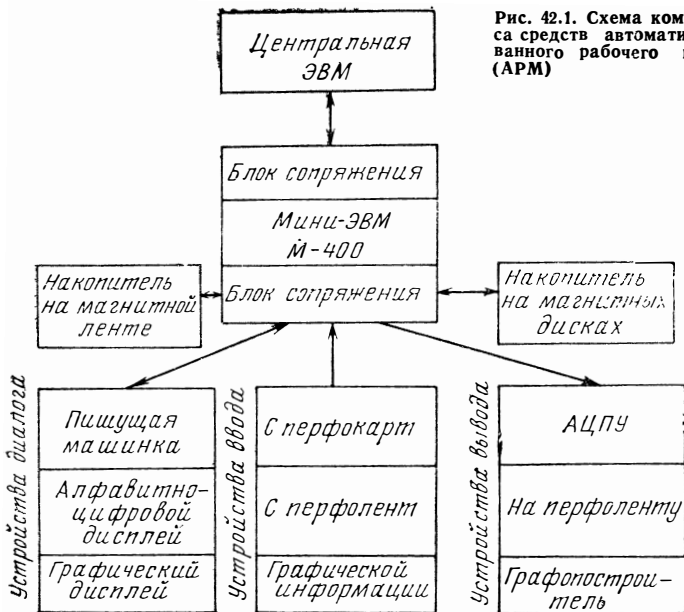


Рис. 42.1. Схема комплекса средств автоматизированного рабочего места (АРМ)

или сотни миллисекунд) имеют емкость десятки миллионов слов, а магнитные ленты — сотни миллионов. Современное системное математическое обеспечение позволяет работать с ЭВМ одновременно многим пользователям, в качестве которых могут выступать и АРМы. При работе совместно с центральной ЭВМ АРМ используется как средство для вывода данных на перфоленту, алфавитно-цифровое печатающее устройство, графопостроитель или на алфавитно-цифровой и графический дисплей. Ввод данных в память мини-ЭВМ может происходить из центральной машины, с перфокарт, перфолент, магнитных лент, клавиатур пишущей машинки и дисплеев, с экранов дисплеев, с устройств кодирования графической информации.

Мини-ЭВМ имеет оперативную память объемом до 32 К слов * и более, быстродействие — несколько сотен тысяч операций в секунду и выполняет функции приема, обработки входной и выходной информации, а также управления работой подключенных устройств, разгружая центральную ЭВМ. Магнитный диск и лента служат для хранения программ обработки и накопления информации.

Центральная ЭВМ производит обработку данных, выполнение сложных расчетов, обеспечивает хранение проектных материалов и прикладных программ.

Довольно высокая производительность мини-ЭВМ и наличие внешних запоминающих устройств позволяют работать на АРМе и в автономном режиме.

* 1 К = 1024.

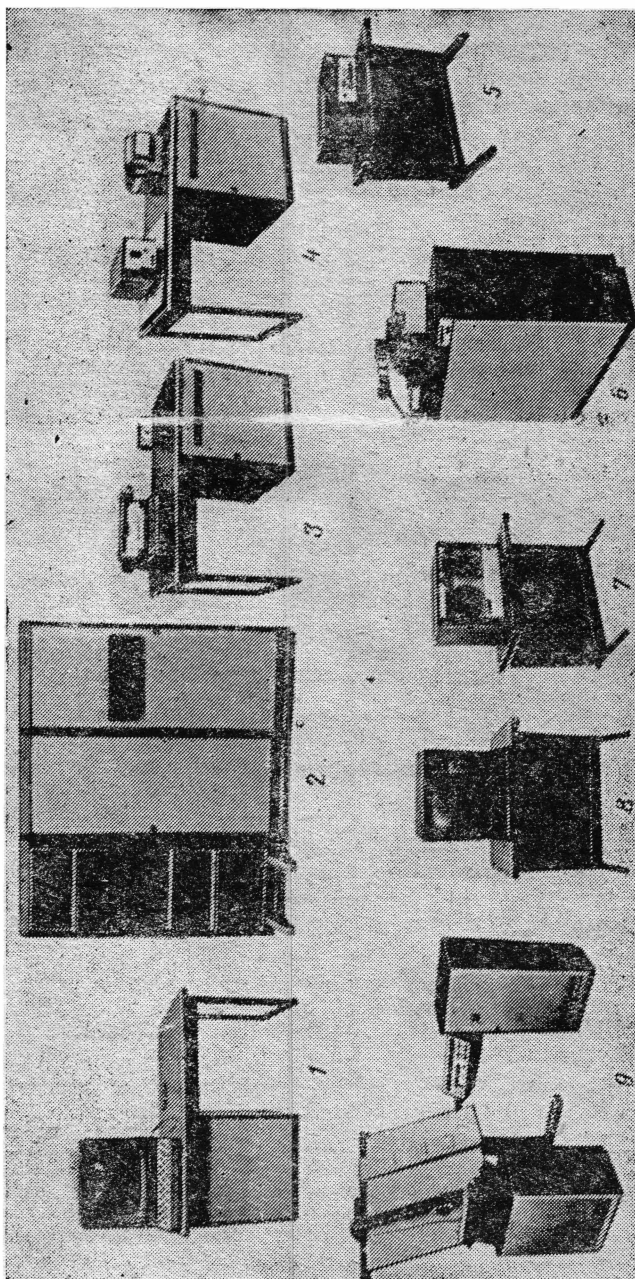


Рис. 42.2. Внешний вид основных устройств, входящих в АРМ (номера см. в табл. 42.1)

Основные данные по устройствам, показанным на рис. 42.2, а также по накопителю Изот 1370 и печатающему устройству DZM-180 приведены в табл. 42.1. Особую роль среди этих устройств играют графический дисплей, графопостроитель и планшет кодирования графической информации, так как графика — наиболее подходящая форма информации для восприятия конструктором.

Таблица 42.1

№ на рис. 42.2	Индекс	Наименование	Основные данные
1	ЭПГ-400	Экранный пульт графический (дисплей)	Рабочая зона экрана 240×200 мм. Количество адресуемых точек 1024×1024. Число типов линий — 4, градаций яркости — 8
2	М-400	Мини-ЭВМ	Длина слова 16 бит, быстродействие — 300 тыс. коротких операций в секунду, оперативная память до 32 К слов
3	Консул-260	Электрическая пишущая машинка	Ввод — вывод до 10 знаков/с. 92 символа, до 106 знаков в строке
4	ПЛ-150, FS-1501	Устройство ввода—вывода на перфоленту	Чтение 1500 знаков/с, перфорация 150 строк/с
5	АП-6100	Устройство ввода с перфокарт	Скорость 100 карт/мин
6	АП-7252	Рулонный графопостроитель	Рабочее поле 594×420 мм. Минимальный шаг—0,05; 0,025 мм. Скорость вычерчивания до 250 мм/с
7	АП-5080	Блок магнитной ленты	Скорость записи—считывания 400 строк/с
8	Видеотон-340	Алфавитно-цифровой дисплей	Экран 200×400 мм, 16 строк по 80 знаков
9	ЭМ-709	Кодировщик графической информации	Рабочее поле 900×1200 мм, погрешность выдачи координат ±0,2 мм, дискретность 0,1; 1; 2; 2,5; 5 мм
10	Изот 1370	Накопитель на магнитном диске кассетного типа	Максимальная емкость 51·10 ⁶ бит, 25,5·10 ⁶ бит на фиксированном диске, 25,5·10 ⁶ бит на сменной кассете
11	DZM-180	Алфавитно-цифровое печатающее устройство	Скорость печати 180 символов/с, количество символов в строке 150, количество копий—5

Графический дисплей позволяет отображать на экране электронно-лучевой трубки графическую информацию, содержащуюся в закодированном виде в памяти ЭВМ. При помощи светового пера, представляющего собой фотоприемник, положение которого вблизи экрана фиксируется в ЭВМ, можно рисовать на дисплее кривые, которые вводятся в память ЭВМ. Планшет кодирования позволяет вводить в память с высокой точностью необходимые графические материалы, чертежи, схемы и т. п. для последующей математической обработки.

Программное обеспечение вычислительного комплекса, используемого для автоматизации проектирования, можно разделить на системное и прикладное.

Программное обеспечение в свою очередь состоит из штатной операционной системы, поставляемой изготовителем вместе с ЭВМ, и системой (или общей) части программного обеспечения САПР.

Пользователь современной ЭВМ взаимодействует с ней через посредство операционной системы, являющейся как бы программным продолжением машины, той средой, с которой общается пользователь. Операционная система состоит из управляющих и обрабатывающих программ. Управляющие программы обеспечивают распределение ресурсов ЭВМ, ввод и хранение информации, управление процессом выполнения задания. Обрабатывающие — предоставляют пользователю трансляторы с различных языков программирования и средства для создания библиотек программ, объединения различных программ, средства для работы с внешними запоминающими устройствами и др. В современных системах программирования, как правило, имеются трансляторы с основных распространенных языков высокого уровня, таких, как Алгол, Фортран, Кобол, PL/1 и др., а также с Ассемблера — машинно-ориентированного языка. Использование для разработки прикладных программ таких языков, как Фортран или Алгол, повышает производительность труда, увеличивает наглядность программы, облегчает ее отладку, хотя и приводит к некоторому снижению эффективности (больше машинное время и необходимая оперативная память) по сравнению с программами, написанными на Ассемблере квалифицированными программистами. Кроме того, использование языков высокого уровня делает программы существенно легче перемещаемыми с ЭВМ одной марки на другую. Библиотеки стандартных программ, имеющиеся в рамках каждого языка, значительно упрощают программирование и позволяют получить более качественную программу.

