

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ
ПРЯМОТОЧНЫЕ
ВОЗДУШНО-
РЕАКТИВНЫЕ
ДВИГАТЕЛИ
НА ТВЕРДЫХ
ТОПЛИВАХ



ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПРЯМОТОЧНЫЕ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫЕ ДВИГАТЕЛИ НА ТВЕРДЫХ ТОПЛИВАХ

Основы теории и расчета

Под редакцией доктора технических наук Л.С Яновского



МОСКВА
ИКЦ «АКАДЕМКНИГА»
2006

УДК 629.7.036.22.001 (024)

ББК 68.52

И 73

Авторы:

В.Н. Александров, В.М. Быцкевич, В.К. Верхоломов,
М.Д. Граменицкий, Н.П. Дулепов, В.А. Скибин,
Е.В. Суриков, В.Я. Хилькевич, Л.С. Яновский

Рецензенты:

кафедра «Воздушно-реактивные двигатели» Московского
авиационного института (государственного технического
университета) (зав. кафедрой — д-р техн. наук, проф. А.Б. Агульник),
заслуженный деятель науки и техники РФ, д-р техн. наук,
проф. Ю.Н. Нечаев (ВВИА им. Н.Е. Жуковского)

Интегральные прямоточные воздушно-реактивные двигатели на твердых топливах (Основы теории и расчета) / В.Н. Александров, В.М. Быцкевич, В.К. Верхоломов и др. — М.: ИКЦ «Академкнига», 2006. — 343 с.: ил.

ISBN 5-94628-265-4

В книге изложены теоретические основы проектирования интегральных прямоточных воздушно-реактивных двигателей на твердых топливах (ИПВРДТ), в обобщенной форме сочетающие в себе данные экспериментальных исследований и математического моделирования. Центральное место в книге занимают методы расчета и проектирования твердотопливных ракетно-прямоточных двигателей и прямоточных ВРД (выбор облика двигателя, твердые топлива и горючие, устойчивость рабочего процесса, системы регулирования расходом твердого топлива, бесопловые стартовые РДТТ, оптимизация системы «двигатель—аппарат»).

Издание предназначено для научных работников и инженеров, занимающихся разработкой, проектированием и испытаниями высокоскоростных летательных аппаратов и двигательных установок на основе твердотопливных ПВРД. Книга будет полезна аспирантам и студентам старших курсов авиа- и ракетостроительных специальностей технических вузов.

Integral Solid Fueled Ramjets and Ducted Rockets (Theory and Designing) / V.N. Aleksandrov, V.M. Bitskevich, V.K. Verkholomov, M.D. Gramenitskiy, N.P. Dulepov, V.A. Skibin, E.V. Surikov, V.Ya. Khilkevich, L.S. Yanovskiy. Editor: Professor, Dr. Sc. PhD. Leonid S. Yanovskiy

There are presented the theoretical fundamentals for integral solid fueled ramjet designing based on the results of experimental research and mathematical simulation. A main part of book include the methods for calculation and designing of solid fueled ducted rockets and ramjets (selection of ramjet general design and solid propellants and fuels, stability of working processes and system of regulation for solid fuel consumption, unnozzleless solid propellant boosters and optimization of "engine-flight vehicle" system). The book is destined for scientists and engineers in area of research and development, designing and testing of high-speed flight vehicles and engines based on solid fueled ramjets and ducted rockets. The book will be useful for students and post-graduated students of technical universities specializing in aerospace and propulsion.

ISBN 5-94628-265-4

© Коллектив авторов, 2006

ОТ АВТОРОВ

Одним из ключевых направлений в решении проблемы повышения дальности и скорости полета ракет с внутриатмосферной зоной эксплуатации является применение интегральных прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ИПВРД). В этих двигателях благодаря интеграции могут быть наилучшим образом реализованы преимущества РДТТ в разгонной ступени и высокие экономические показатели ПВРД в маршевой ступени.

Постоянный интерес к ИПВРД обусловлен не только их потенциально высокими тягово-экономическими характеристиками, но и относительно невысокой стоимостью изготовления в сравнении, например, с газотурбинными двигателями. Прежде всего, это относится к интегральным ПВРД твердого топлива, в особенности, для мобильных систем, где действуют жесткие габаритно-массовые ограничения.

Особенностью ИПВРД является то, что их внутриводительные параметры напрямую связаны с параметрами воздушного потока, обтекающего летательный аппарат. В связи с этим ПВРД создается в качестве интегрированной с аппаратом системы, что составляет основу методологии его проектирования. Степень совершенства теоретических основ проектирования ИПВРД в значительной степени определяет точность результатов прогнозирования параметров рабочего процесса, геометрических и тягово-экономических характеристик и надежность создаваемых двигателей. Отсюда понятна необходимость и актуальность постоянного развития, совершенствования и систематизации научно-методического обеспечения проектных работ в области интегральных ПВРД.

В настоящее время в отечественной и зарубежной литературе существует заметный пробел в освещении и решении принципиальных вопросов теории проектирования ИПВРД твердого топлива с применением методов математического моделирования. К числу таких вопросов относятся: научные и инженерные основы выбора высокоэнергоемких маршевых твердых топлив и разработка узлов плавного обратимого регулирования расхода твердого топлива в ракетно-прямоточном двигателе, повышение эффективности стартовой ступени ИПВРД, обеспечение работы воздухозаборных устройств на расчетных и нерасчетных режимах с учетом запуска и неустойчивости течения на различных углах атаки, оптимизация системы «двигатель—аппарат», обеспечение надежности и др.

Настоящая книга посвящена разработке теоретических основ проектирования интегральных ПВРД твердого топлива. При этом основное внимание уделено разработке и усовершенствованию математических моделей отдельных узлов, систем и двигательной установки в целом, построенных во взаимосвязи с внутрикамерными процессами.

Книга написана, в основном, по материалам авторов, отдельные материалы заимствованы из отечественных и зарубежных публикаций. Предисловие и введение написаны В.А. Скибиным, В.М. Быцкевичем, Л.С. Яновским и Е.В. Суриковым, глава 1 — В.К. Верховоломовым, глава 2 — В.К. Верховоломовым, Л.С. Яновским, В.Я. Хилькевичем и В.Н. Александровым, глава 3 — В.Н. Александровым, В.К. Верховоломовым и Л.С. Яновским, глава 4 — В.Н. Александровым, В.М. Быцкевичем, М.Д. Граменицким и В.Я. Хилькевичем, глава 5 — Н.П. Дулеповым, В.Я. Хилькевичем, В.Н. Александровым и В.А. Скибиным. При написании книги авторский коллектив широко практиковал взаимные консультации. Общее редактирование книги осуществлялось доктором технических наук, профессором Л.С. Яновским.

Эта книга — дань памяти доктора технических наук, профессора Сосунова Владимира Аристарховича, заложившего более сорока лет назад теоретические основы проектирования ИРПДТ, а также доктора технических наук, профессора Тулупова Юрия Ивановича, длительное время руководившего научными и практическими работами в данной предметной области.

Авторы глубоко признательны первому заместителю генерального директора ЦИАМ В.И. Солонину за идею и поддержку издания книги, специалистам МКБ «Искра», Коломенского КБМ, ГосМКБ «Вымпел», ФЦДТ «Союз» за ряд замечаний и методических советов, которые, в основном, были учтены при окончательной доработке рукописи.

Авторы выражают глубокую благодарность коллективу кафедры «Воздушно-реактивные двигатели» Московского авиационного института (зав. кафедрой — доктор технических наук, профессор А.Б. Агульник); академику Российской академии космонавтики им. К.Э. Циолковского, Академии наук авиации и воздухоплавания, заслуженному деятелю науки и техники, доктору технических наук, профессору Ю.Н. Нечаеву; академику Российской инженерной академии, Российской академии ракетных и артиллерийских наук, Российской академии космонавтики им. К.Э. Циолковского, доктору технических наук, профессору Г.А. Соколовскому, а также начальнику отдела ГосМКБ «Вымпел» В.Н. Афонину за большую работу по рецензированию рукописи.

Авторы также выражают благодарность сотрудникам ЦИАМ В.Н. Котовой, Г.Д. Харчевниковой, С.С. Потягайло, Е.В. Кротовой, Т.И. Рудаковой, Л.Н. Смирновой, Н.Ю. Соловьевой, М.С. Шарову за помощь в проведении расчетов и подготовке материалов книги к опубликованию.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Ракетное оружие — важнейший компонент вооружений, во многом определяющий способность авиационных, морских и сухопутных группировок к выполнению возлагаемых на них задач по сдерживанию и ведению военных конфликтов различного масштаба. При этом создание более совершенного оружия — самое выгодное (по критерию «эффективность—стоимость») направление наращивания боевых возможностей войск. Прогресс, достигнутый в последнее время в области радиолокации, навигации, а также средств наведения и поражения поставил в повестку дня необходимость совершенствования ракетных двигательных установок (ДУ) на твердых топливах для авиационных и зенитных ракет. При этом наибольший прирост дальности полета (в 2–3 раза) может быть обеспечен за счет применения интегральных прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ИПВРД). Последние отличаются особой интеграцией конструкции ДУ и ракеты, сложной взаимосвязью характеристик системы «топливо—двигатель—аппарат».

Развитие твердотопливных ИПВРД (РПД, ПВРД) может быть реализовано путем совершенствования схем, аэродинамики, конструкций ДУ, топлив (горючих), конструкционных и теплозащитных материалов, запуска и организации эффективного рабочего процесса на твердых топливах и др.

Многообразие схем ИПВРД, применяемых твердых топлив и горючих вызывает необходимость их классификации и выявление областей их рационального применения.

Сложность задач проектирования ИПВРД на твердых топливах связана с тем, что такие задачи невозможно от начала до конца описать с помощью алгебраических, интегральных, дифференциальных или статистических уравнений и неравенств, т.е. представить в виде строгих математических моделей. Особенностью проектировочных задач является неполнота и в значительной мере неопределенность исходных данных, которые предстоит определить и конкретизировать в ходе решения. По этой причине в книге большое внимание уделяется как разработке и усовершенствованию математических моделей отдельных узлов, систем и ДУ в целом, так и обобщению имеющегося отечественного и зарубежного опыта создания РПД и ПВРД на твердых топливах.

Данная книга в значительной мере закрывает существующий в течение нескольких десятилетий в отечественной и зарубежной научно-технической литературе пробел в освещении вопросов теории, расчета и проектирования ИПВРД.

Книга представляет собой уникальную, не имеющую аналогов в мировой практике монографию, посвященную основам теории

и расчета интегральных ПВРД на твердых топливах. Актуальность книги и ее научная ценность состоит в том, что выбор облика двигателя, типа топлива и горючего, устойчивость работы и все основные особенности рабочего процесса даются в интегральной постановке — на базе обобщенного рассмотрения системы, включающей летательный аппарат, силовую установку и топливо.

Книга состоит из пяти глав. Глава 1 посвящена рассмотрению термодинамических циклов. В ней содержится термодинамический анализ идеального и действительного циклов ПВРД, рассматривается влияние термодинамических параметров цикла на тяговые и удельные характеристики двигателя. В главе 2 рассматривается очень широкий круг вопросов, связанных с РПДТ. Здесь приведены схемы РПДТ, особенности рабочего процесса, способы регулирования, типы топлив, а также рассматриваются проблемы шлакования и устойчивости рабочего процесса регулируемых газогенераторов РПДТ. Глава 3 посвящена описанию основных особенностей ПВРДТ (безгазогенераторная схема). В ней также приводятся основные схемы ДУ, разновидности топлив (твердых горючих), способы регулирования. Рассматриваются физические основы процесса горения в канале твердого горючего, вопросы стабилизации пламени и закономерности скорости газификации. Глава 4 посвящена стартовым РДТТ. В ней основное внимание уделено беспопловым стартовым РДТТ. Рассматриваются вопросы математического моделирования рабочего процесса беспопловых РДТТ, дан анализ его устойчивости, исследована эффективность различных мероприятий по повышению среднеинтегрального удельного импульса, а также изучено влияние деформаций канала на внутрибаллистические характеристики беспоплового РДТТ. В главе 5 описываются основные подходы, используемые при математическом моделировании рабочего процесса ИПВРД, а также излагается методология оптимизации параметров ДУ с точки зрения эффективности системы «топливо—двигатель—аппарат».

Авторский коллектив включает в себя ведущих специалистов ЦИАМ и МКБ «Искра», имеющих многолетний опыт в области исследования рабочего процесса ИПВРД на топливах различного агрегатного состояния, принимавших непосредственное участие в расчетном проектировании, экспериментальной отработке и последующей модернизации ДУ таких ракет, как 3М9, «Москит», X-31, «Яхонт» и др.

Материал, изложенный в книге, безусловно, будет полезен как специалистам, так и студентам старших курсов авиационных и ракетно-артиллерийских специальностей высших учебных заведений, специализирующихся в области ИПВРД.

Заслуженный деятель науки и техники России,
доктор технических наук, профессор,
Академик Российской академии космонавтики им. К.Э. Циолковского
и Академии наук авиации и воздухоплавания Ю.Н. НЕЧАЕВ

ВВЕДЕНИЕ

В.1. ПВРД на твердом топливе первого и второго поколений

Начальный этап практических разработок ПВРД относится к 30-м годам XX века. В СССР работы в области ПВРД проводились в эти годы в ГИРДе.

Впервые в нашей стране идею ПВРД на твердом топливе (белый фосфор) использовали Ю.А. Победоносцев и М.С. Кисенко [В.1], взяв в качестве объекта снаряд калибра 76 мм (рис. В.1). В 1933–1935 гг. сначала в ГИРДе, а затем в РНИИ были проведены серии испытаний таких сверхзвуковых снарядов. Скорости их движения ($M = 2$) к тому времени не достигала ни одна ракета в мире. Несмотря на то, что тяга была меньше лобового сопротивления, была подтверждена работоспособность ПВРД, который компенсировал значительную часть сопротивления, способствуя увеличению дальности полета снаряда. Эта идея остается плодотворной и сегодня применительно к активно-реактивным снарядам. Данная работа опередила свое время.

Большая часть усилий в те годы была сосредоточена в области разработок дозвуковых ПВРД, обеспечивающих увеличение скорости

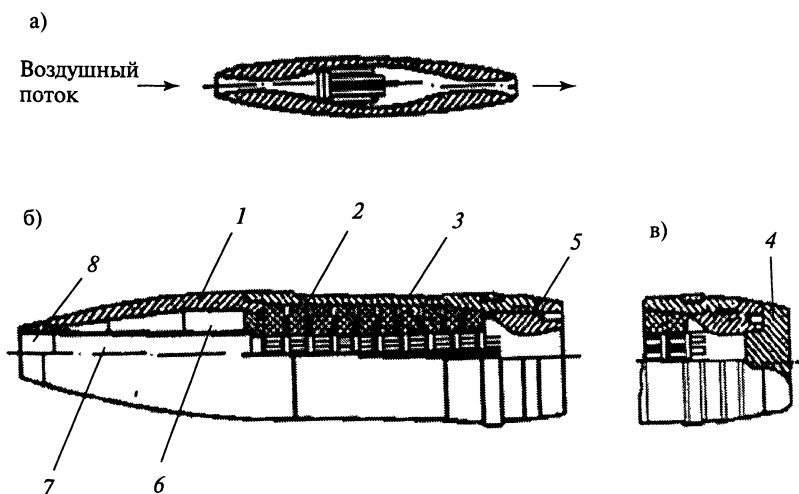


Рис. В.1. Снаряд с прямоточным воздушно-реактивным двигателем:

а — схема; *б* — конструкция; *в* — задняя часть снаряда с заглушкой; 1 — оживальная часть; 2 — топливная шашка; 3 — корпус снаряда; 4 — заглушка; 5 — сопло; 6 — полость для размещения полезного груза; 7 — входной канал; 8 — входное отверстие для воздуха

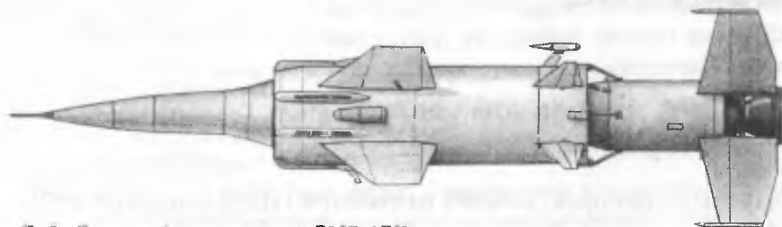


Рис. В.2. Внешний вид опытной ЗУР 17Д

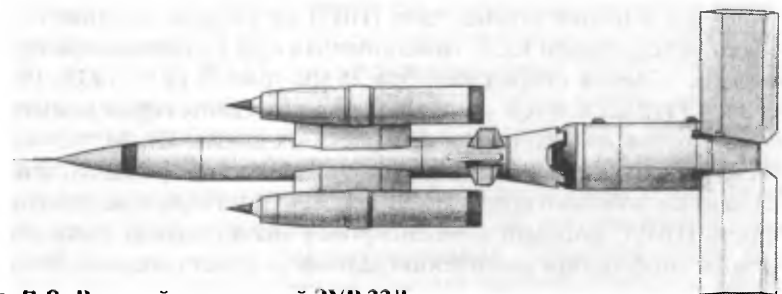


Рис. В.3. Внешний вид опытной ЗУР 22Д

полета боевых самолетов. Винтомоторная установка, относящаяся к двигателям непрямой реакции, с разделением функций двигателя (мотор) и движителя (воздушный винт), не позволяла достичь скоростей полета, превышающих 756 км/ч (рекордная скорость).

В 1934 г. французский инженер Рене Ледюк взял патент на самолет с ПВРД. В 1935 г. Ледюк провел стендовые испытания модели ПВРД с высокой для того времени скоростью 1000 км/ч [В.2].

Эта разработка ознаменовала первый этап интереса к ПВРД как к двигательной установке для практических нужд. Однако на этом этапе все работы по твердотопливным ПВРД фактически были свернуты.

В конце 50-х – начале 60-х годов были проведены работы по созданию ПВРД на твердом топливе второго поколения — интегральных ракетно-прямоточных двигателей на твердом топливе (ИПРДТ) — применительно к зенитно-управляемым ракетам (ЗУР). Так, в рамках работ по модернизации зенитно-ракетного комплекса (ЗРК) С-75 в 1960–1962 гг. было проведено около 40 пусков опытных ЗУР 17Д (рис. В.2), включая бросковые, автономные и пуски в замкнутом контуре управления [В.3]. Во время испытаний была достигнута максимальная скорость полета $M = 3,7$, средняя скорость при дальности активного участка полета 40 км — 820–860 м/с, максимальная высота 23 км. Опытная ЗУР 22Д с автономными, сбрасываемыми РПДТ (рис. В.3) была трехступенчатой. При полете к цели, находящейся на максимальной дальности активного полета ракеты и на высотах менее

20 км, металлизированное (алюминиево-магниевое) топливо РПД должно было использоваться полностью, после чего РПД сбрасывались с помощью пироцилиндров. При полете к цели, находящейся на высоте более 20 км, маршевые РПД могли сбрасываться в любой момент их работы непосредственно перед запуском РДТТ третьей ступени. Испытания опытных ракет 22Д проходили в период 1963–1966 гг.

Для ЗРК «Круг» в МКБ «Факел» была разработана и испытана в полете в течение 1961–1962 гг. опытная ракета 19Д (рис. В.4), оснащенная РПД. Несмотря на то, что данные работы оказали значительное влияние на поиск новых конструктивных решений для достижения максимальной эффективности ПВРД на твердом топливе в составе ЗУР, данный научно-технический задел так и не был использован в серийных изделиях.

В конце 60-х годов интерес к ПВРД как перспективной двигательной установке существенно снизился. Причиной тому был целый ряд факторов. Во-первых, был достигнут существенный прогресс в разработке эффективных турбореактивных двигателей (ТРД). Во-вторых, значительные успехи были достигнуты в создании и совершенствовании ракетных двигателей твердого топлива и баллистических ракет. Наконец, в то время существовали серьезные проблемы наведения и управления межконтинентальных крылатых ракет.

ТРД является конструктивно более сложным типом ВРД, чем и обусловлено и его более позднее, по сравнению с ПВРД, появление в реальных конструкциях. РДТТ — конструктивно самый простой реактивный двигатель. Однако эта простота не означает тривиальности его разработки, т. к. на самом деле РДТТ, как, впрочем, любой двигатель на твердом топливе, относится к высоконаучным энергостановкам.

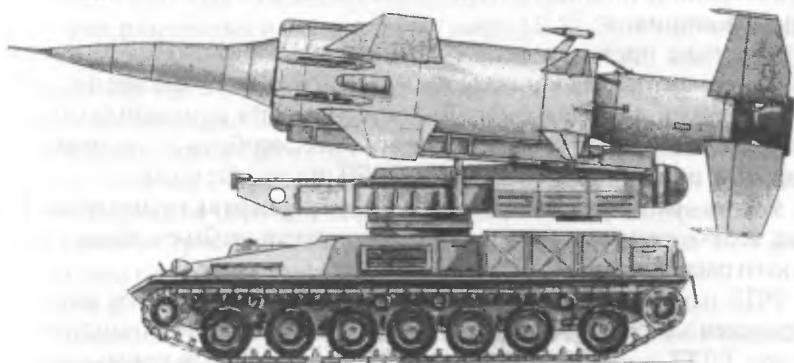


Рис. В.4. Внешний вид опытной ЗУР 19Д комплекса «Круг» на носителе

Создание высокоэнергетических, безопасных, эксплуатационно-приемлемых твердых топлив с нужной и технологически воспроизводимой в рамках жестких допусков скоростью горения является сложной научно-технической проблемой, не решенной во многих странах до сих пор.

Нельзя забывать и о проблемах создания легких и высокопрочных материалов для корпусов, термоэрозсионстойких материалов для внутреннего тракта, адаптивных и барьерных материалов и т.д., что необходимо в РДТТ.

Ведущие промышленно развитые страны в 60-е годы добились больших успехов в разработке РДТТ. Независимость работы от окружающей среды, эксплуатационная надежность и простота, высокие значения лобовой тяги, низкие, по сравнению с ПВРД, объем и стоимость экспериментальной отработки способствовали вытеснению ПВРД из объектов военной техники. Отработанная технология создания баллистических ракет с инерциальными системами управления, их практическая в то время неуязвимость значительно снизили интерес к межконтинентальным крылатым ракетам с двигательной установкой на основе сверхзвуковых ПВРД.

Удивительно, но именно в эти годы в СССР были осуществлены две выдающиеся разработки ракет с ПВРД на твердом топливе. Первая, сравнительно мало известная, представляла собой ракетно-прямоточный двигатель (РПД) первой ступени ракеты «Гном» мобильного комплекса межконтинентальной дальности (11 000 км). Этот тип двигателя был выбран выдающимся конструктором Коломенского КБМ Б.И. Шавыриным в силу ограничения на стартовую массу ракеты (32 т), так как мосты (стратегические, укрепленные) допускали нагрузку в 65 т, а масса пустого транспортера примерно равнялась массе ракеты [В.4].

РПД относится к подклассу комбинированных ПВРД, так как в контуре ПВРД размещен газогенератор продуктов разложения (неполного сгорания) топлива, которое дожигается в воздушном потоке в камере дожигания.

Давление поступающего в РПД воздуха повышается за счет как динамического напора потока, так и смешения воздуха с высоконапорными струями газогенератора. Это обуславливает возможность получения более высоких тяговых характеристик, особенно при невысоких скоростях полета, по сравнению с ПВРД обычной схемы.

Ракета «Гном» рассматривалась в двух вариантах размещения РПД (рис. В.5) — спереди (*а*) и сзади (*б*). Окончательно был выбран вариант заднего расположения.

РПД первой ступени уже прошел стендовую отработку, когда был предложен альтернативный вариант ракеты мобильного комплекса на основе РДТТ с ожидаемой стартовой массой 26 т. В результате была создана мобильная МБР «Тополь» массой 45 т в составе комплекса суммарной массой 98 т на семиосном автомобиле МАЗ [В.4].

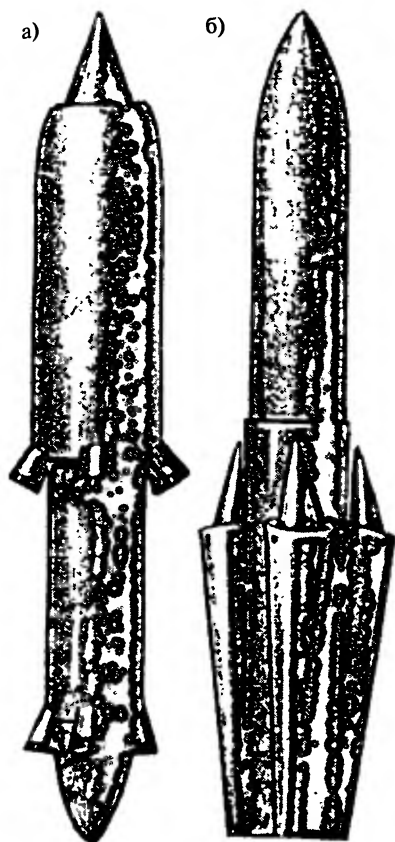


Рис. В.5. Межконтинентальная ракета «Гном»:

a — проект Б.И. Шавырина;
б — окончательный вариант

Рис. В.6. ЗРК «Куб» с ракетами ЗМ9



Вторая разработка известна всему миру [В.5]. Это первый в мире серийный интегральный РПД на твердом топливе, созданный в 60-е годы ГосМКБ «Вымпел» для зенитно-управляемых ракет ЗМ9 комплекса «Куб» (рис. В.6).

Успешный боевой опыт применения ЗРК «Куб» в войне 1973 г. на Ближнем Востоке (Израиль потерял ~80 самолетов от огня ЗУР ЗМ9) и захват Израилем образцов данного оружия совпал по времени с началом нового периода активной разработки интегральных ПВРД. До сих пор ракеты ЗМ9 стоят на вооружении в 22 странах.

Схема ИРПДТ ЗУР ЗМ9 представлена на рис. В.7.

В дальнейшем на базе РПДТ ракеты ЗМ9 была создана сверхзвуковая мишень ЗМ20МЗ (рис. В.8).

На волне нового интереса за рубежом до стадии летных испытаний были доведены пять ракет с интегральными сверхзвуковыми ПВРД:

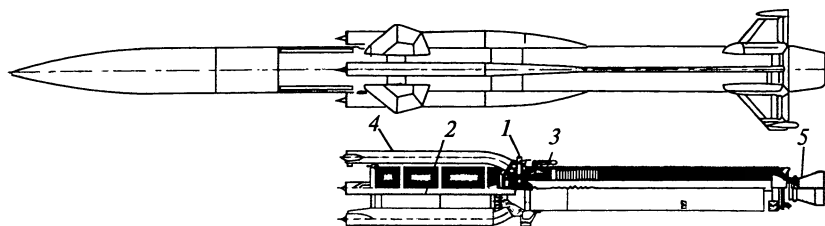


Рис. В.7. Интегральный ракетно-прямоточный двигатель для ракеты 3М9:

1 — стартовый заряд; 2 — газогенератор с маршевым зарядом; 3 — камера стартового двигателя; 4 — воздухозаборное устройство; 5 — сбрасываемое стартовое сопло



Рис. В.8. Ракета-мишень 3М20М3

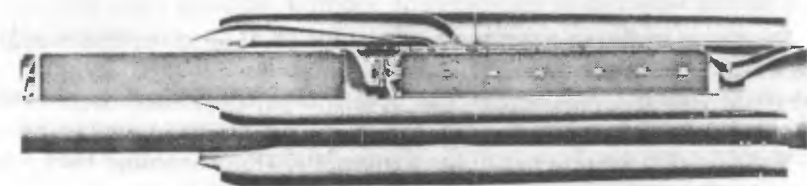


Рис. В.9. Схема ИРПДТ ракеты ASSM

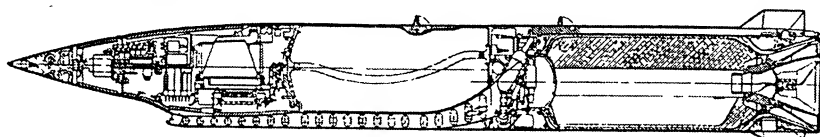


Рис. В.10. Схема ракеты ASALM

ракеты «воздух—поверхность» ASALM (США), ASMP (Франция), ASSM (Германия), «земля—корабль» С-301 (Китай), «корабль—корабль» С-302 (Китай).

Ракета ASSM имела двигатель на твердом топливе, в отличие от остальных. Схема интегрального РПД на твердом борсодержавшем топливе для ракеты ASSM [В.6] (рис. В.9) аналогична схеме ИРПДТ ЗУР 3М9. Однако эта ракета на вооружение так и не была принята.

Интересно, что схема двигателя ракеты 3М9 — единая камера для стартового и маршевого режимов работы, теплозащита стенок камеры при помощи ТЗП, сбрасываемое сопло стартового двигателя — активно использовалась и при создании ПВРД на жидком топливе, например, для ракеты ASALM [В.7] (рис. В.10).

В эти годы за рубежом и в СССР проявлялся интерес к ПВРД на твердом топливе. Для нужд только ВМФ США разрабатывалось несколько таких проектов [В.8], но ни один из них не был реализован. Главная причина — отсутствие требуемой глубины регулирования расхода твердого топлива из-за неумения управлять скоростью его горения.

Интересно, что в СССР в конце 70-х годов разрабатывался ПВРД на ядерном твердом горючем для низколетящей крылатой ракеты массой 15–20 т при массе полезной нагрузки 1 т. Такая ракета могла иметь практически неограниченную дальность полета, однако от ее создания отказались по экологическим соображениям [В.9].

Последний, третий, подъем интереса к сверхзвуковым интегральным ПВРД пришелся на середину 90-х годов и длится по настоящее время. На побудительных мотивах и причинах данного подъема остановимся далее.

В.2. Особенности, достоинства и недостатки ПВРД

Реактивные двигатели, или двигатели прямой реакции, разделяются, как известно, на два класса: ракетные двигатели (РД) и воздушно-реактивные двигатели (ВРД).

Работа РД не зависит от условий полета и окружающей среды, т.к. рабочее тело образуется в результате подвода энергии к компонентам (компоненту), размещенным на борту ЛА. Этот двигатель имеет высокую лобовую тягу и не имеет ограничений по скорости.

Рабочим телом ВРД, главным образом, является атмосферный воздух. На борту ЛА с ВРД размещается только источник тепловой энергии. Обычно это горючее, обеспечивающее подвод тепловой энергии к рабочему телу в результате сгорания с кислородом воздуха. Но и в этом случае роль горючего в образовании рабочего тела незначительна: стехиометрическое соотношение масс воздуха и различных горючих составляет величину, находящуюся в диапазоне 4–34,3;

оптимальная работа при повышенных коэффициентах избытка воздуха увеличивает последние цифры в 1,5–3 раза.

По характеру своего применения ПВРД относится к двигателям, как правило, однократного использования и ограниченного рабочего ресурса при длительном времени эксплуатации (хранения).

Главная особенность ПВРД заключается во взаимосвязи внутривыпускных параметров с параметрами обтекающего ЛА воздуха. Эти параметры являются общими для как двигателя, так и всего летательного аппарата. Поэтому ПВРД создается сразу в качестве интегрированной с летательным аппаратом системы, что составляет основу методологии его проектирования.

По этой причине выбор аэродинамической схемы изделия с ПВРД осуществляется совместно с разработчиком летательного аппарата. Определение проходных сечений рабочего тракта ПВРД, выбор и распределение по массам маршевого и стартового топлив, выявление необходимости наличия диапазона регулирования осуществляется в результате их оптимизации в ходе анализа летно-технических характеристик изделия на базовых траекториях полета при учете существующих габаритно-массовых и прочих ограничений.

С данным подходом непосредственно связан и повышенный объем экспериментальной отработки ПВРД, обычно включающей пять этапов: продувки воздухозаборника в аэродинамической трубе; экспериментальное исследование на моделях внешней аэродинамики принятой компоновки летательного аппарата с воздухозаборным устройством; доводка камеры сгорания на стенде с присоединенным воздухопроводом; испытания натурного аппарата на стенде с внешним обдувом воздухом; летные испытания.

ПВРД относится к простейшему по конструкции виду ВРД, вследствие отсутствия турбокомпрессорной группы. По этой причине для дозвуковых ПВРД характерны низкие значения тяговых и экономических показателей. При дозвуковых скоростях полета повышение статического давления во входном диффузоре ПВРД, получаемое только за счет скоростного напора, весьма незначительно. Оно лишь немного превышает атмосферное. Поэтому свободная энергия горячих газов мала, и в кинетическую энергию преобразуется только малая часть энтальпии продуктов сгорания. Кроме того, для создания нужных величин тяг требуются большие сечения для потока воздуха. Это приводит к росту площади поперечного сечения ПВРД и увеличению его лобового сопротивления.

При сверхзвуковых скоростях полета давление сжимаемого воздуха, а, следовательно, и давление в камере сгорания двигателя могут составить десятки атмосфер. В этих условиях эффективность ПВРД существенно возрастает, но лобовая тяга двигателя остается низкой по сравнению с располагаемой в случае использования РДТТ.

По своим термодинамическим параметрам ПВРД может найти применение только для атмосферных ЛА и в области сверхзвуковых скоростей. Среди сверхзвуковых ПВРД в особый класс выделяют гиперзвуковые ПВРД (ГПВРД), у которых скорость движения рабочего тела во внутреннем тракте также является сверхзвуковой. Области применения сверх- и гиперзвуковых ПВРД по высоте и скорости полета, в сравнении с ГТД, приведены на рис. В.11 [В.8]. Эти области достаточно обширны и включают в себя полностью или частично зоны, требуемые для ракетного вооружения различных классов и назначений: стратегических ракет, ракет систем залпового огня, зенитно-управляемых ракет, ракет-мишеней, активно-реактивных снарядов и др.

Высокая экономичность ПВРД (рис. В.12) при сверхзвуковых скоростях движения [В.9] позволяет при прочих равных условиях (главным образом, габаритах и стартовой массе) достигать дальностей полета, в 1,5–2 раза превышающих аналогичные значения в случае использования ракетных двигателей.

В качестве источника тепловой энергии в ПВРД могут использоваться жидкие, твердые, пастообразные, газообразные топлива и их комбинации. Газообразные топлива, ввиду их низкой плотности при хранении, не находят применения в ПВРД обычных, простых, схем, за исключением случаев, когда газы используются в качестве карбюрирующих или оживающих компонентов основного топлива.

В то же время, в ПВРД комбинированной схемы, включаю-

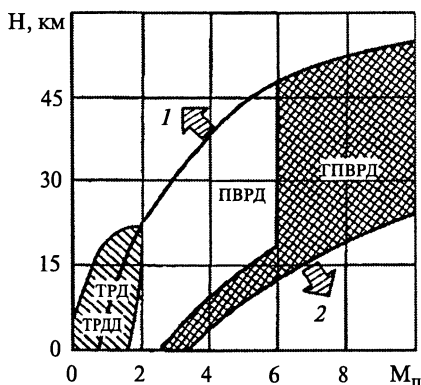


Рис. В.11. Области применения ПВРД и ГПВРД:

1 — пределы устойчивого горения; 2 — предел по температуре и давлению

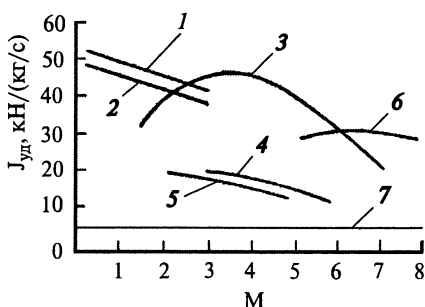


Рис. В.12. Значения удельного импульса двигательных установок:

1 — турбореактивный двухконтурный двигатель; 2 — турбореактивный двигатель; 3 — ПВРД; 4 — ракетно-турбинный двигатель с охлаждением воздуха; 5 — РТД без охлаждения воздуха; 6 — ГПВРД; 7 — ракетный двигатель

шей ракетно-прямоточный двигатель, у которого имеется газогенератор продуктов неполного сгорания или разложения горючего, имеет место процесс взаимодействия горючего газа или газозвеси горючих элементов с компонентами воздуха в камере сгорания (дожигания) прямоточного контура двигателя. РПД является комбинированным двигателем в силу того, что рабочий процесс в газогенераторе, как правило, независим от процесса в камере сгорания, т.е. газогенератор представляет собой автономный ракетный двигатель. Распределительные отверстия для прохода горючих компонентов здесь выполняют роль сопловых.

В силу данного факта вытекает существенное достоинство РПД, обладающего абсолютной устойчивостью рабочего процесса: камера сгорания способна работать при любых коэффициентах избытка воздуха и любых режимах течения. Другой особенностью РПД является наличие тяги при нулевой скорости движения. Однако эффективность создания тяги такова, что не исключает существенного недостатка ПВРД, связанного с отсутствием или недостаточной эффективностью данного типа двигателя при нулевой и малой скоростях полета.

Данный недостаток преодолевается за счет разгона двигателя в составе изделия носителем, специальным разгонным устройством или стартовой разгонной ступенью, роль которой обычно выполняет РДТТ.

Если конструкция стартовой ступени интегрирована с трактом ПВРД, то ПВРД относится к интегральным (ИПВРД). Вполне очевидно, что ИПВРД является более сложной конструкцией по сравнению с автономным РДТТ.

Преимущество ПВРД по сравнению с другими двигательными установками нужно уметь реализовать. Многие проекты, в ходе которых производилась простая замена РДТТ на ПВРД, оказались несостоятельны в силу неверного понимания ПВРД.

Теснейшая интеграция двигателя и летательного аппарата, взаимосвязь процессов в ПВРД с полетными условиями предполагают оптимальность комплексного подхода к созданию нового изделия. Двигатель и летательный аппарат необходимо создавать в едином цикле, выбирая и оптимизируя параметры ПВРД на основе базовых траекторий и параметров движения. Выбор оптимальной аэродинамической схемы здесь особенно важен.

К примеру, в ракетах с РДТТ используется управление управляющей перегрузкой в декартовой системе координат. В этой связи ранее, в основном, использовалась традиционная осесимметричная схема летательного аппарата с четырьмя лобовыми воздухозаборниками ПВРД. Такая схема ограничивает углы атаки и маневренность ракеты с ПВРД, что, несомненно, можно отнести к ее недостаткам. В то же время использование несимметричных схем с одним или двумя воздухозаборниками и систем полярного управления перегрузкой позволяет

реализовать углы атаки ракет с РПД, обладающим абсолютной устойчивостью, до требуемых $30\text{--}40^\circ$.

Удельный импульс топлива при горении с воздухом не всегда может являться определяющим параметром, что можно проследить при анализе летно-технических характеристик (ЛТХ) ПВРД на жидком и твердом топливах. К примеру, удельный импульс РПД на твердом топливе, вследствие наличия значительного количества окислителя в топливе для его самоподачи, значительно ниже, чем у ПВРД на жидком горючем. Но этот окислитель участвует в создании импульса, стехиометрическое соотношение при горении топлива с воздухом у РПДТ ниже, и, следовательно, меньше расход воздуха и размеры воздухозаборного устройства. В результате может оказаться, что ЛТХ ракеты с ИРПДТ не уступают предполагаемым при использовании ПВРД на жидком топливе при условии регулирования расхода твердого топлива. Особенно это касается летательных аппаратов калибром менее 400 мм.

Прямоточные двигатели, таким образом, весьма специфичны, но, несмотря на некоторые недостатки, при правильном комплексном подходе позволяют реализовать свое преимущество в экономичности, что может радикально улучшить характеристики перспективных летательных аппаратов.

В.3. Разработки ПВРД на твердом топливе в настоящее время

Подъем интереса к ПВРД в современный период обусловлен целым рядом факторов.

Во-первых, это выход на международный рынок вооружений российских ракет со сверхзвуковыми ПВРД на жидком топливе. Достаточно сказать, что ракеты семейства X-31 закупились, в частности, США. Близкое знакомство с характеристиками проданных ракет, безусловно, явилось одним из мотивов активизации работ. Так, оказалось, что ракеты с ПВРД способны совершать противоракетные маневры на больших углах атаки и больших перегрузках при приближении к цели. В действительности, для нормальной работы ПВРД требуются ограниченные углы атаки и скольжения. При разгоне и решении транспортной задачи поддержания высокой скорости и дальности полета летательного аппарата с ПВРД большие углы атаки и скольжения не нужны. В противном случае при большом индуктивном сопротивлении, возникающем в данном случае, ни один из двигателей не мог бы обеспечить приемлемые характеристики ЛА. При подлете к цели маневр требуется, но к этому моменту запас кинетической энергии у ракеты значительный, и его можно реализовать с помощью аэродина-

мических рулей или двигателей поперечного управления, не обращая внимания на эффективность работы двигательной установки. Достаточно сказать, что многие зенитные ракеты с РДТТ атакуют цель (особенно в дальних зонах перехвата), когда двигатель уже выключен. Завышенные требования к углам атаки и скольжения, зачастую ранее выдвигавшиеся многими конструкторами в СССР, служили основанием для отказа от разработки ИПВРД, который является гораздо более сложным и наукоемким двигателем по сравнению с РДТТ.

Во-вторых, к настоящему времени РДТТ прошли через целый ряд усовершенствований. Стадии улучшения собственно двигателя включали переход на высокоэнергетические смесевые топлива вместо баллистических, использование прочноскрепленных зарядов взамен вкладных, применение неметаллических высокопрочных и термоэрозийноустойчивых материалов. Стадии совершенствования РДТТ в составе ЛА включали оптимизацию распределения энергетики по времени работы (многорежимность, паузы между режимами), разработку систем управления вектором тяги и степени расширения сопла. Эффективность этих мероприятий хорошо прослеживается на примере авиационных ракет класса «воздух—воздух». Здесь однорежимные РДТТ (I поколение) были заменены вначале на многорежимные, в основном, двухрежимные (II поколение) с изменяемым вектором тяги. Выигрыш по дальности составил до 30–50%. Затем между режимами работы была организована пауза (двухимпульсный РДТТ, III поколение) с приростом дальности полета ракеты еще на 30–50%. Дальнейший потенциал радикального совершенствования РДТТ на этом оказался исчерпанным. Далее речь может идти о нескольких процентах улучшения характеристик (дальности).

В-третьих, накоплен большой опыт создания и доводки различных ракет с ПВРД, созданы методология проектирования и экспериментальная база, определены области рационального применения.

Характерной особенностью нынешнего этапа разработки ПВРД является то, что основное внимание уделяется мобильным системам, прежде всего, авиационным. Именно здесь существуют жесткие ограничения на габариты и массу ракет.

В перспективе, с переходом на радиолокационно-малозаметную авиационную технику, предполагается внутрифюзеляжное размещение вооружения, что делает требования к габаритам и массе ракет еще более жесткими. Отсутствие возможности радикального их совершенствования за счет модернизации РДТТ привлекает особое внимание к двигателям, энергетические возможности которых могут быть расширены за счет использования атмосферного воздуха. Для высокоскоростных ракет выбор ПВРД практически безальтернативен.

К тому же известно, что опережающее развитие ракетного вооружения является наиболее радикальным средством повышения

эффективности авиационных боевых комплексов, играющих определяющую роль в локальных конфликтах современности.

Применительно к авиационным ракетам класса «воздух—воздух» сегодня ставятся следующие цели:

- поднять эффективность нового вооружения для обеспечения возможности соперничества морально устаревших самолетов III поколения с более новыми носителями IV поколения;
- обеспечить преимущество в воздушном бою своим самолетам IV поколения и решающее превосходство для разрабатываемой техники нового поколения развития;
- сохранить рынок обслуживания громадного парка самолетов III поколения развития;
- удержать высокочемпионский рынок авиационного вооружения.

Статистика свидетельствует, что новое твердое топливо для таких ракет меняется через 20—30 лет, двигательная установка радикально совершенствуется каждые 10 лет, а электронные системы — через каждые 5 лет. Здесь цели явно оправдывают затраты средств.

При создании двигательных установок для ракет средней дальности класса «воздух—воздух» наибольшие усилия направлены на разработку РПДТ калибром ≈ 200 мм с подфюзеляжным или подлокаторным (одно- и двухканальным) воздухозаборным устройством (ВЗУ), с регулируемым расходом продуктов сгорания первичной газогенерации и отсутствием сбрасываемых элементов. По последней причине в качестве разгонных ступеней рассматриваются интегрированные с конструкцией камеры дожигания разгонные бесплобые РДТТ (БС РДТТ).

Так, в США в рамках работ по созданию ИРПДТ с регулируемым расходом твердого топлива проводятся исследования по замене РДТТ для ракеты класса «воздух—воздух» средней дальности на интегральный ракетно-прямоточный двигатель твердого топлива [В.10]. Диаметр изделия 178 мм (рис. В.13).

Европейские фирмы также разрабатывают регулируемый ИРПДТ для тех же целей. Схема ракеты «Метеор», ее габариты и система подвески аналогичны американской (рис. В.14, В.15) [В.2, В.11].

Одновременно европейские фирмы разрабатывают ракету FMRAAM калибра 178 мм с интегральным ПВРД на жидком топливе [В.11, В.12]. Стартовую ступень создают в США.