Прикладные программы, в том числе комплексы и пакеты, имеющие свою управляющую программу и входной язык, близкий к языку специалиста, а также и системы программ автоматизированного проектирования работают под управлением операционной системы.

Ниже рассматриваются один из программных комплексов и некоторые из описанных в литературе систем программ для проектирования двигателя или его узлов.

42.3. КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ РАСЧЕТА УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА РДТТ

Создание эффективных прикладных программ является трудоемким делом и требует высокой квалификации специалистов для разработки физической и математической модели рассматриваемых процессов и программирования. Производительность труда при программировании оценивается величиной около 1000 команд на человека в год, хотя и имеется существенный разброс в производительности от одного исполнителя к другому — отличие в несколько десятков раз.

Рассматриваемый ниже комплекс * ориентировочно имеет объем 30—50 тысяч команд. Если учесть затраты на разработку физической модели, проверку ее и т. д., станет ясной высокая трудоемкость его создания. Не случайно этот комплекс был создан из разрозненных, ранее независимо в различных местах разработанных программ. Создавать их все в одном месте от начала было бы затруднительно и рискованно — отдельные методы, необходимые в системе, могут потребовать длительного времени для апробирования. Отметим, что рассматриваемый ниже комплекс создан спустя примерно 5 лет после создания отдельных входящих в него программ и через 10 лет после появления первых версий этих программ.

Ожидаемый реальный удельный импульс $I_{у.п}$ определяется как термодинамический удельный импульс за вычетом потерь вследствие:

- запаздывания конденсата при разгоне в сопле;
- рассеяния потока;
- трения о стенки;
- теплоотдачи в стенки сопла;
- химической неравновесности;
- изменения геометрии сопла вследствие эрозии горловины.

Блок-схема системы программ приведена на рис. 42.3. По каждой программе указана фирма-разработчик, либо автор программы. В ссылках цитируемой (см. сноску на стр. 510) работы указаны источники, в которых изложены методы и описаны программы, вошедшие в систему.

В предыдущих главах подробно рассмотрены методы расчета всех составляющих величин, необходимых для определения $I_{у.п}$ и вошедших в рассматриваемую систему. Как правило, они более обоснованы и точны, чем в цитируемой работе. Тем не менее, указанная работа является хорошим примером реализации возможностей современных ЭВМ. Остановимся кратко на описании основных положений этой системы.

Идеальный удельный импульс рассчитывается на основе известных положений по программе (7) (см. рис. 42.3), составленной для достаточно широкого круга химических элементов. Затем в сопле заданной геометрии по программам (4) и (5) рассчитывает-

* AIAA Paper, № 74 — 1201.

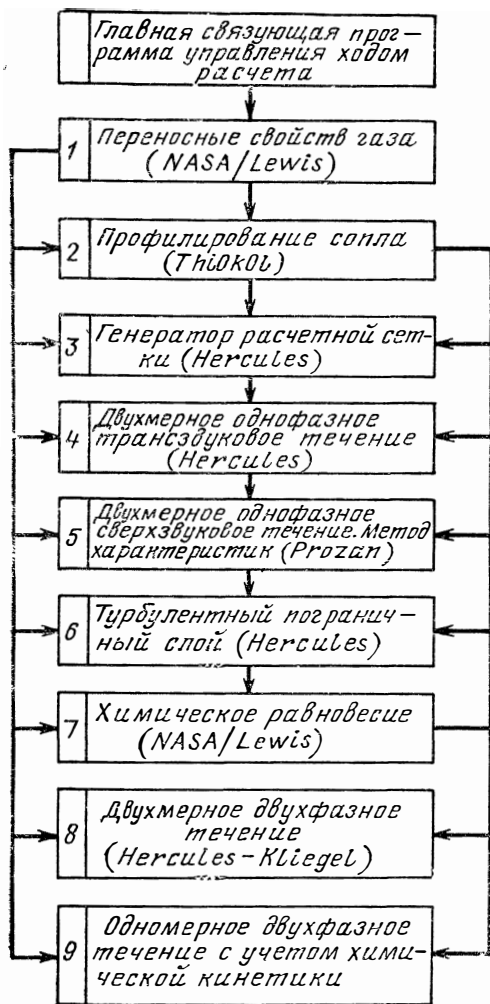


Рис. 42.3. Блок-схема системы программ для расчета $I_{y,п}$

Входные данные
по топливу
по геометрии

Выходные данные
потери на рассеяние
потери на трение

идеальный $I_{y,п}$
потери на эрозию
тепловые потери
потери на отстаивание
частиц
потери на химическую
неравнобесность

ся трансзвуковое и сверхзвуковое течение равновесной двухфазной смеси, характеристики которой определены в блоке (7). В результате находят потери на рассеяние для равновесного течения.

Затем по программе Клигеля (блок 8) рассчитывается сверхзвуковое неравновесное двухфазное двухмерное течение с газом постоянного состава и частицами одинакового неизменного вдоль сопла размера. Начальные данные в трансзвуковой области определяются посредством приближенного расчета двухмерного трансзвукового течения неравновесной двухфазной смеси.

Размеры конденсированных частиц принимаются равными 0,55 максимально устойчивого размера по условиям аэродинамического дробления. Учитывается вынос частиц на стенку сопла.

В результате этих расчетов находятся потери на отстаивание частиц в двухмерном течении. Определяются они следующим образом. Выполняются расчеты для нескольких фиксированных диаметров частиц так, чтобы рассчитанный удельный импульс можно было экстраполировать к значению диаметра, равному нулю. Разность между значениями удельного импульса при диаметре частиц, равном нулю, и диаметре, принятом за средний (0,55 от максимально устойчивого по дроблению), и дает величину «двухфазных» потерь

для двухмерного течения. Такая процедура потребовалась ввиду невозможности определения точного значения удельного импульса из-за приближенности начальных условий в трансзвуковой области.

Потери на трение определяются по программе (6) как интеграл по стенке сопла осевой составляющей касательного напряжения трения. Такой способ вычисления потерь на трение, в отличие от способа определения толщины потери импульса, требует отдельного расчета потерь, связанных с теплоотдачей в стенку, что и выполняется той же программой с учетом и радиационных потерь тепла (6). Суммарное количество тепла, отведенного от единицы массы продуктов сгорания, вычитается из теплоты образования топлива, и после повторного термодинамического расчета находятся потери на теплоотдачу.

Потери вследствие эрозии горловины сопла определяются на основе термодинамического расчета для сопел с разной степенью расширения.

Для учета химической неравновесности используется программа (9), которая позволяет учитывать более 750 различных химических реакций и определять потери удельного импульса в результате совместного учета фазовой неравновесности, влияющей на параметры газа, и химической кинетики в этих условиях.

Найденные таким образом составляющие различных потерь суммируются и вычитаются из идеального удельного импульса. Полученный ожидаемый реальный удельный импульс был сопоставлен с экспериментальными значениями для 38 модельных, 16 натурных испытаний РДТТ и 21 холодной продувки различных сопел. Несмотря на неучет ряда известных эффектов, таких, как рост частиц в сопле, шероховатость стенок, вдув продуктов разложения со стенок и других, теоретические и экспериментальные данные совпадают с погрешностью не более 0,6%, и среднеквадратичное отклонение не превышает 0,3%.

Рассмотренный комплекс программ демонстрирует эффективность системного подхода, основанного на использовании возможностей современных ЭВМ. При расчете по разрозненным программам для получения результата требуется не менее 10 дней. При работе с системой программ, когда связующая программа управляет ходом расчета, обеспечивает хранение и передачу данных, запуск нужных программ, сводя к минимуму участие человека и ручную переработку промежуточных данных, сроки получения результата сокращаются до 1—2 дней, т. е. на порядок.

Для расчета удельного импульса ЖРД специально созданная в США межведомственная рабочая группа (ICRPG) отобрала и усовершенствовала методы, применяемые различными фирмами для определения характеристик отдельных процессов, определяющих энергетические характеристики. В результате был создан комплекс программ, стандартизованы методы расчета, позволяющие учесть по отдельности и в совокупности следующие процессы:

неравномерное распределение по сечению камеры соотношения компонентов топлива;

незавершенность процесса горения в результате неполного испарения капель (по опытным данным);
 двухмерность течения в сопле, контур которого корректируется на толщину вытеснения пограничного слоя;
 химическую неравновесность при расширении в сопле;
 трение и теплообмен.

42.4. ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЖРД

В некоторых работах описаны системы, применяемые на стадии предварительного проектирования ЖРД, т. е. на стадии разработки ТЗ и, возможно, на стадии технического предложения. Общим принципом таких систем является оптимизация всех учитываемых в модели параметров двигателя с целью достижения максимума (минимума) целевой функции.

В качестве целевой функции выбирается какой-либо внутренний параметр двигателя, например, расход газа через турбину, минимальное давление на выходе из насоса, или максимум давления в камере сгорания.* В других работах за целевую функцию принят полезный груз, выводимый ступенью, или приращение скорости.**

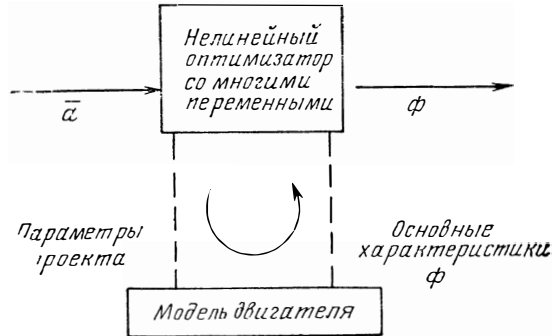


Рис. 42.4. Схема оптимизации

Вклад отдельных проектных параметров двигателя, таких, как длина и диаметр камеры сгорания, соотношение компонентов, конструкция форсуночной головки и др., учитывается через их включение в специальную штрафную функцию, которая и минимизируется. Для идеального двигателя значение этой функции равно нулю. Отличительной чертой системы является определение показателей устойчивости процесса горения и включение их в целевую функцию.