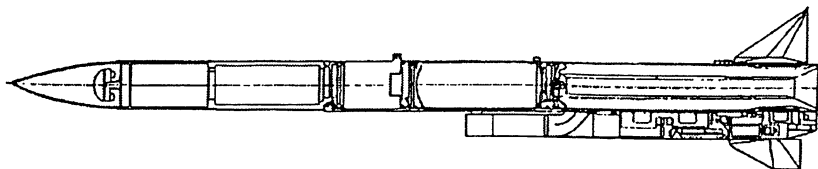


Рис. В.13. Схема ракеты с РПДТ

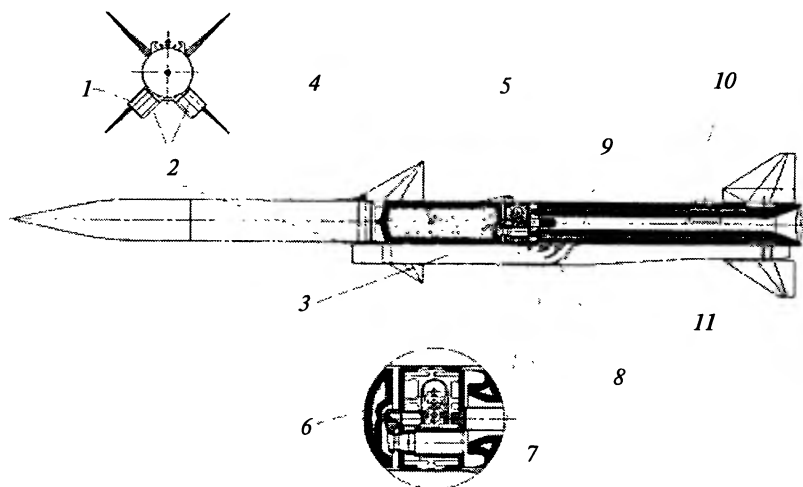


Рис. В. 14. Схема компоновки ракеты «Метеор» с РПДТ:

1 — крышки входных отверстий ВЗУ; 2 — вход ВЗУ; 3 — переходный канал ВЗУ; 4 — газогенератор; 5 — маршевое борсодержажее топливо; 6 — секция управления (распределение, управление расходом продуктов газогенерации, блок защиты, инициатор воспламенителя); 7 — воспламенитель; 8 — заглушка выходного отверстия ВЗУ; 9 — камера сгорания (дожигания); 10 — заряд стартового твердого топлива; 11 — маршевое сопло



Рис. В. 15. Внешний вид ракеты «Метеор»

Ракета также относится к ракетам средней дальности класса «воздух—воздух» и имеет подобную аэродинамическую схему с двумя коробчатыми каналами ВЗУ, расположенными под фюзеляжем под углом 90° между собой. К достоинствам данной схемы следует отнести хорошую преемственность по отношению к предыдущим модификациям с РДТТ, т.к. замена двигательной установки не вызывает необходимости перекомпоновки остальных систем, ВЗУ помогают создавать подъемную силу. ВЗУ имеет хорошие характеристики и может достаточно эффективно работать при увеличенных углах атаки.

К недостаткам следует отнести требование наличия полярной (самолетной) системы управления.

Другим важным направлением разработки являются противорадиолокационные ракеты (ППР) класса «воздух—земля» с двигательными установками на базе интегральных регулируемых ПВРД на твердом топливе.

Так, в рамках совместных работ фирмы США, Германии и Италии работают над созданием новой ППР взамен известной ракеты «Нагм».

На первом этапе модернизации совершенствуется система наведения и управления. На втором этапе создается новая ППР AARGM с ИПВРД на твердом топливе со следующими характеристиками: общая масса ~350 кг, калибр ~300 мм, дальность полета 185 км при $M = 4$ [В.13].

В первоначальном варианте использовалась бескрылая аэродинамическая схема со складывающимися рулями в хвостовой части. Два коробчатых боковых ВЗУ придавали ППР вид, похожий на ракету ASMP с ИПВРД на жидком топливе [В.14]. Однако в дальнейшем ракета с ИРПДТ приняла внешний вид, аналогичный ракете «Метеор».

Во Франции взамен ППР «Armat» проводится разработка новой ракеты ARF общей массой ~200 кг, дальностью полета 100–150 км при $M = 2,5$ с ИПВРД на твердом топливе в качестве силовой установки.

В Германии активно создается новая ППР ARMIGER [В.12] общей массой ~220 кг и максимальной дальностью ~200 км при $M = 2÷3$. Большая дальность, при сравнительно небольшом весе, обеспечивается высокоточной системой наведения (попадание в цель с точностью до 1 м). Это позволяет уменьшить массу боевой части до 20 кг [В.15]. Как и у ARF, на ракете ARMIGER предполагается наличие четырехпатрубкового коробчатого ВЗУ.

Все эти авиационные ракеты ожидаются к 2010 г.

Имеются сведения [В.16] о разработке в Китае сверхзвуковой ракеты класса «воздух—земля», снабженной ИПВРД на твердом топливе.

Появилась информация о работах по авиационным ракетам с ИРПДТ MPSR2 (противокорабельная) во Франции (рис. В.16) [В.14],

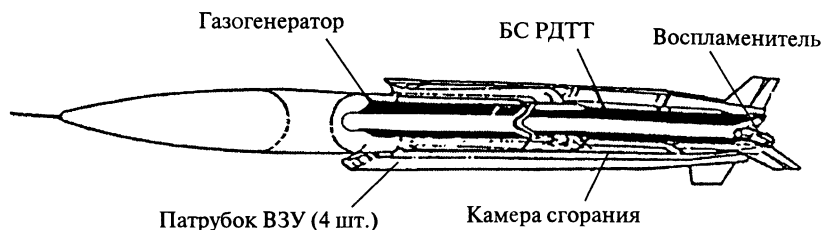


Рис. В.16. Схема ракеты MPSR2 [В.14]



Рис. В. 17. Внешний вид АР с ИРПДТ [В.2]

S-DARTER в ЮАР и сверхзвуковой мишени GQM-163A «Койот» в США (рис. В.17) [В.2].

Индия проводит летные испытания ЗУР AKASH с ИРПДТ [В.7], являющейся, по внешнему виду, аналогом ракеты ЗМ9.

Возможность использования ИРПДТ для ракеты класса «воздух—воздух» рассматривается также в России [В.17]. На рис. В.18 приведена возможная схема такой двигательной установки.

Сравнительный объем работ по созданию сверхзвуковых ракет с ИПВРД на жидком топливе невелик. Помимо ранее описанной ракеты FMRAAM, можно отметить работы по модификации ракеты ASMP (ASMP-A) [В.18] во Франции и разработку перспективной ракеты «Fasthawk» взамен «Tomahawk» в США [В.19]. О ракете «Fasthawk» следует сказать особо. Эта ракета — бескрылая. При общей массе 1587 кг, калибре 300 мм и длине 6,5 м она имеет дальность полета ~ 1300 км при $M = 4$. На ней применено управление путем отклонения вектора тяги ПВРД. Для управления также служит смещаемое центральное тело лобового ВЗУ. Стартовый РДТТ размещен вне камеры ПВРД.

Более широко жидкие стабильные топлива используются в экспериментальных гиперзвуковых ПВРД для ракет военного назначения, предназначенных для полета со скоростями $M = 4+8$ [В.20, В.21].

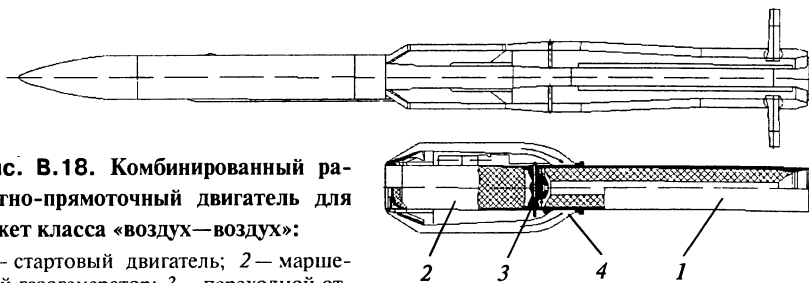


Рис. В.18. Комбинированный ракетно-прямоточный двигатель для ракет класса «воздух—воздух»:

1 — стартовый двигатель; 2 — маршевый газогенератор; 3 — переходной отсек; 4 — воздухозаборное устройство

Важнейшей задачей в настоящее время является определение максимального числа M полета, которому соответствует нынешний технологический уровень, позволяющий осуществить реальную разработку.

В.4. Схемы, узлы, элементы ПВРД на твердом топливе: тенденции развития, ключевые проблемы

Разрабатываемая на базе ПВРД двигательная установка должна обеспечивать выполнение тактико-технических требований по высотам, скоростям, дальности полета, углам атаки на траектории движения, газодинамической устойчивости режима работы (отсутствие помпажей, срывных режимов), вибрациям, перегрузкам, кратности включения и т.д. в условиях оговариваемых ограничений, к которым, в первую очередь, относятся габаритно-массовые, а также ограничения на массу сбрасываемых в полете элементов и на уровень воздействия на окружающую среду.

Существуют также требования по эксплуатационной надежности, безопасности (транспортировки, в том числе на носителе; топлива; в условиях пожара; падения на бетонное основание с определенной высоты; прострела пульей или осколком оговоренного размера; отделения от носителя), стойкости к факторам окружающей среды (температура; влажность; атмосферное давление; ветер; осадки, в том числе песок и пыль; электромагнитные, радиационные, химические и биологические воздействия), гарантийным срокам хранения, ремонтпригодности, стандартизации и унификации деталей и комплектующих с целью сохранения максимальной преемственности по отношению к предшествующим отработанным конструкциям, выполнению предписаний технической документации.

Тактические авиационные ракеты при внешней подвеске на носителях могут испытывать многократные воздействия аэродинамического нагрева, скоростного напора, нестационарных скачков давления, перегрузок, повышенных вибраций, акустических нагрузок. В автономном полете появляется и воздействие высокотемпературного рабочего тела в тракте двигателя, которое может включать в свой состав конденсированные продукты сгорания, обладающие повышенной эрозионной способностью.

В рамках предъявленных требований не все возможные схемы ПВРД на твердом топливе на сегодняшний день нашли свое практическое применение. Так, несмотря на высокую эффективность, не были реализованы схемы ПВРД на твердом ядерном источнике тепловой энергии (рис. В.19). Фактором, ограничивающим их внедрение, оказался недопустимый риск воздействия на окружающую среду.

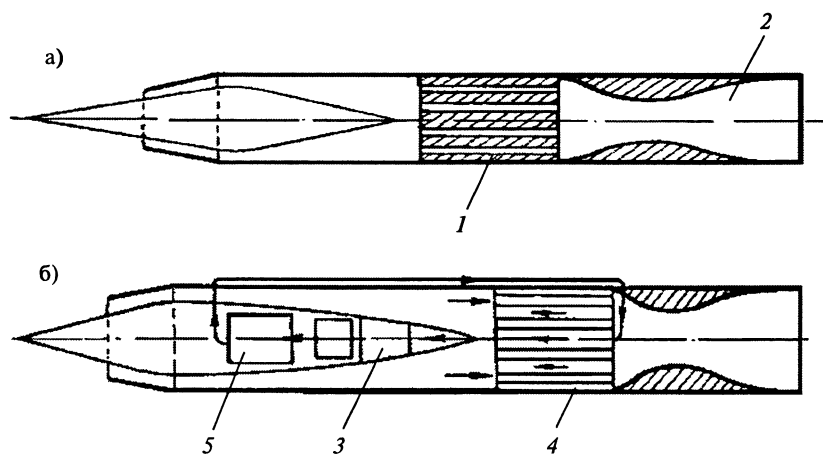


Рис. В.19. Схема атомного сверхзвукового ПВРД:

a — двигатель с непосредственным подогревом воздуха; *б* — двигатель с промежуточным теплоносителем: 1 — реактор; 2 — сопло; 3 — насос; 4 — теплообменник; 5 — реактор, охлаждаемый жидким металлом

Аналогичный вид имеют схемы ПВРД на твердом топливе, генерирующем тепловую энергию в результате самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [В.22]. Однако в данном случае уже недостаточно высокая эффективность является ограничением, сдерживающим внедрение.

Из-за проблем, связанных со стабильностью работы систем подачи ожигенного газом порошкообразного твердого топлива в условиях длительного хранения и транспортирования, не получили пока широкого распространения схемы ПВРД на твердом порошкообразном горючем [В.23] (рис. В.20). Данная схема во многом аналогична схеме

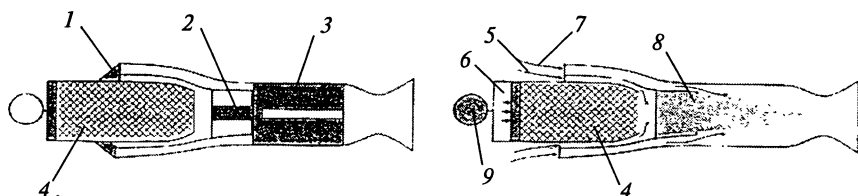


Рис. В.20. Схема ПВРД на твердом порошкообразном горючем:

1 — входные отверстия; 2 — пиротехнический воспламенитель; 3 — стартовое твердое топливо; 4 — металлическое порошкообразное горючее; 5 — основной поток воздуха; 6 — поршень; 7 — вторичный поток воздуха (перепуск); 8 — камера предварительного сжигания; 9 — пороховой аккумулятор давления

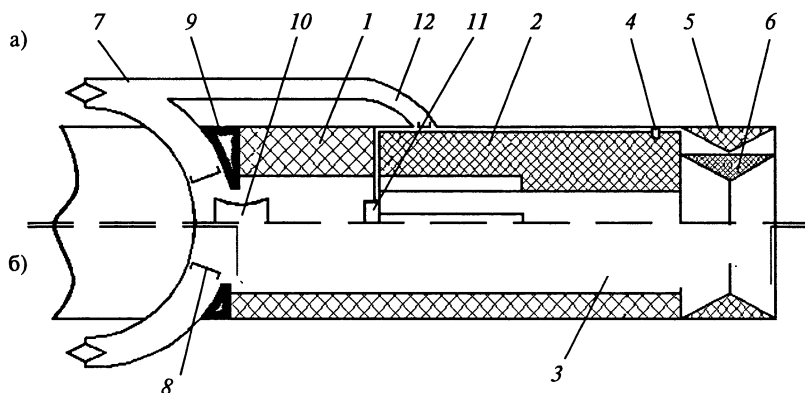


Рис. В.21. Схемы ПВРД на твердом горючем:

а — с перепуском воздуха и вкладным стартовым зарядом; *б* — без перепуска воздуха со вкладным сбрасываемым РДТТ; 1 — маршевое топливо; 2 — вкладной заряд стартового топлива; 3 — вкладной автономный стартовый РДТТ; 4 — уплотнительное кольцо; 5 — сопло ПВРД; 6 — стартовое сбрасываемое сопло; 7 — воздухозаборник; 8 — заглушка; 9 — стабилизатор пламени; 10 — инжектор; 11 — воспламенитель; 12 — канал перепуска воздуха

ПВРД на жидком топливе. Подобная схема может быть реализована и в случае использования легкоплавкого твердого горючего, размещаемого в отдельном баке. Из твердого (аморфного) в жидкое состояние горючее может быть переведено в результате аэродинамического нагрева или при помощи теплового источника, в частности, на основе СВС. В таком же отдельном баке возможно размещение сублимирующего под воздействием тепла твердого горючего. Такая схема будет отличаться отсутствием наддува.

Вышеперечисленные схемы ПВРД на твердом топливе относятся к потенциальным. Наиболее эффективными и реализуемыми на практике являются простая схема интегрального ПВРДТ (рис. В.21) и схема комбинированного интегрального РПДТ (рис. В.22).

К главным достоинствам простой схемы следует отнести высокий энергетический потенциал твердого горючего, незначительную чувствительность скорости горения по отношению к начальной температуре топлива и определенное авторегулирование двигателя при изменении высот полета. Ключевыми проблемами здесь являются обеспечение устойчивости рабочего процесса, получение высокой полноты сгорания при низком значении гидравлических потерь, достижение требуемых скоростей сжигания горючего, регулирование двигателя.

Главным достоинством РПДТ является его абсолютная устойчивость. Ключевые проблемы — повышение объемной теплоты сгорания твердого топлива и регулирование расхода продуктов газогенерации ТТ.

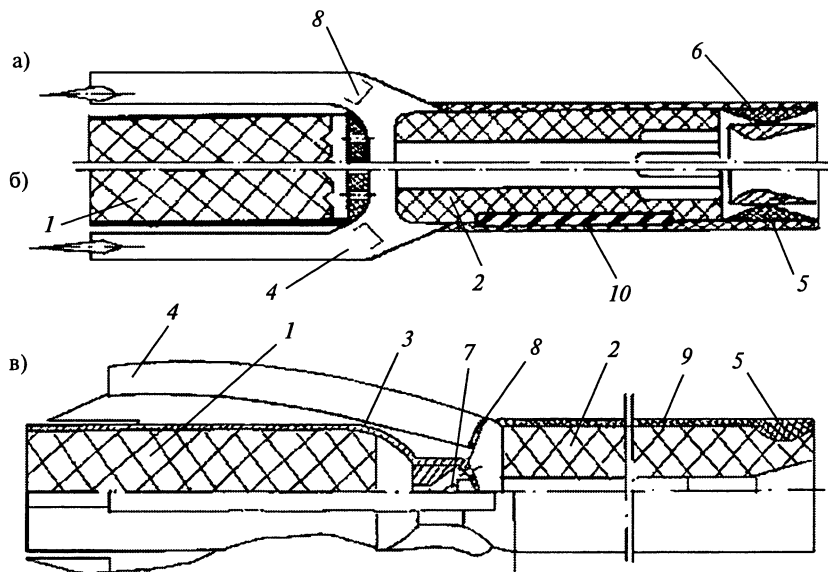


Рис. В.22. Схемы РПД на твердом топливе:

a — простой; *b* — комбинированный РПД (без узла регулирования); *в* — РПД с узлом регулирования и распределения продуктов сгорания твердого топлива; 1 — маршевое топливо; 2 — заряд твердого топлива стартовой ступени; 3 — газогенератор; 4 — ВЗУ; 5 — сопло РПД; 6 — сопло РДТТ; 7 — узел регулирования и распределения; 8 — заглушка ВЗУ; 9 — камера дожигания РПД; 10 — заряд твердого топлива комбинированного РПД

Обеспечение разгона ПВРДТ до маршевых параметров является общей проблемой, решаемой различными способами. Так, можно выделить двигатели, у которых стартовая ступень отсутствует (стартовую функцию обеспечивает носитель или специальная установка, к примеру, электродинамического разгона), или представляет собой автономный отделяемый или неотделяемый в полете двигатель (двигатели), располагаемый вне конструкции ПВРД, частично или полностью размещаемый в объеме камеры сгорания, или, наконец, стартовая ступень может быть полностью интегрирована с маршевой камерой сгорания, представляя собой вкладной или прочноскрепленный заряд (заряды) стартового твердого топлива (см. рис. В.21, В.22). Функцию разгонной ступени, особенно применительно к активно-реактивным снарядам (АРС), может выполнять пушечный выстрел (рис. В.23) и его перспективные модификации.

По мере развития, полностью интегрированные с камерой сгорания маршевой ступени прочноскрепленные заряды твердого смесового

ракетного топлива в качестве генератора стартового импульса получили наиболее широкое распространение.

В случае полной интеграции к элементам стартовой ступени относится стартовое сбрасываемое (рис. В.24) [В.24] или выгораемое сопло. Возможен также вариант единого сопла для стартового и маршевого режимов, а также использования бессоплового заряда твердого топлива (см. рис. В.21, В.22), когда сопло переменного размера и местоположения формируется в самом заряде в процессе его горения. Здесь же

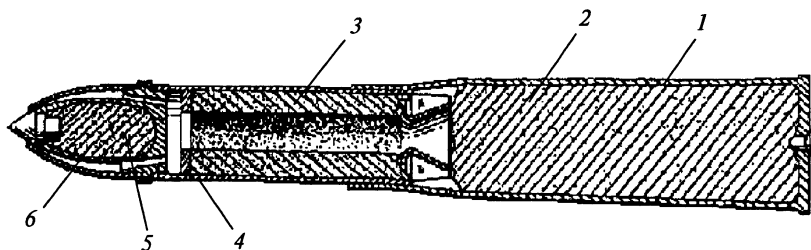


Рис. В.23. Схема активно-реактивного снаряда с СПВРД и стартом из пушки:

1 — гильза; 2 — навеска стартового пороха; 3 — маршевое топливо; 4 — стабилизатор горения; 5 — полезная нагрузка; 6 — обечайка ВЗУ

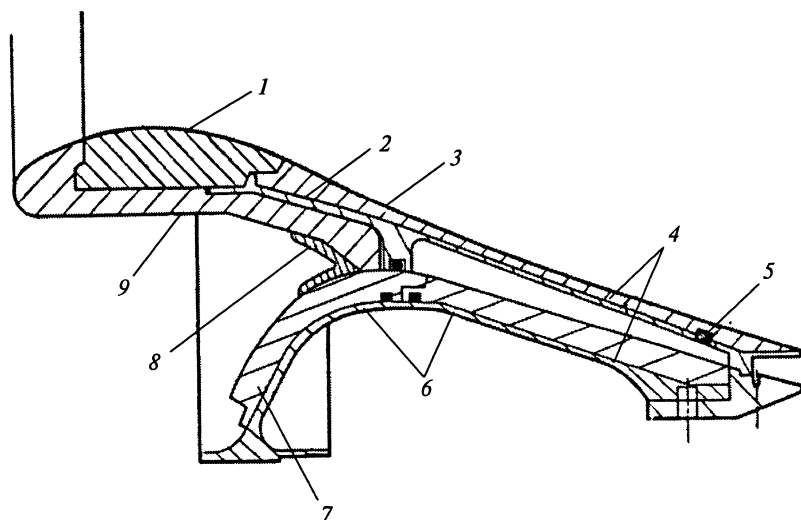


Рис. В.24. Конструктивная схема сбрасываемого стартового сопла:

1 — сопловая вкладыш на основе углепластика; 2 — клевогой слой; 3 — сбрасываемый выходной конус углепластикового сопла; 4 — титановый сплав; 5 — 12 штифтов; 6 — стеклопластик; 7 — клевогой слой; 8 — герметик; 9 — сбрасываемый передний корпус сопла из углепластика

появляется требование по перекрытию каналов воздухозаборного устройства на стартовом режиме прочными заглушками (см. рис. В.21, В.22), защите элементов распределения маршевого топлива. Заглушки могут быть сбрасываемыми (целиком или разрушенными на фрагменты) и складываемыми (рис. В.25) [В.25]. При этом они могут быть

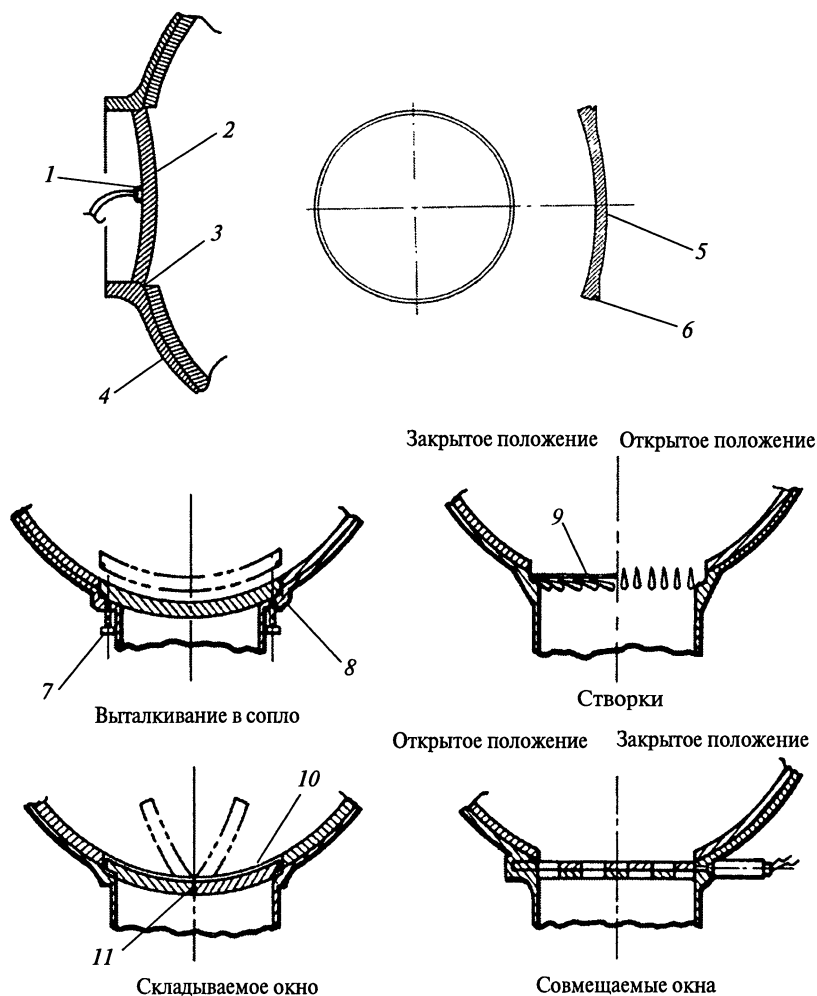


Рис. В.25. Конструктивные схемы заглушек воздухозаборных устройств:

1 — детонационное устройство; 2 — хрупкий керамический материал; 3 — тефлоновое уплотнение; 4 — корпус камеры сгорания; 5 — алюминий; 6 — кольцевое посадочное место; 7 — направляющие и стопорные винты; 8 — уплотнение; 9 — гибкое уплотнение; 10 — герметичное покрытие; 11 — шарнир

выгораемыми или выполнять определенную функцию по распределению и структурированию газового потока из ВЗУ, что активно используется в настоящее время [В.10].

Помимо работ, связанных с повышением эффективности стартового режима, проводимые в области ПВРДТ работы условно можно разбить на несколько взаимосвязанных направлений:

- обеспечение эффективной работы воздухозаборных устройств на расчетных и нерасчетных режимах с учетом запуска и неустойчивости течения при различных углах атаки;
- оптимизация газовой динамики тракта двигателей;
- обеспечение устойчивой работы камеры сгорания и высокой полноты сгорания;
- улучшение эксплуатационных характеристик топлив и повышение их массовой энергоотдачи;
- минимизация весовых характеристик и повышение надежности систем теплозащиты;
- обеспечение надежности работы двигателей в условиях запуска и других переходных режимов;
- разработка систем регулирования двигателей;
- выбор представительных командных сигналов и интеграция систем управления двигателя и летательного аппарата.

Воздухозаборное устройство во многом является важнейшим и определяющим узлом как для двигателя, так и для всего летательного аппарата. Схемы расположения воздухозаборного устройства относительно корпуса летательного аппарата не универсальны, а существенно зависят от целевого назначения ЛА. Главными факторами являются: дальность, скорость, высота полета, маневренность, возможности систем управления. Попытка обобщения основных схемно-компоновочных решений предпринята в [В.26] (рис. В.26). Однако перечень таких решений можно дополнять и далее. В частности, патрубки могут быть расположены в разных сечениях по длине и радиусу (рис. В.27) [В.24].

В целом воздухозаборные устройства могут быть: лобовыми или подфюзеляжными, одно- и многопатрубковыми, симметричными или асимметричными, регулируемые (в том числе складываемыми) и нерегулируемые. На рис. В.28 представлены схемы участков входа в воздухозаборное устройство. Важно обеспечить не только интеграцию с летательным аппаратом, но и высокую эффективность (высокие коэффициенты восстановления давления и расхода воздуха), газодинамическую устойчивость работы, минимальное сопротивление. С этой целью воздухозаборные устройства на стартовом режиме оснащаются герметичными или перфорированными сбрасываемыми колпаками, демпферами в переходном канале.

На маршевом режиме воздухозаборные устройства могут оснащаться панелями предварительного сжатия потока, системами слива

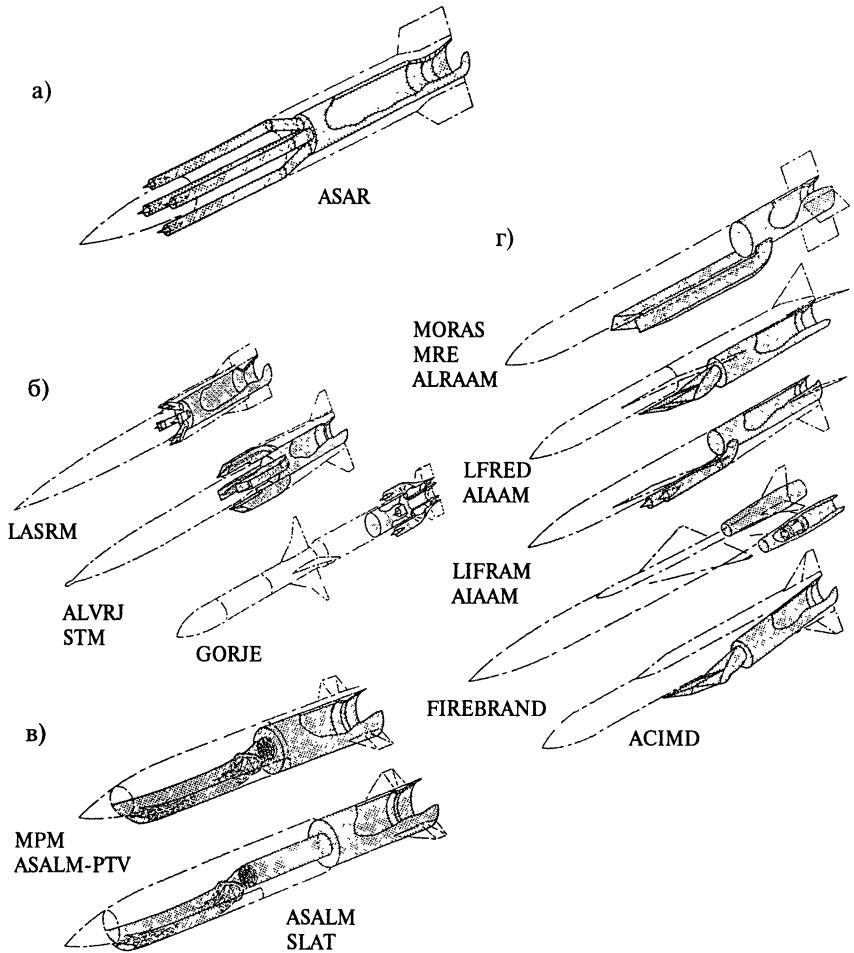


Рис. В.26. Компоновочные схемы и типы ВЗУ [В.26]:

а — симметричное переднее расположение (ASAR); *б* — симметричное заднее расположение (LASRM; ALVRJ; STM; GOJE); *в* — асимметричное переднее расположение (MPM; ASALM-PTV; SLAT); *г* — асимметричное заднее расположение (MORASS; MRE; ALRAAM; LFRD; AIAAM; LIFRAM; FIREBRAND; ACIMD)

Рис. В.28. Схема участков входа в воздухозаборное устройство:

1 — вход; 2 — ориентация входа; 3 — размер входа; 4 — число входов и их конфигурация; 5 — конфигурация боковой стенки; 6 — конструкция входа при разных числах Маха; 7 — зона для слива пограничного слоя; 8 — носовая часть; 9 — продольные ребра носовой части

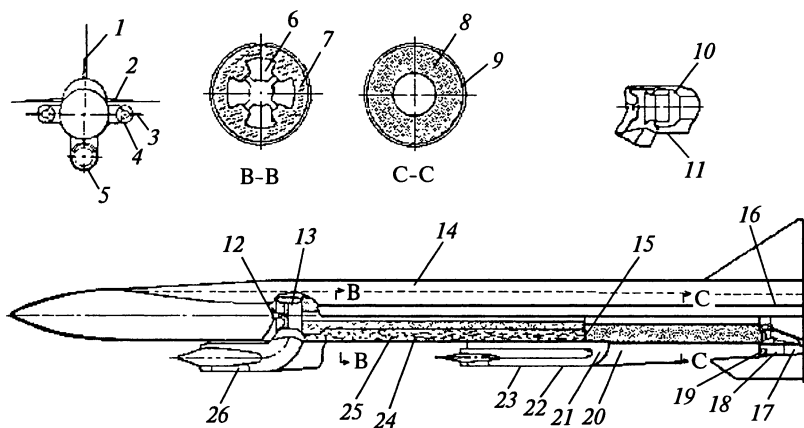
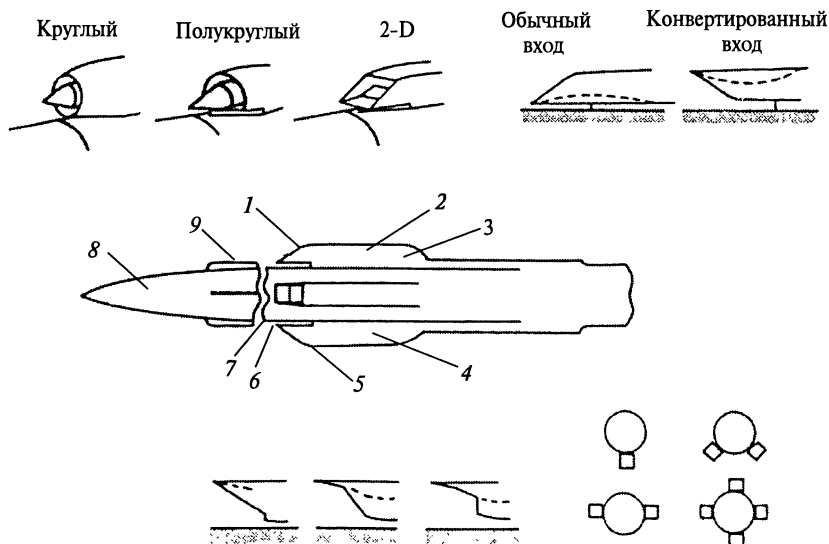


Рис. В.27. Схема РВРД с расположением входов воздухозаборного устройства по длине:

1 — стабилизатор; 2 — крыло; 3 — стабилизатор; 4 — вход в ВЗУ, обеспечивающий перепуск воздуха; 5 — вход в передний подфюзеляжный ВЗУ; 6 — стартовое топливо; 7 — маршевое горючее; 8 — стартовое топливо; 9 — теплоизоляция; 10 — инжектор; 11 — элементы воспламенения; 12 — привод; 13 — инжектор; 14 — элемент жесткости; 15 — отверстия смесителя; 16 — воспламенитель; 17 — маршевое сопло; 18 — привод; 19 — стартовое сопло; 20 — теплозащита; 21 — заглушка; 22 — условно повернуто; 23 — вход воздуха для перепуска; 24 — корпус из титанового сплава; 25 — маршевое горючее; 26 — передний вход ВЗУ



пограничного слоя (см. рис. В.28). В переходном канале возможно выполнение регулируемых дренажных щелей, может находиться система управления структурой потока. Вход воздуха в камеру сгорания из переходного канала может осуществляться соосно, перпендикулярно, под произвольным углом к оси или комбинированным способом.

Современные воздухозаборные устройства имеют пространственную форму, часто рассчитанную с учетом несимметричного расположения и возможности полярного управления перегрузкой (см. рис. В.13–В.16).

В перспективе можно ожидать появления реальных летательных аппаратов с некруглым поперечным сечением для улучшения интеграции с двигателем и уменьшения радиолокационной заметности [В.14], внедрения методов активного снижения сопротивления [В.27].

Важной комплексной проблемой при создании ПВРДТ является разработка твердых топлив и организация управления процессом их горения. Первоначально ПВРДТ были нерегулируемыми, затем стали программно-регулируемыми за счет применения комбинированных зарядов твердого топлива (слои с различной скоростью горения или отдельные заряды). В настоящее время остро ощущается потребность для ряда изделий в произвольном обратимом регулировании расхода твердого топлива.

Главными компонентами твердых топлив, определяющими энергетические, физико-механические и, во многом, эксплуатационные свойства, являются: связующее, окислитель (для ПВРДТ он может отсутствовать) и энергетические добавки.

В качестве связующего компонента в твердых топливах обычно используются пассивные углеводородные соединения, обеспечивающие хорошие физико-механические и эксплуатационные свойства. Для расширения диапазонов изменения отдельных параметров ведутся работы по внедрению активных связующих.

Ранее при создании топлив для ПВРД использовался окислитель в виде натриевой селитры и перхлората аммония. В настоящее время в состав вводится октоген и ряд новых синтезированных соединений, обладающих повышенным газообразованием и способствующих улучшению энергетических свойств.

Если рассмотреть во времени характер изменения энергетических элементов и соединений, используемых в виде добавок, то выстраивается следующая цепочка: вначале применялись литий и магний, затем алюминий, алюминиево-магниевый сплав, интерметаллиды, бор, борорганика и, наконец, метастабильные соединения металлов.

В ходе разработки каждой конкретной рецептуры топлива особое внимание уделяется специальным добавкам катализаторов, стабилизаторов, пластификаторов и т.д., существенно влияющих на характеристики горения и эксплуатационные свойства топлив.

В настоящее время проводятся работы [В.28] по созданию принципиально новых высокоэнергетических твердых топлив на основе полиазотных соединений (веществ, содержащих катионы N_5^+). В случае успешной разработки таких топлив ожидается настоящий прорыв в создании ПВРДТ и РПДТ.

Регулирование параметров СПВРД осуществляется на основе показаний датчиков, представляющих внешнетраекторные и (или) внутриводвигательные параметры, и программы управления полетом. Расширение возможностей по саморегулированию ПВРДТ простой схемы может обеспечиваться за счет перераспределения потоков воздуха в схеме с перепуском (см. рис. В.27). Регулирование расхода продуктов газогенерации РПД на твердом топливе возможно при помощи изменения площади критического сечения, скорости горения или поверхности горения топлива, дополнительно вводимой массы некоторого рабочего тела, теплового, механического воздействия или их комбинации. Наибольшее распространение получили способы, связанные с изменением поверхности горения и площади критического сечения. Эффект регулирования возрастает при использовании топлива с большим значением показателя степени в законе горения твердого топлива ($\approx 0,5-0,7$). Регулирование предъявляет жесткие требования по ограничению содержания конденсированной фазы в продуктах газогенерации, ограничению динамики переходного режима при спаде давления и его нижнего предела, обеспечивающего устойчивое горение. Использование комбинированных зарядов позволяет более успешно или просто решать вопросы регулирования параметров СПВРД.

К камерам сгорания СПВРД предъявляются требования по обеспечению устойчивости процесса горения, высокой полноты сгорания, обеспечению термочувствительности конструкции и минимального гидравлического сопротивления тракта, надежному запуску.

В отличие от РПД, камеры сгорания ПВРД простой схемы обладают границами по горению топлива в диапазоне коэффициента избытка окислителя α , который сужается с подъемом на высоту.

Расширению диапазона способствует установка стабилизаторов, инжектора (см. рис. В.21), или организация ниш и вставок в заряде топлива.

Наибольшее влияние на эффективность рабочего процесса оказывают характер распределения и смешения горючих элементов и воздуха по сечениям камеры сгорания, величина коэффициента избытка окислителя и время пребывания продуктов реакции в камере сгорания. С целью оптимизации рабочего процесса выбираются соответствующие размеры камеры сгорания и коэффициент избытка воздуха, организуются специальные (форкамерные, рециркуляционные, смесительные) зоны, перераспределяется подача воздуха по длине, организуется распределение продуктов газогенерации или

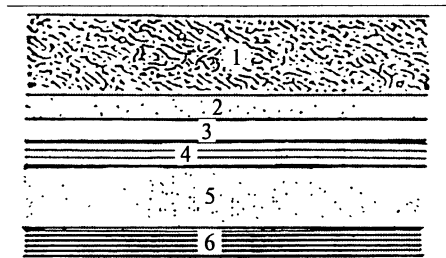


Рис. В.29. Схема соединения стенки камеры сгорания со стартовым топливом:

1 — топливо; 2 — эластичный слой; 3 — изолирующий (барьерный слой); 4 — клеевой слой; 5 — слой теплозащиты; 6 — металл стенки

обогащенных горючими элементами продуктов первичной реакции. Обычно ставится цель получения максимальной полноты сгорания топлива при минимальных уровнях гидравлических потерь при использовании дополнительного объема, не превышающего размеры пространства, требуемого для размещения интегрированного стартового заряда. В случае прочноскрепленного заряда система его крепления к стенке камеры сгорания обычно имеет вид, представленный на рис. В.29. Видно, что стенка на маршевом режиме защищается при помощи теплозащитного покрытия.

Особенностью работы последнего, в отличие от РДТТ, является обеспечение термостойкости несущей конструкции при обтекании высокотемпературным многофазным потоком продуктов сгорания с окислительным химическим потенциалом. Возможно также и переменное воздействие: с восстановительной средой продуктов сгорания твердого топлива на стартовом и окислительной средой на маршевом режимах работы.

По мере развития систем теплозащиты камер сгорания и газогенераторов происходит вытеснение жестких теплозащитных материалов эластичными.

В условиях работы камеры сгорания в широком диапазоне давлений (стартовый и маршевый режимы), приводящих к разной деформации стенки, хорошо зарекомендовали себя армированные кремнеземными и углеродными волокнами кремнийорганические эластомеры [В.25, В.26]. Наполнитель должен иметь пространственные связи по толщине покрытия или армирующую структуру. Отсутствие пространственных связей (при послойном армировании) приводит к меньшей термостойкости покрытий.

Крепление заряда твердого маршевого топлива в газогенераторе может соответствовать схеме, представленной на рис. В.29, но здесь слой теплозащиты находится в условиях обтекания восстановительной средой с большим количеством конденсированной фазы. При наличии аэродинамического нагрева данный слой выполняет и вторую функцию — защиту заряда от потока тепла от конструкционной стенки. На

задней крышке газогенератора расположена система сопловых отверстий для организации выхода и смешения с воздухом продуктов первичного разложения твердого топлива. Современные требования по организации обратимого регулирования расхода продуктов газогенерации усложняют конструкцию. В этом случае система выходных отверстий располагается либо за узлом регулирования (двухкаскадный регулятор), либо совмещается с системой регулирования (однокаскадный регулятор).

Для создания таких сложных конструкций требуется использование термостойких композиционных материалов или специальных (к примеру, сплав вольфрама, пропитанный медью) материалов, применение топлив с ограниченным содержанием конденсированной фазы в продуктах газогенерации.

Конструкционный материал стенок камеры сгорания и газогенератора представляет собой высокопрочную сталь. Использование полимерных композиционных материалов здесь, как правило, сдерживается в силу жестких габаритных ограничений. Из-за этого в ряде конструкций оказалось перспективным применение титановых сплавов. Однако по мере роста скоростей полета (при $M > 4,5$) использование в качестве конструкционных современных термостойких композиционных материалов, по-видимому, неизбежно.

В качестве средств, обеспечивающих запуск твердотопливных ПВРД, использование пиротехнических средств — практически безальтернативно.

Общие требования к маршевым соплам ПВРДТ заключаются в обеспечении высокой эффективности процессов разгона и истечения продуктов сгорания с минимальными потерями, возможности позиционного или плавного регулирования размера критического сечения, осуществления постоянного или регулируемого отклонения вектора тяги, использовании интеграции с конструкцией летательного аппарата, обеспечении термостойкости в условиях обратимого химического потенциала продуктов сгорания.

Несмотря на то, что могут быть использованы некоторые характерные для РДТТ методы управления вектором тяги, изменения степени расширения сопла или размера его критического сечения, такие конструкции маршевых сопел для ПВРДТ пока не разработаны.

В качестве материалов для сопел обычно используют жесткие термо- и эрозионностойкие композиты.

В состав двигательной установки могут входить вспомогательные агрегаты и элементы, в частности, агрегаты энергообеспечения. Для этого целесообразно использование привода электрогенератора от турбины, приводимой в движение скоростным напором набегающего потока воздуха. Важно обеспечить достаточность характеристик турбины в диапазоне рабочих высот и скоростей полета.

В заключение отметим, что в научно-технической литературе широко представлены вопросы истории и эволюции развития ПВРД [В.3, В.7–В.9, В.32], общая теория прямоточных двигателей [В.33–В.39], исследования воздухозаборных устройств [В.40–В.57], анализ рабочего процесса камеры сгорания ПВРД на твердом топливе простой [В.58–В.66] и комбинированной (РПДТ) схем [В.67–В.78], исследования твердых топлив [В.79–В.85], разработка систем теплозащиты стенок [В.86–В.88], вопросы регулирования и управления [В.55, В.89–В.94], воспламенение (запуск) ПВРД на твердом топливе [В.58, В.95–В.97], методология экспериментальной отработки и исследований твердотопливных прямоточных двигателей, их узлов и элементов [В.27, В.98–В.115].

1 глава _____

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ЦИКЛ И ТЯГОВО-ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПВРД

Сверхзвуковые прямоточные воздушно-реактивные двигатели отличаются от других типов ВРД отсутствием турбокомпрессорной группы.

ПВРД (рис. 1.1), как один из типов ВРД, следует рассматривать, во-первых, как тепловую машину, служащую для превращения химической энергии топлива в тепловую энергию, происходящего в камере сгорания, с последующим преобразованием тепловой энергии в механическую работу, получаемую в форме приращения кинетической энергии струи газа, а, во-вторых, как движитель, в котором полученная механическая работа преобразуется в полезную работу силы тяги на перемещение ЛА.

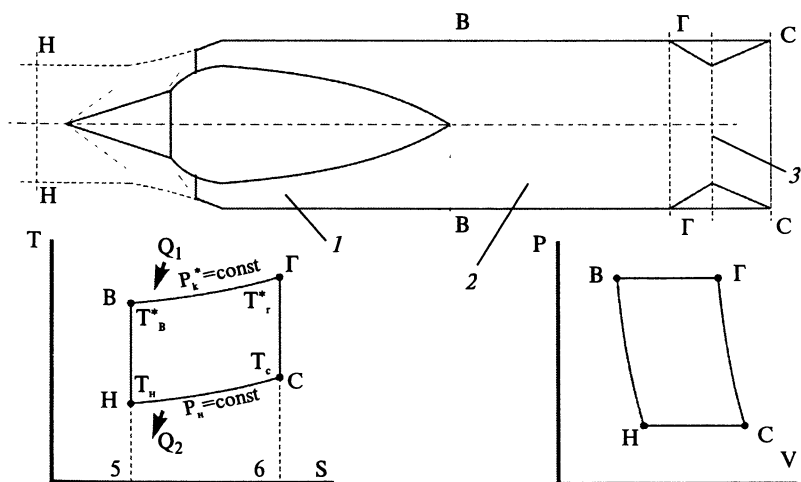


Рис. 1.1. Принципиальная схема и термодинамический цикл идеального ПВРД в координатах $T-S$ и $P-V$:

1 – воздухозаборное устройство; 2 – камера сгорания; 3 – сопло

Изучение характеристик эффективности рабочего процесса ПВРД, как тепловой машины, проводится с помощью термодинамических циклов. В идеальном цикле термодинамические процессы наиболее схематизированы, в действительном цикле — наиболее близки к реальным.

1.1. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИДЕАЛЬНОГО И ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО ЦИКЛОВ ПВРД

Как известно, идеальный термодинамический цикл Брайтона, которому соответствует работа идеального ПВРД, состоит (см. рис. 1.1) из двух изобар (процессов подвода и отвода тепла) и двух адиабат (процессы сжатия и расширения рабочего тела).