На рис. 42.4 показана схема выбора параметров двигателя. Модель двигателя строится по модульному принципу и включает в себя программы (модули) для расчета характеристик рассматриваемых процессов и основных узлов двигателя: газогенератора, турбины, насосов, камеры сгорания, сопла. Глубина этих расчетов различна, но в принципе возможно иметь как программы быстро работающие, основанные на приближенных зависимостях, так и детальные, подобные рассмотренным в предыдущем разделе, которые используются на стадии анализа выбранной конструкции.

* AIAA Paper, № 72 — 1183.

** Raumfahrtforschung, 1974, v. 18, № 1.

Так или иначе, имеется математическая, программная модель двигателя, входом в которую служат исходные проектные параметры, в количестве до нескольких десятков, выходом — значение целевой функции, определенное в результате полного расчета характеристик элементов и процессов в двигателе.

Блок оптимизации содержит набор процедур, предназначенных для определения значений проектных параметров, обеспечивающих экстремум целевой функции при учете ограничений.

Обычно используется набор программ, каждая из которых может быть применена при необходимости. В настоящее время в системе математического обеспечения ЭВМ, как правило, имеются различные программы оптимизации. Не останавливаясь на методах нелинейного программирования, отметим, что по этому вопросу имеется обширная литература.

Итак, вектор проектных параметров \bar{a} является входом в модель системы, результатом работы которой является функция качества Φ . Модуль оптимизации получает функцию качества от модуля модели системы. Затем модуль оптимизации генерирует новый вектор проектных параметров, и цикл вычислений \bar{a} повторяется до тех пор, пока не будет получен оптимальный вариант, характеризуемый функцией качества Φ^* .

Использование программных комплексов, подобных приведенным выше, обеспечивает возможность учета часто противоречивых требований, предъявляемых к энергетическим характеристикам, устойчивости процесса и др. Необходимо подчеркнуть возможность расширения набора расчетных модулей, что обеспечивает возможность совершенствования модели, приспособления ее к новым задачам.

42.5. АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СОПЕЛ РДТТ

Сопло РДТТ является напряженным и ответственным элементом, во многом определяющим характеристики двигателя. В процессе создания твердотопливной ракеты приходится неоднократно оценивать различные конструкции сопел, определять их массовые, моментные, габаритные, энергетические и другие показатели. При этом требуемая точность может быть получена только при детальной конструктивной проработке. Использование разного рода статистических, эмпирических зависимостей не дает удовлетворительного результата, так как необходимо учитывать слишком много переменных, а для этого бывает недостаточно данных.

Для примера охарактеризуем комплекс программ, ориентированных на проработку конструкции большого количества вариантов сопел с использованием средств диалоговой машинной графики*. При постановке задачи было выдвинуто требование, чтобы система была достаточно простой в работе и доступной неспециалисту и в то же время удовлетворяла повышенным требованиям инженеров-конструкторов. Решение этих противоречивых требований было

* AIAA Paper, № 69 — 975; № 72 — 1190.

получено на основе использования предварительных заготовок основных решений. Пользователь может задать сам с пульта все необходимые ему величины (их несколько сотен — геометрия, материалы, толщины и пр.). Если он для каких-то величин этого не делает — программа принимает некоторые номинальные значения. Например, если тип профиля сопла не указан, будет выбран конус с углом 15° . Если указано, что сопло профилированное, но нет более детальных указаний, будут выбраны углы входа и выхода 23° и 13° соответственно. Этот принцип аналогичен принципу умолчания в современных языках программирования — на место не заданных пользователем условий автоматически подставляются некоторые номинальные, которые предполагаются наиболее употребимыми.

Конструктор, работающий с системой, может ввести целиком конструкцию сопла, если ему нужно точно рассчитывать массу, центр тяжести, момент инерции, эрозию, обугливание, прогрев и т. д. Эта конструкция может использоваться также в качестве первого приближения для дальнейшего параметрического исследования ее «чувствительности» к изменениям отдельных переменных.

Предусмотрены следующие возможности при выборе конструкции сопла.

Тип сопла — утопленное или внешнее. Системы управления вектором тяги — подвижные сопла (3 типа) и при помощи систем впрыска, вдува, использования щитков. Подвижные сопла в свою очередь делятся по расположению оси вращения, линии разъема, характеру сил между фиксированной и подвижной частями. Системы для управления вектором тяги с помощью вдува горячих газов могут быть четырех различных типов. Форма профиля сверхзвуковой части сопла — конус или профилированное сопло.

Всего на основе принятых схем конструктивных решений может быть синтезировано 100 вариантов сопел. Система программ дает возможность получить конструкцию сопла для любого из выбранных вариантов, удовлетворяющего следующим проектным параметрам: тяга двигателя, давление в камере сгорания, геометрическая степень расширения сопла, время работы, максимальное значение угла отклонения вектора тяги, состав топлива. Кроме того, система позволяет создавать конструкцию, оптимальную в смысле различных условий, например, «наименьшая стоимость при выполнении ряда особых требований», «наименьшая стоимость без превышения удельной массы конструкции» и т. п.

Программы, позволяющие рассчитывать все 100 предусмотренных комбинаций, собраны в 12 модулей, которые разбиты на 3 группы в соответствии с обычными тремя этапами процесса проектирования сопел: 1) газодинамическое проектирование, 2) тепловое проектирование, 3) конструирование. Распределение этих основных программных модулей по трем группам показано на рис. 42. 5.

На этапе газодинамического проектирования профилируются входная часть, горловина и сверхзвуковая часть сопла, обеспечивающие необходимые характеристики. Способы профилирования,

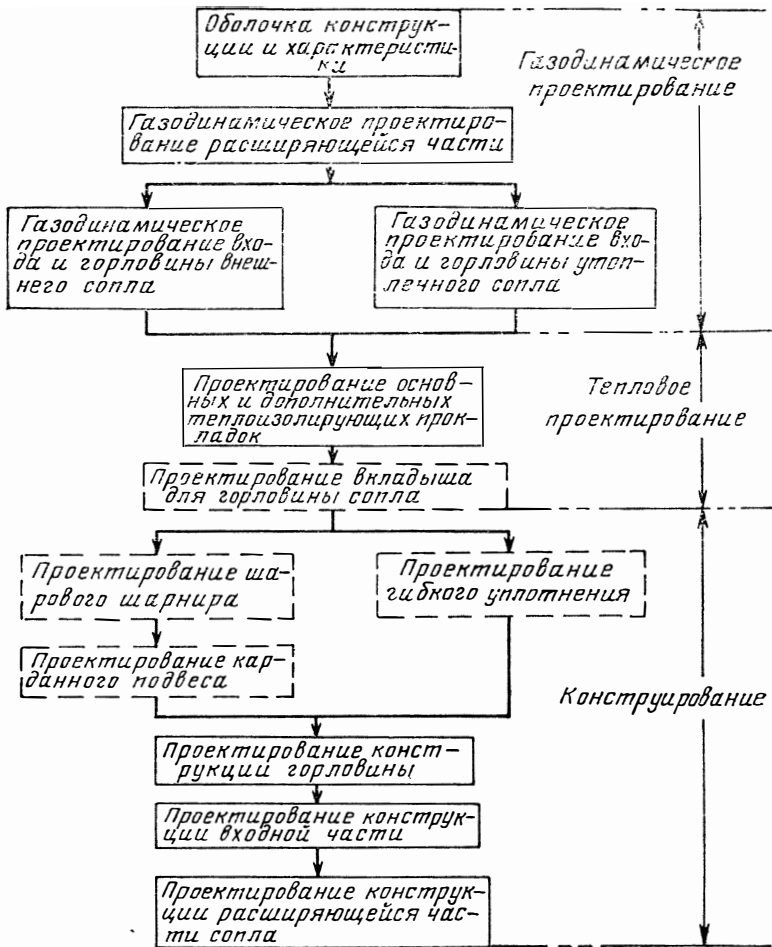


Рис. 42.5. Основные программы и последовательность проектного расчета сопла РДТТ

используемые в рассматриваемой работе, принципиально не отличаются от изложенных в гл. XXXIII. Отметим лишь, что для сверхзвуковой части сопла использована аппроксимация «точных» профилей дугой окружности, выполненная заранее и позволяющая сократить машинное время ЭВМ.

Тепловое проектирование состоит из трех основных этапов: проектирования абляционного покрытия или слоев, подвергаемых эрозии; проектирования дополнительных теплоизолирующих слоев; проектирования наполнителей, обеспечивающих плавность геометрического контура. Расчет ведется, начиная от внутренних поверхностей. В характерном месте рассчитывается ожидаемая эрозия и к ней прибавляется глубина обугливания. Для компенсации неточ-

ностей прибавляется запас. Если пользователь не задает своих величин, автоматически принимается запас в 50% в горловине и 25% — в других местах. Толщина изолирующего материала рассчитывается из условия обеспечения приемлемой температуры на наружной поверхности.

Материалы и все их характеристики пользователь может ввести в ЭВМ. Если он этого не сделает, система использует хранящиеся в памяти наиболее типичные материалы для соответствующих элементов конструкции.

Коэффициенты теплообмена и эрозии хранятся в системе для некоторых номинальных параметров (размер сопла, давление, топливо, материал) и для конкретного варианта пересчитываются. Глубина обугливания рассчитывается по специальным зависимостям.

Проектирование конструкции следует за двумя вышеуказанными этапами и состоит из двух основных этапов: проектирования структурных элементов конструкции — колец и оболочек, поддерживающих вкладыши, изоляторы и наполнители, и проектирования механизма, обеспечивающего движение сопла. Для выполнения первого подэтапа были найдены 11 видов колец и 6 видов оболочек, достаточные, чтобы создать из них все основные конструкции сопел.

Для ввода и вывода информации используется графический дисплей, на экране которого может быть показан чертеж сопла, сводка входных данных, либо выходных величин.

На рис. 42.6 показан дисплей с элементом конструкции сопла, изображенным на экране. Конструктор, сидящий за дисплеем, может быстро оценить выбранные материалы, геометрию. Если конструкция его устраивает, он может выдать данные на перфоноситель,

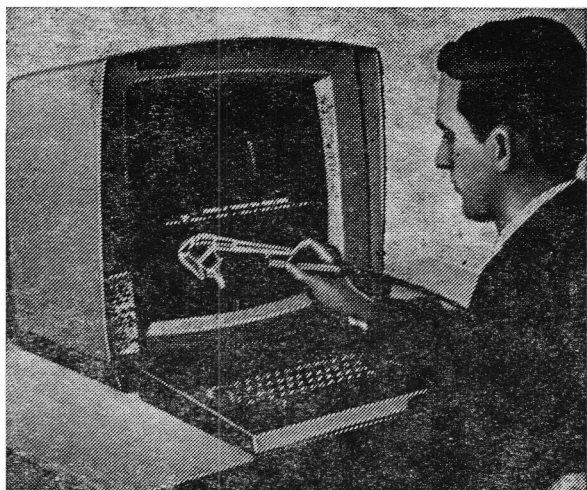


Рис. 42.6. Проектирование сопла РДТТ с использованием графического дисплея

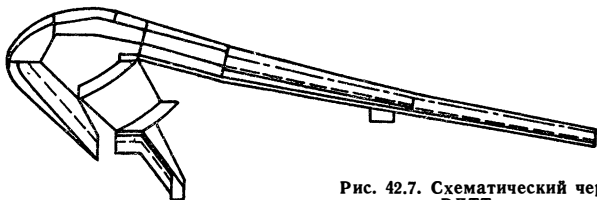


Рис. 42.7. Схематический чертеж сопла РДТТ, полученный на графопостроителе

с которого на графопостроителе будет нарисован чертеж сопла с обозначением изменения профиля от эрозии и глубины обугливания. На рис. 42.7 показано полученное таким образом сопло с гибким элементом. Нередко приходится пересматривать принятые на предыдущих стадиях проектирования решения. В этом случае ранее выполненные этапы повторяются до получения удовлетворительной конструкции.

42.6. РАЗВИТИЕ СИСТЕМ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ

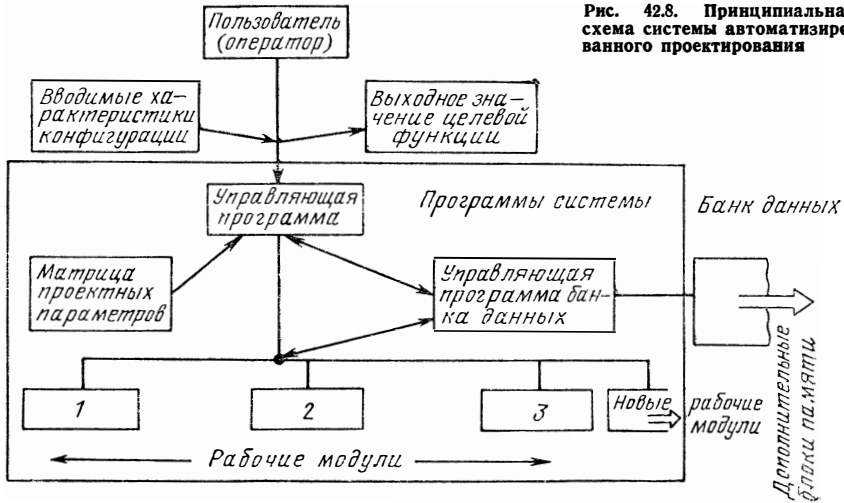
Рассмотренные в предыдущих разделах примеры использования современной техники в проектировании ракетных двигателей представляют собой отдельные шаги в создании элементов систем автоматизированного проектирования (САПР). Создаваемые САПР должны охватывать все стадии разработки изделия — проектирование, конструирование, технологическую подготовку (в частности, подготовку программ для оборудования с числовым программным управлением) и, наконец, испытания и эксплуатацию.

Основой для объединения всех стадий разработки служит единая цифровая модель изделия, хранимая в памяти ЭВМ, постоянно развиваемая, уточняемая в процессе разработки. Именно такие сквозные системы являются наиболее эффективными, позволяют ликвидировать затраты времени, труда и ошибки, возникающие при ручной переработке информации.

Одна из структур системы автоматизированного проектирования показана на рис. 42.8. Система программ работает под управлением операционной системы ЭВМ. Пользователь работает с системой с одного из пультов, входящих в АРМ, или автономного пульта. Языком общения является проблемно-ориентированный язык, ключевые слова которого близки к профессиональным терминам проектировщика. Управляющая программа принимает директивы пользователя, транслирует и обеспечивает нужную работу по расчету, запуску рабочих модулей. Рабочие модули представляют собой прикладные программы, подобные рассмотренным ранее. Вся информация об изделии, как вводимая пользователем, так и получаемая в результате обработки, хранится в банке данных (информационном блоке). Оттуда она передается рабочим модулям при запуске их, туда же поступают результаты их работы.

Управляющая программа и программы управления данными представляют собой системную (общую) часть программного обес-

Рис. 42.8. Принципиальная схема системы автоматизированного проектирования



печения САПР, о которой упоминалось в разд. 42.2. Эта часть САПР мало зависит от вида изделия. Прикладные программы, объем которых уже в современных системах составляет миллионы команд, в основном определяют возможности системы. Эти программы представляют собой материализованный опыт, отражают уровень знаний об изделии и происходящих процессах.

Ввиду большой трудоемкости разработки, необходимости концентрации опыта и знаний специалистов высшей квалификации по многим направлениям науки и техники, все САПР в настоящее время создаются на основе уже имеющихся, апробированных прикладных программ. Развитие теории ракетных двигателей и реализация ее методов в универсальных программах создают прочную базу для создания систем автоматизированного проектирования.

Список литературы

1. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1976.— 888 с.
2. **Алемасов В. Е., Дрегалин А. Ф., Тишин А. П.** Теория ракетных двигателей.— М.: Машиностроение, 1969.— 547 с.
3. **Аэромеханика и газовая динамика.** Под ред. В. В. Струминского. — М.: Наука, 1976.— 296 с.
4. **Башкатов В. А., Орлов И. И., Федосов М. И.** Гидрореактивные пропульсивные установки.— Л.: Судостроение, 1977.— 296 с.
5. **Беляев Н. М.** Системы надува топливных баков ракет.— М.: Машиностроение, 1976.— 335 с.
6. **Беляев Н. М., Уваров Е. И.** Расчет и проектирование реактивных систем управления космических летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1974.— 199 с.
7. **Болгарский А. В., Мухачев Г. А., Шукин В. К.** Термодинамика и теплопередача. Изд. 2-е — М.: Высшая школа, 1975.— 495 с.
8. **Бурдаков В. П., Данилов Ю. И.** Внешние ресурсы и космонавтика. — М.: Атомиздат, 1976.— 551 с.
9. **Бурдун Г. Д.** Справочник по Международной системе единиц. — М.: Изд-во стандартов, 1977.— 231 с.
10. **Ваничев А. П.** Термодинамический расчет горения и истечения в области высоких температур. БНТ, 1947.— 27 с.
11. **Виницкий А. М.** Ракетные двигатели на твердом топливе. — М.: Машиностроение, 1973. — 347 с.
12. **Виноградов Б. С.** Прикладная газовая динамика. — М.: Изд-во Ун-та Дружбы народов, 1965.— 349 с.
13. **Волков Е. Б., Сырицын Т. А., Мазинг Г. Ю.** Статика и динамика ракетных двигательных установок В 2-х кн. — М.: Машиностроение, 1978.
14. **Волков Е. Б., Мазинг Г. Ю.** Ракетные двигатели на комбинированном топливе. — М.: Машиностроение, 1973. — 184 с.
15. **Гильберг Л. А.** Ракеты и ракетные двигатели. — М.: Знание, 1972. — 63 с.
16. **Гиневский А. С.** Теория турбулентных струй и следов. — М.: Машиностроение, 1969. — 400 с.
17. **Гинзбург И. П.** Аэродинамика. — М.: Высшая школа, 1966.— 404 с.
18. **Гиршфельдер Дж. и др.** Молекулярная теория газов и жидкостей. Пер. с англ. — М.: ИИЛ, 1961.— 929 с.
19. **Гликман Б. Ф.** Автоматическое регулирование ЖРД. — М.: Машиностроение, 1974. — 396 с.
20. **Глушко В. П.** Путь в ракетной технике. Избранные труды (1924—1946).— М.: Машиностроение, 1977.— 504 с.
21. **Глушко В. П.** Ракетные двигатели ГДЛ—ОКБ.— М.: Изд-во АПН, 1975.— 36 с.
22. **Глушко В. П.** Развитие ракетостроения и космонавтики в СССР. — М.: Изд-во АПН, 1973. — 56 с.