Идеальный цикл позволяет рассматривать предельные теоретические характеристики эффективности (L_t , η_t), а также их зависимость от основных параметров (π_B , θ).

Выражение для работы идеального цикла имеет следующий вид [1.1]:

$$L_t = \frac{k}{k-1} RT_H \left[\theta \left(1 - \frac{1}{\pi_B^{\frac{k}{k-1}}} \right) - \left(\pi_B^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right], \quad (1.1)$$

где $\pi_B = p_B^*/p_H = p_H^*/p_H$ — степень повышения давления в цикле; $\theta = T_H^*/T_H$ — степень повышения температуры.

Введем понятие оптимального цикла, в котором при заданных значениях θ и π_B получается максимальная работа $L_{t\max}$.

При заданной величине θ в оптимальном идеальном цикле значение степени повышения давления $\pi_{B\text{opt}}$ определяется по известной зависимости [1.1]:

$$\pi_{B\text{opt}} = \theta^{\frac{k}{2(k-1)}}. \quad (1.2)$$

Из выражения (1.2) следует также, что и каждому значению π_B в оптимальном идеальном цикле соответствует свое значение θ_{opt}

$$\theta_{\text{opt}} = \pi_B^{\frac{2(k-1)}{k}}, \quad (1.3)$$

При подстановке (1.2) или (1.3) в (1.1) имеем следующие выражения для работы оптимального цикла:

$$L_{t\max} = \frac{k}{k-1} RT_H (\sqrt{\theta} - 1)^2 \quad (1.4)$$

для заданной степени повышения температуры, и

$$L_{t\max} = \frac{k}{k-1} RT_H \left(\pi_B^{\frac{k-1}{k}} \right)^2, \quad (1.5)$$

для заданной степени повышения давления.

Введем также понятие относительной работы цикла, под которой понимается отношение работы цикла L_t при каких-либо текущих значениях π_B и θ к работе оптимального цикла:

$$\bar{L}_t = L_t/L_{t\max} = \frac{\left[\theta \left(1 - \frac{1}{\pi_B^{\frac{k-1}{k}}} \right) - \left(\pi_B^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]}{(\sqrt{\theta} - 1)^2}. \quad (1.6)$$

Результаты расчетов зависимости работы оптимального цикла $L_{t\max} = f(\theta)$ приведены в табл. 1.1 [$k = 1,4$; $R = 287$ Дж/(кг·К)] для двух значений температуры окружающей среды: $T_H = 288,1$ К (что соответствует высоте полета $H_n = 0$ км) и $T_H = 216,6$ К ($H_n = 15$ км).

В табл. 1.2 приведены значения степени повышения температуры цикла в зависимости от высоты полета ЛА с ПВРД для различных температур газа в камере.

В зависимости от режима работы ПВРД и полетных условий (M_n , H_n) температура продуктов сгорания в камере обычно изменяется в диапазоне $T_r^* \approx 1600 \div 2500$ К, что соответствует $\theta \approx 7 \div 10$ (см. табл. 1.2).

Таблица 1.1

θ	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$L_{t\max}$, кДж/кг; $T_H = 288,1$ К	49,8	155,2	289,5	442,3	607,9	784	967,8	1158	1353
$L_{t\max}$, кДж/кг; $T_H = 216,6$ К	37,4	116,6	217,6	332,4	456,9	589,2	727,3	870,3	1017,2

Таблица 1.2

H_n , км		0	5	10	15	20
θ	$T_r^* = 1500$ К	5,21	5,87	6,72	6,93	6,93
	$T_r^* = 2000$ К	6,94	7,82	8,96	9,23	9,23
	$T_r^* = 2500$ К	8,68	9,78	11,2	11,54	11,54

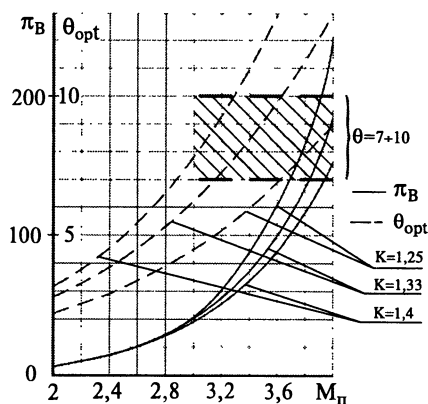


Рис. 1.2. Зависимости $\pi_{\text{в}}$ и θ_{opt} от числа $M_{\text{п}}$

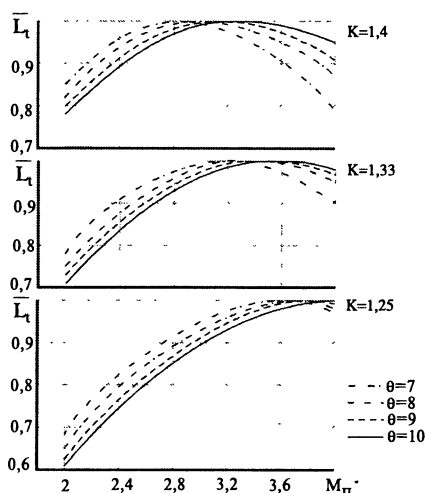


Рис. 1.3. Зависимость относительной работы цикла от числа $M_{\text{п}}$ при разных значениях θ и k

максимальное значение $\pi_{\text{вopt}}$ и, следовательно, оптимальное число $M_{\text{пopt}}$, или каждому числу $M_{\text{п}}$ (степени повышения давления $\pi_{\text{в}}$) должно быть поставлено в соответствие θ_{opt} (рис. 1.2).

Коэффициент полезного действия идеального цикла ПВРД (термический КПД) определяет степень превращения подведенной в цикле

В связи с тем, что в ПВРД сжатие воздуха осуществляется за счет кинетической энергии набегающего потока, основные параметры оптимального цикла ($\pi_{\text{в}}$, θ_{opt}) зависят от числа $M_{\text{п}}$ (рис. 1.2). На рис. 1.2 выделена (штриховкой) область рабочих значений $\theta = 7 \div 10$. Как видно, рабочие значения θ реализуются в оптимальном идеальном цикле при высоких скоростях полета ($M_{\text{п}} > 2,8$). Кроме того, оптимальное число $M_{\text{п}}$ существенно зависит от показателя адиабаты. При одном и том же значении θ число $M_{\text{пopt}}$ возрастает с уменьшением величины k : например, для $\theta = 8$ при уменьшении k от 1,4 до 1,25 значение $M_{\text{пopt}}$ возрастает от 3 до 3,8. В случае отклонения числа $M_{\text{п}}$ от оптимального, соответствующего выбранным значениям θ и k , уменьшается работа цикла L_t , относительная работа цикла становится меньше единицы ($\bar{L}_t < 1$), т.е. снижается эффективность ПВРД как тепловой машины (рис. 1.3). Уменьшение \bar{L}_t тем больше, чем меньше показатель адиабаты. Так, например, для $\theta = 7 \div 10$ при $M_{\text{п}} = 2$ и $k = 1,25$ потери работы (по сравнению с $L_{t\text{max}}$) составляют 30–40%.

Таким образом, для получения максимальной работы цикла ($\bar{L}_t = 1$) каждому значению θ должно соответствовать опти-

теплоты в работу:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi_B^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (1.7)$$

или, переходя от π_B к числу M_n ,

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{1 + \frac{k-1}{2} M_n^2}. \quad (1.7')$$

Термический КПД цикла зависит только от степени повышения давления (числа M_n) и возрастает с увеличением π_B (M_n) (рис. 1.4).

При определении основных характеристик эффективности действительного термодинамического цикла (эффективная работа L_e , эффективный КПД цикла η_e) необходимо учесть возникающие в процессах сжатия и расширения газа неизбежные потери, а также изменение физических свойств рабочего тела при протекании термодинамических процессов.

В имеющихся публикациях [1.1–1.3] эффективная работа действительного, реального цикла ТРД определяется с помощью изоэнтропических работ сжатия воздуха и расширения продуктов сгорания, а также КПД процессов сжатия и расширения η_c , η_r . При этом обычно не учитываются потери полного давления в камере сгорания.

При определении эффективной работы цикла ПВРД обычно используется такой же подход [1.4], что нельзя считать приемлемым, прежде всего, по причине неопределенности КПД процесса сжатия воздуха в воздухозаборном устройстве (ВЗУ), осуществляемого (в отличие от ТРД), в основном, за счет кинетической энергии набегающего потока.

Как показывает практика, потери полного давления в камере сгорания ПВРД значительно выше по сравнению с ТРД (соответственно, σ_{kc} ниже), и исключение из рассмотрения термодинамического процесса в камере может привести к значительной погрешности при определении характеристик эффективности цикла. По этой причине полученные для действительного цикла ПВРД характеристики эффективности носят в основном качественный характер, что исключает

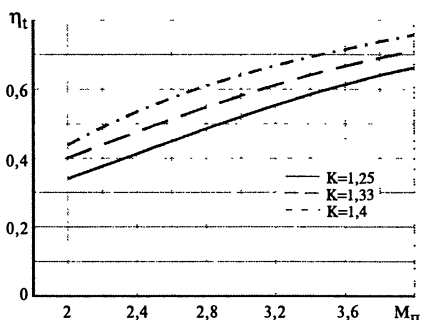


Рис. 1.4. Зависимость КПД идеального цикла ПВРД от числа M_n

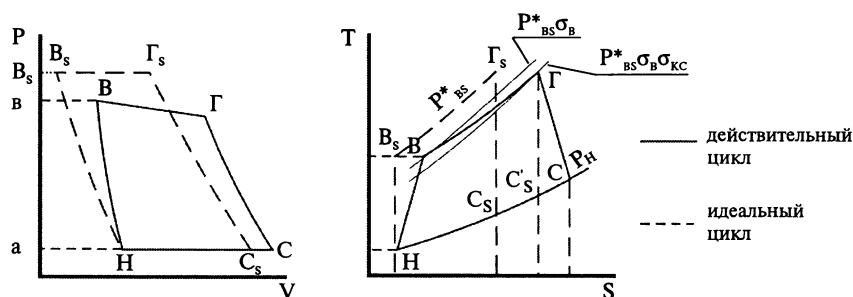


Рис. 1.5. P—V-диаграмма и T—S-диаграмма термодинамического цикла ПВРД

возможность исследования термодинамической эффективности работы конкретного прямооточного двигателя и согласования его тягово-экономических характеристик с максимумом термодинамической эффективности (\bar{L}_e, η_e). Поэтому целесообразно выбрать иной путь для определения эффективной работы действительного цикла ПВРД: реально протекающие процессы рассматривать как политропические.

На рис. 1.5 приведен действительный термодинамический цикл прямооточного двигателя в P—V и T—S-диаграммах. Реальные термодинамические процессы показаны линиями: H—B — линия процесса сжатия воздуха в ВЗУ; B—Γ — процесс подвода тепла в камере сгорания; Γ—C — процесс расширения продуктов сгорания (горячего газа) в сопле двигателя. Для сравнения показан также пунктиром идеальный цикл.

В связи с тем, что процесс подвода тепла в камере сгорания сопровождается падением давления (линия B—Γ), отнесем его, как и в [1.1], к процессу расширения.

При определении эффективной работы цикла L_e термодинамические процессы сжатия в ВЗУ, а также расширения в камере сгорания и сопле приняты политропическими.

Величину эффективной работы L_e определим по формуле

$$L_e = L_{p.n\sigma} - L_{c.n}^* \quad (1.8)$$

где $L_{p.n\sigma}$ — сумма политропических работ расширения в камере сгорания и сопле; $L_{c.n}^*$ — политропическая работа сжатия в ВЗУ при полном торможении потока воздуха.

Политропическую работу сжатия определяем с помощью уравнения сохранения энергии в тепловой форме и уравнений технической работы газа для политропического и изоэнтропического процессов. Для энергетически изолированного течения газа уравнение сохранения

энтальпии имеет следующий вид [1.7]:

$$i_H^* = i_B^* = i_{B,S}^*, \quad (1.9)$$

т.е. полная энтальпия в потоке газа сохраняется неизменной независимо от наличия (политропический процесс) или отсутствия (изоэнтропический процесс) диссипативных сил и связанных с ними необратимых потерь энергии.

Политропическая работа сжатия в ВЗУ

$$L_{c,n}^* = \frac{n}{n-1} (p_B^* V_B^* - p_H V_H), \quad (1.10)$$

где p_B^* , V_B^* — давление и удельный объем заторможенного течения воздуха в точке В (см. рис. 1.5) политропического процесса сжатия; p_H , V_H — давление и удельный объем воздуха в набегающем потоке (точка Н); n — показатель политропы.

Изоэнтропическая работа сжатия

$$L_{c,s}^* = \frac{k}{k-1} (p_{B,S}^* V_{B,S}^* - p_H V_H), \quad (1.10)$$

где $p_{B,S}^*$, $V_{B,S}^*$ — давление и удельный объем заторможенного течения воздуха в точке B_s изоэнтропического процесса сжатия (рис. 1.5).

В соответствии с уравнением (1.9) значения температур торможения в точках В и B_s (при $c_p = \text{const}$) одинаковы, т.е. $T_B^* = T_{B,S}^*$. Отсюда следует, что $p_B^* V_B^* = p_{B,S}^* V_{B,S}^*$, и выражение для КПД процесса сжатия в ВЗУ принимает вид

$$\eta_c = \frac{L_{c,n}^*}{L_{c,s}^*} = \frac{n(k-1)}{k(n-1)}. \quad (1.11)$$

Таким образом, КПД процесса сжатия в случае энергетически изолированного течения газа в ВЗУ зависит только от показателя политропы (табл. 1.3).

После несложных преобразований получаем формулу для определения показателя политропы:

$$n = \frac{\lg(\sigma_B \pi_B)}{\lg(\sigma_B \pi_B^{1/k})}, \quad (1.11')$$

где σ_B — коэффициент восстановления полного давления в ВЗУ (при

Таблица 1.3

n	1,4	1,45	1,5	1,55	1,6	1,65	1,7	1,8	1,9	2
η_c	1	0,92	0,86	0,81	0,76	0,72	0,694	0,64	0,6	0,57

$\sigma_B = 1 - n = k$); π_B — степень повышения давления в изоэнтروпическом процессе сжатия (идеальном цикле).

При переходе от π_B к числу M_n получим

$$n = \frac{\lg \left[\sigma_B \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]}{\lg \left[\sigma_B \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \right]}. \quad (1.11'')$$

Показатель политропы процесса сжатия воздуха в ВЗУ возрастает с уменьшением числа M_n и σ_B (рис. 1.6, а).

Заменяя в (1.11) показатель политропы с помощью (1.11''), получим следующее выражение для КПД процесса сжатия в зависимости от σ_B и числа M_n :

$$\eta_c = \frac{k-1}{k} \frac{\lg \left[\sigma_B \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]}{\lg \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)}. \quad (1.11''')$$

КПД процесса сжатия падает с увеличением потерь полного давления в ВЗУ тем интенсивнее, чем меньше число M_n (рис. 1.6, б). Пунктиром нанесены линии, соответствующие одинаковым значениям показателя политропы.

Окончательное выражение для политропической работы сжатия в ВЗУ

Окончательное выражение для политропической работы сжатия в ВЗУ

$$\begin{aligned} L_{c,n}^* &= L_{c,s}^* \eta_c = \\ &= \frac{k}{k-1} RT_H \left(\pi_B^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \eta_c. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Таким образом, в отличие от ТРД [1.1, 1.2], политропическая работа сжатия в ПВРД получается меньше соответствующей изоэнтропической работы, т.е.

$$L_{c,n}^* < L_{c,s}^*.$$

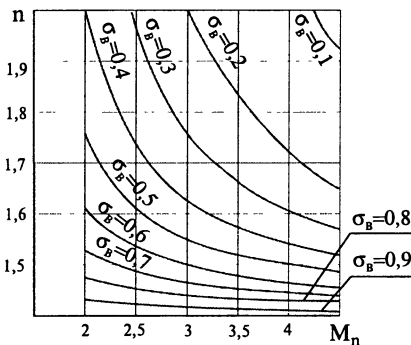


Рис. 1.6, а. Зависимость показателя политропы процесса сжатия воздуха в ВЗУ от числа M_n при различных значениях σ_B

Суммарная политропическая работа расширения

$$L_{p.n\Sigma} = L_{p.n.k.c} + L_{p.n}, \quad (1.13)$$

где $L_{p.n.k.c}$ — политропическая работа расширения газа в камере сгорания; $L_{p.n}$ — политропическая работа расширения в сопле.

Работу $L_{p.n.k.c}$ определим по параметрам торможения газа в начале и конце камеры сгорания (точки В, Г на рис. 1.5)

$$L_{p.n.k.c} = \frac{n_{k.c}}{n_{k.c} - 1} (p_B^* V_B^* - p_\Gamma^* V_\Gamma^*),$$

где $n_{k.c}$ — показатель политропы процесса расширения газа в камере; p_B^* , V_B^* — параметры торможения газа (воздуха) в начале камеры (точка В); ранее было показано, что $p_B^* V_B^* = p_{B.S}^* V_{B.S}^*$; p_Γ^* , V_Γ^* — параметры торможения газа (продуктов сгорания) в конце камеры (точка Г).

Показатель политропы $n_{k.c}$ находим по формуле

$$n_{k.c} = \frac{\lg(p_B^*/p_\Gamma^*)}{\lg(V_\Gamma^*/V_B^*)} = \frac{\lg(1/\sigma_{k.c})}{\lg(\theta^*/\sigma_{k.c} \cdot R_\Gamma/R)}, \quad (1.14)$$

где $\sigma_{k.c}$ — коэффициент восстановления полного давления в камере; $\theta^* = T_\Gamma^*/T_H^*$ — степень подогрева газа в камере сгорания; R , R_Γ — газовая постоянная воздуха и продуктов сгорания в камере, соответственно. Как следует из (1.14), $n_{k.c} = 0$ при $\sigma_{k.c} = 1$.

Окончательное выражение для политропической работы расширения газа в камере сгорания имеет вид:

$$L_{p.n.k.c} = \frac{n_{k.c}}{n_{k.c} - 1} RT_H^* \left(1 - \theta^* \frac{R_\Gamma}{R} \right). \quad (1.15)$$

Политропическая работа расширения газа в сопле

$$L_{p.n} = \frac{n_c}{n_c - 1} (p_\Gamma^* V_\Gamma^* - p_c V_c) = \frac{n_c}{n_c - 1} R_\Gamma T_\Gamma^* \left[1 - \frac{1}{(\pi_B \sigma_B \sigma_{k.c} \sigma_c)^{\frac{n_c - 1}{n_c}}} \cdot \frac{R_c}{R_\Gamma} \right],$$

где n_c — показатель политропы процесса расширения газа в сопле; σ_B , $\sigma_{k.c}$, σ_c — коэффициенты восстановления полного давления в ВЗУ,

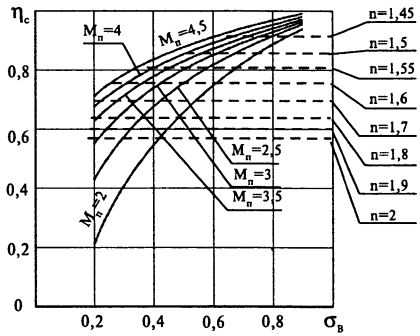


Рис. 1.6, б. Зависимость КПД процесса сжатия в ВЗУ ПВРД от потерь полного давления при различных числах M_n

камере сгорания и сопле; R_c — газовая постоянная продуктов сгорания в сопле.

Умножив и разделив правую часть уравнения на $\left(1 - \frac{1}{\pi_B^{(n_c-1)/n_c}}\right)$, получим

$$L_{p,n} = \frac{n_c}{n_c - 1} R_g T_g^* \left[1 - \frac{1}{\pi_B^{n_c}} \right] \eta_p, \quad (1.16)$$

где η_p — КПД процесса расширения в сопле, обусловленный потерями полного давления в ВЗУ, камере сгорания и сопле.

$$\eta_p = \frac{\left[1 - \frac{1}{(\pi_B \sigma_B \sigma_{k,c} \sigma_c)^{n_c}} \cdot \frac{R_c}{R_g} \right]}{\left(1 - \frac{1}{\pi_B^{n_c}} \right)}, \quad (1.17)$$

или, выразив степень повышения давления в идеальном цикле через число M_n ,

$$\eta_p = \frac{\left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)^{\frac{n_c-1}{k-1} \cdot \frac{k}{n_c}} (\sigma_B \sigma_{k,c} \sigma_c)^{\frac{n_c-1}{n_c}}} \cdot \frac{R_c}{R_g} \right]}{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)^{\frac{n_c-1}{k-1} \cdot \frac{k}{n_c}}}}. \quad (1.18)$$

Если ввести коэффициент

$$e = \frac{\frac{n_c}{n_c - 1} R_g \left(1 - \frac{1}{\pi_B^{n_c}} \right)}{\frac{k}{k-1} R \left(1 - \frac{1}{\pi_B^k} \right)}, \quad (1.19)$$

учитывающий различия между n_c , R_g для газа и k , R для воздуха, то уравнение (1.16) примет следующий вид:

$$L_{p,n} = \frac{k}{k-1} R T_g^* \left(1 - \frac{1}{\pi_B^k} \right) \eta_p e. \quad (1.20)$$

Таблица 1.4

$M_{п}$	2	2,5	3	3,5	4	4,5
ϵ	1,084	1,114	1,14	1,166	1,187	1,208

Суммарная политропическая работа расширения

$$L_{p.n_{\Sigma}} = \frac{k}{k-1} RT_{г}^* \left(1 - \frac{1}{\pi_{в}^{\frac{k-1}{k}}} \right) (1 + \xi_{к.с}) \eta_p \epsilon, \quad (1.21)$$

где $\xi_{к.с} = L_{p.n_{к.с}}/L_{p.n}$ — относительная политропическая работа расширения газа в камере сгорания:

$$\xi_{к.с} = \frac{n_c - 1}{n_{к.с} - 1} \frac{n_{к.с}}{n_c} \frac{R}{R_{г}} \frac{1}{\theta^*} \frac{\left(1 - \theta^* \frac{R_{г}}{R} \right)}{\left[1 - \frac{R_c}{\left(\pi_{в} \sigma_{в} \sigma_{к.с} \sigma_{с} \right)^{\frac{n_c - 1}{n_c}} R_{г}} \right]}. \quad (1.22)$$

С учетом (1.22) и (1.21) уравнение для эффективной работы действительного цикла принимает вид:

$$L_e = L_{p.n_{\Sigma}} - L_{с.п}^* = \frac{k}{k-1} RT_{п} \eta_c \left(\pi_{в}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \left[\frac{\epsilon \theta \eta_p (1 + \xi_{к.с})}{\eta_c \pi_{в}^{\frac{k-1}{k}}} - 1 \right]. \quad (1.23)$$

Оценим значения величин ϵ , η_p и $\xi_{к.с}$, входящих в выражение (1.23). В табл. 1.4 приведены результаты оценки коэффициента ϵ в зависимости от числа $M_{п}$. Принято: $R_{г} \approx R$; $n_c = 1,25$; $k = 1,4$.

Для условий ПВРД величина коэффициента ϵ примерно в два раза выше, чем в ТРД [1.2].

На рис. 1.7 приведена зависимость КПД процесса расширения в сопле от суммарных потерь давления по газозвоздушному тракту двигателя при различных числах $M_{п}$.

Аналогично КПД процесса сжатия, с увеличением суммар-

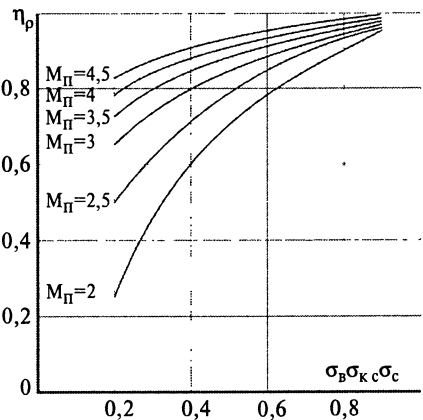


Рис. 1.7. Зависимость КПД процесса расширения в сопле ПВРД от потерь полного давления при различных числах $M_{п}$

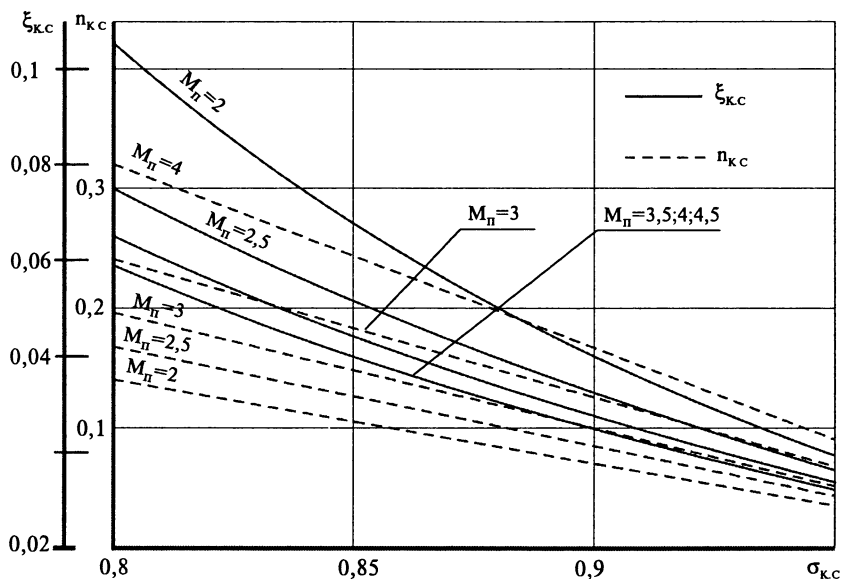


Рис. 1.8. Зависимости $\xi_{к.с}$ и $p_{к.с}$ от $\sigma_{к.с}$ при различных числах $M_{п}$

ных потерь давления величина η_p падает тем значительнее, чем меньше число $M_{п}$.

При прочих одинаковых условиях (число $M_{п}$, $H_{п}$, θ) в случае использования нерегулируемых ПВРД потери полного давления в элементах тракта (ВЗУ, камера сгорания, сопло), как правило, выше и, соответственно, значения коэффициентов восстановления полного давления $\sigma_{в}$, $\sigma_{к.с}$, $\sigma_{с}$ меньше, чем в случае применения регулируемых прямооточных двигателей. Поэтому КПД процессов сжатия и расширения у первого типа двигателей получаются ниже.

При высоких значениях $\sigma_{к.с}$ (более 0,9) величина относительной политропической работы расширения газа в камере сгорания $\xi_{к.с} = L_{р.п.к.с} / L_{р.п.}$ не превосходит 2–3% (рис. 1.8). Однако с увеличением потерь полного давления в камере сгорания $\xi_{к.с}$ возрастает и может составить заметную долю от работы расширения газа в сопле (при низких числах $M_{п}$ — более 10%). С возрастанием числа $M_{п}$ графики зависимостей $\xi_{к.с} = f(\sigma_{к.с})$ сближаются и при $M_{п} = 3,5; 4,5$ практически совпадают один с другим. На рис. 1.8 представлены также зависимости показателя политропы процесса расширения в камере $p_{к.с}$ от $\sigma_{к.с}$ и числа $M_{п}$.

Аналогично оптимальному идеальному циклу, имеется оптимальный действительный цикл, основные параметры которого связаны соотношением, при выполнении которого получается максимальная величина эффективной работы ($L_e = L_{e\max}$).

При заданном значении θ (например, в случае ограничения по максимальной температуре продуктов сгорания в камере) оптимальное значение степени повышения давления в действительном цикле $\pi_{в.д.опт}$ получается, если производную $\partial L_e / \partial (\pi_{в.д.}^{(k-1)/k})$ [см. уравнение (1.23)] приравнять нулю [1.1, 1.2]:

$$\pi_{в.д.опт} = \left[\frac{e\theta\eta_p(1+\xi_{к.с})}{\eta_c} \right]^{\frac{k}{2(k-1)}}. \quad (1.24)$$

Из формулы (1.24) следует, что, в отличие от ТРД [1.1, 1.2], в действительном цикле ПВРД КПД процессов сжатия и расширения по-разному влияют на оптимальное значение степени повышения давления, т.е. снижение КПД процесса сжатия в ВЗУ приводит к повышению оптимального значения $\pi_{в.д.}$

В оптимальном действительном цикле ($L_{e,max}$) заданной величине $\pi_{в.д.}$ соответствует оптимальная величина степени повышения температуры:

$$\theta_{д.опт} = \frac{\eta_c \pi_{в.д.}^k}{e\eta_p(1+\xi_{к.с})}. \quad (1.25)$$

Нетрудно убедиться в том, что при условии $\eta_c = 1$; $\eta_p = 1$; $\xi_{к.с} = 0$; $e = 1$ формулы (1.23), (1.24) и (1.25) совпадают с соответствующими формулами (1.1), (1.2) и (1.3) для идеального цикла.

Подставляя (1.24) в (1.23), получаем следующее выражение для работы ($L_{e,max}$) оптимального действительного цикла:

$$L_{e,max} = \frac{k}{k-1} RT_H \eta_c \left(\sqrt{\frac{e\theta\eta_p(1+\xi_{к.с})}{\eta_c}} - 1 \right)^2. \quad (1.26)$$

Выражая степень повышения давления в цикле через число $M_{п.}$, получим:

$$L_e = \frac{kM_{п.}^2}{2} RT_H \eta_c \left[\frac{e\theta\eta_p(1+\xi_{к.с})}{\eta_c \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{п.}^2 \right)} - 1 \right]. \quad (1.27)$$

На рис. 1.9 представлены зависимости эффективной приведенной работы цикла $L_{e.пр}$ от числа $M_{п.}$ при разных величинах степени повышения температуры θ и двух значениях КПД процесса расширения. Здесь же пунктиром нанесены графики для идеального случая (отсутствие потерь). Как и в [1.2], приведенная работа определяется отношением $L_{e.пр} = L_e / \left(\frac{k}{k-1} RT_H \right)$. При проведении расчетов принято: $e = 1,12$; $\xi_{к.с} = 0,04$. Приведенная работа действительного цикла

уменьшается с падением КПД процесса расширения (см. рис. 1.9). При уменьшении η_p с 0,8 до 0,5 приведенная работа оптимального действительного цикла $L_{e.\max\text{ пр}}$ снижается более чем в два раза (рис. 1.10).

В оптимальном действительном цикле при заданной величине θ оптимальное число M_n определяется по формуле

$$M_{n.\text{opt}} = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left(\sqrt{\frac{e\theta\eta_p(1+\xi_{к\ c})}{\eta_c} - 1} \right)}. \quad (1.28)$$

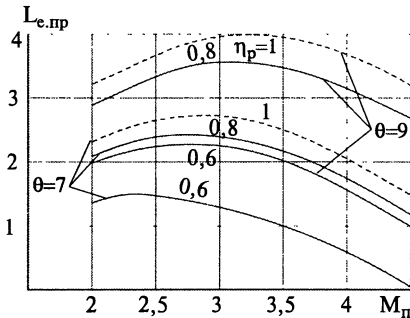


Рис. 1.9. Зависимость приведенной работы цикла от числа M_n при различных значениях θ и КПД процесса расширения

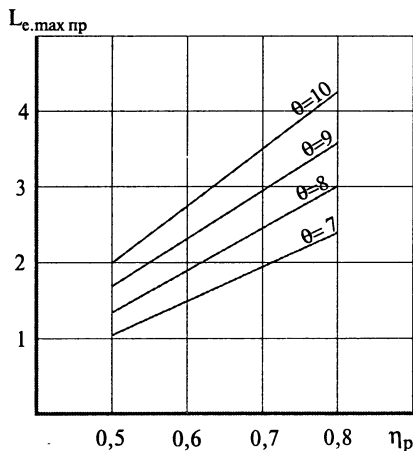


Рис. 1.10. Зависимость приведенной работы оптимального действительного цикла от КПД процесса расширения при различных значениях θ

На рис. 1.11 (а, б, в) даны зависимости числа $M_{n.\text{opt}}$ от степени повышения температуры и КПД процесса расширения оптимального действительного цикла для трех значений КПД процесса сжатия ($\eta_c = 0,95; 0,85; 0,7$). Штрихпунктиром показаны числа M_n для оптимального идеального цикла.

Как видно, с увеличением θ и η_p число $M_{n.\text{opt}}$ возрастает. Таким образом, для получения максимальной эффективной работы от 1 кг продуктов сгорания при повышении КПД процесса расширения необходимо переходить на большие числа $M_{n.\text{opt}}$. На рис. 1.11 приведены также коэффициенты избытка воздуха оптимального цикла (действительного и идеального) в зависимости от θ и η_p .

При возрастании степени повышения температуры величина α_{opt} понижается. Влияние КПД процесса расширения на величину α_{opt} сказывается гораздо слабее, чем на число $M_{n.\text{opt}}$. При увеличении КПД процесса сжатия η_c проявляется тенденция к снижению оптимальных значений M_n и α .

Как и в идеальном цикле, относительная работа действитель-

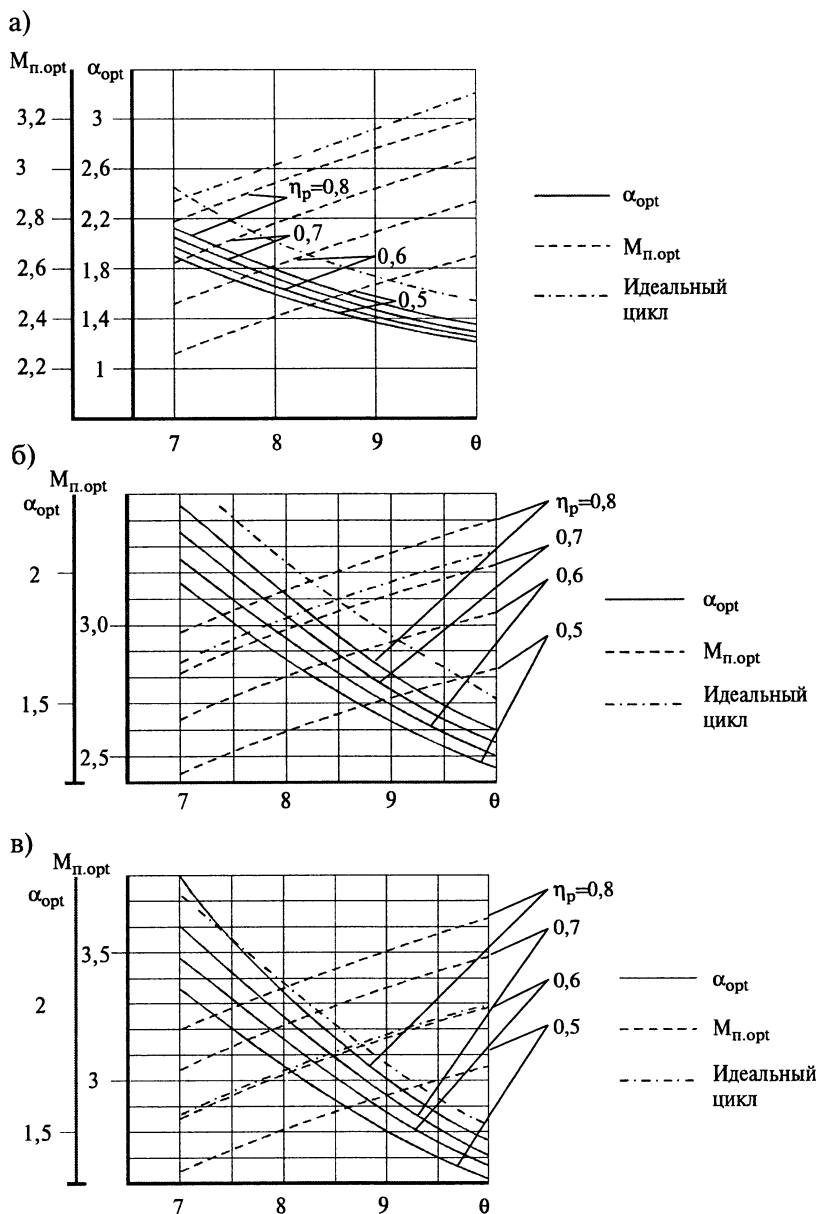


Рис. 1.11. Зависимости оптимальных значений числа M_n и α от θ при различных КПД процесса расширения для $\eta_c = 0,95$ (а); $\eta_c = 0,85$ (б); $\eta_c = 0,7$ (в)

ного цикла определяется с помощью выражения

$$\bar{L}_e = \frac{L_e}{L_{e,\max}}$$

Приняв во внимание (1.26) и (1.27), получим

$$\bar{L}_e = \frac{\frac{k-1}{2} M_{\text{п}}^2 \left[\frac{e\theta\eta_p(1+\xi_{\text{к.с}})}{\eta_c \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{\text{п}}^2\right)} - 1 \right]}{\left(\sqrt{\frac{e\theta\eta_p(1+\xi_{\text{к.с}})}{\eta_c}} - 1 \right)^2}. \quad (1.29)$$

С увеличением степени повышения температуры и КПД процесса расширения максимум зависимостей $\bar{L}_e = f(M_{\text{п}}, \theta, \eta_p)$ смещается в область более высоких чисел $M_{\text{п}}$ (рис. 1.12).

Эффективный КПД действительного цикла представляет отношение эффективной работы к подведенной в цикле теплоте

$$\eta_e = L_e / Q_1,$$

где $Q_1 = H_u / (1 + \alpha L_0)$ — максимальное количество тепла, которое подводится к 1 кг газа.

Величина Q_1 связана со степенью повышения температуры в действительном цикле и числом $M_{\text{п}}$ следующей зависимостью:

$$Q_1 = \frac{c_{\text{р.эф}} T_{\text{н}}}{\eta_r} \left[\theta - \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{\text{п}}^2 \right) \right], \quad (1.30)$$

где $c_{\text{р.эф}} = \frac{1}{(T_{\text{г}}^* - T_{\text{в}}^*)} \int_{T_{\text{в}}^*}^{T_{\text{г}}^*} c_{\text{р}} dT$ — эффективное значение удельной теплоемкости рабочего тела в процессе подвода тепла в камере сгорания.

С учетом (1.27) и (1.30) окончательное выражение для эффективного КПД цикла принимает вид

$$\eta_e = \frac{kM_{\text{п}}^2}{2} \frac{R}{c_{\text{р.эф}}} \frac{\eta_r \eta_c}{\left[\theta - \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{\text{п}}^2 \right) \right]} \left[\frac{e\theta\eta_p(1+\xi_{\text{к.с}})}{\eta_c \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{\text{п}}^2 \right)} - 1 \right]. \quad (1.31)$$

Как видно из (1.31), эффективный КПД действительного цикла связан с коэффициентом полноты сгорания линейной зависимостью.

Существенное влияние на величину η_e оказывает КПД процесса расширения (рис. 1.13). Так, например, при снижении η_p примерно на

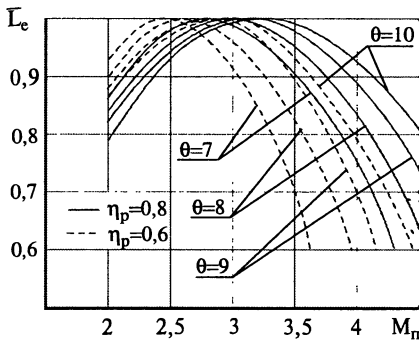


Рис. 1.12. Зависимость относительной работы действительного цикла от числа $M_{п}$ при различных значениях θ и η_p

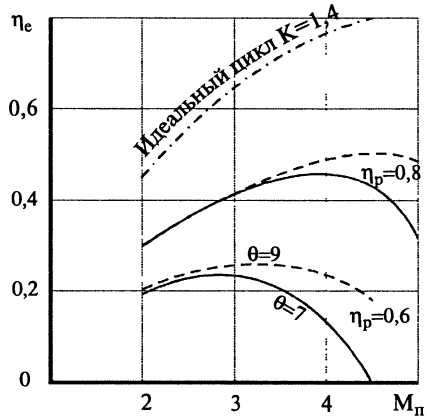


Рис. 1.13. КПД действительного цикла

25% (с 0,8 до 0,6) величина эффективного КПД действительного цикла уменьшается в 1,5–2 раза, а оптимальные числа $M_{п}$, при которых достигаются максимальные значения η_e , смещаются в область более низких значений. Влияние степени повышения температуры θ на величину η_e сказывается значительно слабее. Подобно ТРД [1.2], оптимальные числа $M_{п}$ для эффективного КПД цикла получаются выше соответствующих оптимальных чисел $M_{п}$ для эффективной работы (см. рис. 1.11, 1.1), что объясняется, с одной стороны, наличием максимума в работе цикла, и, с другой стороны, непрерывным уменьшением подводимой в цикле теплоты Q_1 с увеличением числа $M_{п}$ (при $\theta = \text{const}$).

Таким образом, с ростом необратимых потерь энергии в процессах сжатия и расширения в ПВРД (суммарных потерь полного давления σ_v , $\sigma_{к.с.}$, σ_c) происходит значительное падение эффективного КПД цикла и смещение максимума зависимости $\eta_e = f(M_{п})$ в область меньших чисел $M_{п}$.

1.2. ВЛИЯНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЦИКЛА НА ТЯГОВЫЕ И УДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПВРД

На примере идеального ПВРД рассмотрим тяговые и удельные характеристики (тяга, коэффициент тяги, удельный импульс, удельная тяга) и их связь с параметрами и характеристиками цикла (в первую очередь, с работой цикла).

Формулы для тяговых и удельных характеристик реальных ПВРД приведены в других разделах книги.

В зависимости от того, учитывается или нет при определении характеристик внешнее сопротивление двигателя, различают эффективные и внутренние характеристики (эффективную и внутреннюю тягу).

В [1.3] получено следующее выражение для эффективной тяги двигателя:

$$R_{\text{эф}} = R \gamma_{\text{эф}},$$

где R — внутренняя тяга двигателя; $\gamma_{\text{эф}}$ — коэффициент эффективности, зависящий как от двигательных параметров, так и аэродинамических характеристик ЛА. Разность $(1 - \gamma_{\text{эф}})$ представляет ту часть внутренней тяги, которая должна быть затрачена на преодоление аэродинамического сопротивления, связанного с двигателем. В интегральном прямоточном двигателе, конструкция которого представляет единое целое с ЛА, произведение $R(1 - \gamma_{\text{эф}})$ можно рассматривать как суммарное сопротивление ВЗУ. Таким образом, эффективная тяга и внутренняя тяга ПВРД связаны друг с другом линейной зависимостью, т.е. чем больше, при прочих равных условиях, внутренняя, «термодинамическая» тяга, тем выше эффективная тяга.

Ниже рассматриваются только внутренние характеристики ПВРД.

Существенное влияние на величину тяговых характеристик оказывает степень подогрева газа в камере сгорания

$$\theta^* = \frac{T_r^*}{T_n^*} = 1 + \frac{\Delta T}{T_n^*}. \quad (1.32)$$

Степень подогрева газа в камере, степень повышения температуры и степень повышения давления (число M_n) в цикле связаны следующей зависимостью:

$$\theta^* = \frac{\theta}{1 + \frac{k-1}{2} M_n^2} = \frac{\theta}{\pi_b^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (1.33)$$

Прирост температуры нагреваемого газа в (1.32) определяется по низшей удельной теплоте сгорания топлива H_u и коэффициенту избытка воздуха α :

$$\Delta T = \frac{H_u}{c_p (1 + \alpha L_0)},$$

тогда

$$\theta^* = 1 + \frac{H_u}{c_p (1 + \alpha L_0) T_n \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)}. \quad (1.34)$$

Таблица 1.5

α	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
θ^* при $M_n=2,5$ и $T_n = 288,1$ К	5,2	3,86	3,17	2,75	2,46	2,26	2,1
θ^* при $M_n=2,5$ и $T_n = 216,6$ К	6,59	4,81	3,89	3,32	2,95	2,67	2,47

Таблица 1.6

M_n	2	2,5	3	3,5	4
θ^* при $\alpha=2$ и $T_n = 288,1$ К	3,73	3,17	2,75	2,42	2,17
θ^* при $\alpha=2$ и $T_n = 216,6$ К	4,63	3,89	3,33	2,89	2,55

В табл. 1.5 и 1.6 для двух высот полета ($H_n = 0$ и 15 км) представлены результаты оценки влияния на θ^* коэффициента избытка воздуха и числа M_n . Приняты следующие характеристики топлива и газа: $H_u = 42\,700$ кДж/кг; $L_0 = 14,6$; $c_p = 1$ кДж/(кг·К); $k = 1,4$.

Таким образом, степень подогрева газа понижается с ростом как α , так и числа M_n .

В случае расчетного режима истечения газа из сопла ($p_c = p_n$) тяга идеального ПВРД

$$R = G_c W_c - G_b W_n, \quad (1.35)$$

где $W_c = a_c M_c$ — скорость газа на выходе из сопла; $W_n = a_n M_n$ — скорость газа на входе в двигатель; G_b , G_c — расход воздуха и газа через ВЗУ и сопло, соответственно; a — скорость звука.