23. Головков Л. Г. Гибридные ракетные двигатели. — М.: Воениздат, 1976.— 168 с.
24. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Электрические ракетные двигатели. — М.: Машиностроение, 1975.— 271 с.
25. Двигатели ракетные жидкостные. Термины и определения. ГОСТ 17655—72, 47 с. Двигатели ракетные жидкостные тяги. Термины и определения. ГОСТ 22396—77, 17 с. — М.: Госстандарт.
26. Двигательные установки ракет на жидком топливе. Пер. с англ. — М.: Мир, 1966.— 404 с.
27. Дитякин Ю. Ф., Клячко Л. А., Новиков Б. В. Распыливание жидкостей.— М.: Машиностроение, 1977.— 208 с.
28. Добровольский М. В. Жидкостные ракетные двигатели.— М.: Машиностроение, 1968.— 396 с.
29. Ерохин Б. Т., Липанов А. М. Нестационарные и квазистационарные режимы работы РДТТ. — М.: Машиностроение, 1977.— 200 с.
30. Жирицкий Г. С. и др. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов.— М.: Машиностроение, 1971.— 620 с.
31. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. — М.: Наука, 1975.— 131 с.
32. Зрелов В. Н., Серегин Е. П. Жидкие ракетные топлива.— М.: Химия, 1975.— 320 с.
33. Зуев В. С., Макарон В. С. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей.— М.: Машиностроение, 1971.— 367 с.
34. Иевлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. — М.: Наука, 1975.— 256 с.
35. Карапетьянц М. Х. Химическая термодинамика. — М.: Химия, 1975.— 583 с.
36. Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е. Техническая термодинамика.— М.: Энергия, 1974.— 447 с.
37. Кожевников Ю. В. Статистическая оптимизация летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1978.— 173 с.
38. Космонавтика. Маленькая энциклопедия. Гл. ред. В. П. Глушко. — М.: Сов. энциклопедия, 1970. — 592 с.
39. Краснов Н. Ф. Аэродинамика.— М.: Высшая школа, 1976, т. I — 384 с., т. II — 368 с.
40. Крайко А. Н. и др. Механика многофазных сред. Итоги науки и техники Гидромеханика, т. 6.— М.: ВИНТИ АН СССР, 1972, с. 93—174.
41. Курзинер Р. И. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета (основы теории). — М.: Машиностроение, 1977.— 212 с.
42. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. — Новосибирск. Сиб. отд. АН СССР, 1962.— 180 с.
43. Кутателадзе С. С., Стырикович М. А. Гидродинамика газожидкостных систем. — М.: Энергия, 1976.— 296 с.
44. Луарсабов К. А., Пронь Л. В., Сердюк А. В. Летные испытания жидкостных ракетных двигателей. — М.: Машиностроение, 1977.— 189 с.
45. Мальцев В. М., Мальцев М. И., Кашпоров Л. Я. Основные характеристики горения. — М.: Химия, 1976.— 320 с.
46. Махин В. А., Миленко Н. П., Пронь Л. В. Теоретические основы экспериментальной обработки ЖРД. М.: Машиностроение, 1973.— 282 с.
47. Махин В. А., Присняков В. Ф., Белик Н. П. Динамика жидкостных ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1969. — 384 с.
48. Машинное проектирование двигательных установок летательных аппаратов. Под ред. С. В. Румянцева. Итоги науки и техники. Авиационное, т. 4. — М.: ВИНТИ АН СССР, 1977.— 222 с.
49. Мелькумов Т. М. и др. Ракетные двигатели. — М.: Машиностроение, 1976.— 399 с.
50. Мельников Д. А., Пирумов У. Г., Сергиенко А. А. Сопла реактивных двигателей. — В сб.: Аэромеханика и газодинамика. — М.: Наука, 1976, с. 57—75.
51. Миленко Н. П., Сердюк А. В. Моделирование испытаний ЖРД. — М.: Машиностроение, 1975. — 184 с.
52. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. Изд. 2-е. — М.: Энергия, 1977. — 343 с.

53. **Мошкин Е. К.** Развитие отечественного ракетного двигателестроения. — М.: Машиностроение, 1973. — 225 с.
54. **Мошкин Е. К.** Нестационарные режимы работы в ЖРД. — М.: Машиностроение, 1970. — 336 с.
55. **Наганзон М. С.** Продольные автоколебания жидкостной ракеты. — М.: Машиностроение, 1977. — 205 с.
56. **Некоторые** применения метода сеток в газовой динамике. Вып. VI. Течение газа в соплах и струях. — М.: Изд-во МГУ, 1974. — 407 с.
57. **Нестационарные** процессы горения в ракетных двигателях. Итоги науки и техники. Авиационные и ракетные двигатели. Под ред. А. З. Чулкова. т. 2.— М.: ВИНТИ АН СССР, 1977. — 199 с.
58. **Неустойчивость** горения в ЖРД. Под ред. Д. Т. Харрье и Ф. Г. Рирдона. Пер. с англ. — М.: Мир, 1975.— 869 с.
59. **Овсянников Б. В., Боровский Б. И.** Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей. — М.: Машиностроение, 1971. — 540 с.
60. **Орлов Б. В., Мазинт Г. Ю.** Термодинамические и баллистические основы проектирования РДТТ. М.: Машиностроение, 1968. — 536 с.
61. **Орлов Б. В. и др.** Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей для беспилотных летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1967.— 424 с.
62. **Основы** теории автоматического управления ракетными двигательными установками.— М., Машиностроение, 1978.— 328 с.
63. **Основы** теории и расчета жидкостных ракетных двигателей. Под ред. В. М. Кудрявцева. — М.: Высшая школа, 1975.— 656 с.
64. **Основы** теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. Под ред. В. К. Кошкина. М.: Машиностроение, 1975. — 623 с.
65. **Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К.** Взаимодействие материалов с газовыми потоками. — М.: Машиностроение, 1976. — 224 с.
66. **Пневмогидравлические** системы двигательных установок с жидкостными ракетными двигателями. Под ред. акад. В. Н. Челомея. — М.: Машиностроение, 1978. — 240 с.
67. **Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.** Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976. — 391 с.
68. **Процессы** горения топлив в РДТТ. Итоги науки и техники. Авиационные и ракетные двигатели. т. I. Под ред. А. З. Чулкова. — М.: ВИНТИ АН СССР, 1974.— 217 с
69. **Ракетные** топлива (по материалам зарубежной печати). — М.: Мир, 1975. — 188 с.
70. **Райзберг Б. А., Ерохин Б. Т., Самсонов К. П.** Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. — М.: Машиностроение, 1972. — 384 с.
71. **Сарнер С.** Химия ракетных топлив. — М.: Мир, 1969. — 488 с.
72. **Соркин Р. Е.** Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе.— М.: Наука, 1967. — 368 с.
73. **Степанов Г. Ю., Гогниш Л. В.** Квазиодномерная газодинамика сопел ракетных двигателей. — М.: Машиностроение, 1973. — 167 с
74. **Стернин Л. Е.** Основы газодинамики двухфазных течений в соплах, — М.: Машиностроение, 1974. — 212 с.
75. **Талантов А. В.** Горение в потоке. — М.: Машиностроение, 1978. — 160 с.
76. **Теория** воздушно-реактивных двигателей. Под ред. С. М. Шляхтенко. — М.: Машиностроение, 1975. — 568 с.
77. **Термические** константы веществ. Справочник в 10 т. Под ред. акад. В. П. Глушко. — М.: ВИНТИ АН СССР, 1962—1978.
78. **Термодинамические** свойства индивидуальных веществ. Справочник в 2 т. Под ред. акад. В. П. Глушко. — М.: Наука, 1962.
79. **Термодинамические** и теплофизические свойства продуктов сгорания. Справочник в 10 т. Под ред. акад. В. П. Глушко. — М.: ВИНТИ АН СССР, 1971—1979.
80. **Термодинамические** и теплофизические свойства твердых ракетных топлив и их продуктов сгорания. Под ред. В. Е. Алемасова. М.: Изд-во МО СССР, 1977. — 318 с.

81. **Транспортная космическая система.** Итоги науки и техники. Ракетостроение, т. 7. — М.: ВИНТИ АН СССР, 1976.— 284 с.
 82. **Фукс Н. А.** Механика аэрозолей. — М.: Изд-во АН СССР, 1955.— 352 с.
 83. **Хавкин Ю. И.** Центробежные форсунки. — Л.: Машиностроение, 1976. — 168 с.
 84. **Циолковский К. Э.** Труды по космонавтике. — М.: Машиностроение, 1967.— 375 с.
 85. **Чжен П.** Отрывные течения. тт. 1—3. Пер. с англ. — М.: Мир, 1972—1973.
 86. **Чистяков П. Г.** Точность систем автоматического регулирования ЖРД и ТРД. — М.: Машиностроение, 1977. — 160 с.
 87. **Шапиро Я. М., Мазинг Г. Ю., Прудников Н. Е.** Теория ракетного двигателя на твердом топливе. — М.: Воениздат, 1966. — 256 с.
 88. **Шишков А. А.** Газодинамика пороховых ракетных двигателей. — М.: Машиностроение, 1974. — 156 с.
 89. **Штехер М. С.** Топлива и рабочие тела ракетных двигателей. — М.: Машиностроение, 1976. — 302 с.
 90. **Sutton G. P., Ross D. M.** Rocket Propulsion Elements. New-York, Wiley, 1976. 557 p.
-

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Автоматизированное проектирование 503
Воспламенение жидких ракетных топлив 215
— твердого топлива 417
Воспламенитель РДТТ 447
Газогенератор жидкостный 196, 226, 257
— — регулирование 486
— — однокомпонентный 328
— — твердотопливный 446
Газодинамические функции при расчете термодинамических характеристик 80
— — — течения в камере РДТТ 425
Горение неустойчивое в РДТТ 464—467
— топлива в ЖРД 249
— — в РДТТ, скорость 405, 408
— — твердого в РДТТ 405—416
— эрозионное 411
Гидроракетные двигатели 495
Заряды в РДТТ 391
— — — выбор размеров 472
— — — геометрия выгорания 429
— — — горящие по торцу 445
— — — основы расчета 441
Камера сгорания ГРД 483
— — — рабочие процессы 483
— — ЖРД 191, 225
— — — время пребывания продуктов 255
— — — выбор давления 381
— — — определение размеров 276
— — — оценка совершенства процессов 253
— — — приведенная длина 256
— — — расходонапряженность 256
— — — расчет основных параметров 276
— — РДТТ 389, 472
— — — рабочие процессы 483
Колесания высокочастотные внутрикамерные 368, 372
— — — низкочастотные в ЖРД, 365, 371
Конденсата кристаллизации 123
— свойства 119
— частиц коагуляция 131
Коэффициент(ы) вязкости 138, 140, 141
— диффузии 138, 140
— избытка окислительных элементов 49
— избытка окислителя 48
— — — выбор 379
— конструктивного совершенства аппарата 33
— массы полезного груза 33
— расхода сопла 259, 262
— совершенства смещения 243
— сопла 259
— теплопроводности 138, 141, 142
— удельного импульса 274, 275
— уравнений для агрегатов ЖРД 346
— усиления 188
К.п.д. (коэффициент полезного действия) 24
— импульсный 26
— камеры 24
— полный 28
— термический 25
— энергетический 24
Масса конструкции 30
— полезного груза 30, 38
— топлива относительная 33
— удельная двигателя 29
Массовое число 3, 31, 36, 37, 313
— — влияние на скорость полета 36
Отклонения параметров ЖРД 350
Отрыв потока в соплах 177
— — — несимметричный 185
Охладитель газообразный 291
— жидкий однофазный 289
— подогрев его 293
Охлаждение абляционное 307, 452
— внутреннее 302, 451
— емкостное 304, 451
— завесное 302
— наружное проточное 287
— — радиационное 300, 450
— — — расчет 299
— — регенеративное 292
— создание пристеночного слоя 302
— транспирационное 303
Плотность топлива 39, 50
— конвективного теплового потока 160
Пограничный слой 148
— — в камере 159
— — ламинарный 265
— — турбулентный 265
Подача топлива вытеснительная 192
— — — на горячем газе 194

- — — химическая 323
- — — насосная 195
- — — определение запаса газа вытеснения 319
- — — с применением генераторного газа 322
- — — турбонасосная без дожигания генераторного газа 195, 324
- — — с дожиганием генераторного газа 195, 325
- Потенциал взаимодействия 144
- Потери удельного импульса 258, 431
 - — — в сопле 258
 - — — из-за многофазности 432—437
 - — — — отклонений контура сопла 263
 - — — — рассеяния 260
 - — — — трения 264
 - — — — уноса массы 454
 - — — — неравномерности химической 268
 - — — — — энергетической 270
 - — — — при организации тепловой защиты 270
- Прикладные программы расчета параметров ЖРД 376
 - — — РДТТ 475
 - — — термодинамических характеристик 98
 - — — удельного импульса РДТТ 510
 - — — характеристик камеры ЖРД 385
- Продукты сгорания 54
 - — гетерогенные 63
 - — термодинамические свойства 66
 - — химически равновесный состав 54
- Ракетные двигатели 9
 - — гибридные (ГРД) 478
 - — — регулирование 486
 - — — схемы 482
 - — жидкостные (ЖРД) 191
 - — — автоматизация предварительного проектирования 513
 - — — запуск 361
 - — — настройка 353
 - — — останов 363
 - — — состав 191
 - — — тенденции развития 497
 - — ЖРДМТ 310
 - — — двухкомпонентные 313
 - — — однокомпонентные 316
 - — — режимы работы 311
 - — — РДТТ 389
 - — — выбор параметров 467
 - — — давление в камере сгорания 426
 - — — основы расчета 441
 - — — переходные режимы работы 427
- — — подбор воспламенителя 447
- — — разброс баллистических параметров 456
 - — — состав 389
 - — — тенденции развития 501
- Ракетно-прямоточные двигатели (РПД) 489
 - — — области применения 493
 - — — расчет характеристик 490
 - — — схемы 489
- Ракетно-турбинные двигатели 494
- Расходный комплекс 23
- Самовоспламенение 215
- Скорость горения твердого топлива 408
 - звука 71
 - полета 30
 - в зависимости от параметров ракеты и двигателя 34
 - — действительная 32
 - — идеальная 30, 31
 - — характеристическая 31
- Смесеобразование в камере сгорания ЖРД 225
 - испарение 245
 - распыление 237
- Сопло 16
 - выбор параметров выходного сечения 383, 474
 - кольцевое 103
 - Лавала 101
 - коническое 102
 - круглое, выбор контура 278
 - — с равномерной характеристикой 103
 - — с угловой точкой 102
 - профилирование для двухфазных продуктов сгорания 437
 - профилированное 108, 279, 282
 - РДТТ, автоматизация проектирования 514
 - тарельчатое 103
 - укороченное 103
 - штыревое 103
 - экстремальное 102
- Стехиометрическое соотношение компонентов топлива 46, 47
 - — — массовое 48
 - — — — мольное 47
 - — — — объемное 48
- Тепловая защита ЖРДМТ 315
 - — изоляционная 306, 451
 - — камеры ЖРД 283
 - — — комбинированная 309
 - — элементов конструкции РДТТ 450
- Тепловой поток
 - — в охладитель 288
 - — — РДТТ 448
 - — — лучистый 168

- — конвективный 160
- — на проницаемой поверхности 164
- — — пересчет плотности 162
- — — при охлаждении жидкостной завесой 166
- — при двухфазном течении 173
- — при кипении 290
- — распределение по тракту камеры 175
- — через стенку 288
- Термодинамический расчет замороженного течения 78
- — по диаграммам и номограммам 82
- — процесса горения 73
- — — течения 75
- — процессов в камере 72
- Течение двухфазное неравновесное 118, 128
- в камере РДТТ одномерное 423
- — — пространственное 419
- — кольцевых соплах 111
- — сопле двухслойное 110
- — сужающейся части сопла 103
- — расширяющейся части сопла 106
- ламинарное 137
- однофазное равновесное 100
- — химически неравновесное 113
- с неравновесной конденсацией 136
- турбулентное 145
- энергетически неравновесное 117
- Топливо двухкомпонентное 46
- гелеобразное 223
- жидкое ракетное 206
- — — выбор 379
- — — основные применяемые 216, 396, 399
- — — псевдожидкое 224
- — — свойства компонентов 209
- — — требования 206
- компоненты 45
- — испарение 245
- — распыление 237
- — смешение 241
- — соотношение 36
- — состав 45, 46
- — твердого ракетного 396, 399—403
- металлосодержащее 222, 401, 480, 481
- многокомпонентное 49, 481
- однокомпонентное 328
- оценка эффективности 40—43
- переменного состава 43
- ракетно-прямоточных двигателей 492
- твердо-жидкое (гибридное) 479
- твердое ракетное 394
- — — воспламенение 417
- — — выбор 470
- — — горение 405
- — — двухосновное 399
- — — смесевое 399
- — — с улучшенными характеристиками 403
- — — физико-механические свойства 395
- — — энергетические характеристики 394
- трехкомпонентное твердо-жидкое 481
- Тяга камеры 16
- изменение величины в РДТТ 459
- изменение направления 186—190, 461
- на различных режимах работы сопла 18
- Удельный импульс 21
- — — тяги 21
- — — и скорость полета 35, 38
- Уравнения состояния реального газа 146
- динамических характеристик ЖРД 354—357
- отклонений параметров агрегатов ЖРД 345
- пограничного слоя 150
- химического равновесия 56
- — — методы решения 60, 62
- Устойчивость процессов в ЖРД 364, 374
- — — РДТТ 462
- Форсунки двухкомпонентные струйные 229
- — центробежные 236, 230
- геометрическая характеристика 232
- однокомпонентные струйные 227
- струйно-центробежные 237
- Характеристики термодинамические 44
- — для гетерогенных продуктов сгорания 93
- — зависимость от основных факторов 85
- — погрешность расчета 97
- — справочные данные 95
- — эффективность различных способов газогенерации 334
- Характеристики ЖРД высотные 337
- — динамические 354—361
- — дроссельные 339
- — статические 335
- Характеристики РДТТ статические 455
- Характеристическая скорость 23
- Циолковского число 31
- Энтальпия 50
- вещества в стандартном состоянии 51
- — компонента продуктов сгорания 52
- — топлива 52
- топлива 53

Оглавление

	Стр.
От редактора	3
Предисловие	5
Основные сокращения и условные обозначения	7

Часть первая

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Глава I. Отличительные особенности и функции ракетных двигателей	9
1.1. Реактивные и ракетные двигатели	9
1.2. Источники энергии и массы для ракетных двигателей	10
1.3. Химические ракетные двигатели	12
Глава II. Основные параметры камеры и двигателя	16
2.1. Тяга камеры	16
2.2. Удельные параметры камеры	21
2.3. Коэффициенты полезного действия камеры	24
2.4. Основные параметры двигателя	26
Глава III. Взаимосвязь параметров ракеты, двигателя, топлива	30
3.1. Основные параметры ракетных аппаратов	30
3.2. Влияние параметров ракеты и двигателя на скорость полета	34
3.3. Взаимосвязь массы полезного груза с параметрами ракеты и двигателя	38
3.4. Влияние характеристик топлива на показатели ракеты	38
3.5. Критерии выбора параметров ракеты	39
3.6. Оценка эффективности топлив	40