Принимая во внимание, что для идеального ПВРД $M_n = M_c$, $\lambda_n = \lambda_c$, получим

$$R = G_b W_n \left[\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \sqrt{\theta^*} - 1 \right]. \quad (1.36)$$

Таким образом, при прочих постоянных параметрах (H_n , M_n , α) тяга идеального ПВРД пропорциональна $\sqrt{\theta^*}$, т.е. $R \sim \sqrt{\theta^*}$. С учетом того, что $G_b = \rho_n W_n F_{вх}$, выражение для тяги принимает следующий вид:

$$R = \rho_n W_n^2 F_{вх} \left[\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \sqrt{\theta^*} - 1 \right]. \quad (1.36')$$

Коэффициент тяги идеального ПВРД

$$C_R = \frac{R}{qF_M} = 2 \frac{F_{\text{вх}}}{F_M} \left[\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \sqrt{\theta^*} - 1 \right], \quad (1.37)$$

где $q = \rho_n W_n^2 / 2$ — скоростной напор набегающего потока воздуха; $F_{\text{вх}}$ — площадь входного сечения ВЗУ; F_M — площадь миделя. Обычно площади миделя и сечения камеры сгорания практически совпадают: $F_M \approx F_{\text{КС}}$. В публикациях [1.3–1.5] используется понятие относительной площади характерного сечения газозвушного тракта двигателя, под которым понимается отношение площади рассматриваемого сечения к $F_{\text{КС}}$, обозначаемое через f с индексом сечения. Тогда $f_{\text{вх}} = F_{\text{вх}} / F_{\text{КС}}$, и выражение для коэффициента тяги имеет вид:

$$C_R = 2 f_{\text{вх}} \left[\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \sqrt{\theta^*} - 1 \right]. \quad (1.37')$$

Подставляя в (1.37') зависимость, связывающую αL_0 с низшей удельной теплотой сгорания топлива и приростом температуры нагреваемого газа:

$$\alpha L_0 = \frac{H_u}{C_p (T_r^* - T_n)} - 1,$$

получим выражение, связывающее C_R с числом M_n :

$$C_R = 2 f_{\text{вх}} \left[\frac{\sqrt{\theta^*}}{1 - T_n \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right) \frac{C_p}{H_u} (\theta^* - 1)} - 1 \right]. \quad (1.38)$$

На рис. 1.14 приведена зависимость коэффициента тяги идеального ПВРД от числа M_n и T_r^* для высоты $H_n = 15$ км. Характеристики топлива и газа остались прежними:

$H_u = 42\,700$ кДж/кг; $L_0 = 14,6$; $C_p = 1$ кДж/(кг·К); $k = 1,4$. Как видно, с увеличением числа M_n происходит монотонное уменьшение коэффициента тяги из-за падения степени подогрева газа θ^* при $T_r^* = \text{const}$. В пределе при достижении определенного числа M_n воздух, прорывающийся в двигатель, достигает температуры торможения, равной допус-

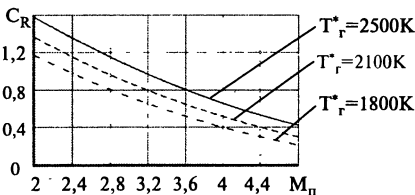


Рис. 1.14. Зависимость коэффициента тяги идеального ПВРД от числа M_n при полете на высоте $H_n = 15$ км

тимой температуре газа в камере, принятой, например, из условия термостойкости материала стенок, т.е. $T_n^* = T_r^*$. В этом случае ($\theta^* = 1$, $\alpha L_0 \rightarrow \infty$) тяга и коэффициент тяги обращаются в нуль. Такой случай, как известно, называют тепловым кризисом («тепловой смертью») ПВРД. Критическое значение числа $M_{п.кр}$, при котором наступает тепловой кризис, определяется с помощью следующего выражения:

$$M_{п.кр} = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left(\frac{T_r^*}{T_n} - 1 \right)} = \sqrt{\frac{2}{k-1} (\theta - 1)}. \quad (1.39)$$

С повышением параметра цикла θ точка теплового кризиса смещается в область более высоких чисел $M_{п}$ и, таким образом, расширяется область возможного применения ПВРД (рис. 1.15).

Как следует из (1.39), величина $M_{п.кр}$ зависит от степени повышения температуры и показателя адиабаты воздуха. При одинаковых прочих условиях ($H_{п}$, α , топливо) максимальное значение $M_{п.кр}$ достигается в идеальном прямоточном двигателе (коэффициент полноты сгорания топлива $\eta_r = 1$). С уменьшением полноты сгорания в реальном двигателе $M_{п.кр}$ понижается.

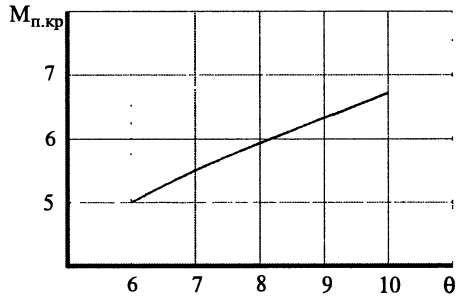


Рис. 1.15. Зависимость критического значения числа $M_{п}$ от степени повышения температуры в цикле θ

Экономичность работы ПВРД оценивается в большинстве случаев с помощью удельного импульса $J_{уд}$, т.е. величины тяги, приходящейся на 1 кг топлива, иногда — с помощью удельной тяги, т.е. величины тяги, приходящейся на 1 кг поступающего в двигатель воздуха.

$$\text{Удельный импульс идеального ПВРД } J_{уд} = \frac{R}{G_r} = \frac{\alpha L_0 R}{G_b}.$$

Подставляя сюда выражение (1.36), получим

$$J_{уд} = \alpha L_0 W_{п} \left[\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \sqrt{\theta^* - 1} \right] \quad (1.40)$$

или

$$J_{уд} = \alpha L_0 a_n M_{п} \left[\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \sqrt{\theta^* - 1} \right], \quad (1.40')$$

где $a_n = \sqrt{kRT_n}$ — скорость звука в набегающем потоке воздуха.

Удельная тяга определяется с помощью следующего выражения:

$$R_{уд} = a_n M_n \left[\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \sqrt{\theta^*} - 1 \right]. \quad (1.41)$$

Тяга ПВРД зависит от работы цикла. Как известно [1.1, 1.2], работа цикла идеального ПВРД

$$L_t = \frac{W_c^2 - W_n^2}{2}.$$

Выражая скорость истечения газа из сопла через L_t и подставляя ее в формулу тяги (1.35), получим

$$R = G_b W_n \left[\left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) \sqrt{\frac{2L_t}{W_n^2} + 1} - 1 \right]. \quad (1.42)$$

Аналогично работе идеального цикла L_t , будем искать зависимость тяги от основных параметров цикла: степени повышения давления π_b

(числа M_n) и степени повышения температуры θ . На рис. 1.16 представлены тяговые характеристики идеального ПВРД от числа M_n у земли ($H_n = 0$; $T_n = 288,1 \text{ K}$). При проведении расчетов площадь сечения камеры сгорания принята равной $F_{kc} = 0,0314 \text{ м}^2$ ($D_{kc} = 0,2 \text{ м}$); относительная площадь входа ВЗУ $f_{вх} = 0,55$, показатель адиабаты $k = 1,4$. Как видно, при каждом значении θ зависимость тяги от числа M_n имеет максимум. На рис. 1.17 приведены относительные тяговые характеристики, где под величиной \bar{R} понимается отношение текуще-

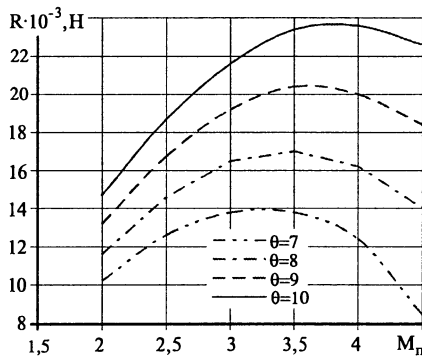


Рис. 1.16. Зависимость тяги идеального ПВРД от числа M_n при различных значениях θ

го значения тяги к максимальному R_{max} при каждом значении θ .

Из сопоставления относительных тяговых характеристик с зависимостями относительной работы цикла $\bar{L}_t = f(M_n, \theta)$ (рис. 1.3, $k = 1,4$) следует, что характер изменения зависимостей в обоих случаях одинаков: с увеличением θ максимум смещается в область более высоких чисел M_n . В то же время имеются и различия. При одном и том же значении θ относительное число M_n , при котором относительная тяга достигает максимума ($\bar{R} = 1$), выше, чем у максимальной относительной работы $\bar{L}_{tmax} = 1$ (табл. 1.7).

Таблица 1.7

θ		7	8	9	10
$M_{п\text{opt}}$	при $\bar{L}_{t\text{max}} = 1$	2,8	3	3,2	3,3
	при $\bar{R} = 1$	3,25	3,5	3,7	3,9

Кроме того, относительные тяговые характеристики изменяются более круто. Такую разницу в поведении тяговых характеристик и работы цикла можно объяснить следующим. Тяга идеального ПВРД (1.42) определяется, в основном, произведением двух величин, одна из которых обусловлена энергетическим воздействием, а другая — расходным. Энергетическое воздействие определяется работой цикла единицы массы газа (L_1). Расходное воздействие проявляется в повышении расходов воздуха и топлива (последнего до определенного значения числа $M_{п}$) с увеличением числа $M_{п}$ (рис. 1.18). При этом расход топлива определяется с помощью следующих уравнений:

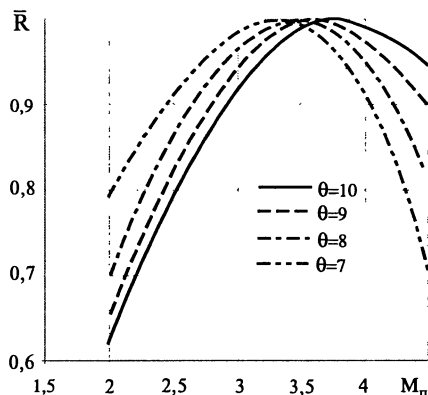


Рис. 1.17. Влияние числа $M_{п}$ на величину относительной тяги при различных значениях θ

$$\alpha L_0 = \frac{H_u}{c_p \left[\theta - \left(1 + \frac{k-1}{2} M_{п}^2 \right) \right] T_H} - 1; \quad (1.43)$$

$$G_T = G_B / \alpha L_0. \quad (1.44)$$

Полученные результаты показывают, что при одинаковом значении θ расход топлива имеет максимум при тех же числах $M_{п}$, что и тяга.

В отличие от тяговых характеристик, зависимости $J_{уд} = f(M_{п}, \theta)$ имеют пологий максимум в области высоких чисел $M_{п} = 3,5 \div 4,5$ (рис. 1.19) из-за одновременного снижения тяги и расхода топлива (см. рис. 1.16, 1.18).

Рассмотренные в настоящем разделе характеристики идеального и действительного циклов ПВРД способствуют не только более глубокому

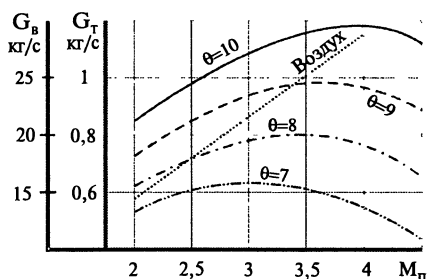


Рис. 1.18. Зависимости расходов воздуха и топлива идеального ПВРД от числа M_n

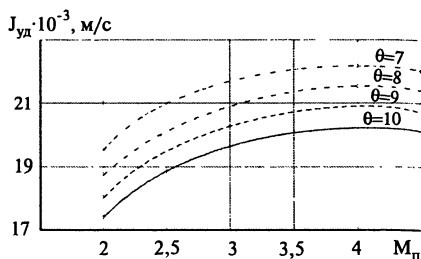


Рис. 1.19. Зависимость удельного импульса идеального ПВРД от числа M_n при различных значениях θ

изучению влияния реальных термодинамических процессов на режимные параметры и характеристики работы двигателя, но и более глубокому анализу тягово-экономических характеристик конкретных прямоточных двигателей на тех или иных ЛА с целью их дальнейшего совершенствования и создания необходимых условий для получения максимального термодинамического эффекта.

2

РАКЕТНО-ПРЯМОТОЧНЫЕ ДВИГАТЕЛИ НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ (РПДТ)

2.1. ОБЛИК РПДТ

В настоящее время известны две основные конструктивные схемы таких двигателей [2.1–2.3]:

- РПДТ, в котором процессы смешения газов и их дожигания происходят одновременно (с единой камерой смешения-дожигания);
- РПДТ с предварительным смешением потоков, в котором процессы смешения и дожигания разделены в пространстве и во времени (РПДТ с эжектором, сокращенно РПДТэ).

РПДТ первой схемы (рис. 2.1) состоит из ВЗУ 1, твердотопливного газогенератора 4, камеры дожигания 2 и сопла 3. В конструкции этого РПДТ нет специальных устройств для воспламенения и стабилизации пламени в прямоточном контуре, т.к. воспламенение и устойчивое горение топливоздушной смеси осуществляется на струях высокотемпературных продуктов сгорания, вытекающих из сопел 5 газогенератора.

РПДТ с предварительным смешением потоков (рис. 2.2) отличается от первой схемы наличием эжектора 2, размещенного перед входом

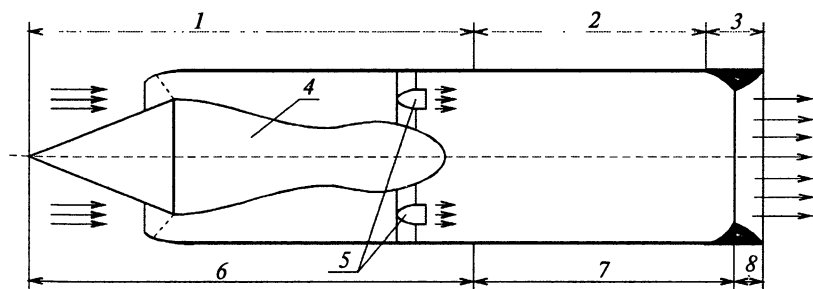


Рис. 2.1. Схема РПДТ с единой камерой смешения-дожигания:

1 — ВЗУ; 2 — камера дожигания; 3 — сопло; 4 — газогенератор твердого топлива; 5 — сопла газогенератора; 6 — сжатие; 7 — смешение и дожигание; 8 — расширение

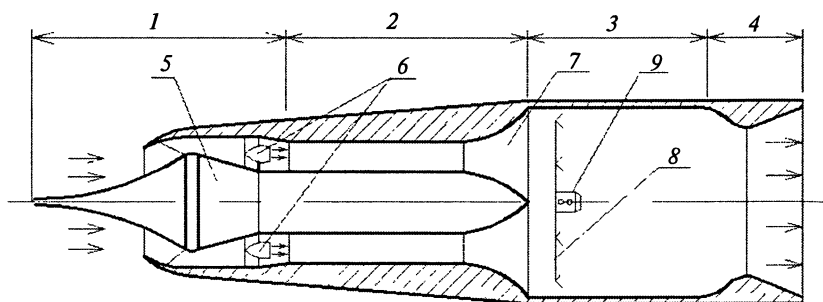


Рис. 2.2. Схема РПДТ с эжектором (РПДТэ):

1 — ВЗУ; 2 — эжектор; 3 — камера дожигания; 4 — сопло; 5 — газогенератор твердого топлива; 6 — сопла газогенератора; 7 — диффузор эжектора; 8 — стабилизатор; 9 — воспламенитель

в камеру дожигания 3. В эжекторе осуществляется смешение двух различных по составу и основным параметрам потоков, т.е. дозвукового воздушного потока, поступающего через ВЗУ 1, и сверхзвукового потока продуктов сгорания, вытекающих из сопел 6 газогенератора 5. При смешении потоков происходит повышение давления топливовоздушной смеси, которое определяется степенью сжатия эжектируемого воздуха, т.е. отношением давлений торможения в выходном и входном сечениях эжектора. Полнота смешения, степень сжатия и равномерность полей давления, скорости, температуры и концентраций топливовоздушной смеси на входе в камеру дожигания зависят, в основном, от длины цилиндрической части эжектора, размещения сопел газогенератора и влияющих на коэффициент эжекции $n = G_B/G_T$ условий полета.

Наиболее полные исследования характеристик и параметров РПДТ с эжектором (РПДТэ) выполнены в работе [2.4]. Там подробно рассмотрены условия, при которых возникают критические режимы работы эжектора в наиболее важном для СПВРД случае — при числе M воздушного потока на входе в эжектор $M_B \leq 1$. Как известно, на этих режимах реализуются максимальные значения расхода и степени сжатия эжектируемого воздуха. Значительный интерес представляет полученная зависимость степени сжатия на цилиндрическом участке камеры смешения эжектора $\epsilon_{\text{ц}}$ от степени нерасчетности истечения $\bar{p}_c = p_c/p_B$ и числа M_c на срезе сопла (сопел) газогенератора (рис. 2.3). Как следует из рисунка, оптимальная степень сжатия соответствует работе эжектирующего сопла с некоторым недорасширением. Оптимум получается достаточно пологим: в области значений нерасчетности $\bar{p}_c = 0,5 \div 2$ степень сжатия изменяется всего на 3–7%. Выбор давления (числа M_c) на срезе сопла (сопел) газогенератора весьма важен для малых значений коэффициента эжекции ($n < 4$). Так, например, в рассматриваемом

на рис. 2.3 случае при отношении полных давлений высоконапорной газогенераторной струи и низконапорного воздушного потока на входе в эжектор $\bar{p}_c^* = p_c^*/p_b^* = 100$ при коэффициенте эжекции $n = 2$ эффективность работы эжектора, как струйного нагнетателя, существенно снижается при использовании в газогенераторе «звукового» сопла ($M_c = 1$): степень сжатия снижается с 2,7 (расчетное истечение) до 1,8, т.е. в 1,5 раза. В то же время при переходе на большие коэффициенты $n > 6$, что характерно для современных РПДТ, эта разница значительно меньше.

В реальных условиях эжектор работает как на критических, так и докритических режимах в зависимости от режимов работы камеры дожигания, создающей дросселирующий подпор. Степень отклонения работы эжектора от критического режима под действием дросселирующего подпора камеры можно характеризовать уменьшением коэффициента скорости в конце камеры смешения $\lambda_{см}$. На рис. 2.4 показано влияние дросселирования как на степень сжатия $\epsilon_{ц}$ на цилиндрическом участке камеры смешения, так и на эффективную степень сжатия ϵ , равную произведению $\epsilon_{ц}$ на коэффициент восстановления полного давления в диффузоре эжектора: $\epsilon = \epsilon_{ц} \sigma_{д.э.}$. Как видно, при малых коэффициентах эжекции ($n < 4$) степень сжатия $\epsilon_{ц}$ существенно снижается при

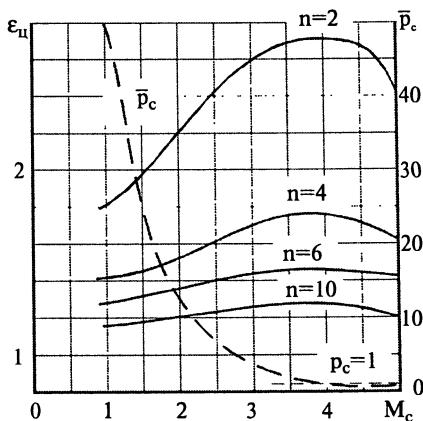


Рис. 2.3. Зависимость степени сжатия на цилиндрическом участке камеры смешения эжектора от степени нерасчетности истечения из эжектирующего сопла: расчетное истечение соответствует $\pi(M_c) = 0,528/100$

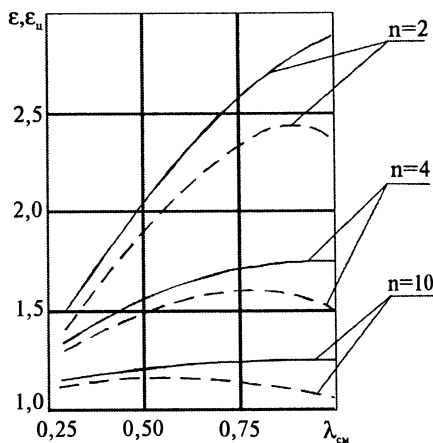


Рис. 2.4. Влияние дросселирования на степень сжатия эжектора:

сплошная линия — на цилиндрическом участке; штриховая — с учетом потерь в диффузоре эжектора (угол раствора 10° , степень расширения площадей $f_{д.э.} = 3$)

отклонении режима работы эжектора от критического. Однако при больших коэффициентах эжекции зависимость $\epsilon_{\text{ц}} = f(\lambda_{\text{см}})$ становится весьма пологой. В связи с тем, что потери полного давления в диффузоре эжектора уменьшаются и, следовательно, $\sigma_{\text{д.э.}}$ возрастает с уменьшением $\lambda_{\text{см}}$, эффективная степень сжатия ϵ имеет еще более пологую зависимость от $\lambda_{\text{см}}$. Поэтому при больших коэффициентах эжекции ($n > 6$) эффективная степень сжатия в эжекторе реализуется при $\lambda_{\text{см}} < 0,75$, т.к. в этом случае потери в диффузоре эжектора уменьшаются быстрее, чем снижается степень сжатия на цилиндрическом участке камеры смешения.

На рис. 2.5 приведена обобщенная зависимость суммарной степени сжатия от относительного подогрева в камере дожигания $\tau_{\text{к}} = T_{\text{сг}}^* / T_{\text{см}}^*$ в схемах РПДТ и РПДТэ при разных степенях эжекции. В случае РПДТэ суммарная степень сжатия представляет собой произведение степени сжатия на цилиндрическом участке ($\epsilon_{\text{ц}}$), коэффициента восстановления полного давления в диффузоре эжектора ($\sigma_{\text{д.э.}}$), коэффициента восстановления полного давления при обтекании стабилизаторов горения ($\sigma_{\text{х}}$), размещенных в камере дожигания, и коэффициента восстановления полного давления при подводе тепла ($\sigma_{\text{т}}$): $\epsilon_{\Sigma} = \epsilon_{\text{ц}} \sigma_{\text{д.э.}} \sigma_{\text{х}} \sigma_{\text{т}}$.

Из рисунка следует, что при малых коэффициентах эжекции ($n < 4$) степень повышения давления в РПДТэ с отдельными камерами смешения и дожигания значительно выше, чем в РПДТ с единой камерой. При переходе к большим коэффициентам эжекции потери полного давления в диффузоре эжектора и на фронтальных устройствах начинают превалировать над улучшением эффективности смешения в цилиндрическом участке, которое достигается путем уменьшения диаметра камеры смешения и приближения режима работы эжектора к критическому. При этом разница в значениях ϵ_{Σ} для обеих схем двигателей становится незначительной. Поскольку современные газогенераторные твердые топлива имеют повышенные значения L_0 , требующие высоких значений коэффициента эжекции при работе двигателя в условиях

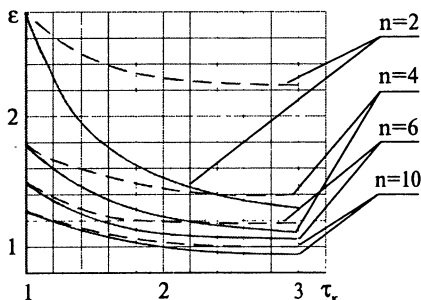


Рис. 2.5. Обобщенная зависимость суммарной степени сжатия от относительного подогрева в камере дожигания $\tau_{\text{к}} = T_{\text{сг}}^* / T_{\text{см}}^*$: сплошная линия — РПДТ; штриховая — РПДТэ

полета, схема РПДТ с единой камерой смещения дожигания является более предпочтительной.

В настоящее время схема РПДТ более распространена, чем РПДТэ, прежде всего из-за простоты конструкции, более простой и надежной схемы организации процесса горения на высокотемпературных струях и лучших габаритно-массовых характеристик.

Существенное влияние на облик РПДТ оказывает тип ВЗУ.

В РПДТ находят применение как лобовые, так и боковые (выносные) ВЗУ (рис. 2.6). Боковые ВЗУ выполняются с одним (подлокаторным), двумя, тремя и четырьмя патрубками с сечением различной формы (круглой, полукруглой, плоской и др.). В случае применения боковых воздухозаборников предусматриваются мероприятия по управлению пограничным слоем (слив, либо отсос). ВЗУ могут быть выдвижными и убираться в корпус.

В конце XX века применительно к ракете класса «воздух—воздух» (В—В) средней дальности значительный интерес вызвала схема ВЗУ с двумя несимметрично размещенными патрубками. При этом наиболее высокие дроссельные характеристики реализуются при управлении полетом ракеты по самолетной схеме, т.е. в полярной системе координат.

В зависимости от типа воздухозаборника изменяется схема организации рабочего процесса в камере дожигания РПДТ. В этом отношении показателен пример отработки на стенде РПДТ для отечественной ракеты ЗМ9 (SA-6), снабженного воздухозаборником с четырьмя симметрично расположенными круглыми входными патрубками [2.5].

На рис. 2.7 показан стендовый РПДТ этой ракеты, испытания которого проводились по схеме с присоединенным трубопроводом.

Были исследованы различные варианты газораспределительной головки газогенератора с различным числом сопел N_c . Наиболее высокие характеристики по полноте сгорания ($\eta_r = 0,85 \div 0,95$, рис. 2.8) получены с $N_c = 12$.

Поскольку РПДТ рассматриваются, в основном, в качестве маршевой ДУ для сравнительно небольших тактических ракет калибром $D < 400$ мм, его газовоздушный контур (ВЗУ, маршевое сопло) обычно выполняется с нерегулируемыми проходными сечениями. В этих условиях основное воздействие на тягово-экономические характеристики двигателя осуществляется с помощью регулирования расхода твердого топлива на выходе из газогенератора. В зависимости от сложности решаемых задач могут применяться различные законы регулирования

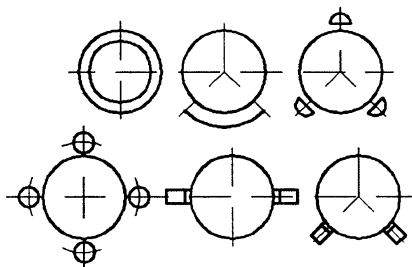


Рис. 2.6. Типы воздухозаборных устройств

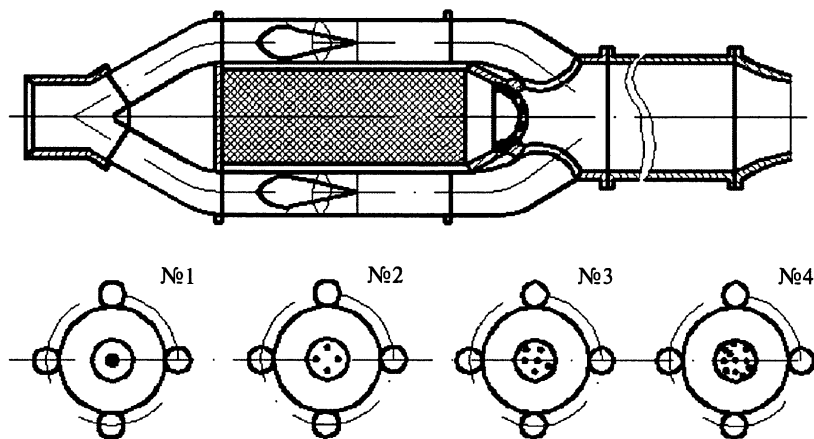


Рис. 2.7. Стендовый РПДТ с четырьмя вариантами газораспределительной сопловой головки

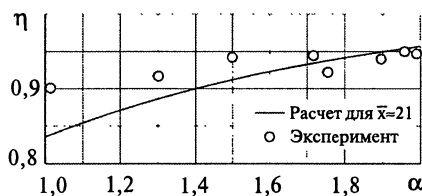


Рис. 2.8. Полнота сгорания стендового РПДТ ракеты SA-6 с вариантом газораспределительной головки $N_c = 12$

расхода топлива: а) регулирование с жестко программируемым расходом; б) дискретное необратимое регулирование; в) плавное обратимое регулирование.

Регулирование с жестко программируемым расходом топлива было внедрено на впервые созданном отечественном ИРПДТ для зенитной ракеты ЗМ9 комплекса «Куб» [2.6]. Заряд твердого топлива этого РПДТ имел дегрессивную зависимость расхода от времени (рис. 2.9), что достигалось набором из 5–9 таблеток твердого топлива с различной скоростью горения [2.7]. Такой простейший закон расхода позволил успешно решить задачу получения потребных средней и конечной скоростей полета ракеты на дальность 20–25 км.

Дискретное необратимое регулирование расхода топлива может быть получено с помощью многокамерного (многосекционного) газогенератора (рис. 2.10). Многокамерная конструкция газогенератора позволяет обеспечить полет ЛА по различным траекториям, дискретно регулировать в полете расход и химический состав твердого топлива, а также продуктов их сгорания в воздухе (при условии размещения различных топлив в камерах газогенератора) [2.7, 2.8].

Плавное обратимое регулирование расхода топлива обеспечивается регулятором расхода, размещенным на выходе из газогенератора (рис. 2.11).

Значительный практический интерес представляет двухкаскадный регулятор расхода (рис. 2.12), первый каскад которого (сопловой вкладыш 5, подвижное центральное тело 6) выполняет функцию дозатора расхода, а второй (задняя стенка 9) — смесительного устройства [2.9]. Выбором числа, схемы размещения сопловых отверстий 11 на задней стенке регулятора и угла наклона их оси можно получить высокую полноту сгорания газогенераторных газов с воздухом в камере дожигания 3. Назначение задней стенки в регуляторе — то же, что и газораспределительной головки в нерегулируемом РПДТ.

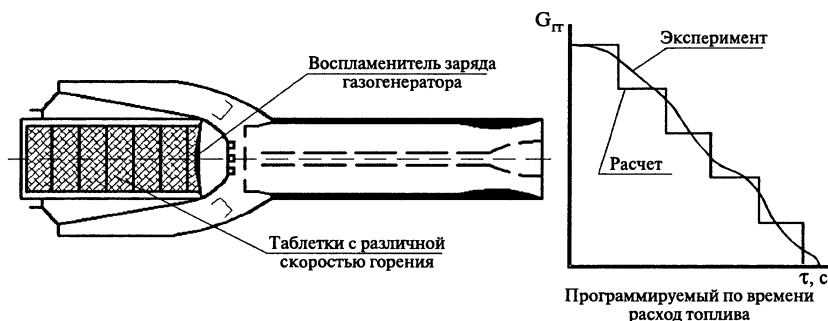


Рис. 2.9. РПДТ с жестко программируемым расходом топлива

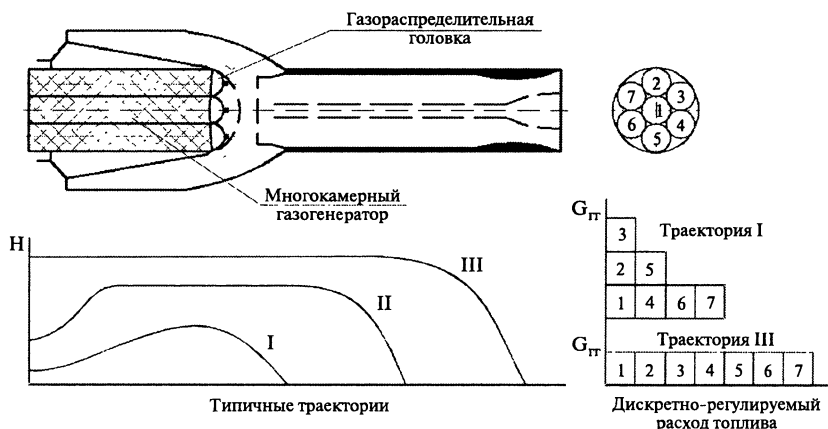


Рис. 2.10. РПДТ с дискретным необратимым регулированием расхода топлива

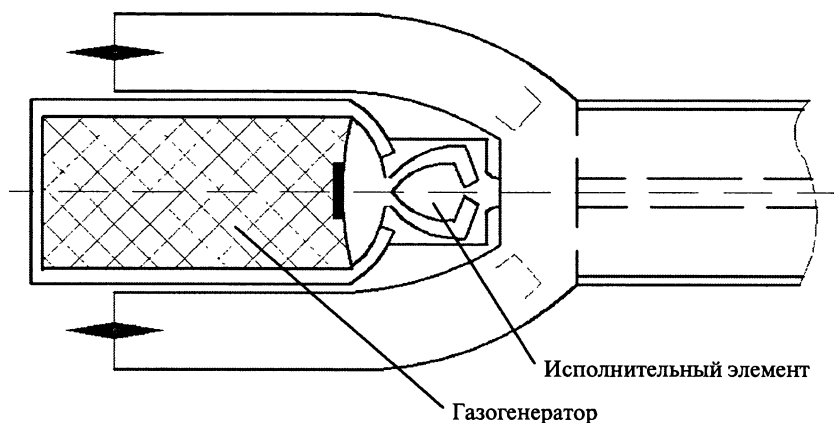


Рис. 2.11. РПДТ с плавным обратимым регулированием расхода топлива

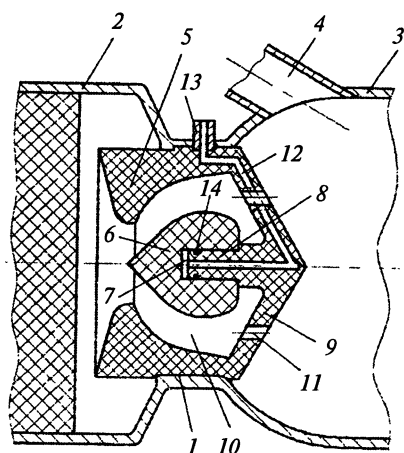


Рис. 2.12. Двухкаскадный регулятор расхода твердого топлива:

1 — регулятор расхода; 2 — газогенератор; 3 — камера дожигания; 4 — ВЗУ; 5 — сопловой вкладыш; 6 — подвижное центральное тело; 7 — управляющая полость; 8 — шток; 9 — задняя стенка; 10 — промежуточная полость; 11 — сопловые отверстия; 12, 13 — канал и штуцер для подачи рабочего управляющего газа; 14 — уплотнительные кольца

Наконец, на облик РПДТ влияет тип теплозащитного материала, наносимого на стенки камеры дожигания. Теплозащитный материал стенок камеры дожигания может быть инертным, характеризующимся незначительной скоростью уноса, и активным с заметной скоростью газификации. В литературе [2.10] двигатель с активным теплозащитным покрытием часто называется КРПДТ — комбинированным РПДТ (рис. 2.13). Образующиеся в процессе разложения покрытия газообразные продукты могут внести заметный вклад в увеличении суммарного расхода топлива и, следовательно, в повышении тяговых характеристик двигателя.

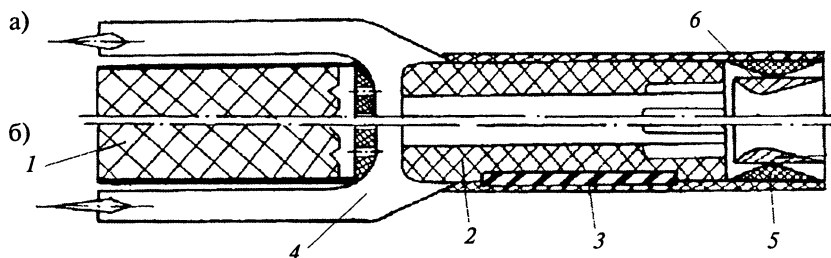


Рис. 2.13. Схемы ракетно-прямоточного (а) и комбинированного ракетно-прямоточного (б) двигателей твердого топлива:

1 — газогенератор; 2 — стартовый РДТТ; 3 — заряд твердого горючего КРПДТ; 4 — воздухозаборник; 5 — сопло РПДТ; 6 — сопло РДТТ

На габаритно-массовые характеристики, от которых зависит и облик РПДТ в целом, существенно влияет тип маршевого топлива.

2.2. РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В РПДТ И ЕГО ОСОБЕННОСТИ

Основными элементами РПДТ, помимо ВЗУ, являются газогенератор и камера дожигания. В газогенераторе, как и в РДТТ, сгорает твердое топливо (ТТ), скорость горения которого подчиняется степенному закону $u_r = V r_{\text{т}}^n$. Однако, в отличие от ТТ, газогенераторное ТТ включает максимальное количество горючих компонентов, а содержание окислительных компонентов сведено до минимума, необходимого для поддержания самостоятельного горения. В связи с этим в газогенераторе образуются продукты первичного сгорания со значительным количеством конденсированных компонентов, и его рабочий процесс тесно связан с выносом образующихся конденсированных продуктов сгорания и шлакообразованием по тракту двигателя.

В отличие от РДТТ и ПВРД на жидком горючем, РПДТ имеет камеру дожигания, в которую из газогенератора поступают высокоскоростные потоки продуктов первичного сгорания, которые должны дожигаться в воздухе с высокой полнотой, создавая при этом определенный эжекционный эффект.

2.2.1. Твердые топлива РПДТ

В настоящее время не существует единственного энергетического критерия, с помощью которого может быть выбрано топливо РПДТ. Выбор топлива зависит от условий применения и габаритно-массовых

ограничений, что в значительной мере предопределяет решающую роль тактико-технических характеристик ЛА при выборе топлива [2.1, 2.5, 2.7].

В общем случае энергетический потенциал твердых топлив РПДТ характеризуется следующими основными показателями: массовая (низшая) теплотворная способность H_u ; объемная теплотворная способность H_v ; плотность топлива ρ_T ; стехиометрический коэффициент L_0 ; теплопроизводительность $H_T = H_u/(1 + L_0)$; удельный импульс $J_{гг}$ первичных продуктов сгорания, вытекающих из газогенератора. Эти показатели в той или иной мере оказывают влияние на два основных параметра РПДТ: коэффициент тяги C_R и массовый (объемный) удельный импульс $J_{уд}$ ($J_{уд.v}$).

В зависимости от назначения ЛА предпочтение отдается либо высокой тяге (большие C_R), либо высокой экономичности (высокие значения $J_{уд}$). Для РПДТ разгонного типа, где требуются большие C_R , предпочтение следует отдать топливам с высокой теплопроизводительностью H_T . При этом степень сжатия, получаемая в результате смешения продуктов сгорания с воздушным потоком, увеличивается с ростом скорости истечения газов из газогенератора и, следовательно, удельного импульса $J_{гг}$. Поэтому одним из основных условий достижения больших C_R является высокое значение $J_{гг}$. Для обеспечения наибольшей дальности полета аппарата РПДТ должен работать в режиме максимальной экономичности: высокие значения $J_{уд}$ реализуются при использовании топлив с наибольшими величинами H_u [2.5, 2.7].

Твердые топлива РПДТ состоят, как правило, из трех основных компонентов: окислителя, горючего-связки и металлического горючего. В качестве окислителей широкое применение получили нитрат натрия $NaNO_3$, нитрат калия KNO_3 , перхлорат аммония NH_4ClO_4 , характеризующийся относительно высоким содержанием свободного кислорода (34%), и др. Для перспективных борсодержащих топлив рассматриваются окислители на основе фтора (фторкаучуки, фторпластики).

Горючие-связки представляют собой твердые высокомолекулярные органические соединения, которые повышают теплотворную способность топлива (нафталин $C_{10}H_8$, парафин $C_{16}H_{34}$, каучуки и др.). Твердые соединения типа карборана (B—C—H) относятся к перспективным горючим-связкам [2.5].

Металлические горючие, такие как бор и его соединения, гидрид лития и др., представляют интерес из-за высокой теплотворной способности, а такие как магний и алюминий,— из-за высокой теплопроизводительности. Физические энергетические характеристики таких горючих приведены в табл. 2.1 [2.11].

Рис. 2.14 в координатах H_v — H_u иллюстрирует тенденцию развития топлив РПДТ.

Таблица 2.1

Горючее	$t_{пл}, ^\circ\text{C}$	$t_{кип}, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	L_0	$H_u, \text{кДж/кг}$	$H_T, \text{кДж/кг}$
Алюминий	658	2460	2702	3,84	7450	1540
Бор	2300	2540	2340	9,56	14100	1335
Литий	180	1336	530	4,97	7700	1290
Магний	650	1100	1740	2,84	5950	1550
Гидрид лития	679	—	820	8,68	9900	1020
Пентаборан	46	60	630	13	16300	1160

Все топлива можно разбить на несколько групп, которые отличаются энергетическими характеристиками (H_u , H_v , H_T , L_0 , ρ и др.) [2.5]:

а) «магниевые» топлива, содержащие до 60% магния (на рис. 2.14 обозначены символом «Mg»);

б) «алюминиевые» топлива, содержащие до 60% алюминия (на рис. 2.14 обозначены символом «Al»);

в) «углеводородные» топлива, содержащие до 60% углеводородных горючих (на рис. 2.14 обозначены символом «C—H»);

г) «карборановые» топлива, содержащие до 60% карборана (на рис. 2.14 обозначены символом «B—C—H»);

д) «борсодержащие» топлива, содержащие до 55% бора (на рис. 2.14 обозначены символом «B»).

При разработке и создании РПДТ для ракет определенного класса, как правило, рассматриваются стандартные твердые топлива с различным содержанием углеводородной связки, магния, алюминий-магниевого сплава и др. Состав и основные энергетические характеристики некоторых стандартных топлив, на которых проводились исследования РПДТ, приведены в табл. 2.2 [2.5].

Выбор твердого топлива для РПДТ, назначение и облик которого определены, проводится в процессе расчетных исследований летно-технических характеристик системы «двигатель—аппарат» с оптимизацией критерия баллистической эффективности с учетом различных ограничений [2.10]. В зависимости от области применения ракеты, критерием баллистической эффективности может быть дальность

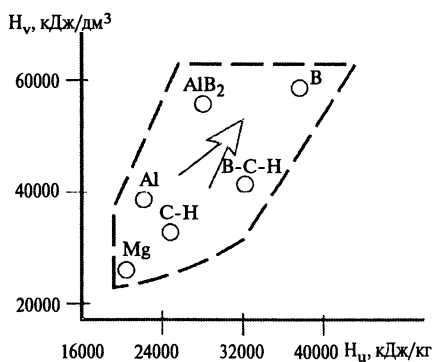


Рис. 2.14. Тенденции развития топлив РПДТ

Таблица 2.2

Топливо	ТТ-1	СН-1	ТТ-3	Л-24	ЛК-6Т
<i>Состав, %</i>					
Mg	37,5	65	19,6	15,25	17,25
Al	—	—	—	15,25	17,25
C	17,41	9,38	33,2	30,6	32
H	2,08	0,62	5	4,5	4,8
O	31,62	14,45	25,9	20,8	17,8
Cl	—	—	11	9	7,4
N	11,28	3,63	5,3	4	3,5
Na	—	6,92	—	—	—
Zn	0,11	—	—	—	—
<i>Энергетические характеристики</i>					
H_u , кДж/кг (ккал/кг)	16 325 (3900)	18 690 (4465)	19 507 (4660)	22 144 (5290)	24 697 (5900)
$Q_{гг}$, кДж/кг (ккал/кг)	6488 (1550)	4081 (975)	3893 (930)	5525 (1320)	4111 (982)
L_0	2,32	2,8	4,87	5,14	5,87
$J_{гг}$, м/с	1226	981	1226	1275	1275

пуска, дальность отлета, средняя скорость полета v_{cp} при заданной горизонтальной дальности и др.

Для того, чтобы оценить предельные возможности различных горючих элементов, входящих в состав стандартных топлив, проводятся параметрические расчеты теоретических составов твердых топлив. При этом в качестве критерия сравнения принимается параметр либо идеального двигателя, либо идеальной ракеты: например, удельный импульс или коэффициент тяги, рассчитанные по внутренней тяге идеального РПДТ с полнотой сгорания $\eta_r = 1$, дальность полета ракеты с постоянной скоростью и др. Такие теоретические составы топлив приведены в [2.1, 2.5]. В табл. 2.3 представлены теоретические составы из [2.5] в соответствии с ранее упомянутыми группами («магниевого», «алюминиевого» и т.д.).

В табл. 2.4 приведены основные энергетические характеристики этих составов, причем массовая (объемная) теплотворная способность, а также плотность топлив даны в относительном виде (по отношению к соответствующим характеристикам «магниевого» топлива № 1).

Приведенные теоретические составы топлив (см. табл. 2.3, 2.4) позволяют выяснить эффективность замены различных горючих (металлов, металлоидов, углеводородов и др.) при использовании в качестве

окислителя нитрата натрия и перхлората аммония (~20–25%). Содержание металлов и горючего-связки изменяется от 60% до 20%. Нафталин и парафин представляют предельные по содержанию H_2 углеводородные составы: с предельно низким (6,3%) и предельно высоким (14,8%) значением. В топливах РПДТ применяется также алюминий-магниевый сплав (ПАМ).

В [2.1] критерием для сравнения различных теоретических составов твердых топлив служил удельный импульс идеального РПДТ.

В [2.12] приведен сравнительный метод определения удельных параметров ($J_{уд}$, $J_{уд.v}$) идеального РПДТ в зависимости от скорости истечения (удельной тяги). Как известно, в условиях расчетного режима

Таблица 2.3

№ топлива	Металлическое горючее, %				Горючее-связка, %			Окислитель, %	
	Mg	Mg/Al	Al	B	$C_{10}H_8$	$C_{26}H_{54}$	BCH	$NaNO_3$	NH_4ClO_4
1	60				20			20	
2			60		20			20	
3	20				60			20	
4			20		60			20	
5		60			20			20	
6			20			60		20	
7			15			60		25	
8			20				60	20	
9				55		20			25
10			30	30		20			20

Таблица 2.4

№ топлива	\bar{H}_u	\bar{H}_v	\bar{p}_T	L_0	$H_T = \frac{H_u}{1+L_0}$ кДж/кг (ккал/кг)
1	1	1	1	3,89	4444 (1061)
2	1,18	1,47	1,25	4,49	4653 (1111)
3	1,26	1,05	0,83	7,93	3064 (732)
4	1,32	1,17	0,88	8,13	3136 (749)
5	1,09	1,21	1,11	4,18	4563 (1090)
6	1,46	1,09	0,75	9,5	3011 (719)
7	1,44	1,05	0,73	9,5	2985 (713)
8	1,86	1,43	0,77	7,55	4379 (1046)
9	1,92	2,00	1,04	7,88	4690 (1120)
10	1,66	1,81	1,08	6,7	4700 (1122)

истечения из сопла удельная тяга (по воздуху) $R_{уд}$ и удельный импульс $J_{уд}$ определяются скоростью истечения из сопла продуктов сгорания (W_c) и коэффициентом эжекции, т.е. отношением расходов воздуха и топлива $n = G_v/G_T$:

$$R_{уд} = \left(1 + \frac{1}{n}\right) W_c - V_n, \quad (2.1)$$

$$J_{уд} = R_{уд} n, \quad (2.2)$$

где V_n — скорость полета аппарата.

Отсюда, при условии $R_{уд} = \text{const}$, имеем соотношение, характеризующее относительное изменение массового и объемного удельного импульса двигателя при замене одного топлива на другое:

$$\bar{J}_{уд} = \frac{J_{уд2}}{J_{уд1}} = \frac{n_2}{n_1} = \bar{n}, \quad (2.3)$$

$$\bar{J}_{уд.v} = \frac{J_{уд2} \rho_2}{J_{уд1} \rho_1} = \bar{n} \bar{\rho}. \quad (2.4)$$

Об изменении $\bar{J}_{уд.v}$ и $\bar{J}_{уд}$ по всей дроссельной характеристике двигателя можно судить, построив зависимость вида

$$\bar{n}, \bar{\rho} = f \left[W_c \left(1 + \frac{1}{n} \right) \right]. \quad (2.5)$$

Этот методический прием (при замене горючего и сохранении удельной тяги) позволяет не только проследить за изменением $\bar{J}_{уд.v}$ и $\bar{J}_{уд}$, но и за изменением коэффициента избытка воздуха α в двигателе, а также установить (при соответствующем изменении режима работы двигателя и условий полета) влияние диссоциации и возможных фазовых переходов продуктов полного сгорания (V_2O_3 , MgO и др.).