Часть вторая

ОБЩИЕ МЕТОДЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА

А. ТЕРМОГАЗОДИНАМИКА ИДЕАЛЬНЫХ ПОТОКОВ

Глава IV. Необходимые данные для термогазодинамического расчета	44
4.1. Общие сведения	44
4.2. Представление данных об элементарном составе топлива	45
4.3. Представление данных об элементарном составе компонента	45
4.4. Параметры двух- и многокомпонентного топлива	46

	<i>Стр.</i>
4.5. Энтальпия	50
4.6. Система справочных данных о компонентах топлива и продук- тов сгорания	53
Глава V. Равновесный химический состав продуктов сгорания	54
5.1. Модель рабочего тела	54
5.2. Уравнения химического равновесия	56
5.3. Методы расчета химического равновесия	60
5.4. Особенности расчета состава гетерогенных продуктов сгорания	63
5.5. Характеристики равновесного состава	64
5.6. Частные производные параметров равновесного состава	65
Глава VI. Термодинамические свойства продуктов сгорания	66
6.1. Исходные данные	66
6.2. Термодинамические функции смеси	67
6.3. Термические коэффициенты	67
6.4. Теплоемкости	69
6.5. Скорость звука	71
Глава VII. Термогазодинамический расчет процессов в камере	72
7.1. Модель процессов	72
7.2. Термодинамические параметры процесса горения	73
7.3. Термодинамический расчет процесса течения	75
7.4. Определение параметров процесса течения	79
7.5. Термодинамический расчет по диаграммам и номограммам	82
Глава VIII. Зависимости термодинамических характеристик от основных факторов	85
8.1. Общие сведения	85
8.2. Аналитические зависимости термодинамических характеристик	85
8.3. Зависимость от соотношения компонентов топлива	87
8.4. Зависимость от давления во входном сечении сопла	90
8.5. Зависимость от степени расширения газа или геометрической степени расширения сопла	92
8.6. Особенности зависимостей термодинамических характеристик для гетерогенных продуктов сгорания	93
8.7. Справочные данные по термодинамическим характеристикам	95
8.8. Погрешности расчета термодинамических характеристик	97
8.9. Пакет прикладных программ расчета термодинамических ха- рактеристик	98
Б. ОСНОВЫ ТЕОРИИ РЕАЛЬНЫХ ПОТОКОВ	
Глава IX. Однофазное равновесное течение	100
9.1. Теоретические основы исследования параметров течения	100
9.2. Некоторые сведения о геометрии сопел	101
9.3. Течение в сужающейся части сопла	103
9.4. Течение в расширяющейся части круглых сопел	106
9.5. Особенности течения продуктов сгорания с различными физичес- кими свойствами	110
9.6. Особенности течения в кольцевых соплах	111
Глава X. Однофазное неравновесное течение	113
10.1. Общие сведения	113
10.2. Химически неравновесные течения	114
10.3. Энергетически неравновесные течения	117
Глава XI. Двухфазное неравновесное течение	118
11.1. Характеристики продуктов сгорания металлосодержащих топлив	118
11.2. Термодинамическая оценка максимально возможных потерь скорости истечения	122

11.3. Неравновесное расширение двухфазного потока в сопле при отсутствии конденсации ($z = \text{const}$)	128
11.4. Коагуляция частиц конденсата в сопле	131
11.5. Неравновесность процесса конденсации в сопле	136
Глава XII. Явления переноса	137
12.1. Явления переноса при ламинарном течении	137
12.2. Явления переноса при турбулентном течении	145
12.3. Межмолекулярное взаимодействие и уравнение состояния	146
Глава XIII. Пограничный слой	148
13.1. Некоторые сведения о пограничном слое	148
13.2. Уравнения пограничного слоя	150
13.3. Интегральные соотношения импульсов и энергии	153
13.4. Метод интегральных соотношений В. М. Иевлева	156
13.5. Метод интегральных соотношений Кутателадзе — Леонтьева	157
Глава XIV. Теплообмен и трение в тракте камеры	159
14.1. Особенности пограничного слоя в камере	159
14.2. Последовательность расчета плотности конвективного теплового потока методом В. М. Иевлева	160
14.3. Пересчет плотности конвективного теплового потока	162
14.4. Расчет плотности конвективного теплового потока и трения на проницаемой поверхности	161
14.5. Расчет плотности конвективного теплового потока при охлаждении жидкостной завесой	166
14.6. Расчет лучистого теплообмена	168
14.7. Особенности теплообмена при двухфазном течении	173
14.8. Распределение плотности теплового потока по тракту камеры	175
Глава XV. Отрывные течения в соплах	177
15.1. Отрыв потока в круглых соплах на режимах перерасширения	177
15.2. Отрывные течения за торцевыми поверхностями в соплах с резким изломом контура	182
15.3. Несимметричный отрыв потока в сопле	185

Часть третья

ЖИДКОСТНЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Глава XVI. Общие сведения	191
16.1. Состав ЖРД	191
16.2. Вытеснительная система подачи топлива	192
16.3. Насосная система подачи топлива	195
16.4. Управление и регулирование	197
16.5. Основные этапы развития и применения	198
Глава XVII. Жидкие ракетные топлива	206
17.1. Требования к топливам	206
17.2. Физико-химические свойства компонентов	209
17.3. Характеристики воспламенения	215
17.4. Основные применяемые топлива	216
17.5. Осваиваемые и исследуемые топливные композиции	218
17.6. Металлосодержащие топлива	222
17.7. Гелеобразные топлива	223
17.8. Псевдожидкое топливо	224
Глава XVIII. Смесеобразование в камере сгорания камеры (газогенератора) ЖРД	225
18.1. Предварительные сведения	225
18.2. Струйные форсунки	227

18.3. Центробежные форсунки	230
18.4. Струйно-центробежные форсунки	237
18.5. Распыление компонентов	237
18.6. Смещение компонентов	241
18.7. Приближенная оценка влияния смесеобразования на параметры продуктов сгорания	242
Глава XIX. Рабочий процесс в камере сгорания и газогенераторе	244
19.1. Общая характеристика процесса	244
19.2. Испарение	245
19.3. Горение	249
19.4. Основы математической модели рабочего процесса	251
19.5. Оценка совершенства процессов в камере сгорания	253
19.6. Обобщенные характеристики процессов	255
19.7. Особенности рабочего процесса в газогенераторе	257
Глава XX. Процессы в сопле	258
20.1. Особенности процесса течения. Потери удельного импульса в сопле	258
20.2. Потери удельного импульса из-за рассеяния	260
20.3. Потери удельного импульса из-за трения	264
20.4. Потери удельного импульса из-за химической неравновесности	268
20.5. Потери удельного импульса из-за энергетической неравновесности	270
20.6. Потери удельного импульса в связи с организацией тепловой защиты	270
20.7. Коэффициент расхода	272
Глава XXI. Расчет основных параметров камеры	273
21.1. Определение действительного удельного импульса и секундного расхода топлива	273
21.2. Определение размеров камеры сгорания	276
21.3. Выбор контура круглого сопла Лавалья	278
21.4. Профилирование контура кольцевых сопел	282
Глава XXII. Тепловое состояние и защита стенок камеры	283
22.1. Основные способы защиты стенок	283
22.2. Наружное проточное охлаждение	287
22.3. Наружное проточное регенеративное охлаждение	292
22.4. Наружное радиационное охлаждение	300
22.5. Внутреннее охлаждение	302
22.6. Емкостное охлаждение	304
22.7. Теплоизоляционная защита	306
22.8. Абляционное охлаждение	307
22.9. Комбинированные системы защиты стенок	309
Глава XXIII. Особенности ЖРДМТ	310
23.1. Назначение РДМТ. Основные понятия. Классификация	310
23.2. Режимы работы. Динамические и энергетические параметры	311
23.3. Двухкомпонентные ЖРДМТ	313
23.4. Однокомпонентные ЖРДМТ	316
Глава XXIV. Расчет параметров рабочего тела в системе подачи топлива	318
24.1. Определение массы компонентов топлива и объема топливных баков	318
24.2. Определение запаса газа вытеснения	319
24.3. Определение запаса топлива для турбонасосной подачи в двигателе без дожигания генераторного газа	324
24.4. Определение параметров системы подачи в двигателе с дожиганием генераторного газа	325
24.5. Параметры рабочего тела в однокомпонентном жидкостном газогенераторе	328

	<i>Стр.</i>
24.6. Параметры рабочего тела в двухкомпонентном жидкостном газогенераторе	331
24.7. Термодинамическая эффективность различных способов газогенерации	331
Глава XXV. Статические характеристики двигателя	335
25.1. Понятия о статических характеристиках	335
25.2. Высотная характеристика	337
25.3. Дроссельная характеристика	339
25.4. Отклонения параметров некоторых агрегатов двигателя	345
25.5. Отклонения параметров двигателя	350
25.6. Настройка двигателя	353
Глава XXVI. Некоторые сведения о динамических процессах	354
26.1. Понятия о динамических процессах	354
26.2. Примеры уравнений динамических процессов	357
26.3. Некоторые принципы расчета динамических характеристик двигателя	361
26.4. Запуск двигателя	361
26.5. Останов двигателя	363
Глава XXVII. Устойчивость процессов в двигателе	364
27.1. Общие сведения	364
27.2. Физические основы возникновения неустойчивости	365
27.3. Факторы, влияющие на возбуждение и подавление колебаний	370
27.4. Примеры теоретического анализа устойчивости	374
Глава XXVIII. Выбор параметров двигателя. Прикладные программы расчета	376
28.1. Общие сведения	376
28.2. Выбор топлива и коэффициента избытка окислителя	379
28.3. Выбор давления в камере сгорания	381
28.4. Выбор параметров выходного сечения сопла	383
28.5. Пакеты прикладных программ для оценки характеристик камеры ЖРД	385
 <i>Часть четвертая</i> РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ	
Глава XXIX. Общие сведения	389
29.1. Состав РДТТ	389
29.2. Заряды в РДТТ	391
29.3. Краткие сведения из истории развития РДТТ	393
Глава XXX. Твердые ракетные топлива	394
30.1. Основные требования	394
30.2. Двухосновные топлива	396
30.3. Смесевые топлива	399
30.4. Разработка новых топлив с улучшенными характеристиками	403
Глава XXXI. Горение твердых ракетных топлив	405
31.1. Механизм горения	405
31.2. Зависимость скорости горения от основных факторов	408
31.3. Горение в условиях перегрузок	415
31.4. Предельные явления при горении	416
31.5. Воспламенение	417
Глава XXXII. Газотермодинамика процессов в камере РДТТ	419
32.1. Пространственное движение продуктов сгорания	419
32.2. Одномерное движение продуктов сгорания	423

	<i>Стр.</i>
32.3 Применение газодинамических функций	425
32.4. Условное стационарное давление в камере сгорания	426
32.5. Переходные режимы работы	427
32.6. Геометрия выгорания заряда	429
Глава XXXIII. Процессы в сопле	431
33.1. Потери удельного импульса в сопле	431
33.2. Потери в сопле из-за многофазности	433
33.3. Профилирование сопел для двухфазных продуктов сгорания	437
Глава XXXIV. Основы расчета заряда и двигателя	441
34.1. РДТТ с зарядом, горящим по боковым поверхностям	441
34.2. РДТТ с зарядом, горящим по торцу	445
34.3. Особенности расчета газогенератора	446
34.4. Подбор воспламенителя	447
Глава XXXV. Тепловое состояние и защита элементов конструкции	448
35.1. Особенности теплоотдачи к элементам конструкции РДТТ	448
35.2. Основные способы тепловой защиты элементов конструкции	450
35.3. Оценка последствий уноса массы	453
Глава XXXVI. Способы регулирования. Разброс параметров	455
36.1. Статические характеристики	455
36.2. Понятие о разбросе баллистических параметров РДТТ	456
36.3. Изменение величины и направления тяги	459
36.4. Отсечка тяги	462
Глава XXXVII. Устойчивость процессов	462
37.1. Виды неустойчивости	462
37.2. Механизм возникновения неустойчивого горения	464
37.3. Влияние основных факторов и способы подавления неустойчивости горения	465
Глава XXXVIII. Выбор параметров двигателя. Прикладные программы расчета	467
38.1. Особенности выбора параметров РДТТ	467
38.2. Выбор топлива	470
38.3. Выбор размеров заряда и камеры сгорания	472
38.4. Выбор давления в камере сгорания	473
38.5. Выбор размеров выходного сечения сопла	474
38.6. Пакеты прикладных программ для расчета параметров РДТТ	475

Часть пятая

КОМБИНИРОВАННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Глава XXXIX. Гибридные ракетные двигатели	478
39.1. Общие сведения	478
39.2. Топлива для ГРД	479
39.3. Некоторые схемы ГРД	482
39.4. Рабочие процессы в камере сгорания	483
Глава XL. Неавтономные комбинированные двигатели	488
40.1. Общие сведения	488
40.2. Ракетно-прямоточные двигатели	489
40.3. Ракетно-турбинные двигатели	491
40.4. Гидроракетные двигатели	495

Часть шестая

ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ. АВТОМАТИЗАЦИЯ
ПРОЕКТИРОВАНИЯ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Глава ХLI. Тенденции развития ракетных двигателей	497
41.1. Жидкостные ракетные двигатели	497
41.2. Ракетные двигатели на твердом топливе	501
Глава ХLII. Автоматизация проектирования ракетных двигателей . . .	503
42.1. Использование ЭВМ при проектировании	503
42.2. Технические средства и математическое обеспечение САПР . . .	505
42.3. Комплекс программ для расчета удельного импульса РДТТ . . .	510
42.4. Предварительное проектирование ЖРД	513
42.5. Автоматизация проектирования сопел РДТТ	514
42.6. Развитие систем автоматизированного проектирования . . .	518
Список литературы	520
Предметный указатель	524

ИБ № 1670

Вячеслав Евгеньевич *АЛЕМАСОВ*,
Анатолий Федорович *ДРЕГАЛИН*,
Анатолий Петрович *ТИШИН*

ТЕОРИЯ
РАКЕТНЫХ
ДВИГАТЕЛЕЙ

Редактор *М. А. Колосов*
Художественный редактор *В. В. Лебедев*
Технические редакторы *Л. Т. Зубко*,
В. И. Орешкина
Корректор *И. М. Зорейша*
Переплет художника *Е. В. Бекетова*

Слано в набор 23.07.79.
Подписано в печать 07.12.79. Т-16978
Формат 60×90^{1/16} Бумага типографская № 2
Гарнитура литературная. Печать высокая.
Усл. печ. л. 33,5 Уч-изд. л. 36,2
Тираж 6000 экз. Заказ 2661
Цена I р. 20 к.

Издательство «Машиностроение», 107885,
ГСП-6, 1-й Басманный пер., 3

Московская типография № 8
Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии
и книжной торговли.
Хохловский пер., 7.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МАШИНОСТРОЕНИЕ»

НОВЫЕ КНИГИ
ПО АВИАЦИОННОЙ ТЕХНИКЕ

Выпуск 1980 г.

Аналитическое и машинное проектирование автоматизированных систем испытаний авиадвигателей/Ю. В. Кожевников, В. С. Моисеев, Ю. В. Мелузов и др. — М.: Машиностроение, 1980.—20 л., ил.— В пер.: 1 р. 50 к. 5000 экз.

В книге дан системный анализ и рассмотрено машинное проектирование автоматизированных систем испытаний авиационных газотурбинных двигателей (АСИ ГТД). В ней даны анализ и классификация технологических процессов испытаний; предложены способы оптимальной оценки и коррекции характеристик двигателей; изложены методы выделения модулей математического и информационного обеспечения и алгоритмы аналитического проектирования оптимальных автоматизированных технологических процессов испытаний; рассмотрены критерии машинной оптимизации структуры и оценки эффективности АСИ ГТД.

Книга предназначена для инженеров авиационной промышленности.

Гузь А. Н., Макаренко А. Н., Чернышенко И. С. Прочность конструкций ракетных двигателей твердого топлива. — М.: Машиностроение, 1980. — 18 л., ил. — (Надежность и качество). — В пер.: 3 р. 40 к. 4000 экз.

Монография посвящена прочности конструкций ракетных двигателей твердого топлива (РДТТ). В ней дан расчет на прочность и устойчивость несущих узлов металлических и стеклопластиковых конструкций с учетом упругопластических деформаций; приведены закономерности деформирования типовых конструкционных материалов; изложены методы исследования напряженно-деформированного состояния и прочности корпусов, днищ, фланцевых и клиновых соединений; даны примеры расчета конструкций РДТТ и алгоритмы типовых задач; приведены графики и таблицы, облегчающие расчеты.

Монография предназначена для научных работников и инженеров, занимающихся прочностью тонкостенных конструкций в различных отраслях машиностроения.

Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами/Л. Е. Стернин, Б. Н. Маслов, А. А. Шрайбер и др.— М.: Машиностроение, 1980. — 13 л., ил. — 90 к. 3000 экз.

В книге изложены методы расчета одномерных и двумерных (дозвуковых и сверхзвуковых) течений газа с жидкими и твердыми частицами при наличии их столкновений, приводящих к коагуляции и дроблению. В ней даны алгоритмы численных расчетов при произвольном законе распределения «осколков» частиц по массе, скорости и температуре; приведены результаты расчетов течения двухфазных потоков; исследованы течения с попаданием частиц на стенку реактивного сопла и даны рекомендации по его профилированию.

Книга предназначена для инженеров и конструкторов, занимающихся вопросами гидродинамики и теплообмена в авиационной и ракетной технике.

Коротеев А. С. Электродуговые плазмотроны. — М.: Машиностроение, 1980. — 18 л., ил. — В пер.: 1 р. 20 к. 3000 экз.

В книге описаны генераторы низкотемпературной плазмы на основе использования электродугового разряда — электродуговые плазмотроны. В ней изложен принцип работы и конструктивные особенности плазмотронов, рабочий процесс в них; даны рекомендации по расчету и конструированию электродуговых плазмотронов; приведены примеры конструкций плазмотронов большой мощности.

Книга предназначена для инженеров, занятых получением и применением низкотемпературной плазмы.

Перельман Р. Г. Эрозионная прочность двигателей летательных аппаратов.— М.: Машиностроение, 1980.—17 л., ил.— В пер. 1 р. 10 к. 3000 экз.

В книге рассмотрена эрозионная прочность сложнагруженных деталей авиадвигателей и энергоустановок при динамическом воздействии газовой и газожидкостной среды. В ней описаны экспериментальные установки для ускоренного получения характеристик, изложены методы и алгоритмы расчета деталей на эрозионную прочность; даны характеристики сталей, сплавов, композиционных материалов и керамик, необходимые при проведении инженерных расчетов.

Книга предназначена для инженеров авиационной промышленности, занимающихся проблемами прочности.

1520x