Теоретически, при больших $\alpha(n)$, для любых сравниваемых горючих имеем равенство $\bar{n} = \bar{J}_{уд} = \bar{H}_u$ и $\bar{\rho} = \bar{J}_{уд.v} = \bar{H}_v$, т.к. по мере увеличения α (или n) и разбавления продуктов сгорания любых топлив воздухом термодинамические характеристики стремятся к соответствующим характеристикам воздуха:

$$R \rightarrow 287 \frac{\text{кДж}}{(\text{кг} \cdot \text{К})}, \quad k \rightarrow 1,4, \quad C_p \rightarrow 1 \frac{\text{кДж}}{(\text{кг} \cdot \text{К})}, \quad g_{\text{ТВ}} \rightarrow 0 \text{ и т.д.},$$

а экономичность двигателя ($J_{уд}$) в этих условиях сравнения практически пропорциональна массовой теплоте сгорания топлива, т.е. изменяется прямо пропорционально уровню тепловыделения в камере $Q = H_u \eta_r$ (η_r — коэффициент полноты сгорания горючего), поскольку при больших значениях коэффициента избытка воздуха условие

$R_{уд} = \text{const}$ равносильно условию независимости температуры продуктов сгорания в камере.

Методика фактически не учитывает для схем РПДТ влияние эжекционного эффекта — собственного импульса газогенератора $J_{гр}$ на $R_{уд}$ и $J_{уд}$. Однако проведенный анализ показал, что в области режимов $\alpha > 1$ это влияние на $R_{уд}$ и $J_{уд}$ составляет не более 2–3%. Основное влияние эжекционного эффекта проявляется не на изменении удельных параметров РПДТ, а на расходе воздуха (при $F_{кр} = \text{const}$), или на запасе по помпажу $\sigma_{зап}$ при неизменных $F_{вх}$ и $F_{кр}$, которые при $\alpha = 1$ могут составлять 10–20%. С увеличением n влияние собственного импульса газогенератора ослабевает и при $n \cong 10$ –15 составляет не более 2–3%.

Важно, что результаты сравнения в двигателе существенно различных по составу твердых топлив РПДТ по величине удельного импульса $J_{уд}$ при $R_{уд} = \text{const}$, с использованием как упрощенной методики (без учета $J_{гр}$), так и более точной методики (с учетом $J_{гр}$), в области чисел $M_n = 2$ –5 дают фактически один и тот же результат.

На рис. 2.15 для числа $M_n = 2$ представлена диаграмма взаимного изменения термодинамических комплексов $W_c(1 + 1/n) = f(n)$ и $f(n\bar{p})$ обследованных твердых топлив. За исходное базовое топливо принято топливо с 60% (мас.) содержания магния («магниевое» топливо).

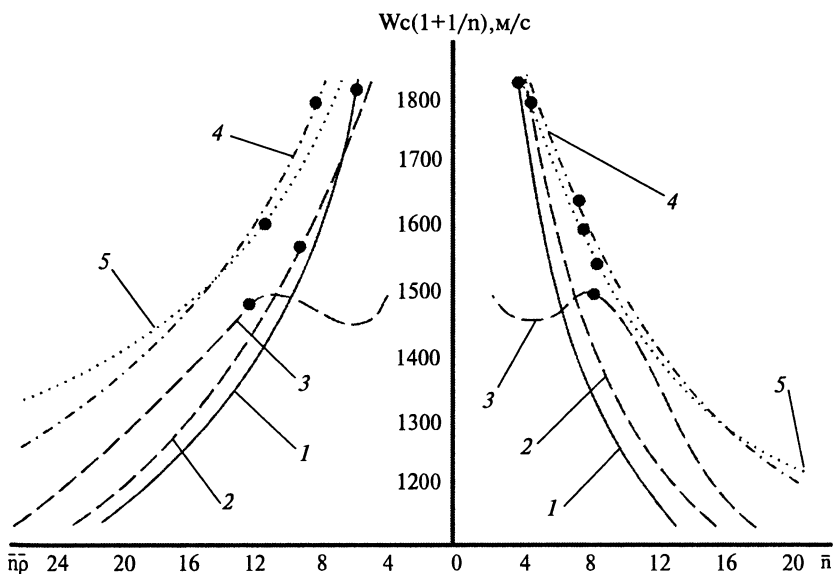


Рис. 2.15. Зависимость комплекса $W_c(1+1/n)$ для теоретических рецептов топлив от относительного коэффициента эжекции \bar{n} и параметра $\bar{n}r$ (скорость полета соответствует $M_n = 2$, номера топлив см. в табл. 2.3)

Видно, что практически у всех горючих с уменьшением отношения расходов \bar{p} величина комплекса $W_c(1 + 1/n)$ и, соответственно, величина удельной тяги $R_{уд}$ увеличиваются. На режимах $\alpha = 1$ наибольшая удельная тяга $R_{уд}$ наблюдается у горючих с меньшим стехиометрическим коэффициентом (т.е. $R_{уд, \max}$ у топлив на основе магния). С понижением общего уровня удельной тяги (в области $\alpha > 1$) предельные границы изменения параметра n и, особенно, параметра (np) у сравниваемых горючих расширяются. В области режимов $\alpha > 1$ самые низкие значения n и (np) при $R_{уд} = \text{const}$ — у горючих на основе магния (H_u и H_v минимальны), а наибольшие — у горючих на основе бора и борида аммония (H_u и H_v максимальны).

Видно, что по мере уменьшения абсолютной величины комплекса $W_c(1 + 1/n)$ изменение отношений \bar{n} и \bar{np} асимптотически приближается к величинам, определяемым отношениями \bar{H}_u и \bar{H}_v теплот сгорания горючего. Более того, при фиксированном значении $\alpha_{исх}$ на базовом топливе изменение числа M_p от 2 до 5 практически не изменяет отношения $\bar{J}_{уд}$ и $\bar{J}_{уд, v}$. Имеется большое число горючих РПДТ, а именно: горючие на основе магния, алюминия и углеводородов, у которых отношение $\bar{J}_{уд}$ и $\bar{J}_{уд, v}$ при $M_p = 2 \div 5$ близко к отношению \bar{H}_u и \bar{H}_v не только в области $\alpha \rightarrow \infty$, но и в рабочей области значений $\alpha = 1 \div 4$. Это связано с тем, что у таких горючих комплексное влияние процессов диссоциации, твердой фазы, газовой постоянной продуктов сгорания в области режимов $\alpha = 1 \div 4$ проявляется по близким закономерностям.

Как видно из рис. 2.15, у борсодержащих топлив с уменьшением α (уменьшением n) величины $\bar{J}_{уд}$ и $\bar{J}_{уд, v}$ существенно снижаются (на 30–40% при $\alpha = 1$). Это обусловлено тем, что у борсодержащих горючих начало диссоциации продуктов сгорания соответствует температуре $T_k \sim 1200 \div 1300$ К, вместо $T_k > 2000 \div 2200$ К у других горючих.

Близким к рассмотренному является сравнительный метод определения удельных параметров в зависимости от коэффициента тяги C_R [2.5]. Удельные параметры рассчитаны по внутренней тяге на расчетном режиме истечения продуктов сгорания из сопла при полноте сгорания $\eta_r = 1$. Коэффициент тяги отнесен ко входной площади воздухозаборного устройства. На рис. 2.16 приведены зависимости $C_R = f(\bar{J}_{уд})$, $C_R = f(\bar{J}_{уд, v})$ для теоретических составов топлив РПДТ (см. табл. 2.3) при различных значениях коэффициента избытка воздуха в двигателе. Как известно, для всех топлив величина C_R возрастает с уменьшением коэффициента избытка воздуха α . На режиме $\alpha = 1$ наибольшее значение C_R реализуется при использовании топлива № 1 на основе магния с наименьшим значением стехиометрического коэффициента $L_0 = 3,89$. Самые низкие значения удельных импульсов $\bar{J}_{уд}$ и $\bar{J}_{уд, v}$ на режимах работы $\alpha \geq 1$ — также у топлива № 1 («магниевого»), а самые высокие — у топлива № 9 (на основе бора).

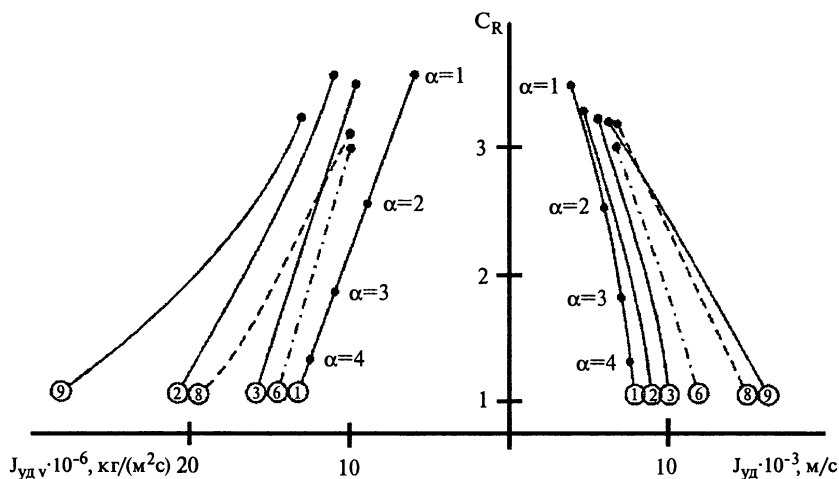


Рис. 2.16. Диаграмма характеристик идеального РПДТ для теоретических составов твердых топлив: $M_n = 2$; $H_n = 0$ км (номера топлив см. в табл. 2.3)

Для более наглядного сопоставления величин массовой и объемной теплотворных способностей топлив с удельными импульсами $\bar{J}_{уд}$ и $\bar{J}_{уд.v}$ характеристики идеального РПДТ (см. рис. 2.16) представлены в относительном виде на рис. 2.17. Здесь удельные характеристики различных топлив (см. табл. 2.3) отнесены к соответствующим характеристикам «магниевого» топлива № 1 при одинаковых значениях C_R .

На рис. 2.17 видны две особенности:

1) графики зависимостей $C_R = f(\bar{J}_{уд})$, $C_R = f(\bar{J}_{уд.v})$ для топлив на основе магния, алюминия, углеводов (№ 1, 2, 3, 6) представляют

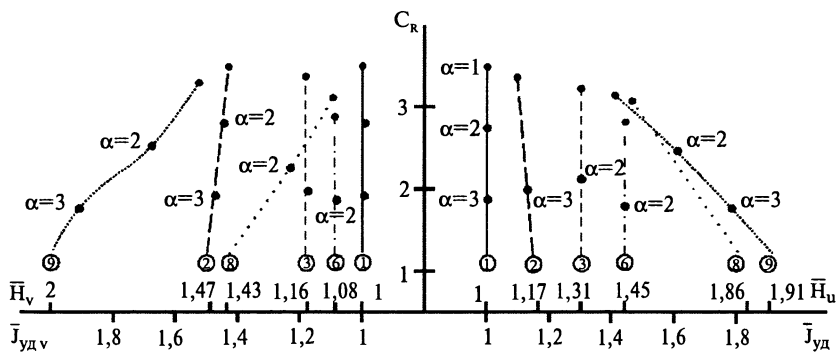


Рис. 2.17. Относительные характеристики идеального РПДТ для теоретических составов твердых топлив (номера топлив см. в табл. 2.4)

практически вертикальные отрезки прямых. Для этих топлив величина C_R в основном зависит от уровня температуры продуктов сгорания, а влияние их химического состава незначительное;

2) для борсодержащих топлив (№ 8 и 9) графики $C_R = f(\bar{J}_{уд})$, $C_R = f(\bar{J}_{уд.v})$ представляют собой наклонные кривые. Высокие экономические характеристики идеального РПДТ на борсодержащих топливах можно получить при средних и низких значениях коэффициента тяги, т.е. при сравнительно высоких значениях α . Эта особенность борсодержащих топлив объясняется отсутствием процессов диссоциации и фазовых превращений их продуктов сгорания при низких температурах в камере дожигания, когда их высокий энергетический потенциал реализуется в наибольшей степени. При высоких величинах C_R , которые характеризуются низкими значениями α и высокими температурами в камере дожигания, борсодержащие топлива близки по удельным параметрам ($J_{уд}$, $J_{уд.v}$) к другим топливам, т.к. в этой области у них интенсивно протекают процессы диссоциации и фазовых превращений.

Для тех же теоретических составов твердых топлив на основе сравнительного метода определения дальности полета ракеты на маршевом режиме в [2.5] приведена диаграмма относительных теоретических значений дальности полета \bar{L}_p и объема топлива \bar{V}_T при одинаковой начальной массе ракеты (рис. 2.18). Как следует из рисунка, наибольшая дальность $\bar{L}_p = 1,92$ при некотором уменьшении объема топлива $\bar{V}_T = 0,96$ может быть реализована на борсодержащем топливе № 9. Карборансодержащее топливо № 8 теоретически также может обеспечить значительное увеличение дальности до $\bar{L}_p = 1,86$, однако при этом потребуются значительно увеличить объем газогенератора ($\bar{V}_T = 1,3$) из-за меньшей плотности топлива. Хотя увеличение дальности на «алюминиевом» топливе № 2 не превышает 15–18%, при этом существенно сокращается объем, занимаемый топливом ($\bar{V}_T = 0,8$).

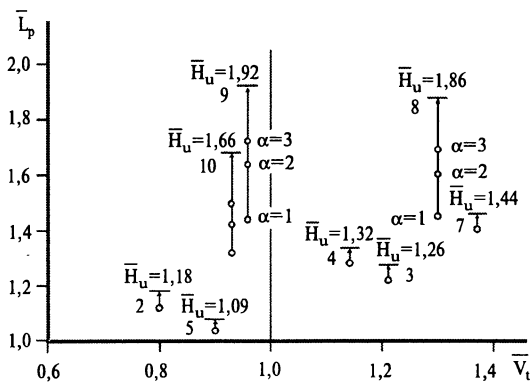


Рис. 2.18. Диаграмма относительных значений дальности полета ракеты и объема топлива для теоретических составов при одинаковой начальной массе ракеты (номера топлив см. в табл. 2.3)

Таким образом, борсодержащие топлива, по сравнению с другими топливами, могут обеспечить значительно более высокие экономические и баллистические характеристики идеальных РПДТ и ЛА при условии полного сгорания, даже несмотря на некоторое уменьшение эффективности на форсированных режимах ($\alpha \rightarrow 1$).

2.2.2. Эффективность горения топлив в РПДТ

Проблеме эффективной организации рабочего процесса в РПДТ, в первую очередь, достижению высокой полноты дожигания вытекающих из газогенератора газообразных и конденсированных продуктов посвящено значительное число теоретических и экспериментальных исследований. От эффективности организации рабочего процесса, от полноты сгорания твердого топлива в РПДТ, в конечном счете, зависит баллистическая эффективность летательного аппарата.

В работе [2.5] приведены основные результаты исследований физических особенностей процесса дожигания газогенераторных продуктов в камере сгорания. Установлено, что в условиях высокотемпературной рабочей зоны (коэффициент избытка воздуха в РПДТ обычно не превышает $\alpha = 2 \div 3$) и относительно больших размеров модельных и натурных двигателей кинетика горения на рабочий процесс практически не влияет, а процесс вторичного горения в камере сгорания (дожигания) определяется диффузионным смешением высокоскоростных газогенераторных струй с воздухом. На основании исследований факелов горения высокоскоростных газогенераторных струй для определения длины камеры была принята модель квазигазового диффузионного факела.

Длина камеры, необходимая для полного дожигания газогенераторных продуктов, зависит от большого числа определяющих параметров: режима работы двигателя (α), температуры воздуха на входе (T_B^*), характеристик твердого топлива ($L_0, J_{уд.кр}$), относительных значений площади критического сечения выходного сопла и сопла (сопел) газораспределительной головки газогенератора $\bar{F}_{кр} = F_{кр}/F_{к.с}$, $\bar{F}_{гт} = F_{гт}/F_{к.с}$ и др.

Как следует из рис. 2.19, где приведено влияние параметров на длину факела, наибольшее увеличение длины факела получается при возрастании T_B^* . Это является результатом уменьшения относительной скорости смешивающихся потоков газогенераторного газа и воздуха при возрастании T_B^* .

Увеличение $J_{уд.кр}$, наоборот, уменьшает длину факела вследствие увеличения относительной скорости смешивающихся потоков. В области $\alpha > 1$ с увеличением коэффициента избытка воздуха длина факела уменьшается вследствие уменьшения относительного количества диффундирующего воздуха при завершении горения на оси струи,

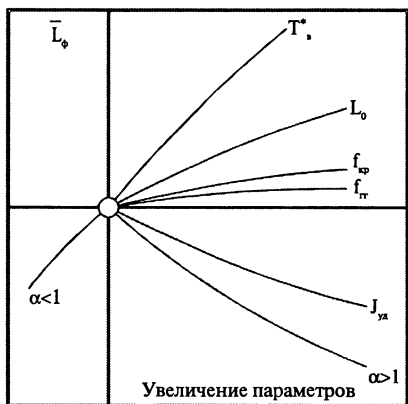


Рис. 2.19. Относительное влияние различных параметров на длину диффузионного факела в камере сгорания при дожигании продуктов первичного сгорания, вытекающих из газогенератора с одним соплом

а в области $\alpha < 1$ с уменьшением коэффициента избытка воздуха длина факела падает из-за недостатка воздуха.

В [2.5] введено понятие относительной эквивалентной длины камеры сгорания, когда с переходом от односоплового газогенератора к многосопловому снижается длина факела одиночного сопла газогенераторной головки (рис. 2.20 [2.5]). Таким образом, выбирая соответствующее число сопел, можно добиться, чтобы длина факела пламени одиночного сопла не превосходила длину камеры сгорания: $L'_ф \leq L_{кс}$.

При этом с увеличением числа сопел уменьшается, соответственно, эквивалентная площадь $F_{ЭКВ}$, т.е. площадь камеры, приходящаяся на одно сопло, и соответствующий эквивалентный диаметр.

В общем случае, при наличии в камере центрального тела (см. рис. 2.20) эквивалентный диаметр вычисляется

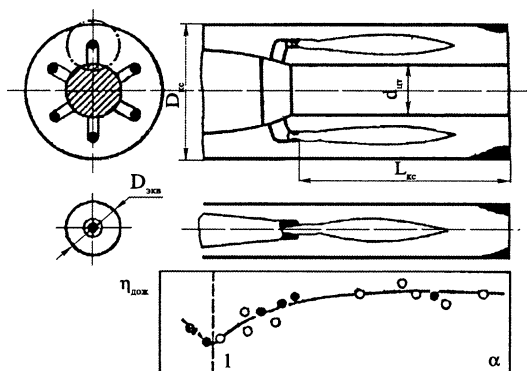


Рис. 2.20. Многосопловой РПДТ и эквивалентный односопловой РПДТ, имеющие одинаковую полноту дожигания топлива:

○ — односопловой; ● — многосопловой; $\alpha = idem$

по формуле

$$D_{\text{экв}} = \frac{D_{\text{кк}}}{\sqrt{\frac{N_c}{1 - \bar{d}_{\text{ит}}^2}}}, \quad (2.6)$$

где N_c — число сопел газораспределительной головки; $\bar{d}_{\text{ит}} = d_{\text{ит}}/D_{\text{кк}}$ — относительный диаметр центрального тела.

Выражение для относительной эквивалентной длины камеры сгорания имеет вид:

$$\bar{L}_{\text{экв}} = \frac{L_{\text{кк}}}{D_{\text{экв}}} = \frac{L_{\text{кк}}}{D_{\text{кк}}} \sqrt{\frac{N_c}{1 - \bar{d}_{\text{ит}}^2}}. \quad (2.7)$$

Из (2.7) следует, что с увеличением числа сопел газогенератора увеличивается относительная эквивалентная длина камеры сгорания и, как показала практика, значительно возрастает полнота сгорания.

Если $Q_{\text{гт}}$ — теплота сгорания топлива в газогенераторе, то полнота вторичного дожига в прямоточной камере $\eta_{\text{дож}}$ определяется по следующей зависимости:

$$\eta_{\text{дож}} = \frac{\eta - \bar{Q}_{\text{гт}}}{1 - \bar{Q}_{\text{гт}}}, \quad (2.8)$$

где $\bar{Q}_{\text{гт}} = Q_{\text{гт}}/H_u$ — относительная теплота первичного горения; η — суммарная теплота сгорания топлива в РПДТ.

На основе анализа обширного экспериментального материала при работе модельных и натуральных РПД на твердых топливах, где в качестве горючих компонентов использованы Mg, Al, углеводороды, получена обобщенная зависимость [2.5] полноты вторичного горения от приведенной длины камеры сгорания (рис. 2.21)

$$\eta_{\text{дож}} = f(x_{\text{пр}}). \quad (2.9)$$

При этом в приведенной длине учитываются относительная эквивалентная длина камеры, вид топлива ($L_0, J_{\text{ул.кр}}$), режим работы двигателя (α), параметры полета (T_v^*) и др.:

$$x_{\text{пр}} = f(\bar{L}_{\text{экв}}, \alpha, L_0, J_{\text{ул.кр}}, f_{\text{кр}}, T_v^*). \quad (2.10)$$

Следует отметить, что приведенная в [2.5] методология расчета полноты вторичного горения разработана для случая равномерного распределения газифицированного горючего в поперечном сечении камеры сгорания.

Для иллюстрации на рис. 2.22 [2.5] представлена зависимость $\eta_{\text{дож}}$ от коэффициента избытка воздуха и числа $M_{\text{п}}$. Уменьшение $\eta_{\text{дож}}$ с возрастанием $M_{\text{п}}$ является следствием увеличения длины факела пламени

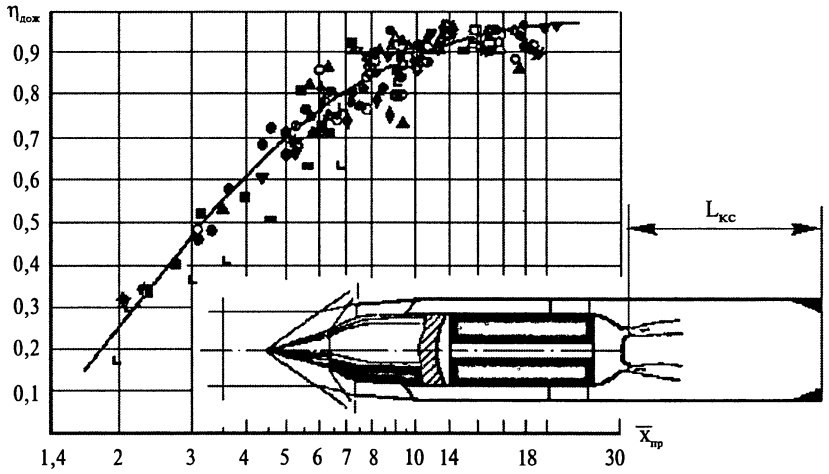


Рис. 2.21. Зависимость полноты дожигания топлив от относительной приведенной длины камеры сгорания РПДТ

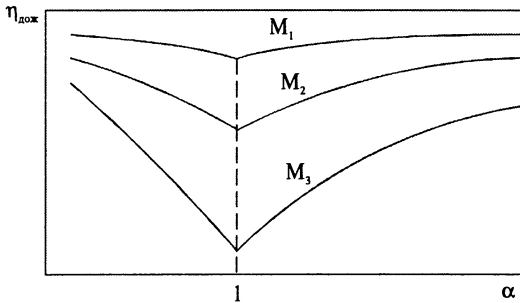


Рис. 2.22. Зависимость дожигания топлива в РПДТ от коэффициента избытка воздуха α при разных значениях числа M полета:
 $M_3 > M_2 > M_1$

в результате повышения T_B^* и уменьшения относительной скорости смешивающихся потоков газогенераторного газа и воздуха.

Из этого следует, что эффективный рабочий процесс в РПДТ можно организовать только с помощью многосопловых смесительных устройств. Из различных типов смесительных устройств в РПДТ ракеты среднего калибра, характеризующегося большой относительной длиной камеры сгорания, применяются устройства с числом сопел $N_c \approx 10 \div 30$ [2.5]. Такое смесительное устройство размещено в РПДТ ЗУР SA-6.

В РПДТ ЛА большого калибра с высокими числами M_n , имеющих, как правило, короткую камеру сгорания ($L_{kc}/D_{kc} \approx 1,5$) целесообразно применять сложные многосопловые устройства пилонного или смешанного типа (рис. 2.23). Число сопел у таких устройств может быть

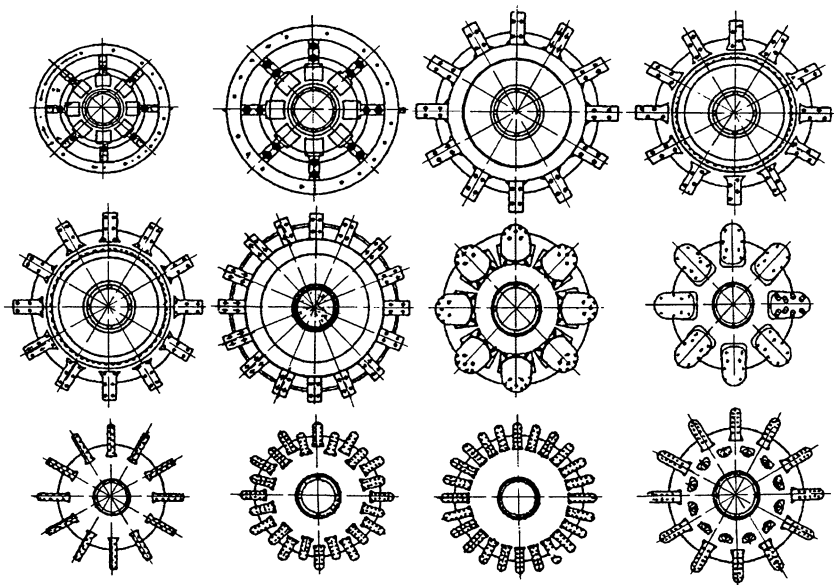


Рис. 2.23. Многосопловые устройства пилонного и смешанного типов

больше 100. С целью создания крупногабаритных РПДТ с короткой камерой и высокой полнотой сгорания была разработана и реализована специальная программа исследований таких устройств [2.5]. Из полученных результатов (рис. 2.24) следует, что высокую полноту вторичного горения $\eta_{\text{дож}} = 0,8 \div 0,9$ можно получить при небольшой относительной длине камеры ($L_{\text{КС}}/D_{\text{КС}} = 1 \div 1,5$) путем выбора числа сопел на газораспределительной головке газогенератора таким образом, чтобы получить равномерное распределение газогенераторного газа в воздушном потоке камеры.

Экспериментальные исследования тягово-экономических характеристик и полноты сгорания в РПДТ проводятся, как правило, на стендах с присоединенным воздухопроводом, использующих как чистый подогрев (например, электротермический), так и

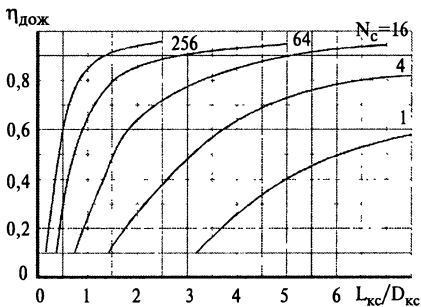


Рис. 2.24. Зависимость полноты дожига от относительной длины камеры сгорания и числа сопел газогенератора ($\alpha \approx 1,3$; $T_b^* \approx 500 \text{ К}$)

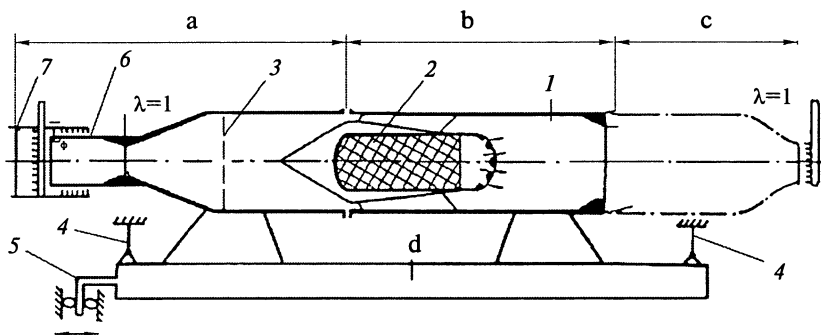


Рис. 2.25. Схема стэнда с присоединенным воздухопроводом:

a — стэндовое входное устройство; *b* — двигатель (без воздухозаборников и сверхзвуковой части сопла); *c* — калибровочное устройство для определения входного импульса; *d* — динамоплатформа; 1 — камера сгорания; 2 — газогенератор; 3 — сетка для выравнивания потока; 4 — ленты; 5 — силоизмерительное устройство; 6 — присоединенный трубопровод; 7 — стэндовый воздухопровод для подвода воздуха

огневой подогрев воздуха, забалластированного в последнем случае продуктами сгорания керосина, с восстановленным до 23% (масс.) кислородным балансом.

Такой стэнд (рис. 2.25) состоит из входного устройства (*a*) с присоединенным воздухопроводом *b*, исследуемого двигателя (*b*), «холодного» калибровочного устройства (*c*) с профилированным «звуковым» соплом и динамоплатформы (*d*) с силоизмерительным устройством 5. Как правило, стэнды с присоединенным воздухопроводом имеют осевой подвод воздуха.

Газодинамическая связь между присоединенным и неподвижным подводящим воздухопроводами осуществляется с помощью лабиринтного уплотнения. Недостаток такой схемы стэнда заключается в том, что погрешность определения тяги двигателя (импульса сопла) в значительной степени зависит от погрешности определения ее главной составляющей — входного воздушного импульса, определяемого с помощью «холодного» калибровочного устройства (*c*). В зависимости от условий полета (M_n) входной воздушный импульс может составлять $(0,7 \div 0,9) \Phi_{\text{вых}}$. Выражение для определения выходного импульса сопла в этом случае имеет вид:

$$\Phi_{\text{вых}} = \Phi_{\text{вх}} + R_{\text{см}} + R', \quad (2.11)$$

где $R_{\text{см}}$ — усилие, измеряемое силоизмерительным устройством; R' — усилие, действующее на торцевую часть стенки присоединенного воздухопровода со стороны лабиринтного уплотнения и др.

Приведенная на рис. 2.26 схема стенда с безимпульсным входом [2.13, 2.14] исключает входной воздушный импульс и значительно повышает точность измерения выходного импульса сопла. Воздух в присоединенный воздухопровод 6 подводится по тороидальному кольцевому патрубку 3 и плоскому щелевому соплу 4, по обе стороны от которого размещены упругие регулируемые элементы 8.

Помимо входного импульса, в такой конструкции стенда исключаются также силы, обусловленные наличием лабиринтного уплотнения. При этом размещение плоского щелевого сопла перпендикулярно к оси испытуемого двигателя не приводит к возникновению составляющей входного импульса. В этом случае усилие, измеренное силоизмерительным устройством:

$$R = \Phi_{\text{вых}} - p_n F_{\text{вых}}, \quad (2.12)$$

где $\Phi_{\text{вых}} = G_{\Gamma} W_{\text{вых}} + p_{\text{вых}} F_{\text{вых}}$ — полный импульс сопла; $F_{\text{вых}}$ — площадь выходного сечения сопла; p_n — давление окружающей среды (атмосферное давление при испытаниях на открытом стенде).

Видно, что уравнение (2.12) совпадает с уравнением тяги ракетного двигателя.

2.2.3. Шлакообразование и его влияние на рабочий процесс в РПДТ

Шлакообразование оказывает негативное влияние на рабочий процесс в РПДТ, вызывая снижение экономических характеристик, работоспособности элементов конструкции и ресурса в целом, при этом энергетические возможности ТТ реализуются не полностью [2.9]. Эффективность рабочего процесса в РПДТ в значительной степени зависит от состава и фазового состояния конденсированных продуктов и шлаков. Для понимания процессов горения необходимы данные по химическому составу конденсированных продуктов сгорания и шлаков на основных стадиях превращения топлива по тракту двигателя. Это позволит создать физические модели процесса и организовать эффективный рабочий процесс в ДУ.

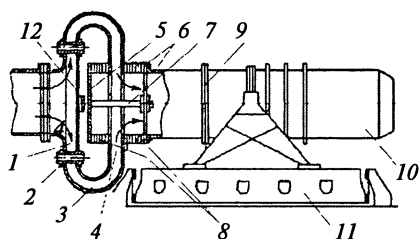


Рис. 2.26. Схема стенда с безимпульсным входом:

1 — кольцевой ресивер; 2 — проточные болты; 3 — тороидальный патрубок; 4 — плоское щелевое сопло; 5 — торцевая крышка; 6 — трубопровод; 7 — штанга; 8 — упругий элемент; 9 — фланец; 10 — испытуемый двигатель; 11 — динамоплатформа; 12 — силоизмерительное устройство

Таблица 2.5

№	Компонент конденсированного продукта, шлака
1	Общие металлы (Al_0 , Mg_0)
2	Активные металлы (Al_a , Mg_a)
3	Борсодержащие соединения (B , B_2O_3 , B_4C_4 и др.)
4	Оксиды
5	Карбиды
6	Нитриды
7	Фториды
8	Хлориды
9	Нитраты
10	Перхлораты
11	Сажа
12	Вода
13	Углеводороды (нафталин, антрацен и др.)

Изучению состава конденсированных продуктов сгорания и шлаков посвящено достаточно большое количество публикаций [2.15–2.19]. Наряду с расчетными исследованиями проведены экспериментальные работы. В табл. 2.5 представлен перечень компонентов, определяемых в конденсированных продуктах сгорания и шлаках, образовавшихся на стенках двигателей [2.9].

Анализ состава конденсированных продуктов и шлаков представляет сложную задачу и имеет свои особенности. Сложность анализа обусловлена рядом факторов: многокомпонентностью исследуемого объекта, разнообразием элементного и фазового состава, широким диапазоном концентраций определяемых компонентов, присутствием химически стойких и тугоплавких соединений. Кроме того, в процессе шлакообразования при высоких температурах (~ 2000 °С) возможно спекание частиц и обволакивание одних компонентов другими, что дополнительно затрудняет доступ растворителя к определенному компоненту. Указанные факторы выдвигают следующие требования к методам разложения и определения: селективность, избирательность, чувствительность. Задача определения состава конденсированных продуктов и шлаков может быть успешно решена путем использования комплексного подхода, т.е. сочетанием различных методов.

Большое значение при анализе конденсированных продуктов имеет представительный отбор проб. В настоящее время разработано большое количество пробоотборных устройств в условиях опытных и модельных двигателей на срезе сопла, в выхлопном факеле и др. На стендах и лабораторных установках ЦИАМ используется переносная система отбора и замораживания проб продуктов сгорания (рис. 2.27),

позволяющая проводить отбор в одной или нескольких точках на срезе сопла двигателя [2.7].

Общие требования к методам отбора включают, во-первых, быстрое захлаживание (закалку) продуктов для предотвращения химических реакций в системе отбора. При недостаточном захлаживании вторичные реакции могут привести к существенному отклонению состава в пробоотборнике от состава в камере сгорания. Во-вторых, необходимо обеспечить совпадение направлений движения газового потока в камере сгорания и в пробоотборной системе. Разработана эффективная система охлаждения (рис. 2.28), и температура в камере смешения значительно ниже температуры в камере двигателя. Для отбора высокодисперсных шлаков дополнительно устанавливают фильтры.

Последующий анализ отобранных конденсированных продуктов и шлаков проводят различными методами. В работах [2.15–2.19] предложен комплекс методов для химического анализа шлаков, образующихся при горении металлизированных топлив, который включает

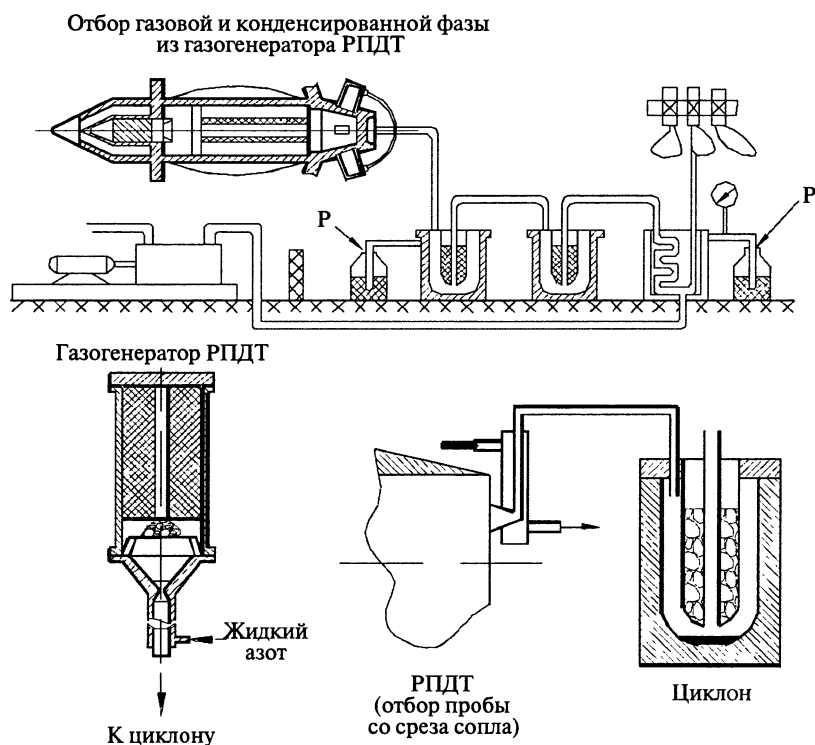


Рис. 2.27. Система отбора проб продуктов сгорания

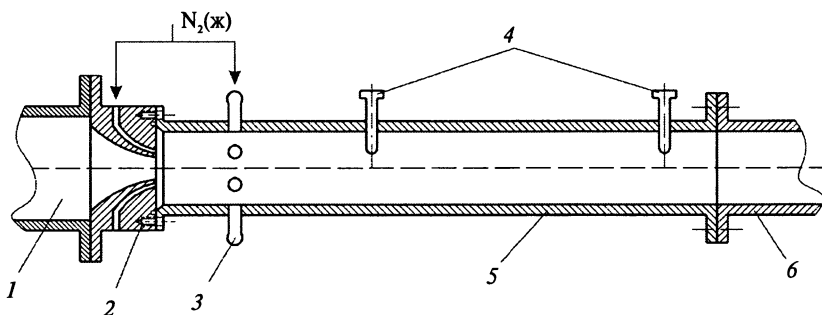


Рис. 2.28. Схема камеры смешения пробоотборной системы:

1 — камера сгорания модельного двигателя; 2 — сопловой блок; 3 — коллектор; 4 — термометры; 5 — камера смешения; 6 — циклон

определение общего содержания Al, Mg, B и C, свободных металлов, оксида и свободного бора, фторидов, нитридов, карбида алюминия, нитратов, перхлоратов и антрацена.

Важной стадией анализа шлаков является и пробоподготовка. Оптимизация методов сводится к выбору селективных реагентов и условий, обеспечивающих количественное определение извлекаемого компонента при минимальном извлечении сопутствующих компонентов. Кроме того, для определения общего содержания элементов (Al, Mg, B) подбирается универсальный реагент, позволяющий перевести в раствор все соединения определяемого элемента.

Для последующего анализа конденсированных продуктов и шлаков используются следующие методы: атомно-абсорбционный (общее содержание Al_0 , Mg_0 , B_0), газометрический (свободные металлы $Al_{св}$, $Mg_{св}$), кулонометрический (нитриды), реакционной газовой хроматографии (Al_4C_3 , $Al_{св}$), ионометрический (фториды, нитраты, перхлораты), УФ-спектроскопии (антрацен), элементного микроанализа (C, H). В [2.18, 2.19] изучено влияние сопутствующих компонентов, выбраны оптимальные условия анализа, установлена правильность определения методом стандартных добавок, проведена метрологическая аттестация методик. Основные характеристики методов приведены в табл. 2.6.

Более подробная характеристика методов приведена в работе [2.15].

Шлакообразование в РПДТ во многом определяется рецептурой топлива и дисперсностью его компонентов. Исследование проблемы повышения энергетических характеристик ТТ показало, что введение в состав топлива большого количества высококалорийных компонентов (40–50%) приводит к снижению температуры в зоне реакции, резкому снижению скорости горения и образованию большого количества шлака. Так, полупластичные топлива, содержащие $\approx 45\%$ органических

Таблица 2.6

Компонент	Метод	Диапазон концентраций, %	Относительное стандартное отклонение, Sr
Al _o	Атомно-абсорбционный	6–40	0,04
Mg _o	Атомно-абсорбционный	1–40	0,04
V _o	Атомно-абсорбционный	5–40	0,06
V _{ок}	Атомно-абсорбционный	0,5–5	0,06
V _{св}	Атомно-абсорбционный	5–26	0,06
Al _{св}	Газометрический	0,4–22	0,13
Mg _{св}	Газометрический	0,2–14	0,13
Al ₄ C ₃	Реакционная хроматография	0,5–15	0,20
Al _{св}	Реакционная хроматография	0,6–7	0,17
Фториды	Ионометрический	1–30	0,06
Нитраты	Ионометрический	0,08–6	0,10
Перхлораты	Ионометрический	0,05–8	0,13
AlN	Кулонометрический	0,2–7,2	0,09
Антрацен	УФ-спектроскопия	0,003–6	0,11
C	Элементный микроанализ	1–30	0,15

компонентов, имели скорость горения в газогенераторе $u_T \approx 1 \div 3$ мм/с, а продукты их сгорания содержали до 50% конденсированной фазы [2.7]. Процесс первичного горения таких топлив отличался от равновесного. В продуктах, отобранных из сопловой головки газогенератора, обнаружены разложившаяся органика в виде сажи, неразложившиеся органические компоненты, смолистые вещества. Поэтому были рассмотрены варианты ТТ с органическими компонентами в гранулированном виде, например, топливо Л-2УТ, в состав которого вводилось до 30% гранулированного полиэтилена. Испытания зарядов из такого топлива показали, что их горение при низких давлениях протекает устойчиво без пульсаций. Увеличение давления в газогенераторе в 1,7 раза (с 0,7 до 1,2 МПа) привело к появлению пульсационного горения, скорость горения топлива при этом увеличилась в 1,4 раза, а количество шлака, осевшего в газогенераторе, возросло в 3,5 раза. Шлаки и конденсированные продукты отбирались как из газогенератора после окончания работы, так и в выходном сечении сопла двигателя с помощью специального пробоотборника (табл. 2.7)

Установлено, что увеличение давления в газогенераторе с 0,7 до 1,2 МПа привело к увеличению количества шлаков в газогенераторе с 2,3 до 8,1%. В пробах, отобранных в выходном сечении сопла модельного РПДТ, содержалось значительное количество полиэтилена (~30% в газогенераторном режиме).

Таблица 2.7

Режим работы	P _{гг} , МПа	Место отбора	Состав шлаков, %,*					Остаток в ГГ, %
			С	Н	Al ₄ C ₃	AlN	ПАМ	
Газогенераторный	0,4	Выходное сечение сопла	42,5	5,6	0,6	1,8	0,3	3,0
Газогенераторный	0,4	Газогенератор	25,5	1,0	3,2	1,8	7,0	8,1
С дожиганием	1,2	Выходное сечение сопла	26,3	3,6	нет	0,5	0,2	8,1
С дожиганием	1,2	Газогенератор	29,6	0,9	8,2	3,9	3,6	
С дожиганием	0,7	Газогенератор	33,0	0,7	8,0	2,9	1,9	2,3

* Остальное — окислы и хлориды магния и алюминия.

В работе [2.9] приведен состав конденсированных продуктов сгорания при горении топлив на основе В, Al и Mg, полученный С.Н. Буйновским и Ю.Б. Тереховым. Отбор проводился с помощью циклонных сепараторов, размещенных за соплом двигателя, с предварительным «замораживанием» продуктов сгорания жидким азотом. В пробах определялось содержание суммарного бора (в составе всех соединений), бора окисленного (в составе окиси бора и борных кислот), а также свободных Mg и Al.

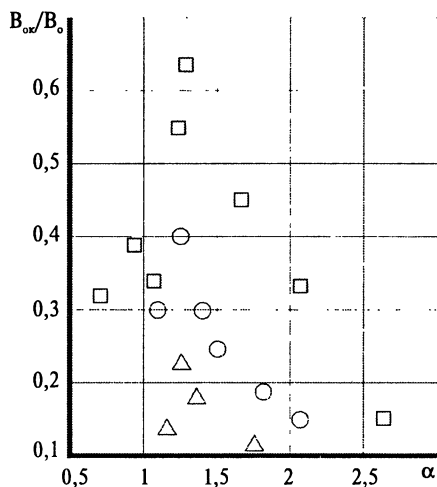


Рис. 2.29. Зависимость глубины окисления бора от коэффициента избытка воздуха:

□ — топливо без магния; ○, △ — топливо с магнием

Количество свободных металлов в пробах для всех ТТ было практически одинаковым и не превышало 1–2%. Содержание окисленного бора в пробах изменялось в зависимости от состава топлива и прямо связано с содержанием в нем Mg (рис. 2.29). Введение магния затрудняет окисление бора, особенно, в присутствии фтора.

С уменьшением количества Mg в топливе отмечено увеличение содержания окисленного В в пробе. В продуктах, образовавшихся при сгорании ТТ на основе Al и В, содержание окисленного В наибольшее.

Одной из возможных причин этого является присутствие в продуктах сгорания больших количеств фтористого магния в жидкой фазе. Осаждение этого компонента на поверхности частиц В приводит к замедлению диффузии кислорода и препятствует окислению. В отличие от фтористого магния, фтористый алюминий более летуч, температура его кипения на ~ 1000 К ниже, и подобный эффект при введении в топливо Al невозможен.

Другой причиной может быть растворение оксида магния в оксиде бора на поверхности частиц В. При этом возрастают масса и толщина пленки, что приводит к увеличению диффузионного сопротивления. При этом температурный диапазон существования пленки в жидкофазном состоянии расширяется в сторону высоких температур. Аналогичный эффект для ТТ с Al маловероятен, т.к. растворимость оксида алюминия в оксиде бора на порядок ниже.

Установлена также сильная зависимость содержания окисленного В в пробах от коэффициента избытка воздуха (см. рис. 2.29). Отмечено, что максимумы экспериментальных зависимостей локализованы в диапазоне $\alpha = 1,2 \div 1,3$.

В решении проблемы подавления шлакоотложений большая роль отводится созданию топливных композиций, обладающих хорошим «выносом» конденсированных продуктов сгорания из газогенератора. Были испытаны заряды из нескольких десятков опытных рецептов, отличавшихся окислителем (перхлораты калия, натрия, аммония, нитрат натрия, фторопласты), дисперсностью частиц металлов, металлическими компонентами (Mg, Al, их сплавы). Полный вынос конденсированных продуктов сгорания достигнут для композиций на основе фторированного окислителя и сплава Al—Mg при умеренном содержании бора.

В работе [2.9] рассмотрены вопросы шлакования основных элементов конструкции регулятора расхода топлива (соплового вкладыша и центрального тела), изготовленных из различных композиционных материалов (асбопластик, углепластик, углерод-керамика, углерод-углерод и др.), при работе модельного регулируемого РПДТ. Исследования проводились на экспериментальном ТТ, включающем металлические добавки.

Шлакование горловины соплового вкладыша было незначительным, а шлакование поверхности за горловиной не влияло на нормальную работу регулятора расхода. Иная картина наблюдалась на центральном теле. При испытании центрального тела из углепластика на поверхности за критическим сечением образовался кольцевой валик из шлака. Поверхность центрального тела, изготовленного из углерод-

углеродного материала, после испытания была чистой, за исключением носовой части, на которой образовался слой шлака. За время стабильной работы регулируемого газогенератора не отмечено провалов и пульсаций давления на индикаторной диаграмме.

Изучен химический состав шлаков, отложившихся на поверхностях центрального тела и соплового вкладыша регулятора. Определялись следующие компоненты: общие Al и Mg, металлические Al и Mg, нитрид и карбид алюминия. Как показали результаты анализа, шлак более чем на 30–40% состоял из соединений Al. Составы шлаков на центральном теле, изготовленном из углепластика и углерод-углеродного материала, оказались близки: содержание общего Al составило $\approx 30\%$, карбида алюминия 9–14%, нитрида алюминия — не более 0,6%. Относительно высокое содержание общего и металлического Al найдено в шлаках на поверхности соплового вкладыша: 40–48% и 16–25%, соответственно.

Для парирования влияния шлакования на характеристики регулируемого РПДТ необходимо иметь дополнительный ход центрального тела, что, в конечном счете, приводит к ухудшению габаритно-массовых характеристик регулятора расхода. На рис. 2.30 приведены результаты расчета влияния шлакования на величину хода центрального тела одного из вариантов двухкаскадного регулятора расхода, изображенного на рис. 2.12. Было принято, что максимальная толщина шлака на поверхности горловины соплового вкладыша составляла 1,5 мм (шлакообразование на поверхности центрального тела отсутствовало),

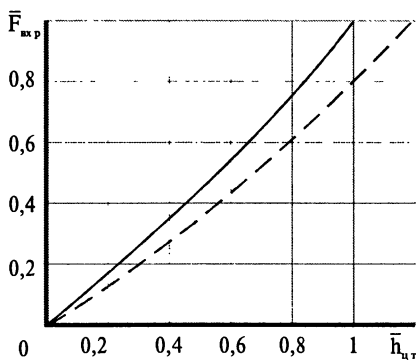


Рис. 2.30. Зависимость относительной площади проходного сечения регулятора расхода от относительного хода центрального тела:

сплошная линия — без учета шлакования;
штриховая — с учетом шлакования

и процесс шлакообразования происходил с постоянной скоростью при открытии проходного сечения регулятора.

В рассмотренном случае для исключения влияния шлакообразования на величину площади проходного сечения регулятора требуется увеличить ход центрального тела на 20%.

При исследовании процесса шлакования сопловых отверстий распределительной головки газогенератора установлено уменьшение их проходных сечений в течение всего времени горения зарядов пиротехнических ТТ с большим содержанием органических компонентов, магния и алюминия [2.7]. При работе на

топливах Л-24 и ЛК-6Т (содержание органики до 40%) проходные сечения сопел распределительной головки газогенератора имели на 10% шлага больше, чем на топливе СН-1, содержащим 65% магния и небольшое количество органики (рис. 2.31).

Таким образом, исследование шлакообразования в РПДТ показало бесперспективность увеличения теплотворной способности топлив за счет большого (свыше 50%) увеличения содержания органических компонентов.

Определенный практический интерес представляют данные по шлакованию горловины сопла РДТТ, работающего на алюминизированном ТТ. Экспериментальные исследования модельных РДТТ показали [2.20], что отложение шлага в горловине сопла зависит от толщины вкладыша из графита и характера его поверхности. При шероховатой поверхности толщина шлага возрастает. Скорость осаждения шлага уменьшается при увеличении температуры поверхности горловины сопла. Периодически может происходить сдувание слоя жидких шлаков с поверхности горловины сопла под действием потока продуктов сгорания. Представлены результаты расчетов, показывающие, что уменьшение коэффициента теплообмена α между потоком продуктов сгорания и горловиной сопла приводит к увеличению толщины шлага. Такой же эффект оказывают уменьшение температуры продуктов сгорания (рис. 2.32), увеличение толщины вкладыша из графита (рис. 2.33) и увеличение скорости осаждения продуктов сгорания (рис. 2.34).

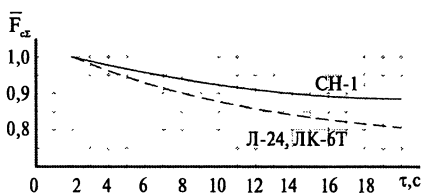


Рис. 2.31. Влияние шлакообразования на уменьшение площади сопловых отверстий газораспределительной головки газогенератора

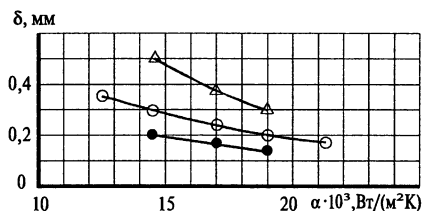


Рис. 2.32. Влияние температуры продуктов сгорания $T_{сг}^*$ на толщину слоя шлага: Δ — 2700 К; \circ — 2900 К; \bullet — 3200 К

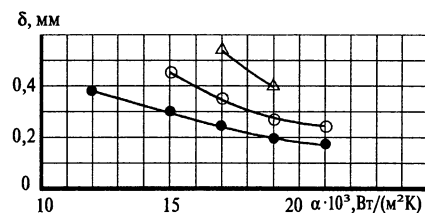


Рис. 2.33. Влияние толщины вкладыша (b) в горловине сопла на толщину слоя шлага:

Δ — 14 мм; \circ — 11 мм; \bullet — 8 мм

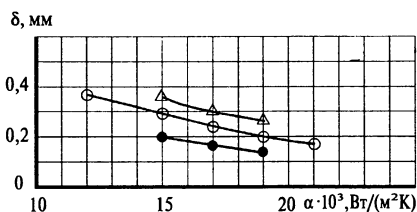


Рис. 2.34. Влияние скорости осаждения (R) продуктов сгорания на толщину слоя шлака:

Δ — $4 \cdot 10^{-4}$ м/с; \circ — $3 \cdot 10^{-4}$ м/с;
 \bullet — $2 \cdot 10^{-4}$ м/с

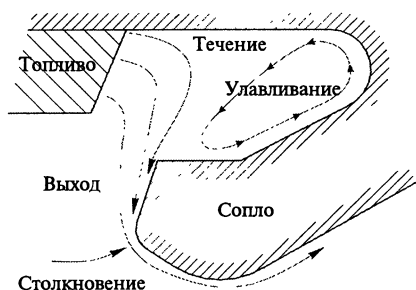


Рис. 2.35. Схема образования шлака

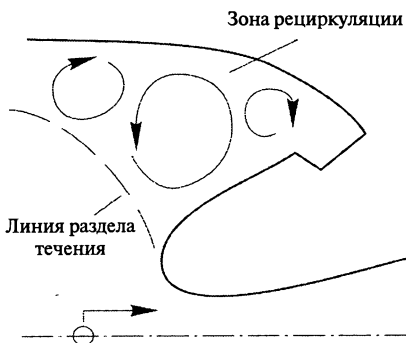


Рис. 2.36. Зона рециркуляции за соплом утолщенного типа

Проблема физического и математического моделирования процессов шлакообразования в ПВД на твердых топливах не решена. Имеются лишь данные по моделированию шлакообразования в РДТТ.

Шлакообразование — это сложная совокупность физико-химических явлений и процессов: нестационарный вязкий двухфазный поток, скопление капель в рециркуляционных вихревых областях, взаимодействие капель со стенками двигателя и т.д. Непредсказуемость шлакообразования во многих двигателях, непостоянство массы шлака вызвало многочисленные попытки моделировать это явление. В основном, они касаются шлакообразования при горении алюминизированных топлив в РДТТ с утолненным соплом.

При горении алюминизированных ТТ алюминиевый порошок плавится и образует агломераты на поверхности топлива. Агломераты либо текут вдоль поверхности на стенку корпуса, либо выталкиваются в сильно завихренный поток, где почти полностью сгорают, образуя Al_2O_3 [2.21, 2.22]. Шлак образуется в том случае, если капли, текущие по стенке или в газовом потоке, попадают в зону улавливания за утолненным соплом (рис. 2.35). Это улавливание капель происходит либо в случае столкновения со стенкой сопла, либо при попадании в зону рециркуляции (рис. 2.36).

Если капли, которые ударяются о сопло вне зоны рециркуляции, отскакивают, то они будут сноситься потоком и вылетать из сопла. Однако, если они дробятся и прилипают, то слой капль может течь по поверхности сопла. Направление этого течения зависит от результирующей силы напряжения сдвига газа и гравитационного ускорения или поверхностного натяжения слоя. Если напряжени сдвига газа преобладает, то слой шлака вытекает из сопла. Если преобладает гравитационное ускорение, то слой шлака течет в шлаковый карман. Тенденция к улавливанию увеличивается с увеличением диаметра капль, их массы, скорости и радиального расстояния траектории от оси двигателя. На рис. 2.37 изображена схема отложения шлака при работе двигателя SRBU [2.21].

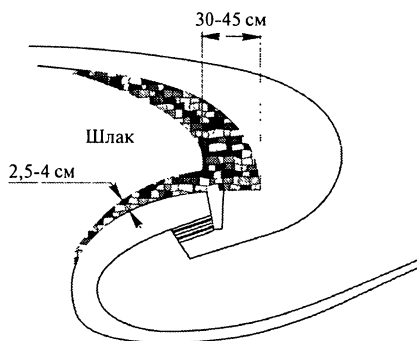


Рис. 2.37. Схема отложения шлака вдоль стенки корпуса и задней части сопла после работы двигателя

Первая попытка моделирования шлакообразования была выполнена С. Бораасом [2.23] для твердопливного ускорителя «Space Shuttle». Он описал основные результаты по шлакообразованию и сделал вывод о том, что разброс значений массы шлака в испытаниях ускорителя может быть вызван совсем небольшими изменениями в составе ТТ двух центральных сегментов. Однако его завышенный прогноз объемной плотности и размера капль привел к ошибочному заключению о начале шлакования. В. Халоулакос [2.24] применил методику С. Борааса для объяснения шлакообразования во вращающихся космических двигателях, используя механизм двухфазного потока. Диаметр капль был сильно занижен по сравнению с расчетным. Только при этом допущении было получено соответствие с экспериментальными данными по массе шлака. Р. Мейер [2.25], напротив, предположил, что шлакообразование во вращающихся космических двигателях вызвано не двухфазным потоком, а вектором ускорения, который «ведет» капль вдоль поверхности топлива и на стенку, а не в поток.

Таким образом, ранние модели шлакообразования, являясь весьма упрощенными, оказываются противоречивыми по ряду выводов. В работе [2.21] проанализированы исследования по моделированию шлакообразования. В качестве основных недостатков моделей отмечено следующее:

1) упрощение модели течения газа (считают его невихревым и невязким). Потенциальная модель течения не может предсказать зону

рециркуляции, которая оказывает доминирующее влияние на шлакообразование;

2) использование ошибочных данных по гранулометрическому составу капель, вследствие чего были сделаны неверные выводы о длительности накопления шлака;

3) неопределенность «правил захвата», определяющих, какие капли будут оставаться в двигателе в качестве шлака.

Автором работы [2.21] сформулированы основные требования к моделированию шлакообразования. Моделирование должно включить четыре этапа:

- 1) расчет поля течения газа;
- 2) определение гранулометрического состава капель;
- 3) расчет траектории капель;
- 4) установление «правил захвата».

Для моделирования внутренних течений в ракетных двигателях создано множество программ расчета двухфазного сжимаемого вязкого потока [2.26, 2.27]. Эти программы позволяют рассчитать течение во всей камере сгорания и в сопле. Они учитывают поправки на ламинарное и турбулентное течение, наличие конденсированной фазы, газовые химические реакции и горение капель. М. Салита [2.21, 2.22] использовал уравнения несжимаемого вихревого потока и создал упрощенную двумерную модель, которая не имеет недостатков модели безвихревого потенциального потока и использует уравнения Навье-Стокса для турбулентного несжимаемого течения. По данным М. Салита, несжимаемость — намного меньший недостаток при моделировании шлакообразования, поскольку сжимаемость важна только на входе в сопло и не влияет на траекторию капель по всей длине камеры сгорания.

В работах [2.28, 2.29] описана модель многофазного потока, которая позволяет рассчитать влияние динамических характеристик частиц шлака в задней торцевой полости РДТТ и турбулентности потока в полости на рабочие параметры двигателя.

В работе [2.30] предложена полуэмпирическая модель, описывающая скорость увеличения слоя шлаков в критическом сечении сопла (КСС) РДТТ. Эта модель учитывает теплообмен, который происходит в жидкой пленке на поверхности сопла и в материале стенки сопла. В модели рассмотрены две стадии:

1) температура стенки в КСС небольшая и непрерывно возрастает; при этом слой шлака зависит от частоты соударений частиц Al_2O_3 со стенкой;

2) температура стенки в КСС достигает критического значения, близкого к температуре плавления Al_2O_3 ; при этом температура поверхности остается постоянной, а процессы осаждения шлаков в КСС и эрозии этого слоя происходят одновременно. По экспериментальным

данным, у испытанных РДТТ вторая стадия шлакообразования в КСС достигается через 3 с после запуска двигателя.

В работах [2.31–2.33] разработана модель для прогнозирования характеристик крупноразмерных частиц Al_2O_3 и расчета двухфазного внутреннего течения и движения шлака в камере РДТТ на алюминизированном топливе. Установлено, что характеристики крупноразмерных частиц зависят от свойств твердого топлива, геометрии РДТТ, времени пребывания частиц в камере сгорания.

В модели использован комбинированный метод Эйлера—Лагранжа для расчета переноса частиц по траекторному способу с последующим повторением после введения в уравнение для газа слагаемых, учитывающих влияние частиц. В первом приближении газ считается невязкой, вихревой, несжимаемой, химически инертной средой. Частицы рассматриваются как дискретная фаза. Производится интегрирование уравнений движения одиночных частиц, в результате чего строятся их траектории.

Модель ограничена описанием движения Al/Al_2O_3 -агломератов. Движение шлака — нестационарное и определяется совместным влиянием градиента давления вдоль границы, вязкого трения между газом и пленкой и ускорения. Кроме того, местные потоки и массы осаждающегося шлака также оказывают воздействие.

Приведенная модель и программные средства обеспечивают надежный прогноз осаждения и накопления шлака в камере двигателя со сложной формой заряда и утопленным соплом.

В работе [2.34] разработана модель эволюции конденсированных продуктов сгорания в камере сгорания РДТТ. Создан универсальный программный модуль, подготовленный к интегрированию в любые задачи, связанные с расчетом параметров конденсированных продуктов сгорания алюминизированных ТТ. Установлено, что их эволюция в газовой фазе основана на следующих явлениях:

- 1) газофазное горение агломератов Al ;
- 2) унос агломератов оксида алюминия;
- 3) коагуляция агломератов и частиц высокодисперсного Al .

Проанализирован характер и степень влияния отдельных элементов модели на параметры шлакообразования. Разработанная модель обеспечивает большую точность при расчете массы шлака.

В работе [2.31] проведено физическое и математическое моделирование взаимодействия частиц шлаков с поверхностью углеродных ТЗМ в камере сгорания РДТТ, учитывающее кинетику химических реакций и капельный характер взаимодействия. Созданы методики и прикладное программное обеспечение для расчета оптимальных конструкций элементов теплозащиты внутренней поверхности РДТТ сложной конфигурации. Предложенная модель позволяет рассчитывать скорость разрушения углеродных ТЗМ за счет шлакообразования.

В работе [2.35] выполнено моделирование некоторых процессов, протекающих в поверхностном слое горящего топлива, с целью прогнозирования свойств конденсированных продуктов сгорания в зависимости от состава ТТ и условий горения: На базе метода статистических испытаний разработана модель, согласованная с экспериментальными данными и обеспечивающая определение характеристик структурных образований — «карманов», ответственных за осуществление агломерационного процесса. Модель позволяет осуществлять прогноз влияния давления на параметры агломератов и оценивать химический состав и структуру агломератов.

Таким образом, из анализа опубликованных материалов следует, что вопросы физического и математического моделирования процессов шлакообразования наиболее полно изучены для РДТТ. Работы по моделированию шлакообразования в РПД на твердых топливах практически отсутствуют.

По существу, до настоящего времени в литературе имеется лишь небольшой, фрагментарный материал, недостаточный для обеспечения возможности построения удовлетворительных моделей.

2.3. ВОПРОСЫ УСТОЙЧИВОСТИ В РЕГУЛИРУЕМЫХ ГАЗОГЕНЕРАТОРАХ РПДТ

Одним из основных направлений совершенствования современных РПДТ является регулирование расхода твердого топлива, т.е. использование регулируемых газогенераторов. Из всех возможных схем регулируемых газогенераторов РПДТ наиболее кардинально проблему регулирования решает схема с плавным, обратимым регулированием расхода за счет изменения площади критического сечения газогенератора. Для того, чтобы обеспечить широкий диапазон регулирования по расходу (трех-, четырехкратный), в регулируемых газогенераторах должны применяться твердые топлива с высоким показателем степени в законе горения v ($v = 0,5 \div 0,6$). Это позволяет снизить диапазон изменения давления в камере сгорания газогенератора и, соответственно, уменьшить максимальное давление в газогенераторе (при фиксированном минимальном давлении). Однако, увеличение показателя степени n повышает склонность топлива к неустойчивому горению, так, при $v \geq 1$ вообще невозможен устойчивый рабочий процесс в газогенераторе.

Неустойчивость рабочего процесса в регулируемых газогенераторах проявляется в двух видах: возникновение автоколебаний давления на стационарном режиме работы и срыв горения топлива на переходных режимах при быстром уменьшении давления или «заглохание» газогенератора.

нератора. Автоколебания обычно возникают при работе газогенератора на низких давлениях, близких к минимальному уровню. Поэтому для топлив регулируемых газогенераторов очень важным параметром является давление дефлаграции — минимальное давление, при котором возможно устойчивое стационарное горение в газогенераторе.

На переходных режимах при быстром уменьшении давления в газогенераторе может происходить срыв горения топлива и «заглохание» газогенератора. Поэтому для указанных топлив важно также знать предельно допустимые скорости регулирования критического сечения газогенератора.

2.3.1. Нестационарное горение твердых топлив

Горение ТТ представляет собой, как известно, совокупность физико-химических процессов, начинающихся в твердой фазе и завершающихся на некотором расстоянии от поверхности заряда образованием равновесной смеси продуктов сгорания. При исследовании процессов горения ТТ широкое распространение получила одномерная модель горения, в которой вся область химических реакций делится на две части (в направлении оси x по нормали к поверхности топлива): реакции в конденсированной фазе и реакции в газовой фазе. Конденсированная и газовая фаза разделены между собой некой геометрической поверхностью, называемой поверхностью горения, которая перемещается в направлении оси x со скоростью u (скорость горения твердого топлива). Температура поверхности горения полагается равной T_s .

Указанная схема реакций в значительной степени идеализирована. В действительности, поверхность горения не является поверхностью в геометрическом смысле, а представляет собой переходную зону, хотя и малой, но конечной толщины, в которой вещество находится в некотором промежуточном состоянии. То, что называется температурой поверхности горения, является лишь средней температурой этой зоны. Для смесевых ТТ условность понятия температуры поверхности горения усугубляется значительным различием температур разложения горючего и окислителя. Да и сам одномерный подход к описанию процесса горения смесевого ТТ оказывается неправомерным, если характерный размер зерен компонентов смесевого топлива оказывается соизмеримым с толщинами зон реакций в конденсированной и газовой фазах.

Несмотря на значительную схематизацию, именно одномерный подход со скачкообразным переходом через поверхность горения от конденсированной к газовой фазе используется в большинстве математических моделей процесса горения ТТ, которые различаются между собой степенью детализации описания физико-химических процессов в конденсированной и газовой фазах.

В нашей стране решающий вклад в создание теории горения твердых ракетных топлив и, в первую очередь, теории нестационарного горения внесли: Я.Б. Зельдович [2.36, 2.37], О.И. Лейпунский [2.37–2.39], Б.В. Новожилов [2.40–2.43], П.Ф. Похил [2.44, 2.45], А.А. Зенин [2.46–2.50] и др. Имеется большое число публикаций зарубежных авторов (Ф. Кулик [2.51, 2.52], Саммерфильд [2.53], Ж. Тьен [2.53, 2.54], Ф. Вильямс [2.55, 2.56], и другие) в области исследования нестационарного горения твердых топлив.

При моделировании реакций в конденсированной фазе существует два основных подхода. В первом используется модель с сосредоточенными химическими реакциями на поверхности горения, при этом предполагается, что в прогревом слое конденсированной фазы отсутствуют химические реакции, и для описания процессов в этом слое достаточно нестационарного уравнения теплопроводности твердого тела. Этот подход используется в моделях Я.Б. Зельдовича [2.36] (модель с постоянной температурой поверхности горения T_s) и Б.В. Новожилова [2.41] (модель с переменной температурой поверхности горения T_s), а также в работах [2.51, 2.53, 2.55].

Более сложной является модель с распределенными химическими реакциями в прогревом слое конденсированной фазы [2.58, 2.59]. В этом случае при моделировании процессов в прогревом слое конденсированной фазы необходимо совместно решать нестационарное уравнение теплопроводности и уравнение химической кинетики разложения конденсированной фазы (уравнение термической деструкции).

При реализации второго подхода кинетическое уравнение разложения конденсированной фазы обычно записывается в форме Аррениуса

$$\frac{d\alpha}{dt} = KW(\alpha)e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (2.13)$$

где α — массовая доля газовой фазы; T — температура в некоторой точке прогреваемого слоя; E — энергия активации реакций газификации конденсированной фазы; R — газовая постоянная; K — предэкспоненциальный множитель; $W(\alpha)$ — функция, определяющая порядок реакции (определяется при аппроксимации экспериментальных данных).

Некоторые авторы для описания реакций в конденсированной фазе используют иные выражения. В частности, Саммерфильдом [2.53] был использован степенной закон.

При моделировании реакций в газовой фазе существует также два подхода. В первом авторы с различной степенью полноты пытаются учесть теплопроводность, диффузию и химическую кинетику реакций в газовой фазе [2.51–2.57]. Этот подход обычно используется при построении моделей стационарного горения ТТ (на практике все характеристики стационарного горения ТТ определяются эксперименталь-

но). В нестационарном случае достаточно полно учесть неравновесную кинетику продуктов сгорания современных ТТ, которые имеют сложную формулу, крайне трудно из-за отсутствия данных по константам скоростей соответствующих химических реакций.

Я.Б. Зельдовичем для описания нестационарного горения твердых топлив был предложен иной подход [2.36]. Он разработал феноменологическую теорию нестационарных режимов, в которой кинетика химических реакций и вся сложность физических процессов, протекающих в газовой фазе, учитываются введением в теорию сведений, полученных из опытов по стационарному горению. Им было показано, что при рассмотрении достаточно медленных нестационарных процессов нужно учитывать только тепловую инерционность конденсированной фазы. В этом приближении все сложные физико-химические процессы входят в теорию через известные из стационарных экспериментов зависимости скорости горения от давления и начальной температуры.

Я.Б. Зельдович использовал модель с сосредоточенными химическими реакциями на поверхности горения, в которой процессы в конденсированной фазе описываются нестационарным уравнением теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \rho u c \frac{\partial T}{\partial x}, \quad x > 0. \quad (2.14)$$

Здесь ρ , c , λ — плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности твердого топлива, соответственно; u — нестационарная скорость горения.

Для уравнения (2.14) естественным и очевидным является граничное условие

$$T = T_0, \quad \text{при } x = \infty, \quad (2.15)$$

где T_0 — исходная температура топлива.

В модели с постоянной температурой поверхности горения вторым граничным условием является

$$T = T_s, \quad \text{при } x = 0. \quad (2.16)$$

Для замыкания задачи необходимо еще одно граничное условие на поверхности горения, которое записывается в виде

$$u = u(p, f), \quad (2.17)$$

где p — давление, f — градиент температуры:

$$f = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}. \quad (2.18)$$

При построении условия (2.17) Я.Б. Зельдович использовал гипотезу о том, что вид зависимости (2.17) в стационарном и нестационарном

случаях остается одним и тем же. В стационарном случае зависимость (2.17) записывается как

$$u^0 = u(p, f^0). \quad (2.19)$$

Проинтегрировав стационарное уравнение (2.14) по x от 0 до ∞ , получим

$$\lambda f^0 = \rho c u^0 (T_0 - T_s^0). \quad (2.20)$$

Используя общепринятый вид закона стационарного горения ТТ

$$u^0 = V p^{v_T} [1 + k_t (T_0 - 293)], \quad (2.21)$$

где V , v_T , k_t — константы, определяемые из эксперимента, исключим из уравнений (2.20) и (2.21) температуру T_0 .

В результате получаем соотношение для стационарных параметров типа (2.19), которое в соответствии с гипотезой Я.Б. Зельдовича будет справедливо и для нестационарных параметров [соотношение (2.17)]. Система уравнений (2.14–2.17) при заданном законе изменения давления $p(t)$ позволяет рассчитать нестационарную скорость горения твердого топлива как функцию от времени $u(t)$.

Б.В. Новожиловым [2.41] была усовершенствована модель нестационарного горения, разработанная Я.Б. Зельдовичем. Он предложил модель нестационарного горения твердого топлива с переменной температурой поверхности горения T_s . В этой модели граничное условие (2.16) заменяется соотношением

$$T_s = T_s(p, f), \quad (2.22)$$

которое строится аналогично выражению (2.17). При этом предполагается, что стационарная температура поверхности горения твердого топлива T_s^0 является функцией давления и исходной температуры топлива:

$$T_s^0 = F(p, T_0), \quad (2.23)$$

а соотношение (2.22), как и соотношение (2.17), сохраняет свой вид как в стационарном, так и в нестационарном случаях. При разработке модели автор опирался на экспериментальные данные А.А. Зенина (табл. 2.8 и 2.9) для баллиститного топлива (пороха) Н [2.48].

Температура поверхности горения T_s играет важную роль при построении математических моделей горения твердого топлива, поскольку она входит в граничные условия, замыкающие задачу об определении нестационарной скорости горения твердого топлива. Впервые оценка температуры T_s была проведена по запасу тепла в конденсированной фазе З.И. Аристовой и О.И. Лейпунским [2.38], которые получили значения температуры поверхности горения, равные 573 К.

Таблица 2.8

При $T_0 = 20^\circ\text{C}$

р, МПа	0,1	0,5	1,0	3,0	5,0	7,5	10,0	12,5
T_s , К	493	513	573	643	673	698	718	723

Таблица 2.9

T_0 , $^\circ\text{C}$	-200	-150	-100	-50	0	50	100	140
при $p = 0,1$ МПа								
T_s , К	463		473		503	523	563	
при $p = 2,0$ МПа								
T_s , К		548	548	563	583	613	648	683

Примерно такое же значение (553–573 К) нашел по показаниям термопары, прижатой к поверхности топлива, горящего в вакууме (при $T_0 = 180\div 200^\circ\text{C}$), П.Ф. Похил [2.44]. Метод тонких термопар применительно к измерению температуры поверхности горения T_s усовершенствовал А.А. Зенин [2.46–2.50], результаты экспериментального исследования которого приведены в табл. 2.8 и 2.9.

В табл. 2.10 приведены результаты экспериментальных исследований температуры T_s для американского топлива NES 4016, полученные различными авторами [2.60].

Нужно отметить, что экспериментальные трудности измерения температуры T_s при тех больших градиентах, которые существуют в зоне горения твердого топлива, приводят к большим ошибкам опыта (измеренные значения температуры часто имеют порядок ошибки), поэтому имеется существенное расхождение в результатах работ, выполненных различными авторами. Так, в работе [2.61] делается вывод о том, что при атмосферном давлении температура поверхности горения топлива Н не зависит от начальной температуры T_0 . В работах же [2.48, 2.50] показано, что температура поверхности T_s топлива Н зависит как от начальной температуры, так и от давления.

Обобщая имеющиеся экспериментальные данные, можно сделать вывод, что температура поверхности горения твердого топлива T_s при

Таблица 2.10

Авторы	Бойс и Корнер	Даниэльс, Уилфонг и Пеннер	Райс и Джиннел	Кроуфорд и Парр
T_s , К	750	1273	700	700

изменении определяющих параметров в области их характерных значений (начальная температура топлива $T_0 = +50 \div -50$ °С, давление $p = 0,1 \div 15$ МПа) меняется в диапазоне $T_s = 500 \div 750$ К. При этом мы исключаем данные Даниэльса и др. ($T_s = 1273$ К, табл. 2.10), считая эту точку выпадающей. Этот вывод подтверждается более поздними экспериментальными данными А.А. Зенина [2.50] по измерению температур поверхности горения T_s четырех баллиститных топлив.

В связи с указанными трудностями измерения температуры поверхности горения твердого топлива T_s и отсутствием данных по T_s для современных смесевых ТТ, представляется сомнительной практическая ценность подхода, использованного Б.В. Новожиловым (модель с переменной температурой T_s) при исследовании устойчивости рабочего процесса в реальных двигателях и газогенераторах. Нет никаких оснований экстраполировать зависимость $T_s^0 = F(p, T_0)$, приведенную в табл. 2.8 и 2.9, для баллиститного топлива Н (которая и без того получена с большими погрешностями), на современные смесевые твердые топлива. Модель с переменной температурой поверхности горения имеет больше академическое значение; она развивает теорию Я.Б. Зельдовича и позволяет описать некоторые качественные эффекты, не учитываемые моделью с постоянной температурой T_s .

При построении своей модели нестационарного горения твердого топлива авторы данной книги применили идеи Я.Б. Зельдовича к модели с распределенными химическими реакциями в конденсированной фазе. В этом случае процессы в конденсированной фазе описываются двумя уравнениями: уравнением теплопроводности с источниковым членом

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho q \frac{d\alpha}{dt} \quad (2.24)$$

и уравнением термической деструкции твердого топлива (2.13).

В уравнении (2.24) параметром q обозначено тепловыделение реакции газификации конденсированной фазы.

В подвижной системе координат, связанной с поверхностью горения топлива, система уравнений (2.24, 2.13) в области $x \geq 0$ преобразуется с помощью подстановки

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial x}. \quad (2.25)$$

Естественным граничным условием для системы уравнений (2.24, 2.13), помимо условия (2.15), является условие

$$\alpha = 0 \text{ при } x = \infty, \quad (2.26)$$

где α — массовая доля газовой фазы.

Для замыкания задачи при определении нестационарной скорости горения u необходимы еще два граничных условия на поверхности горения (при $x = 0$).

Применяя гипотезу Я.Б. Зельдовича к нашей модели, можно записать, что функциональная связь между параметрами

$$u = u(p, Q_s, \alpha_s) \quad (2.27)$$

на поверхности горения сохраняет свой вид как в стационарном, так и в нестационарном случаях.

Здесь Q_s — тепловой поток на поверхности горения:

$$Q_s = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}. \quad (2.28)$$

Стационарную зависимость

$$u^0 = u(p, Q_s^0, \alpha_s^0) \quad (2.29)$$

можно получить, если проинтегрировать стационарное уравнение теплопроводности (2.24) по x от 0 до ∞ :

$$Q_s^0 = \rho u^0 \left[(c_s^0 T_s^0 - c_0 T_0) - q \alpha_s^0 - \int_{T_0}^{T_s^0} T^0 \frac{dc^0}{dT^0} dT^0 \right]. \quad (2.30)$$

Здесь и далее надстрочным индексом «0» будут обозначены соответствующие параметры в стационарном процессе. Кроме того, в описываемой модели полагается, что свойства c и λ зависят от температуры. Исключая из уравнений (2.30) и (2.21) начальную температуру топлива T_0 , получим искомую функциональную связь (2.29) или (2.27), которую можно использовать в качестве граничного условия на поверхности горения.

В качестве второго граничного условия при $x = 0$ можно использовать условие постоянства массовой доли газовой фазы на поверхности горения. Оно записывается в виде

$$\alpha_s = \alpha_s^0. \quad (2.31)$$

Стационарное значение α_s^0 выражается через стационарную температуру поверхности горения T_s^0 , в ходе решения стационарной системы уравнений (2.24, 2.13).

В работе [2.58] при построении модели нестационарного горения ТТ с распределенными химическими реакциями в качестве граничного условия для α на поверхности горения принималось равенство $\alpha_s = 1$, т.е. считалось, что массовая доля газовой фазы при переходе через поверхность горения сохраняет непрерывность (если в газовой фазе $\alpha = 1$, то и на поверхности горения должно выполняться это

равенство). Однако, при использовании этого граничного условия для одного из современных смесевых ТТ были получены нефизические (слишком высокие) значения стационарных температур на поверхности горения T_s^0 .

В предложенной модели нестационарного горения твердого топлива стационарная температура поверхности горения T_s^0 используется как свободный параметр, который, как следует из экспериментальных данных, может меняться в достаточно узком диапазоне (500–750 К). Стационарное значение α_s^0 в условии (2.31) определяется для заданной температуры T_s^0 в ходе решения стационарной системы уравнений (2.24, 2.13). Достоинством этой модели является то, что она, учитывая термохимические эффекты в конденсированной фазе, использует только штатные характеристики твердого топлива, которые указываются в паспорте современного ТТ.

При анализе устойчивости рабочего процесса газогенератора или двигателя на твердом топливе используется метод малых возмущений относительно некоторого стационарного состояния. В этом случае все переменные в уравнениях (2.24, 2.13) можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned} T &= T^0 + \delta T, \\ \alpha &= \alpha^0 + \delta \alpha, \\ u &= u^0 + \delta u, \\ p &= p^0 + \delta p. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Для стационарных условий система уравнений (2.24, 2.13) преобразуется к виду [2.59]

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T^0}{dx^2} + \left(\frac{\rho c u^0}{\lambda^0} + \frac{1}{\lambda^0} \frac{d\lambda^0}{dT^0} \frac{dT^0}{dx} \right) \frac{dT^0}{dx} &= - \frac{\rho q KW(\alpha^0)}{\lambda^0} \exp\left(-\frac{E}{RT^0}\right), \\ \frac{d\alpha^0}{dx} &= - \frac{KW(\alpha^0)}{u^0} \exp\left(-\frac{E}{RT^0}\right). \end{aligned} \quad (2.33)$$

Решая данную систему уравнений с учетом соответствующих граничных условий, а также выражения для стационарной скорости горения (2.21), найдем стационарное распределение температуры и массовой доли газовой фазы в твердом топливе.

Обозначим передаточные функции

$$\bar{T} = \frac{\delta T}{\delta u}, \quad \bar{\alpha} = \frac{\delta \alpha}{\delta u}, \quad (2.34)$$

и запишем систему уравнений (2.24, 2.13) в малых отклонениях,

проведя при этом преобразование Лапласа:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \bar{T}}{dx^2} + \left[\frac{\rho c^0}{\lambda^0} u^0 + \frac{2}{\lambda^0} \frac{d\lambda^0}{dT^0} \frac{dT^0}{dx} \right] \frac{d\bar{T}}{dx} + \frac{\rho}{\lambda^0} \left[u^0 \left(\frac{dc^0}{dT^0} - \frac{c^0}{\lambda^0} \frac{d\lambda^0}{dT^0} \right) \frac{dT^0}{dx} + \right. \\ \left. + qK \exp\left(-\frac{E}{RT^0}\right) W(\alpha^0) \left(\frac{E}{R(T^0)^2} - \frac{1}{\lambda^0} \frac{d\lambda^0}{dT^0} \right) - c^0 s \right] \bar{T} + \\ + \rho q K \exp\left(-\frac{E}{RT^0}\right) \frac{dW^0}{d\alpha^0} \bar{\alpha} = -\frac{\rho c^0}{\lambda^0} \frac{dT^0}{dx}; \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\alpha}}{dx} = \left[\frac{K}{u^0} \exp\left(-\frac{E}{RT^0}\right) \frac{dW^0}{d\alpha^0} - \frac{s}{u^0} \right] \bar{\alpha} + \\ + \frac{K}{u^0} \exp\left(-\frac{E}{RT^0}\right) W(\alpha^0) \frac{E}{R(T^0)^2} \bar{T} = -\frac{1}{u^0} \frac{d\alpha^0}{dx}. \end{aligned}$$

Здесь s — параметр преобразования Лапласа или комплексная частота

$$s = \Theta + i\omega, \quad (2.36)$$

где Θ — константа затухания; ω — круговая частота;

$$\omega = 2\pi\nu, \quad (2.37)$$

ν — частота колебаний в герцах (Гц).

Граничные условия для системы уравнений (2.35) при $x = \infty$ в соответствии с выражениями (2.15, 2.26) запишутся в виде

$$\bar{T} = 0, \quad \bar{\alpha} = 0. \quad (2.38)$$

На поверхности горения ($x = 0$) граничное условие (2.27) после преобразования выражений (2.30, 2.31) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \lambda^0 \frac{d\bar{T}}{dx} + \frac{d\lambda^0}{dT^0} \frac{dT^0}{dx} \bar{T} = \\ = -\frac{Q_s^0}{u^0} + \frac{\rho c(T_0)}{k_t} - \rho u^0 \left[c(T_s^0) \bar{T} - q\bar{\alpha} + \frac{c(T_0)\nu_T}{k_t \rho^0} \frac{1}{\left(\frac{\delta u}{\delta p}\right)} \right]. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Здесь ν_T и k_t — константы в законе стационарного горения твердого топлива (2.21).

Граничное условие (2.21) в данном случае преобразуется к виду

$$\bar{\alpha} = 0, \text{ при } x = 0. \quad (2.40)$$

В выражение (2.39) входит передаточная функция скорости горения $\delta u/\delta p$. При анализе устойчивости горения твердого топлива принято использовать безразмерную передаточную функцию \bar{u} (функцию отклика скорости горения):

$$\bar{u} = \frac{p^0}{u^0} \frac{\delta u}{\delta p} = \bar{u}_1 + i\bar{u}_2. \quad (2.41)$$

Решая систему уравнений (2.35) с граничными условиями (2.38–2.40), можно определить функцию отклика скорости горения твердого топлива (2.41) в зависимости от давления p , начальной температуры топлива T_0 , стационарной температуры поверхности горения T_s^0 , константы затухания Θ и частоты колебаний v .

В ходе численной реализации предложенной математической модели на ЭВМ расчет стационарных параметров в твердом топливе T^0 и α^0 осуществлялся путем решения системы уравнений (2.33) с соответствующими граничными условиями. При этом стационарная скорость горения u^0 вычислялась из выражения (2.21). Нелинейная система уравнений решалась методом последовательных приближений путем ее линеаризации на каждой итерации. Линеаризованная система уравнений решалась с помощью комбинации методов Гаусса (уравнение теплопроводности) и Рунге—Кутты четвертого порядка (уравнение термической деструкции). Система уравнений в малых возмущениях (2.35) с граничными условиями (2.38–2.40) является изначально линейной. Ее конечно-разностный аналог решался в действительных числах с помощью метода Гаусса.

Предварительные расчеты показали, что для получения приемлемой точности значений \bar{u}_1 и \bar{u}_2 функции отклика скорости горения необходимо очень мелко дробить расчетную область. Это связано с тем, что толщина зоны реакций в твердой фазе (т.е. в том слое, в котором величина α заметно отличается от нуля) существенно меньше толщины прогретого слоя твердого топлива. Для того, чтобы уменьшить число узлов расчетной области, задача решалась на неравномерной сетке со сгущением к поверхности горения. Был принят логарифмический закон сгущения узлов, который отображает расчетную область $(0-\infty)$ на область $(0-1)$:

$$x = \varphi(\xi) = \frac{\lambda^0}{\rho c^0 u^0} \ln(1 - \xi). \quad (2.42)$$

Системы уравнений (2.33) и (2.35) с необходимыми граничными условиями были преобразованы в соответствии с новой переменной ξ . Расчетная область по переменной ξ включала в себя 1000 узлов.

На рис. 2.38–2.40 приведены результаты расчетов функции отклика скорости горения одной из модельных модификаций смесового безметалльного газогенераторного топлива со следующими характеристиками:

- закон стационарного горения

$$u^0 = 3,729 \cdot 10^{-7} p^{0,6633} [1 + 0,002(T_0 - 293)],$$

u^0 — в м/с, p — в Па;

- уравнение термической деструкции

$$\frac{d\alpha}{dt} = 1,751 \cdot 10^{10} (1 - \alpha)(0,005 + \alpha) \exp\left(-\frac{15943}{T}\right);$$

- плотность топлива $\rho = 1600$ кг/м³;
- значения удельной теплоемкости и коэффициента теплопроводности для разных температур см. в табл. 2.11.
- тепловыделение реакций газификации конденсированной фазы $q = 870\,900$ Дж/кг.

Расчеты проводились в диапазоне частот $\nu = 0 \div 400$ Гц при нулевом значении константы затухания ($\Theta = 0$). Передаточные функции, рассчитанные при $\Theta = 0$, обычно называют частотными характеристиками. В нашем случае частотные характеристики ТТ рассчитывались для двух значений давления 0,5 и 5 МПа, двух значений стационарной температуры поверхности горения 600 и 700 К и двух значений начальной температуры топлива 293 и 223 К.

Таблица 2.11

T, °C	5	20	35
C, Дж/(кг·К)	1717	1691	1717
λ , Вт/(м·К)	0,5059	0,4826	0,4652

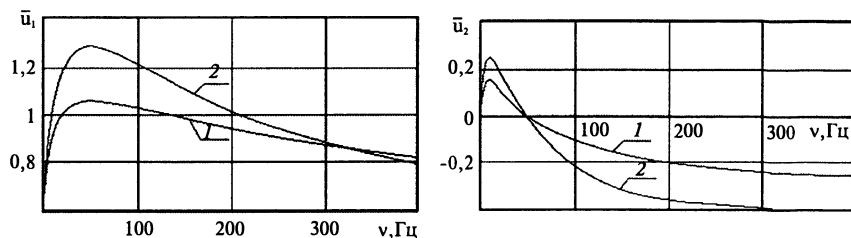


Рис. 2.38. Зависимости действительной и мнимой частей функции отклика скорости горения твердого топлива от частоты ($T_0 = 293$ К, $p = 0,5$ МПа):

1 — $T_s^0 = 600$ К; 2 — $T_s^0 = 700$ К

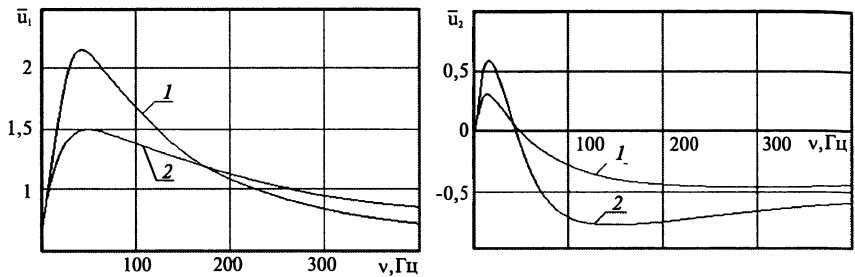


Рис. 2.39. Зависимости действительной и мнимой частей функции отклика скорости горения твердого топлива от частоты ($T_0 = 223$ К, $p = 0,5$ МПа):

1 – $T_s^0 = 600$ К; 2 – $T_s^0 = 700$ К

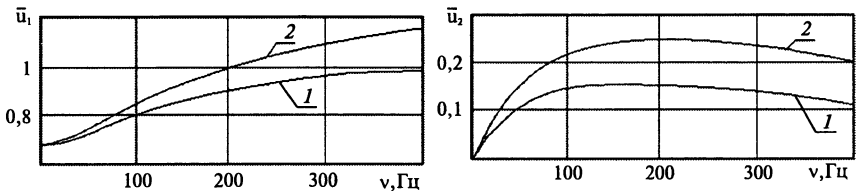


Рис. 2.40. Зависимости действительной и мнимой частей функции отклика скорости горения твердого топлива от частоты ($T_0 = 293$ К, $p = 5$ МПа):

1 – $T_s^0 = 600$ К; 2 – $T_s^0 = 700$ К

Как будет показано ниже, необходимым условием потери устойчивости рабочего процесса и в газогенераторе, и в двигателе является выполнение неравенства

$$\bar{u}_1 > 1, \quad (2.43)$$

т.е. действительная часть функции отклика скорости горения должна быть больше 1.

Из закона стационарного горения ТТ (2.21) следует, что при нулевой частоте ($\nu = 0$) действительная часть \bar{u}_1 равна показателю степени в законе горения ν_T :

$$\bar{u}_1 = \nu_T. \quad (2.44)$$

Как видно из рис. 2.38–2.40, общий характер поведения \bar{u}_1 с ростом частоты, вне зависимости от величины определяющих параметров p , T_s^0 , T_0 , таков: сначала \bar{u}_1 возрастает от значения ν_T , достигая максимума при некотором значении частоты, а затем она начинает убывать. Определяющие же параметры задают как величину максимума \bar{u}_1 , так и частоту, при которой максимум реализуется.

Из рис. 2.38 и 2.39 видно: максимальное значение \bar{u}_1 возрастает с ростом T_s^0 и с уменьшением T_0 , при этом положение максимума на оси частот практически не меняется. С другой стороны, величина давления p определяет в основном положение максимума, с ростом давления максимум \bar{u}_1 сдвигается в область больших частот (см. рис. 2.40). Очевидно, что если максимум действительной части частотной функции твердого топлива \bar{u}_1 меньше единицы, то ни его величина, ни его положение на оси частот несущественны с точки зрения устойчивости рабочего процесса. Для анализа устойчивости представляют интерес частотные характеристики с $\bar{u}_{1 \max} > 1$.

Анализ результатов расчета частотных характеристик ТТ, представленных на рис. 2.38–2.40, позволяет сделать важный вывод: низкочастотная неустойчивость (при уровне частот в единицы — десятки Гц) возможна только при низких давлениях ($p < 1$ МПа). Условия для возникновения высокочастотной, акустической неустойчивости (частота порядка сотен Гц) реализуются только при высоких давлениях. Работа при низких давлениях характерна только для регулируемых твердотопливных газогенераторов. Основные рабочие режимы РДТТ и нерегулируемых твердотопливных газогенераторов лежат в области высоких давлений.

При вычислении функции отклика скорости горения \bar{u} (2.41) рассматривался отклик скорости горения на малые синусоидальные колебания давления. Допущение о малости колебаний позволили линеаризовать систему уравнений (2.24, 2.13, 2.30), описывающую поведение нестационарной скорости горения u при заданном законе изменения давления по времени $p = p(t)$. Рассмотрим эту систему уравнений в нелинейной постановке. Нелинейная система уравнений с соответствующими граничными условиями решалась путем линеаризации уравнений с последующим включением их в итерационный цикл [2.62]. Метод решения по координате x представлял собой комбинацию методов Гаусса (уравнение теплопроводности) и Рунге—Кутты (уравнение термической деструкции). При движении по времени использовался метод Эйлера. Для определения нестационарной скорости горения на каждом шаге по времени решалось нелинейное уравнение [граничное условие (2.31)]. Задача решалась на неравномерной сетке, которая сгущалась к поверхности горения по закону (2.42).

На рис. 2.41 приведены результаты расчета нестационарной скорости горения рассмотренного выше топлива при синусоидальных колебаниях давления относительно некоторого стационарного состояния

$$p = p^0 [1 + \varepsilon \sin(2\pi vt)], \quad (2.45)$$

где ε — безразмерная амплитуда колебаний.

Расчет проводился при следующих значениях определяющих параметров: $p^0 = 0,5$ МПа, $T_s^0 = 700$ К, $T_0 = 293$ К, $\varepsilon = 0,1$, $v = 50$ Гц.

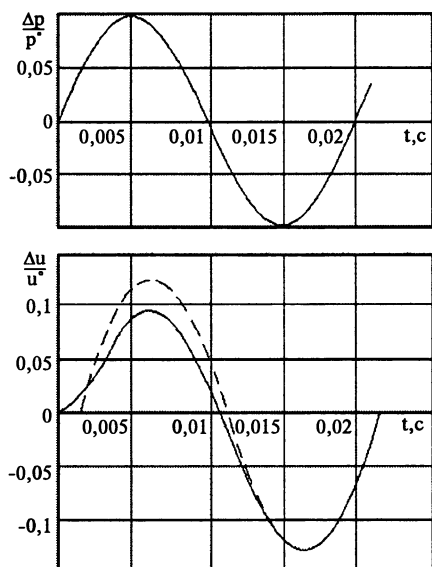
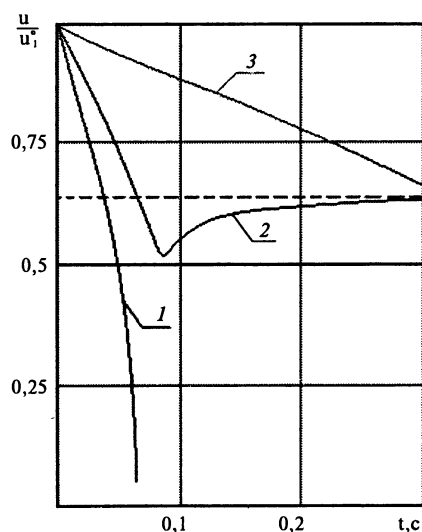


Рис. 2.41. Отклик скорости горения твердого топлива на синусоидальное изменение давления ($v = 50 \text{ Гц}$):

сплошная линия — нелинейный отклик;
штриховая — линейный отклик



На этот же график нанесены результаты расчета функции отклика скорости горения (линеаризованная задача).

Видно, что если на первой полуволне колебаний линейный и нелинейный отклики скорости горения заметно отличаются, то на второй полуволне они практически сливаются.

На рис. 2.42 приведены результаты расчета нестационарной скорости горения при линейном падении давления от одного стационарного значения к другому

$$p = p_1^0 + (p_2^0 - p_1^0) \frac{t}{\Delta t}, \quad (2.46)$$

где p_1^0 и p_2^0 — исходное и конечное стационарные давления; Δt — время спада давления.

Спад давления осуществлялся от 1,0 до 0,5 МПа при температурах топлива $T_s^0 = 700 \text{ К}$ и $T_0 = 293 \text{ К}$. Рассматривались три значения времени: $\Delta t = 0,05 \text{ с}$; $0,08 \text{ с}$ и $0,35 \text{ с}$.

Зависимости нестационарной скорости горения по времени приведены в безразмер-

Рис. 2.42. Нестационарная скорость горения твердого топлива при линейном падении давления от 1 МПа до 0,5 МПа ($T_0 = 293 \text{ К}$, $T_s^0 = 700 \text{ К}$):

1 — $\Delta t = 0,05 \text{ с}$; 2 — $\Delta t = 0,08 \text{ с}$;
3 — $\Delta t = 0,35 \text{ с}$; штриховая линия — стационарная скорость горения при $p = 0,5 \text{ МПа}$

ном виде (отнесены к исходной стационарной скорости u_1^0). На этот же график пунктиром нанесен уровень конечной стационарной скорости. Кривая 2 соответствует устойчивому переходу скорости горения на новый стационарный режим. После того, как нестационарная скорость горения при уменьшении давления, в силу инерционности процессов горения твердого топлива, опускается ниже уровня конечной стационарной скорости, она все же, достигнув минимума, возрастает и асимптотически стремится к стационарному значению u_2^0 . Кривая 1 соответствует случаю погасания топлива при спаде давления (потеря устойчивости). В этом случае инерционный запас падения нестационарной скорости горения таков, что она, и после прекращения уменьшения давления, продолжает убывать до нуля. Таким образом, в данном случае между временами спада давления 0,05 и 0,08 с лежит граница гашения твердого топлива при спаде давления. Кривая 3 соответствует медленному спаду давления (квазистационарный случай). В этом случае нестационарную скорость горения можно вычислять по стационарному закону (2.21).

На рис. 2.43 приведены границы гашения горения твердого топлива при линейном уменьшении давления. Границы построены в координатах: относительная скорость спада давления N — конечный уровень стационарного давления p_2^0 . Здесь $N = -\frac{1}{p_2^0} \frac{dp}{dt}$.

Рассмотрены две границы гашения: 2 — соответствует случаю спада давления от $p_1^0 = 1$ МПа и 3 — соответствует спаду давления от $p_1^0 = 5$ МПа. Видно, что при давлениях $p_2^0 = 0,3 \div 0,6$ МПа в первом случае и при давлениях $p_2^0 = 0,7 \div 1,5$ МПа во втором случае границы гашения укладываются на одну кривую (автомодельная граница 1).

Из анализа результатов, приведенных на рис. 2.43, следует важный вывод: для того, чтобы уменьшить время переходного процесса в регулируемом газогенераторе при глубоком спаде давления в область малых значений (например, от 5 до 0,5 МПа), необходимо ввести промежуточный стационарный режим, т. е. сначала осуществить переход от 5 до (к примеру) 1 МПа, а затем до 0,5 МПа.

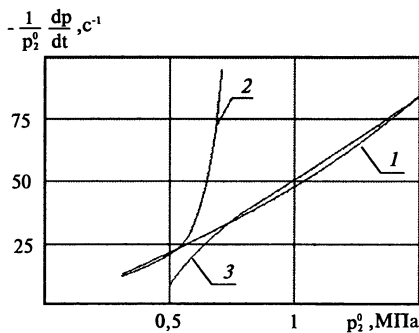


Рис. 2.43. Границы гашения твердого топлива при линейном падении давления от p_1^0 до p_2^0 ($T_0 = 293$ К, $T_s^0 = 700$ К): 1 — автоматодельная граница; 2 — $p_1^0 = 1$ МПа; 3 — $p_1^0 = 5$ МПа

2.3.2. Устойчивость рабочего процесса в регулируемых газогенераторах

Как показано в п. 2.3.1, низкочастотная неустойчивость на стационарных режимах (в диапазоне частот $\nu = 1 \div 20$ Гц) при горении твердых топлив может возникать только при низких давлениях, не превышающих 1 МПа. Поэтому вопросы низкочастотной неустойчивости рабочего процесса актуальны именно для регулируемых газогенераторов на твердом топливе, которые могут работать при давлениях, изменяющихся в диапазоне от 0,5 до 15 МПа. Кроме того, при переходе с режима максимального давления на режим минимального давления в газогенераторе возможен срыв горения топлива, т.е. возможно проявление неустойчивости на переходном режиме.

Схема регулируемого газогенератора РПДТ с плавным, обратимым регулированием расхода приведена на рис. 2.44.

Рассмотрим сначала устойчивость газогенератора на стационарном режиме. Рассматриваются низкочастотные колебания давления в объеме V_k камеры сгорания газогенератора. Предполагается, что длина волны этих колебаний много больше характерного размера камеры газогенератора D :

$$\nu \ll \frac{a}{2D},$$

где a — скорость звука в продуктах сгорания.

В этом случае давление p_k и температуру T_k в камере сгорания газогенератора можно считать постоянными по всему объему.

Запишем уравнения баланса массы и энергии для камеры сгорания газогенератора [2.62]

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= G_{np} - G_p, \\ \frac{d(ME)}{dt} &= G_{np}\eta I_T - G_p I. \end{aligned} \quad (2.47)$$

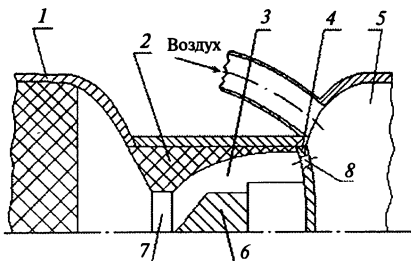


Рис. 2.44. Схема газогенератора РПДТ с плавным регулированием расхода:

1 — корпус газогенератора; 2 — передняя диафрагма; 3 — промежуточная полость; 4 — сопловая головка; 5 — камера сгорания; 6 — регулирующий орган; 7 — отверстие в передней диафрагме; 8 — отверстия в сопловой головке

Здесь:

M — масса продуктов сгорания в камере газогенератора;

$$M = \frac{p_k}{RT_k} V_k; \quad (2.48)$$

$G_{\text{пр}}$ — приход продуктов сгорания от горения твердого топлива;

$$G_{\text{пр}} = \rho_T u_T S_3; \quad (2.49)$$

G_p — расход продуктов сгорания через сопло;

$$G_p = \frac{\varphi_{\text{Г}} m_{\text{рк}} F_{\text{кр}}}{\sqrt{RT_k}}; \quad (2.50)$$

E, I — внутренняя энергия и энтальпия продуктов сгорания;

$$E = \frac{RT_k}{k-1}; \quad I = \frac{kRT_k}{k-1}; \quad (2.51)$$

I_T — энтальпия твердого топлива;

$$I_T = \frac{kRT_{\text{T,Г}}}{k-1}; \quad (2.52)$$

η — коэффициент тепловых потерь, который учитывает как неполноту сгорания твердого топлива, так и потери тепла в стенки газогенератора.

В выражении (2.49) ρ_T, u_T — плотность и скорость горения твердого топлива, S_3 — поверхность горения заряда.

В выражении (2.50) $F_{\text{кр}}$ — площадь критического сечения сопловых отверстий газогенератора, $\varphi_{\text{Г}}$ — коэффициент расхода сопловых отверстий, R — газовая постоянная,

$$m = \sqrt{n_{\text{кр}}} \left[\frac{2}{(n_{\text{кр}} + 1)} \right]^{2(n_{\text{кр}} - 1)}, \quad (2.53)$$

$n_{\text{кр}}$ — коэффициент изэнтропии при расширении до критического сечения.

В выражениях (2.51, 2.52) k — коэффициент адиабаты, $T_{\text{T,Г}}$ — температура горения твердого топлива.

В стационарном случае все меняющиеся в динамических условиях параметры будем обозначать надстрочным индексом «0»: $p_k^0, T_k^0, u_T^0, F_{\text{кр}}^0, M^0, G_{\text{кр}}^0, G_p^0$.

Система уравнений (2.47) в этом случае приводится к виду

$$F_{\text{кр}}^0 = \frac{\rho_T u_T^0 S_3 \sqrt{RT_k^0}}{\varphi_{\text{Г}} m_{\text{рк}}^0}; \quad T_k^0 = \eta T_{\text{T,Г}}. \quad (2.54)$$

Нестационарные уравнения газогенератора (2.47) в линеаризованном виде записываются следующим образом [2.64]:

$$\begin{aligned} a\bar{p}_k + b\bar{T}_k &= 1; \\ c\dot{\bar{p}}_k + d\dot{\bar{T}}_k &= 1, \end{aligned} \quad (2.55)$$

где \bar{p}_k, \bar{T}_k — передаточные функции;

$$\bar{p}_k = \frac{\delta p_k}{\delta F_{кр}}, \quad \bar{T}_k = \frac{\delta T_k}{\delta F_{кр}}, \quad (2.56)$$

коэффициенты a, b, c, d определяются из выражений

$$\begin{aligned} a &= \frac{F_{кр}^0}{p_k^0} (\bar{u}_\tau - 1 - t_{пр} s), & b &= \frac{F_{кр}^0}{T_k^0} \left(\frac{1}{2} + t_{пр} s \right), \\ c &= \frac{F_{кр}^0}{p_k^0} \left(\bar{u}_\tau - 1 - \frac{t_{пр} s}{k} \right), & d &= -\frac{1}{2} \frac{F_{кр}^0}{T_k^0}. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Здесь:

\bar{u}_τ — функция отклика скорости горения твердого топлива (2.41);

s — комплексная частота (2.36);

$t_{пр}$ — время пребывания продуктов сгорания в камере газогенератора;

$$t_{пр} = \frac{M^0}{G_p^0},$$

или, учитывая, что $G_p^0 = G_{пр}^0$,

$$t_{пр} = \frac{p_k^0}{\rho_\tau u_\tau^0 R T_k^0} \frac{1}{S_3/V_k}. \quad (2.58)$$

Из системы уравнений (2.55) находим передаточную функцию газогенератора

$$\bar{p}_k = \frac{d - b}{ad - bc}. \quad (2.59)$$

Собственные значения комплексной частоты газогенератора определяются из уравнения

$$ad - bc = 0,$$

или

$$t_{пр}^2 s^2 - \left[k(\bar{u}_\tau - 1) - \frac{1}{2}(k+1) \right] t_{пр} s - k(\bar{u}_\tau - 1) = 0. \quad (2.60)$$

На границе устойчивости газогенератора константа затухания $\Theta = 0$. Преобразуя уравнение (2.60) с учетом этого условия, получим выражения для частотных характеристик твердого топлива на границе

устойчивости газогенератора

$$\bar{u}_1 = 1 + \frac{1}{2} \frac{k-1}{k} \frac{t_{np}^2 \omega^2}{1 + t_{np}^2 \omega^2};$$

$$\bar{u}_2 = \frac{t_{np} \omega}{k} \frac{\frac{1}{2}(k+1) + t_{np}^2 \omega^2}{1 + t_{np}^2 \omega^2}.$$
(2.61)

При нулевом значении частоты условия (2.61) приводятся к виду

$$v_T = 1, \quad (2.62)$$

где v_T — показатель степени в законе стационарного горения твердого топлива (2.21).

Это же условие можно получить, сопоставляя приходную и расходную характеристики как функции давления [2.63] (рис. 2.45, а). Малые отклонения от стационарного давления будут гаситься при выполнении условия

$$\frac{dG_{np}^0}{dp_k^0} < \frac{dG_p^0}{dp_k^0}, \quad (2.63)$$

или будут развиваться в противоположном случае. Вычисляя производные в выражении (2.63) на границе устойчивости стационарного режима газогенератора, приходим к условию (2.62). Это согласуется с известным фактом: твердое топливо с показателем степени в законе стационарного горения $v_T > 1$ не может гореть устойчиво в газогенераторе. Однако этот вывод относится только к нерегулируемому газогенератору, где связь между G_p^0 и p_k^0 линейна. В регулируемом твердотопливном газогенераторе, где площадь критического сечения через обратную связь зависит от давления, зависимость G_p^0 от p_k^0 может отличаться от линейной (рис. 2.45, б). В таком газогенераторе топливо с $v_T > 1$ может гореть устойчиво.

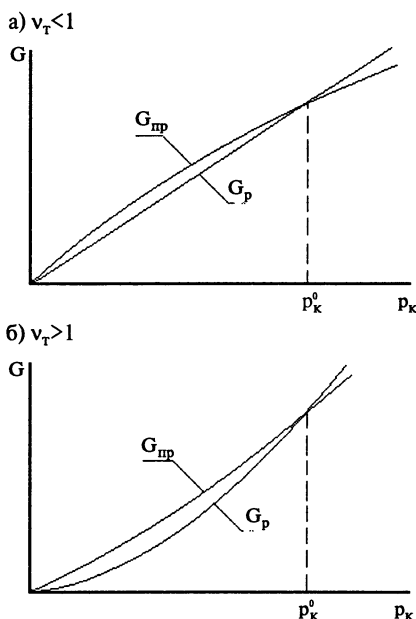


Рис. 2.45. К вопросу о статической устойчивости газогенератора

Обозначим через $W_{c,y}$ передаточную функцию системы управления газогенератора

$$W_{c,y} = \frac{\delta F_{кр}}{\delta p_k}.$$

Передаточная функция газогенератора

$$W_{гг} = \bar{p}_k,$$

где \bar{p}_k определяется из выражений (2.56, 2.57).

Для замкнутой системы с отрицательной обратной связью выполняется соотношение

$$W_{гг} W_{c,y} = 1. \quad (2.64)$$

Преобразуя соотношение (2.64), получим уравнение для определения собственных значений комплексной частоты для газогенератора в составе системы управления:

$$t_{пп}^2 s^2 - \left[k(\bar{u}_T - 1 - \bar{W}_{c,y}) - \frac{1}{2}(k+1) \right] t_{пп} s - k(\bar{u}_T - 1 - \bar{W}_{c,y}) = 0, \quad (2.65)$$

где $\bar{W}_{c,y}$ — безразмерная передаточная функция системы управления газогенератора;

$$\bar{W}_{c,y} = \frac{p_k^0}{F_{кр}^0} \frac{\delta F_{кр}}{\delta p_k}. \quad (2.66)$$

Уравнение (2.65) сводится к уравнению (2.60), если ввести некую эффективную функцию отклика скорости горения

$$\bar{u}_{T,эф} = \bar{u}_T - \bar{W}_{c,y}. \quad (2.67)$$

Условие (2.62) на границе устойчивости в этом случае перейдет в условие

$$v_T = 1 + \operatorname{Re}(\bar{W}_{c,y}). \quad (2.68)$$

Таким образом, для устойчивого горения твердого топлива с $v_T > 1$ в регулируемом газогенераторе необходимо, чтобы действительная часть передаточной функции системы управления (2.66) была положительной.

Все, что изложено выше, касается так называемой статической устойчивости газогенератора, однако выполнение условий для статической устойчивости совсем не гарантирует, что система устойчива динамически.

На рис. 2.46 и 2.47 приведены результаты расчета собственных значений частоты ν и константы затухания Θ для нерегулируемого (автономного) газогенератора, исходя из уравнения (2.60). В расчет

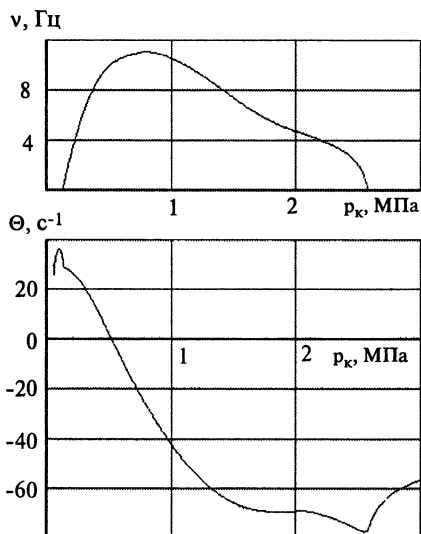


Рис. 2.46. Зависимости собственной частоты ν и константы затухания Θ газогенератора от давления:

$$T_0 = 293 \text{ K}; T_s^0 = 700 \text{ K}; (S_3/V_k) = 40 \text{ м}^{-1}$$

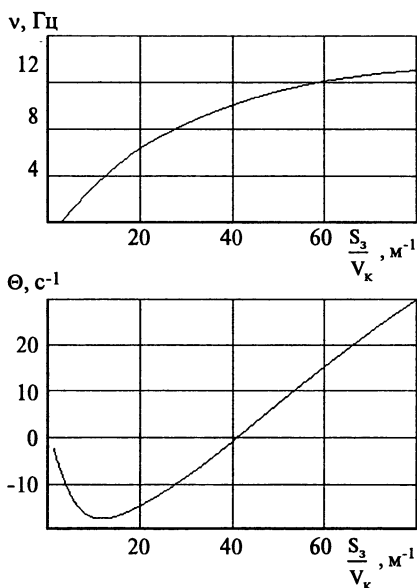


Рис. 2.47. Зависимости собственной частоты ν и константы затухания Θ газогенератора от давления:

$$T_0 = 293 \text{ K}; T_s^0 = 700 \text{ K}; p_k = 0,5 \text{ МПа}$$

закладывались характеристики твердого топлива, которое рассматривалось в п. 2.3.1. Кроме уже приведенных характеристик топлива, задавались следующие значения параметров:

$$R = 368,4 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}); k = 1,258; n_{кр} = 1,264; T_{тг} = 2159 \text{ К}; \eta = 1.$$

На рис. 2.46 приведены зависимости ν и Θ от давления при заданном значении комплекса $(S_3/V_k) = 40 \text{ м}^{-1}$. Анализируя эти кривые, можно выделить на оси p_k четыре характерные области:

- 1 — $\nu < 0$, $\Theta > 0$;
- 2 — $\nu > 0$, $\Theta > 0$;
- 3 — $\nu > 0$, $\Theta < 0$;
- 4 — $\nu < 0$, $\Theta < 0$.

Первая и вторая области — зона неустойчивых режимов ($\Theta > 0$), но если в первой области реализуется аperiodическая неустойчивость, то во второй области — колебательная. Третья и четвертая области — зона устойчивых режимов ($\Theta < 0$), при этом в третьей области реализуется колебательный закон затухания малых возмущений, а в четвертой —

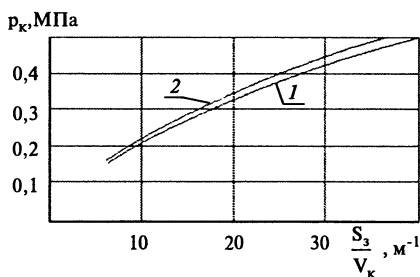


Рис. 2.48. Границы устойчивой работы газогенератора ($T_0 = 293 \text{ K}$; $T_s^0 = 700 \text{ K}$): 1 — автономный газогенератор; 2 — газогенератор в системе управления

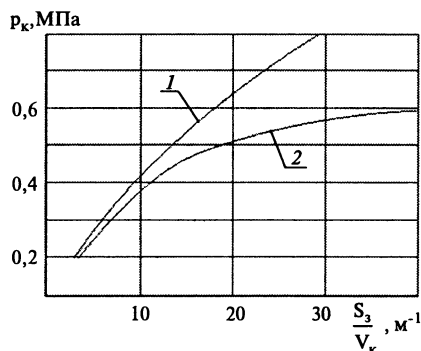


Рис. 2.49. Границы устойчивой работы газогенератора ($T_0 = 223 \text{ K}$; $T_s^0 = 700 \text{ K}$): 1 — автономный газогенератор; 2 — газогенератор в системе управления

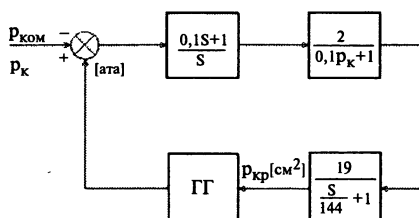


Рис. 2.50. Структурная схема системы управления газогенератора (ГГ)

апериодический. Граница устойчивости в данном случае соответствует давлению $p_k = 0,5 \text{ МПа}$ и частоте $\nu = 10 \text{ Гц}$, при этом с увеличением давления устойчивость работы газогенератора повышается.

Аналогичные зависимости приведены на рис. 2.47, однако здесь в расчетах фиксировалось давление ($p_k = 0,5 \text{ МПа}$) и изменялся комплекс (S_3/V_k) . Здесь, так же, как и в предыдущем случае, можно выделить четыре характерные области, при этом с ростом комплекса (S_3/V_k) запас устойчивости газогенератора уменьшается. Границы устойчивой работы газогенератора при различных внешних условиях (температура топлива) в координатах $p_k - (S_3/V_k)$ приведены на рис. 2.48, 2.49.

Здесь область устойчивой работы газогенератора лежит над кривыми. Видно, что уменьшение температуры топлива от $+20$ до $-50 \text{ }^\circ\text{C}$ значительно сужает область устойчивой работы газогенератора. С другой стороны, использование газогенератора в составе системы управления (кривые 2) может при определенных условиях заметно расширить эту область. При расчете границ устойчивости газогенератора в системе управления передаточная функция системы управления (2.66) вычислялась в соответствии со структурной схемой, приведенной на рис. 2.50.

Рассмотрим теперь неустойчивость регулируемых газогене-

раторов на переходных режимах. Этот вид неустойчивости реализуется в виде «заглохания» газогенератора (прекращения горения топлива) при быстром сбросе давления и переходе с более высокого уровня стационарного давления на меньший уровень. Сброс давления осуществляется за счет увеличения площади критического сечения газогенератора $F_{кр}$. В данном случае рассматривался линейный закон изменения $F_{кр}$:

$$F_{кр} = F_{кр1} + (F_{кр2} - F_{кр1}) \frac{t}{\Delta t}, \quad (2.69)$$

где $F_{кр1}$, $F_{кр2}$ — начальная и конечная площади критического сечения газогенератора; Δt — время перемещения регулятора.

Переходные процессы рассчитывались путем совместного решения нелинейных уравнений, описывающих изменение нестационарной скорости горения твердого топлива (2.13), (2.24) и нелинейных уравнений газогенератора (2.47). Задача решалась методом Эйлера [2.62].

На рис. 2.51 приведены границы гашения газогенератора, рассчитанные при сбросе давления с 1,0 до 0,5 МПа при температуре топлива $T_0 = 20^\circ\text{C}$. Рассматривались два значения стационарной температуры поверхности горения твердого топлива $T_s^0 = 600$ и $T_s^0 = 700$ К. Границы построены в координатах $\Delta t - (S_3/V_k)$. Область устойчивых переходных режимов лежит слева и сверху относительно кривых. Видно, что увеличение температуры T_s^0 от 600 до 700 К заметно сужает область устойчивых

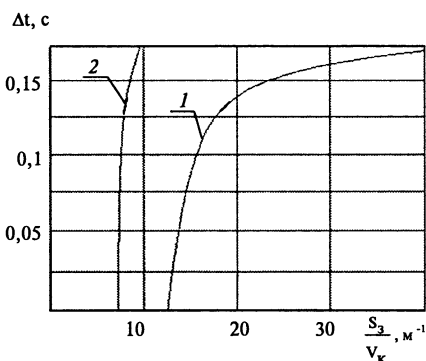


Рис. 2.51. Границы гашения газогенератора при сбросе давления с 1 МПа до 0,5 МПа ($T_0 = 293$ К):

1 — $T_s^0 = 600$ К; 2 — $T_s^0 = 700$ К

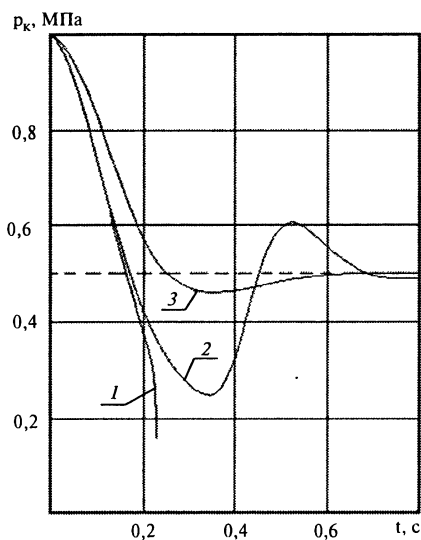


Рис. 2.52. Переходные режимы газогенератора ($T_0 = 293$ К, $T_s^0 = 700$ К; $\Delta t = 0,17$ с):

1 — $S_3/V_k = 10$ м⁻¹; 2 — $S_3/V_k = 9$ м⁻¹; 3 — $S_3/V_k = 5$ м⁻¹

переходных режимов. В области малых значений (S_3/V_K) границы гашения становятся почти вертикальными, т.е. время перемещения регулятора влияет на устойчивость переходных режимов очень слабо. В этой области время перемещения регулятора Δt существенно меньше времени пребывания продуктов сгорания в камере газогенератора $t_{пр}$ (2.58), поэтому переходный процесс определяется в основном временем пребывания $t_{пр}$.

На рис. 2.52 приведены переходные режимы газогенератора, соответствующие границе гашения 2 на рис. 2.51. Рассмотрены три случая с разными значениями комплекса $(S_3/V_K) = 10; 9$ и 5 м^{-1} при постоянном времени перемещения регулятора $\Delta t = 0,17 \text{ с}$. Первый случай соответствует неустойчивому переходному процессу. Кривая 1 после спада с примерно постоянной скоростью при давлении $0,3 \text{ МПа}$ испытывает перегиб и резко уходит вниз к $p_K = 0$. Кривые 2 и 3 соответствуют устойчивому переходу на новый уровень стационарного давления $p_K^0 = 0,5 \text{ МПа}$, при этом в одном случае реализуется колебательный переходный процесс (кривая 2), а в другом — аperiодический (кривая 3).

2.3.3. Экспериментальное исследование устойчивости модельного газогенератора

В работе [2.62] приведены результаты комплексного экспериментального исследования устойчивости модельного газогенератора с использованием одной из модификаций безметалльного газогенераторного топлива. Методология проведения этих экспериментов может быть использована при разработке регулируемых газогенераторов РПДТ, а результаты экспериментов — для проверки математических моделей устойчивости рабочего процесса в регулируемых газогенераторах.

Рассмотрим схему экспериментальной установки для исследования устойчивости модельного газогенератора (рис. 2.53). Толстостенная камера сгорания 2 с внутренним диаметром 125 мм располагалась

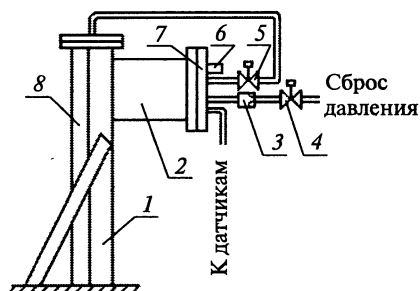


Рис. 2.53. Схема экспериментальной установки:

1 — силовой швеллер; 2 — камера сгорания; 3 — сменная дроссельная шайба; 4 — отсечной кран на магистрали сброса давления; 5 — отсечной кран на магистрали подачи воды; 6 — предохранительный клапан; 7 — крышка; 8 — баллон с водой

Таблица 2.12

R, Дж/(кг K)	T _{гр} , K	k	ρ, кг/м ³	c, Дж/(кг K)	λ, Вт/(м K)
388	2041	1,25	1600	1700	0,4026

горизонтально и крепилась к силовому швеллеру 1. В крышке камеры 7 устанавливались сменные сопловой вкладыш и дроссельная шайба 3 для сброса давления, а также имелись штуцера для замера давления и для подачи воды в камеру. Кроме того, на крышке был предусмотрен предохранительный клапан 6 с разрывной мембраной, рассчитанной на давление 20,0 МПа. На магистралях подачи воды и сброса давления были установлены отсечные краны 5 и 4, которые срабатывали с включением соответствующих электропневмоклапанов.

Внутренняя поверхность камеры 2, за исключением сопла, теплоизолирована. Цилиндрическая часть камеры теплоизолировалась текстолитовыми кольцами, которые, кроме того, фиксировали топливный заряд в камере. Для получения потребного времени пребывания, свободный объем камеры можно было изменять с помощью постановки сменных цилиндрических проставок.

Исследовались характеристики устойчивости горения топлива, основные параметры которого приведены в табл. 2.12.

Были проведены три серии экспериментов:

- по определению точной зависимости стационарной скорости горения от давления;
- по определению предела устойчивости горения (устойчивость газогенератора на стационарном режиме);
- по определению границы гашения при сбросе давления.

В каждой серии экспериментов использовались топливные заряды определенного типа (рис. 2.54).

Эксперименты по точному определению закона стационарного горения топлива проводились на зарядах с горением по одному торцу (см. рис. 2.54, а), имеющих в районе незабронированного торца небольшой буртик. Скорость горения топлива определялась в результате экспериментов по формуле

$$u_{\tau} = \frac{L_3}{\tau_{\tau}},$$

где L_3 — контрольная длина заряда (за вычетом буртика); τ_{τ} — время выгорания заряда.

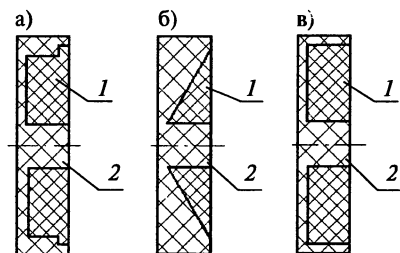


Рис. 2.54. Топливные заряды:

1 — твердое топливо; 2 — бронировка

Время выгорания заряда определялось по осциллограмме давления в камере от момента выхода газогенератора на режим (момент достижения поверхностью горения начала контрольной длины) до начала спада давления после выгорания заряда. Среднее давление, соответствующее данной скорости горения, определялось графическим интегрированием индикаторной диаграммы на контрольной длине заряда.

В ходе этой серии экспериментов давление в камере сгорания газогенератора менялось как с помощью постановки различных сменных сопловых вкладышей, так и изменением поверхности горения топлива (изменение диаметра заряда на контрольной длине). Начальный свободный объем был выбран максимальным ($V_k = 1000 \text{ см}^3$) с целью обеспечения наиболее благоприятных условий для воспламенения и горения.

Необходимо отметить, что несколько первых испытаний были проведены на обычных торцевых зарядах (без буртика). Однако в ходе расшифровки осциллограмм выявились недостатки применения зарядов такой формы в данном случае. Во-первых, невозможно было точно определить момент начала горения заряда и при определении среднего давления отделить давление, создаваемое продуктами сгорания воспламенителя, от давления продуктов сгорания топлива. Во-вторых, в первоначальный момент после воспламенения на индикаторных диаграммах наблюдался «провал» давления, который был связан с потерями тепла на нагрев незащищенных теплоизоляцией участков камеры. По истечении некоторого времени теплоотвод в эти участки уменьшался, и давление на индикаторных диаграммах выходило на номинальный уровень. Поэтому при определении скорости горения и среднего давления целесообразно было бы не включать некоторый начальный участок заряда в контрольную длину. Для того, чтобы зафиксировать на осциллограмме момент начала горения заряда на контрольной длине, и был выбран заряд с буртиком на начальном участке. Кроме того, при испытаниях при малых давлениях в камере ($p_k < 0,6 \text{ МПа}$) буртик необходим еще и потому, что иначе невозможно было осуществить воспламенение заряда. Как уже указывалось, сразу же после срабатывания воспламенителя наблюдался «провал» давления до некоторого уровня, который мог быть значительно ниже номинального давления. В тех случаях, когда номинальное давление близко к границе устойчивости горения, возможен переход этой границы в момент «провала» давления, и заряд, не выходя на режим, гаснет. Чтобы избежать этого, необходимо в начальный момент поднять уровень номинального давления, что и достигается посредством выполнения буртика.

При определении давления дефлаграции (границы устойчивости горения по давлению) использовались заряды с дегрессивной поверхностью горения (см. рис. 2.54, б). В процессе горения этих зарядов давление в камере непрерывно уменьшалось вплоть до достижения

границы устойчивости, после чего происходило самопогасание. Эксперименты проводились при различных свободных объемах. Величина давления после воспламенения составляла $p_k \approx 2,0$ МПа. Через 1–2 с после самопогасания заряда в камеру подавалась вода под давлением 3,0 МПа. Такая мера была вызвана тем, что, как правило, после гашения твердых топлив начинается характерное «чихание», т. е. заряд через определенные промежутки времени вновь воспламеняется и гаснет, так продолжается до полного его выгорания. После испытаний замерялся свободный объем камеры в момент гашения путем заполнения камеры водой, а также обмерялась поверхность несгоревшей части заряда.

Третья серия экспериментов — по определению границы гашения при сбросе давления — проводилась на обычных торцевых зарядах (см. рис. 2.54, в). В этом случае в магистрали сброса давления устанавливались сменные дроссельные шайбы. Через 0,5 с после запуска автоматически открывался отсечной кран на магистрали сброса давления, и газогенератор или «заглохал», или переходил на новый стационарный режим по давлению в камере. В первом случае в камеру после гашения подавалась вода (в силу вышеотмеченных причин). Во втором случае горение продолжалось до полного выгорания топлива. Свободный объем камеры к моменту срабатывания отсечного крана в случае погасания топливного заряда определялся путем заполнения камеры водой. В том случае, когда после открытия отсечного крана гашения не происходило и заряд выгорал до конца, свободный объем определялся путем графического интегрирования индикаторной диаграммы и использования данных по скорости горения, полученных в первой серии экспериментов. Эксперименты проводились с различными дроссельными шайбами при разных свободных объемах камеры. Сброс давления осуществлялся с двух уровней: 1,5 и 5 МПа.

Результаты определения скорости горения исследуемого топлива при температуре $T_0 = 293$ К приведены в логарифмических координатах на рис. 2.55. Видно, что зависимость скорости горения от давления в диапазоне 0,3–10,0 МПа достаточно точно аппроксимируется двумя отрезками прямых, пересекающихся при $p = 0,8$ МПа. Чувствительность скорости горения к давлению в области низких давлений выше, чем в области высоких давлений (при $p < 0,8$ МПа $v_T = 0,725$; при

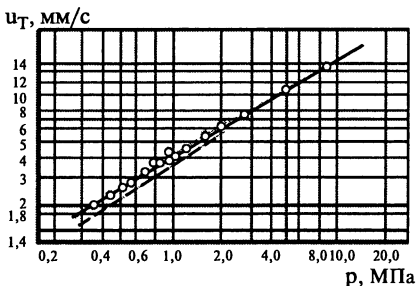


Рис. 2.55. Зависимости скорости горения твердого топлива от давления:

○ — модельная камера сгорания;
— — бомба постоянного давления

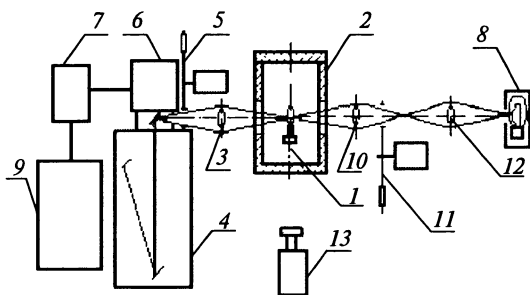


Рис. 2.56. Схема установки для измерения температуры пламени яркостным методом:

1 — образец; 2 — бомба постоянного давления; 3, 10, 12 — линзы; 4 — спектрофотометр; 5, 11 — обтюратор; 6 — фотоумножитель; 7 — электронный блок; 8 — эталонная лампа; 9 — осциллограф; 13 — кинокамера

$p > 0,8$ МПа $v_T = 0,59$). Здесь же штриховой линией нанесена зависимость скорости горения, полученная на образцах диаметром 7 мм и длиной 15 мм в лабораторных условиях в бомбе постоянного давления. Значения скорости горения топлива, измеренные в бомбе постоянного давления, заметно ниже соответствующих значений, полученных при испытаниях в модельной камере сгорания. Это связано с тем, что образец в бомбе горит в атмосфере холодного азота (при $T = 20^\circ\text{C}$), и часть тепла продуктов сгорания, которая могла бы пойти на поддержание процесса горения, идет на нагрев окружающей среды.

При исследовании устойчивости горения твердых топлив важным параметром является коэффициент полноты сгорания твердого топлива. Как известно [2.37], при низких давлениях реакции в газовой фазе не завершаются до конца, поэтому температура продуктов сгорания твердого топлива (температура пламени T_f) в этом случае может заметно отличаться от равновесной температуры. Для определения зависимости температуры пламени топлива T_f от давления была проведена серия испытаний на установке, схема которой приведена на рис. 2.56.

Образец топлива 1 помещался в приборе постоянного давления 2 и сжигался в атмосфере азота при давлениях 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0 и 3,0 МПа. Линзой-конденсором 3 образец проектировался в плоскости входной щели (размерами $0,06 \times 2$ мм) спектрофотометра 4. При горении образца пламя перемещалось относительно щели, что позволяло последовательно фиксировать излучение пламени по его высоте. Диск-обтюратором 5, установленным перед спектрофотометром, задавалась несущая частота сигнала излучения 600 Гц. В спектрофотометре излучение пламени разлагалось в спектр, и с помощью выходной щели хроматическое излучение пламени направлялось на фотоумножитель 6.

После этого оно преобразовывалось в электрический сигнал, записываемый через электронный блок 7 на осциллограф 9. Калибровка оптического тракта установки при определении яркостной температуры пламени проводилась эталонной светоизмерительной лампой, помещаемой в бомбу постоянного давления. По интенсивности излучения с помощью тарировочного графика определялась яркостная температура пламени. На этой же установке определялась скорость горения топлива методом кино съемки, а также по времени свечения образца, которое фиксировалось на осциллографе двумя фотодиодами. Установка также позволяла измерять коэффициент поглощения пламени с помощью эталонной лампы 8, линз 10, 12 и диска-обтюратора 11.

Результаты экспериментов на этой установке приведены на рис. 2.57 и 2.58. Здесь даны зависимости максимальной температуры пламени T_f и расстояния от поверхности максимальной температуры до поверхности горения h (толщина зоны реакций в газовой фазе) от давления. Видно, что с уменьшением давления менее 1,0–1,5 МПа толщина зоны реакций в газовой фазе начинает быстро возрастать. Температура пламени T_f до давления 0,6 МПа близка к равновесной, при дальнейшем снижении давления температура T_f резко падает.

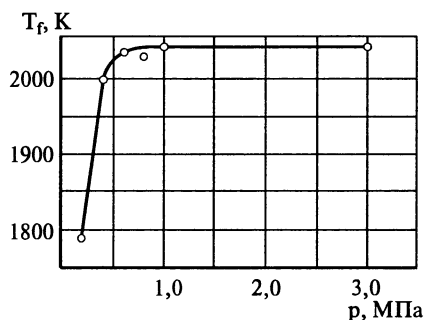


Рис. 2.57. Зависимость температуры пламени продуктов сгорания твердого топлива от давления

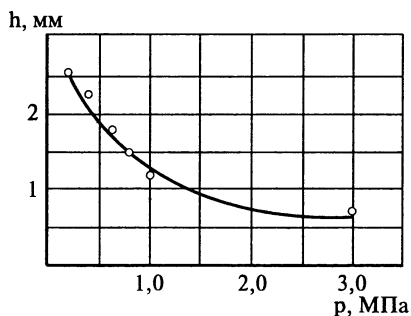
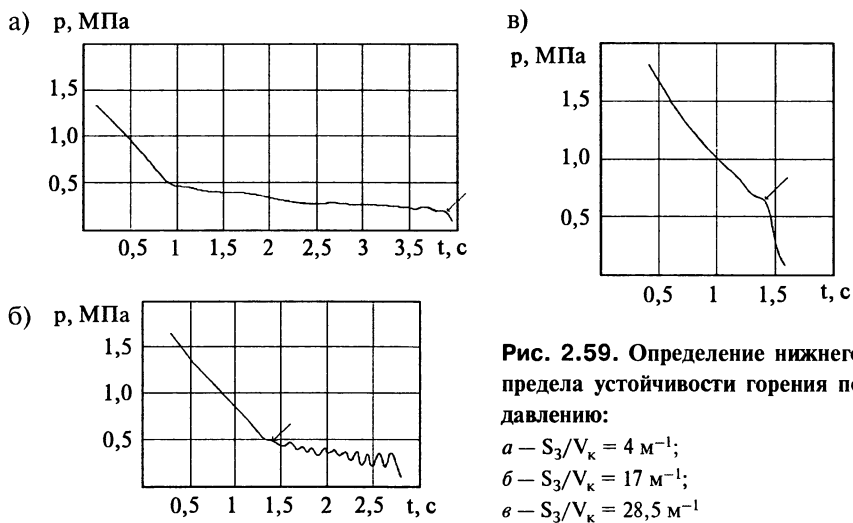


Рис. 2.58. Зависимость толщины зоны реакции в газовой фазе твердого топлива от давления

На рис. 2.59 приведены диаграммы спада давления, полученные при сжигании зарядов с депрессивной поверхностью горения, на основании которых была построена экспериментальная граница устойчивости газогенератора (рис. 2.60). Диаграммы приведены для трех значений комплекса $(S_3/V_K) = 4; 17$ и $28,5 \text{ м}^{-1}$. Стрелками на них указаны уровни давления (моменты времени), при которых происходит потеря устойчивости. Видно, что если в первом и третьем случае процесс срыва горения имеет аperiодический характер, то во втором случае при



(S_3/V_K) = 17 м^{-1} после потери устойчивости горения топлива возникают колебания с нарастающей амплитудой и частотой $\nu = 8 \text{ Гц}$, которые в итоге приводят к срыву горения.

Граница устойчивой работы газогенератора (рис. 2.60) построена в координатах $p_K - (S_3/V_K)$. Видно, что с ростом комплекса (S_3/V_K) в пределах $4 - 38 \text{ м}^{-1}$ давление на границе устойчивости растет от $0,2$ до $0,75 \text{ МПа}$. На этот же график для сравнения нанесены расчетные границы устойчивости.

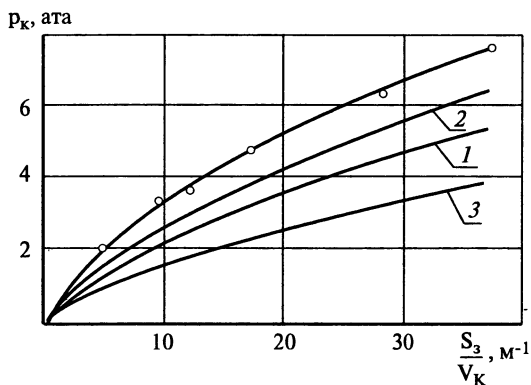


Рис. 2.60. Границы устойчивой работы газогенератора:

○ — эксперимент; 1, 2, 3 — расчет ($T_s^0 = 700 \text{ К}$):

1 — $T_0 = 293 \text{ К}$; 2 — $T_0 = 273 \text{ К}$; 3 — модель Я.Б. Зельдовича ($T_0 = 293 \text{ К}$)

Кривые 1 и 2 были рассчитаны в соответствии с предложенной авторами моделью. Расчет проводился с использованием характеристик топлива, приведенных в табл. 2.11, а также экспериментально измеренных зависимостей стационарной скорости горения u_T^0 и температуры пламени T_f от давления. Стационарная температура поверхности горения была принята равной $T_s^0 = 700$ К. Граница 1 соответствует начальной температуре топлива $T_0 = 293$ К, а граница 2 — $T_0 = 273$ К.

Необходимо отметить, что эксперименты по исследованию устойчивости рабочего процесса газогенератора проводились в зимнее время в открытом боксе, температура в котором существенно отличалась от комнатной. Поскольку для снаряжения газогенератора топливом и подготовки установки к испытаниям требовалось определенное время, топливо могло охладиться до некоторой температуры, т.е. при проведении экспериментов имела место некоторая неопределенность по температуре T_0 . Этим и объясняется то, что были рассчитаны две границы, соответствующие двум температурам топлива $T_0 = 293$ К и $T_0 = 273$ К.

Из рис. 2.60 видно, что расчет дает заниженные значения давления на границе устойчивости на 25–30%.

Для сопоставления была также рассчитана граница устойчивости газогенератора с использованием модели горения твердого топлива Я.Б. Зельдовича (модель с постоянной температурой поверхности горения T_s). Модель Я.Б. Зельдовича позволяет записать аналитическое выражение для функции отклика скорости горения твердого топлива. Для закона стационарного горения (2.21) это выражение имеет вид:

$$\bar{u}_T = v_T \frac{\left[1 + k_t (T_s - 293) + \frac{u_T^0}{2} k_t (T_s - T_0) F(s) \right]}{\left[1 + k_t (T_0 - 293) \right]}, \quad (2.70)$$

где $F(s) = \frac{1}{s} \left[\frac{u_T^0}{\alpha} - \sqrt{\left(\frac{u_T^0}{\alpha} \right)^2 + 4 \frac{s}{\alpha}} \right]$; α — коэффициент температуропро-

водности топлива;

$$\alpha = \frac{\lambda_T}{\rho_T c_T}. \quad (2.71)$$

При расчете границы устойчивости газогенератора уравнение (2.60) решалось совместно с уравнением (2.70). На рис. 2.60 граница устойчивости, рассчитанная с использованием модели Я.Б. Зельдовича, соответствует кривой 3. В данном случае расчет дает заниженные (на 50%) значения давления на границе устойчивости.

Б.В. Новожилов в работах [2.40, 2.41] приводит выражение для функции отклика скорости горения, полученное в рамках его модели с переменной температурой поверхности горения T_s :

$$\bar{u}_r(\omega) = \frac{v + (vr - \mu k)(z_1 - 1)}{1 + (r - k/z_1)(z_1 - 1)}, \quad (2.72)$$

где

$$\left. \begin{aligned} k &= (T_s^0 - T_0) \left(\frac{\partial \ln u^0}{\partial T_0} \right)_{p^0}; \quad r = \left(\frac{\partial T_s^0}{\partial T_0} \right)_{p^0}; \\ v &= \left(\frac{\partial \ln u^0}{\partial \ln p^0} \right)_{T_0}; \quad \mu = \frac{1}{T_s^0 - T_0} \left(\frac{\partial T_s^0}{\partial \ln p^0} \right)_{T_0}; \\ z_1 &= 0,5(1 + \sqrt{1 + 4i\omega}). \end{aligned} \right\} \quad (2.73)$$

Коэффициенты (2.73) являются безразмерными производными от стационарных функций скорости горения u^0 и температуры поверхности горения T_s^0 по давлению p и температуре топлива T_0 , которые вычисляются на основании экспериментальных данных.

В нашем случае для исследуемого топлива зависимость $u^0 = u^0(p, T_0)$ известна (2.21). Что же касается зависимости $T_s^0 = T_s^0(p, T_0)$, то какие-либо данные о ней отсутствуют. Поэтому провести сравнение модели Б.В. Новожилова с имеющимися экспериментальными данными не представляется возможным.

Отсутствие экспериментальных зависимостей $T_s^0 = T_s^0(p, T_0)$ для современных смесевых топлив делает модель Б.В. Новожилова мало-пригодной для практики. Метод микротермопар, используемый для определения этих зависимостей, применим только для баллиститных (гомогенных) твердых топлив. Смесевые твердые топлива имеют зернистую структуру (частицы перхлората аммония, металлов), при этом размер зерен может существенно превышать толщину микротермопары (3,5–7) мкм [2.50]. Но даже и для баллиститных топлив, с имеющимися экспериментальными зависимостями $T_s^0 = T_s^0(p, T_0)$, модель Б.В. Новожилова при оценке устойчивости рабочего процесса двигателей и газогенераторов может приводить к неприемлемым ошибкам. Это признает и сам автор в работе [2.43]. Большие погрешности при использовании модели Б.В. Новожилова связаны с недостаточной точностью измерения зависимостей $T_s^0 = T_s^0(p, T_0)$, а также с необходимостью осуществлять численное дифференцирование этих зависимостей.

Результаты экспериментов (точки) по гашению газогенератора путем сброса давления приведены на рис. 2.61 и 2.62. В первом случае сброс давления осуществлялся с уровня $p_1^0 = 1,5$ МПа, во втором — с уровня $p_1^0 = 5,0$ МПа. На эти же графики также нанесены расчетные

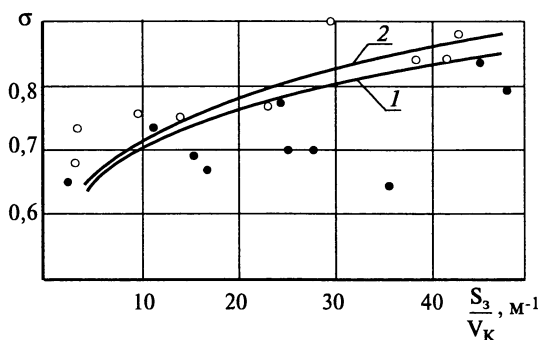


Рис. 2.61. Границы гашения газогенератора при сбросе давления с 1,5 МПа:

эксперимент — точки (● — погас, ○ — не погас);

расчет ($T_s^0 = 700$ К) — кривые: 1 — $T_0 = 293$ К; 2 — $T_0 = 273$ К

границы гашения газогенератора, соответствующие двум значениям температуры топлива $T_0 = 293$ К и $T_0 = 273$ К. Температура поверхности горения топлива была принята равной $T_s^0 = 700$ К. Границы гашения построены в координатах $\sigma - (S_3/V_k)$, где σ есть отношение площадей критического сечения $F_{кр1}/F_{кр2}$. Поскольку в эксперименте переход с $F_{кр1}$ к $F_{кр2}$ происходил очень быстро в результате срабатывания отсечного крана (время срабатывания $\approx 0,01 - 0,02$ с), в расчете было принято $\Delta t = 0,01$ с.

Сравнивая экспериментальные данные с расчетными кривыми, можно отметить их хорошее согласование при сбросе давления с 1,5 МПа и удовлетворительное — при сбросе давления с 5,0 МПа.

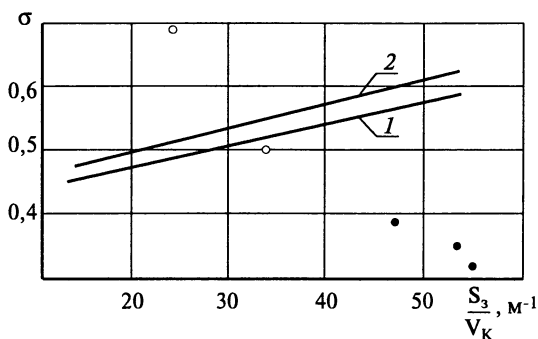


Рис. 2.62. Границы гашения газогенератора при сбросе давления с 5,0 МПа :

эксперимент — точки (● — погас, ○ — не погас);

расчет ($T_s^0 = 700$ К) — кривые: 1 — $T_0 = 293$ К; 2 — $T_0 = 273$ К

Расчеты с использованием модели Я.Б. Зельдовича показали, что она не воспроизводит эффект погасания топлива (газогенератора) при сбросе давления. Так, при сбросе давления с 5,0 до 0,2 МПа ($\sigma = 0,345$) при $(S_3/V_K) = 40 \text{ м}^{-1}$ срыва горения не происходило, а давление в ходе переходного процесса стабилизировалось примерно на уровне 0,32 МПа. При сбросе давления с 1,5 до 0,2 МПа ($\sigma = 0,566$) при $(S_3/V_K) = 40 \text{ м}^{-1}$ переходный процесс завершался стабилизацией давления на уровне 0,23 МПа.

Численная реализация модели Я.Б. Зельдовича осуществлялась также на неравномерной сетке со сгущением узлов к поверхности горения в системе координат ξ (2.42). В данной системе координат распределение температуры в топливе на исходном стационарном режиме описывается линейным законом

$$T = T_0 + (T_s - T_0)(1 - \xi), \quad (2.74)$$

а уравнение теплопроводности (2.14) принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha}{\psi^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{(u - u^0)}{\psi} \frac{\partial T}{\partial \xi}, \quad (2.75)$$

где α — коэффициент температуропроводности топлива (2.71), u^0 — скорость горения на исходном стационарном режиме,

$$\psi = \frac{\alpha}{u^0} \frac{1}{(1 - \xi)}. \quad (2.76)$$

При построении дополнительного граничного условия в рамках гипотезы Я.Б. Зельдовича рассматривались два закона стационарного горения топлива: в виде (2.21) (линейная зависимость скорости горения от температуры T_0), а также в виде

$$u^0 = \text{Вр}^{\nu_T} \exp[k_t (T_0 - 293)], \quad (2.77)$$

где зависимость скорости горения от T_0 имеет экспоненциальный характер.

В работе [2.42] проводится расчет нестационарного горения твердого топлива при спаде давления в рамках модели Б.В. Новожилова. Для решения задачи авторы используют интегральное выражение для нестационарной скорости горения, приведенное Б.В. Новожиловым в работе [2.41]. Модель Б.В. Новожилова воспроизводит эффект погасания топлива при спаде давления, однако сопоставить результаты ее использования с имеющимися экспериментальными данными не представляется возможным из-за отсутствия экспериментальной зависимости $T_s^0 = T_s^0(p, T_0)$ для исследуемого топлива.

2.4. РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ТЕЛОМ

Проблема регулирования расхода топлива газогенераторов РПДТ практически идентична таковой для РДТТ, и для ее решения пригодны те же методы, которые рассматриваются или применяются в РДТТ в настоящее время.

Так, например, если параметры траектории полета ЛА с РПДТ заранее известны, то оптимальная программа расхода топлива по времени (по аналогии с двухрежимным РДТТ) может быть заложена при изготовлении газогенератора в виде определенной зависимости поверхности горения заряда или скорости горения от времени в соответствии с законом горения:

$$G_T = S_3 \rho_T u_T, \quad (2.78)$$

где S_3 — переменная по времени поверхность горения заряда; ρ_T — плотность топлива; u_T — скорость горения ($u_T = V_{гТ}^y$).

Однако в большинстве случаев реальные траектории полета оказываются произвольными, и необходимы средства, которые позволили бы адаптировать расходную характеристику газогенератора к конкретным условиям полета. Тривиальным решением этой проблемы является, в частности, применение многокамерного газогенератора, каждый элемент которого имеет свой воспламенитель и может работать независимо от остальных. Изменением порядка срабатывания отдельных камер можно в определенных пределах изменять расходную характеристику газогенератора в целом. Диапазон регулирования по расходу пропорционален числу камер и равен $n = G_{T,max} / G_{T,min}$.

Однако ухудшение массовых характеристик такой конструкции значительно снижает при этом энергетический эффект от регулирования. Более приемлемым оказывается способ регулирования посредством изменения площади критического сечения сопла (сопел) газогенератора. При сверхкритическом перепаде давления в газогенераторе и в камере дожигания из уравнения неразрывности

$$G_T = \frac{m p_{гТ} F_{кр}}{\sqrt{(RT)_{гТ}}} \quad (2.79)$$

с учетом (2.78) можно получить следующее выражение (для зарядов торцового горения):

$$\frac{G_{T,max}}{G_{T,min}} = \left(\frac{p_{гТ,max}}{p_{гТ,min}} \right)^y = \left(\frac{F_{кр,max}}{F_{кр,min}} \right)^{\frac{y}{1-y}}. \quad (2.80)$$

Максимальный диапазон регулирования по расходу при этом ограничен, с одной стороны, прочностью конструкции газогенератора ($p_{гг.маx}$), а с другой, нижним пределом устойчивости горения твердого топлива по давлению ($p_{гг.мин}$). Установлено, что $p_{гг.мин}$ является функцией v и увеличивается с ростом последней.

Оптимальная величина v для топлив регулируемых газогенераторов составляет примерно 0,5–0,6 и соответствует устойчивому горению при $p_{гг.мин} \sim 0,5$ МПа. Исходя из этого, для $p_{гг.маx} \cong 5,0$ МПа имеем $G_{т.маx}/G_{т.мин} \cong 3+4$, что соответствует изменению площади критического сечения в пределах $F_{кр.маx}/F_{кр.мин} \cong 2,5+3$.

Расчетные исследования, проведенные в широком диапазоне изменения траекторий полета ЛА с РПДТ, свидетельствуют о достаточности в большинстве случаев такого диапазона регулирования расхода твердого топлива.

Абстрагируясь от конкретного конструктивного исполнения регуляторов, позволяющих изменять площадь критического сечения сопла (сопел) газогенератора, их типы можно представить так, как показано на рис. 2.63.

Перекрытие критического сечения осуществляется за счет перемещения заслонки или центрального тела той или иной формы посредством привода: механического, гидравлического, пневматического.

Для РПДТ предпочтение, естественно, целесообразно отдать пневматическому или механическому приводу. Одна из возможных схем

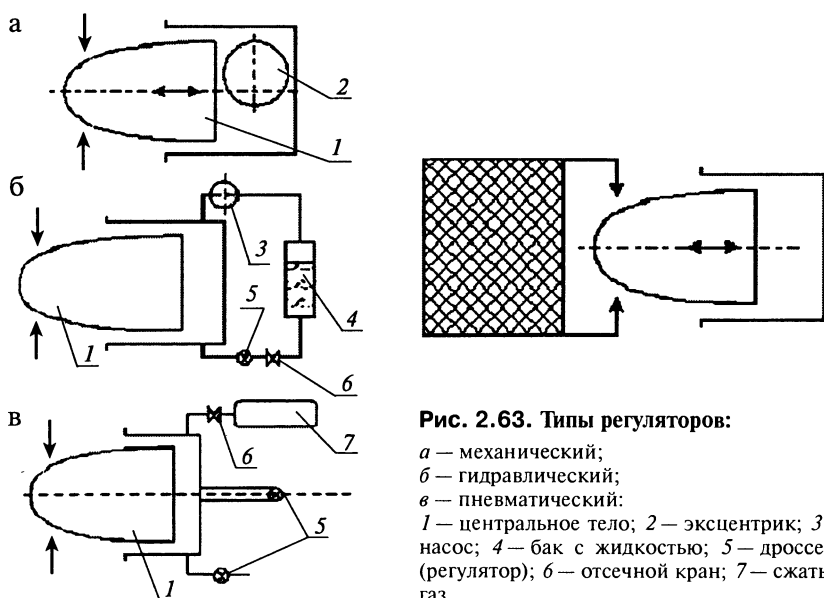


Рис. 2.63. Типы регуляторов:

a — механический;
б — гидравлический;
в — пневматический;
 1 — центральное тело; 2 — эксцентрик; 3 — насос; 4 — бак с жидкостью; 5 — дроссель (регулятор); 6 — отсечной кран; 7 — сжатый газ

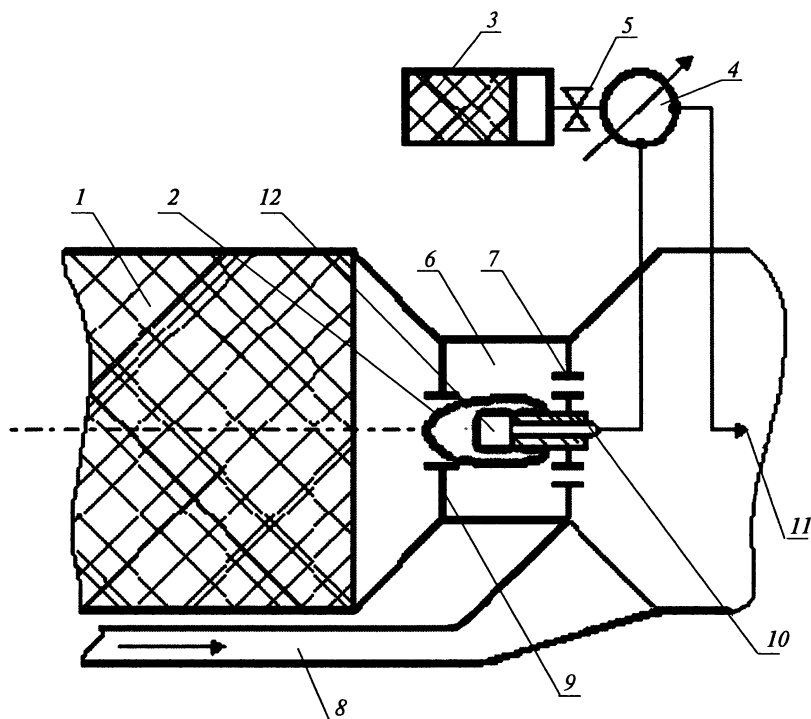


Рис. 2.64. Схема двухперепадного регулятора с пневмоприводом для произвольного регулирования расхода топлива РПДТ:

1 — газогенератор (основной); 2 — центральное тело регулятора; 3 — вспомогательный газогенератор; 4 — регулирующий элемент; 5 — жиклер; 6 — промежуточная полость; 7 — выходное распределительное днище; 8 — воздушный канал ВЗУ; 9 — входное днище с регулируемым критическим сечением; 10 — поршень регулятора; 11 — перепуск; 12 — управляющая полость

пневматического регулятора произвольного регулирования расхода топлива представлена на рис. 2.64.

Основной особенностью этой схемы является наличие промежуточной полости *б* с двумя днищами *9* и *7*, между которыми располагается центральное тело конической формы *2* с пневмоприводом. Регулирование осуществляется за счет перемещения центрального тела под действием переменного давления в управляющей полости *12*, следствием которого является различная степень перекрытия отверстия в переднем днище промежуточной полости. Площадь критических сечений в распределительном днище *7* остается при этом постоянной. Геометрические размеры регулятора подбираются таким образом, чтобы во всей рабочей области по $p_{гг}$ и $p_{у.п}$ перепады давления на обоих днищах

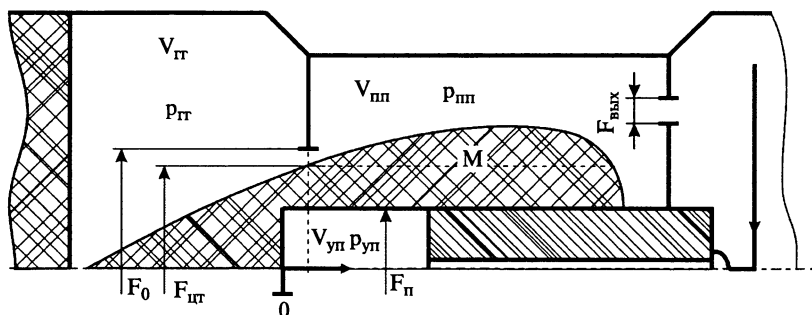


Рис. 2.65. Расчетная схема регулятора

были несколько выше критических. Питание регулятора газом высокого давления осуществляется от вспомогательного газогенератора 3 через входной жиклер 5 и регулирующий элемент 4. В приведенной схеме регулирования входным сигналом является площадь критического сечения регулирующего элемента 4 на линии перепуска 11 F_p , а выходным — давление в газогенераторе 1 $p_{гр}$, что эквивалентно расходу твердого топлива G_T .

В системе питания регулятора параметры подбираются так, чтобы обеспечить сверхкритические перепады давлений на входном жиклере 5 и в сечении F_p .

В соответствии с расчетной схемой регулятора (рис. 2.65) уравнение динамики центрального тела можно представить в виде:

$$M \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} = F_{ц.т} p_{гр} - F_p p_{у.п} - (F_{ц.т} - F_p) p_{п.п}. \quad (2.81)$$

Здесь предполагается, что на центральное тело действует сила вязкого трения, пропорциональная скорости перемещения, а распределенное по его контуру давление заменено на постоянное в пределах каждой полости ($p_{гр}$ и $p_{п.п}$).

Расчетные оценки показывают, что с достаточной степенью точности можно ограничиться при определении $p_{гр}$, $p_{п.п}$ и $p_{у.п}$ допущением о совершенстве продуктов сгорания твердых топлив основного и вспомогательного газогенераторов, а также считать, что $dV_{гр}/dt \cong 0$, и процессы в газовых полостях близки к изотермическим. При таких предположениях из уравнений неразрывности и состояния, записанных для каждой из полостей, имеем:

1) для свободного объема газогенератора

$$\frac{dQ}{dt} = G_{пр} - G_{расх}, \quad Q = \frac{p_{гр} V_{гр}}{(RT)_г},$$

или

$$\frac{dp_{\Gamma\Gamma}}{dt} = \frac{(RT)_{\Gamma}}{V_{\Gamma\Gamma}} S_3 \rho_{\Gamma} u_{\Gamma} - \frac{(RT)_{\Gamma}}{V_{\Gamma\Gamma}} \frac{m_{\Gamma} F_{\text{кр}} p_{\Gamma\Gamma}}{\sqrt{(RT)_{\Gamma}}},$$

откуда тождественными преобразованиями можно получить:

$$\frac{d\bar{p}_{\Gamma\Gamma}}{dt} = q \bar{u}_{\Gamma} - \frac{m_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma\Gamma}} \bar{F}_{\text{кр}} \bar{p}_{\Gamma\Gamma}, \quad (2.82)$$

где

$$\bar{p}_{\Gamma\Gamma} = \frac{p_{\Gamma\Gamma}}{p_{\Gamma\Gamma 0}}; \quad \bar{u}_{\Gamma} = \frac{u_{\Gamma}}{u_{\Gamma 0}}; \quad \bar{F}_{\text{кр}} = \frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{кр} 0}};$$

$$q = \frac{S_3 \rho_{\Gamma} u_{\Gamma 0}}{(p_{\Gamma\Gamma 0} V_{\Gamma\Gamma}) / (RT)_{\Gamma}}; \quad \tau_{\Gamma\Gamma} = \frac{V_{\Gamma\Gamma}}{F_{\text{кр} 0} \sqrt{k_{\Gamma} (RT)_{\Gamma}}}; \quad m_{\Gamma} = \sqrt{\left(\frac{2}{k_{\Gamma} + 1}\right)^{\frac{k_{\Gamma} + 1}{k_{\Gamma} - 1}}};$$

 k_{Γ} — показатель адиабаты продуктов сгорания основного газогенератора.

Относительная нестационарная скорость горения твердого топлива \bar{u}_{Γ} может быть определена из дифференциального уравнения, полученного в предположении, что реакции в конденсированной фазе сосредоточены в узком поверхностном слое, реакции в газовой фазе безынерционны, а нестационарный температурный профиль в прогретом слое твердого топлива в первом приближении аппроксимируется выражением:

$$\frac{T - T_0}{T_s - T_0} = \exp \left[\frac{u_{\Gamma i} + f(u_{\Gamma} - u_{\Gamma i})}{\alpha} x \right];$$

$$\frac{d\bar{u}_{\Gamma}}{dt} = - \frac{(1-f)v}{f(\bar{p}_{\Gamma\Gamma})^{1-v}} \frac{d\bar{p}_{\Gamma\Gamma}}{dt} - \frac{(1-f)}{f} \frac{1}{\tau} (\bar{p}_{\Gamma\Gamma}^v - \bar{u}_{\Gamma}) [\bar{p}_{\Gamma\Gamma}^v (1-f) + f \bar{u}_{\Gamma}]^2, \quad (2.83)$$

где $f = \frac{q_s}{c(T_s - T_0)} \cong -0,1$ — отношение удельной теплоты реакции на поверхности твердого топлива к удельной теплоте в пограничном слое; $u_{\Gamma i}$ — квазистационарная скорость горения; u_{Γ} — нестационарная скорость горения; $\tau = \alpha / u_{\Gamma 0}^2$ — время релаксации прогретого слоя твердого топлива, с; α — коэффициент температуропроводности твердого топлива ($\alpha \cong 0,2 \text{ мм}^2/\text{с}$);

2) для промежуточной полости аналогичными преобразованиями получаем:

$$\frac{d\bar{p}_{\text{п.п}}}{dt} = \frac{m_{\Gamma}}{\tau_{\text{п.п}}} (\bar{F}_{\text{кр}} \bar{p}_{\Gamma\Gamma} - \bar{p}_{\text{п.п}}); \quad (2.84)$$

$$\bar{p}_{\text{п.п}} = \frac{p_{\text{п.п}}}{p_{\text{п.п} 0}}; \quad \tau_{\text{п.п}} = \frac{V_{\text{п.п}}}{F_{\text{вых}} \sqrt{k_{\Gamma} (RT)_{\Gamma}}}.$$

При выводе уравнения (2.84) в первом приближении считаем, что тепловые и гидравлические потери при перетекании продуктов сгорания из полости газогенератора в промежуточную полость отсутствуют и, следовательно,

$$F_{кр0} P_{гг0} = F_{вых} P_{п.п0};$$

3) для управляющей полости:

$$\frac{d\bar{p}_{y.п}}{dt} = \frac{1}{\bar{V}_{y.п}} \left[\frac{m_B}{\tau_p} (1 - \bar{F}_p \bar{p}_{y.п}) + \bar{p}_{y.п} \frac{F_{п}}{V_{y.п0}} \frac{dx}{dt} \right], \quad (2.85)$$

где $\bar{F}_p = F_p / F_{p0}$ — относительное критическое сечение регулятора,

$\bar{V}_{y.п} = V_{y.п} / V_{y.п0}$ — относительный объем управляющей полости;

$$\tau_p = \frac{V_{y.п0}}{F_p \sqrt{k_B (RT)_B}};$$

k_B — показатель адиабаты продуктов сгорания во вспомогательном газогенераторе;

$$m_B = \sqrt{\left(\frac{2}{k_B + 1} \right)^{\frac{k_B + 1}{k_B - 1}}},$$

кроме того,

$$\frac{d\bar{V}_{y.п}}{dt} = - \frac{F_{п}}{V_{y.п0}} \frac{dx}{dt}. \quad (2.86)$$

При выводе уравнения (2.86), так же как и (2.84), принято, что в первом приближении тепловые и гидравлические потери при перетекании продуктов сгорания вспомогательного газогенератора через жиклер в управляющую полость отсутствуют, и имеет место равенство

$$p_{ж} F_{ж} = p_{y.п0} F_{p0}.$$

С использованием относительных параметров уравнение динамики центрального тела (2.81) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dt} = & \left\{ F_{u.гг0} P_{гг0} \left(1 - \frac{hx}{F_{u.гг0}} \right) \bar{p}_{гг} - F_{п} p_{y.п0} \bar{p}_{y.п} - \bar{p}_{п.п} P_{п.п0} \times \right. \\ & \left. \times \left[F_{u.гг0} \left(1 - \frac{hx}{F_{u.гг0}} \right) - f_{п} \right] \right\} \frac{1}{M} - \delta\lambda, \end{aligned} \quad (2.87)$$

$$\frac{dx}{dt} = \lambda, \quad (2.88)$$

где h — коэффициент линейной зависимости $F_{ц.т}$ от x

$$F_{ц.т} = F_{ц.т0} - hx = F_{ц.т0} \left(1 - \frac{h}{F_{ц.т0}} x \right),$$

$\delta = b/M$ — константа затухания.

Записав уравнение, связывающее площадь критического сечения с положением центрального тела

$$\frac{d\bar{F}_{кр}}{dt} = \frac{h\lambda}{F_{кр0}}, \quad (2.89)$$

получим замкнутую систему динамических уравнений (2.82–2.89) пневматической системы регулирования с центральным телом.

Начальные условия имеют вид:

$$t = 0; \quad x = 0; \quad l = 0; \quad (2.90)$$

$$\bar{p}_{гг} = \bar{u}_г = \bar{p}_{п.п} = \bar{p}_{у.п} = \bar{v}_{у.п} = \bar{F}_{кр} = 1.$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (2.82–2.89) с граничными условиями (2.90) решается методом Рунге—Кутты. На рис. 2.66 представлена реакция системы на мгновенное увеличение критического сечения регулятора F_p . При выбранных значениях параметров системы давление в газогенераторе $p_{гг}$ уменьшается в десять раз (с 5,0 до 0,5 МПа), что для $v = 0,55$ приводит к изменению расхода $G_{max}/G_{min} \cong 3,5$.

Для определения частотных свойств пневматической системы регулирования, описываемой уравнениями (2.82–2.89), необходимо линеаризовать последние подстановкой соответствующих малых отклонений параметров:

$$\Delta \bar{p}_{гг} = \frac{p_{гг} - p_{гг0}}{p_{гг0}};$$

$$\Delta \bar{F}_p = \frac{F_p - F_{p0}}{F_{p0}}.$$

Пренебрегая малыми отклонениями степени выше первой, после преобразования линеаризованных уравнений по Лапласу можно получить передаточную функцию системы

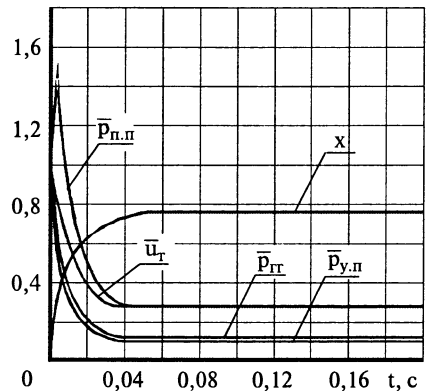


Рис. 2.66. Реакция системы на мгновенное увеличение критического сечения регулятора \bar{F}_p

регулирования

$$W(s) = \frac{\Delta\Phi_p}{\Delta X},$$

где s — параметр преобразования Лапласа (комплексная частота), $\Delta\Phi_p$ и ΔX — изображения $\Delta\bar{F}_p$ и $\Delta\bar{p}_{гр}$. Приравнявая $s = i\omega$, где ω — круговая частота ($\omega = 0 \dots 100$, $i = \sqrt{-1}$), запишем выражение для частотной функции пневматической системы регулирования с центральным телом:

$$\begin{aligned}
 W(\omega) = & \frac{\tau_p}{m_B} \left[\frac{F_{п}}{V_{y,п0}} (i\omega) \frac{F_{кp0}}{h} \frac{\tau_{гр}}{m_r} \left[q \frac{f-1}{f} v \frac{\left[(i\omega) + \frac{1}{\tau} \right]}{(i\omega) + \frac{f-1}{f\tau}} - \left[(i\omega) + \frac{m_r}{\tau_{гр}} \right] \right] \right. \\
 & - \left. \left[(i\omega) + \frac{m_B}{\tau_p} \right] \frac{1}{F_{пp_{y,p0}}} \times \times \left[F_{u,т0} p_{гр0} - p_{п,п0} (F_{u,т0} - F_{п}) \frac{m_r}{\tau_{п,п}} \times \right. \right. \\
 & \left. \left. \times \left[1 + \frac{\tau_{гр}}{m_r} \left[q \frac{f-1}{f} v \frac{\left[(i\omega) + \frac{1}{\tau} \right]}{(i\omega) + \frac{f-1}{f\tau}} - \left[(i\omega) + \frac{m_r}{\tau_{гр}} \right] \right] \right] \right] \right. \\
 & \left. \times \frac{(i\omega) + \frac{m_r}{\tau_{п,п}}}{(i\omega) + \frac{m_r}{\tau_{п,п}}} - \right. \\
 & - M \left[(i\omega)^2 + \delta(i\omega) + \frac{1}{M} h (p_{гр0} - p_{п,п0}) \right] \frac{F_{кp0}}{h} \frac{\tau_{гр}}{m_r} \times \\
 & \left. \times \left[q \frac{f-1}{f} v \frac{\left[(i\omega) + \frac{1}{\tau} \right]}{(i\omega) + \frac{f-1}{f\tau}} - \left[(i\omega) + \frac{m_r}{\tau_{гр}} \right] \right] \right]. \tag{2.91}
 \end{aligned}$$

Зависимости АЧХ системы от круговой частоты ω приведены на рис. 2.67 для режима максимального давления ($p_{гр} = 5,0$ МПа; $\tau/\tau_{гр} = 0,096$) и на рис. 2.68 для минимального давления ($p_{гр} = 0,5$ МПа; $\tau/\tau_{гр} = 3,081$).

Как уже отмечалось, для РПДТ, помимо регулятора с пневматическим приводом, представляет интерес регулятор с механическим приводом. В частности, по схеме рис. 2.63 регулирование осуществляется за счет непрерывного или дискретного поворота эксцентрика, что вызывает соответствующее перемещение центрального тела и изменение

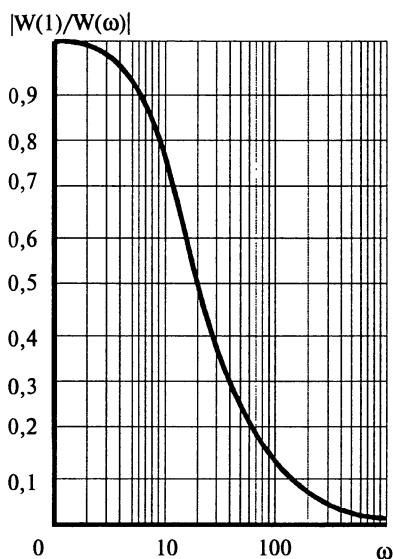


Рис. 2.67. АЧХ регулятора расхода газогенератора РПДТ ($\tau/\tau_{гг} = 0,096$)

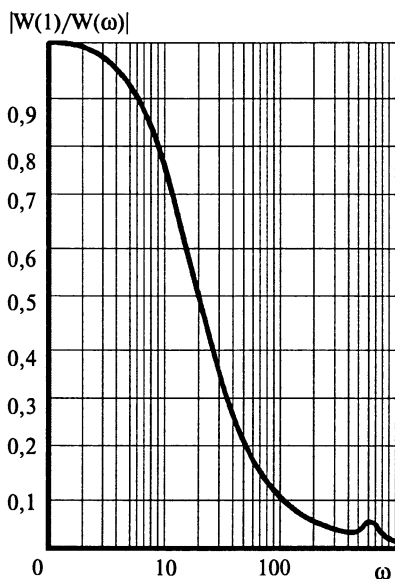


Рис. 2.68. АЧХ регулятора расхода газогенератора РПДТ ($\tau/\tau_{гг} = 3,081$)

площади критического сечения газогенератора. При этом предполагается, что разумным выбором параметров системы можно обеспечить непрерывный контакт эксцентрика и центрального тела. Естественно, сам эксцентрик также должен приводиться в движение каким-либо приводом, например, электрическим. Для такого привода входным параметром будет напряжение или ток в обмотках электропривода, выходным — давление в газогенераторе $p_{гг}$.

Для оценки характеристик привода предположим, что из-за его инерционности изменение относительной площади критического сечения газогенератора по времени происходит в соответствии с зависимостью:

$$Y(t) = \left[1 + \left(\frac{t}{\varepsilon} \right)^2 \right] j \Phi \left[n - \left(\frac{t}{\varepsilon} \right)^2 \right] + n j \Phi \left[\left(\frac{t}{\varepsilon} \right)^2 - n \right], \quad (2.92)$$

где ε — постоянная времени системы; j — ключ ($j = +1$ — открытие критического сечения; $j = -1$ — его закрытие); $\Phi(x)$ — функция Хевисайда: $\Phi(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0 \\ 0 & \text{при } x < 0, \end{cases}$ n — диапазон изменения $F_{кр}$.

На рис. 2.69 представлена зависимость $Y(t)$ для случая, когда открытие площади критического сечения происходит по электрическому

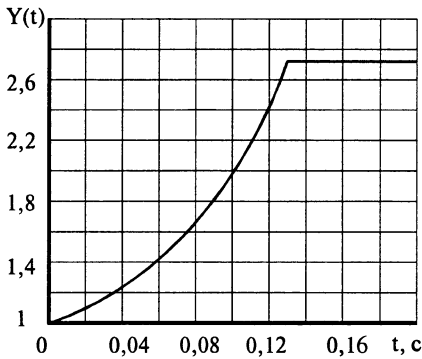


Рис. 2.69. Зависимость функции-переключателя $Y(t)$ от времени t

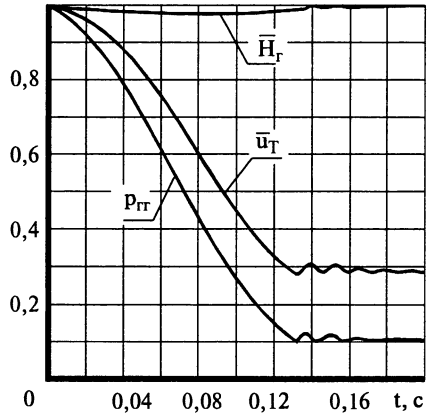


Рис. 2.70. Переходный процесс в газогенераторе при переключении с режима максимального расхода на минимальный

сигналу ступенчатой формы, и режим работы газогенератора изменяется в пределах $p_{r\Gamma\max} = 5,0$ МПа, $p_{r\Gamma\min} = 0,5$ МПа (по аналогии с пневматическим регулятором на рис. 2.66). В этом случае переходный процесс в газогенераторе описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{p}_{r\Gamma}}{dt} &= \left[q\bar{u}_\tau - \frac{m_r}{\tau_{r\Gamma}} \bar{p}_{r\Gamma} \sqrt{\bar{H}_r} Y(t) \right] \kappa_r; \\ \frac{d\bar{H}_r}{dt} &= \left[\frac{\bar{H}_r}{\bar{p}_{r\Gamma}} \left[\kappa_r \left(q\bar{u}_\tau - \frac{m_r}{\tau_{r\Gamma}} \bar{p}_{r\Gamma} \sqrt{\bar{H}_r} Y(t) \right) \right] - \frac{\bar{H}_r^2}{\bar{p}_{r\Gamma}} \left(q\bar{u}_\tau - \frac{m_r}{\tau_{r\Gamma} \sqrt{\bar{H}_r}} \bar{p}_{r\Gamma} Y(t) \right) \right] \\ \frac{d\bar{u}_\tau}{dt} &= \frac{-(1-f)v}{f\bar{p}_{r\Gamma}^{1-\nu}} \left[\kappa_r \left(q\bar{u}_\tau - \frac{m_r}{\tau_{r\Gamma}} \bar{p}_{r\Gamma} \sqrt{\bar{H}_r} Y(t) \right) \right] - \frac{1-f}{f} \frac{1}{\tau} \times \\ &\quad \times \left[\bar{p}_{r\Gamma}^\nu - \bar{u}_\tau \right] \left[\bar{p}_{r\Gamma}^\nu (1-f) + \bar{u}_\tau f \right]^2 \end{aligned} \quad (2.93)$$

с начальными условиями при $t = 0$:

$$\bar{p}_{r\Gamma} = \bar{V}_{r\Gamma} = \bar{H}_r = \bar{u}_\tau = 1, \text{ где } \bar{H}_r = (\bar{R}\bar{T})_r.$$

Здесь так же, как и при выводе системы (2.82–2.89), принято: $d\bar{V}_{r\Gamma}/dt = 0$, но $d\bar{H}_r/dt \neq 0$, что позволяет оценить влияние неизотермичности на переходный процесс спада давления, представленного на рис. 2.70. Видно, что при тех же крайних значениях определяющих параметров, как и на рис. 2.66, рабочий процесс остается устойчивым.

3

ПРЯМОТОЧНЫЕ
ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫЕ
ДВИГАТЕЛИ НА ТВЕРДОМ
ГОРЮЧЕМ (ПВРДТ)

Значительный интерес для использования в качестве ДУ ракет различного назначения вызывают прямоточные воздушно-реактивные двигатели безгазогенераторной схемы на твердом горючем (ПВРДТ), в которых маршевый режим работы осуществляется с помощью сжигания в воздушном потоке одного или нескольких канальных блоков твердого несамогорящего топлива (горючего).

Во многих странах проводятся поисковые исследования таких ДУ для ракет классов «воздух—воздух» и «воздух—поверхность» [3.1, 3.3, 3.4 и др.]. Причина интереса к ПВРДТ заключается в относительной простоте, высоких энергетических характеристиках твердых горючих, повышенной боевой живучести, отсутствии системы регулирования подачи горючего и низкой стоимости таких двигателей, а также в способности к саморегулированию в определенных пределах при изменении лётно-технических характеристик (числа M_p , H_p).

В зависимости от выполнения ВЗУ известны две схемы ПВРДТ: с двумя автономными воздухозаборниками [3.1, 3.2] и с одним общим воздухозаборником [3.3, 3.4]. В схеме двигателя с двумя воздухозаборниками (рис. 3.1, *а*) каждая из камер (камера сгорания 5 с блоком твердого горючего и камера дожигания 6) оснащена своим воздухозаборником 1 и 1'. Поскольку основной расход воздуха поступает в камеру дожигания, габариты ее воздухозаборника существенно больше. Надежная, устойчивая работа ПВРДТ этой схемы сопряжена со значительными трудностями, связанными, в основном, с необходимостью согласования характеристик работы обоих ВЗУ. Положение усугубляется при работе двигателя на больших углах атаки. ПВРДТ, выполненный по схеме с одним общим ВЗУ, лишен этого недостатка.

Имеются два основных типа ПВРДТ с общим ВЗУ: без перепуска и с перепуском воздуха [3.5].

В ПВРДТ без перепуска весь воздух из ВЗУ поступает в канал блока горючего (рис. 3.1, *б*). Двигатель состоит из ВЗУ 1, стабилизатора

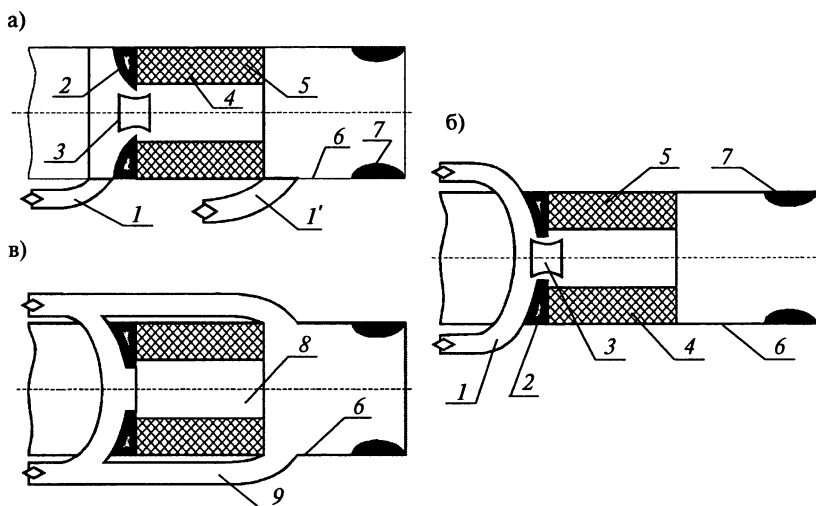


Рис. 3.1. Принципиальные схемы ПВРДТ:

а — с двумя автономными ВЗУ; *б* — с одним общим ВЗУ; *в* — с одним общим ВЗУ с перепуском воздуха; 1 — воздухозаборник; 2 — стабилизатор пламени; 3 — инжектор; 4 — блок твердого горючего; 5 — камера сгорания; 6 — камера дожигания; 7 — сопло; 8 — внутренний контур; 9 — внешний контур

пламени 2, инжектора 3, канального блока твердого горючего 4, камеры сгорания 5, камеры дожигания 6, маршевого сопла 7. Стартовый заряд ТРТ (на схеме не показан) заливается в канал блока горючего.

В ПВРДТ с перепуском (рис. 3.1, *в*) воздух, поступающий из ВЗУ, разделяется на две части: меньшая поступает во внутренний контур (канал блока) 8, а остальная часть перепускается через внешний контур 9 в камеру дожигания. Таким образом, этот двигатель отличается от рассмотренного выше наличием внешнего контура 9, который обычно является продолжением канала ВЗУ. Воздух, отбираемый во внутренний контур, используется для горения (газификации) блока горючего. Образующиеся первичные продукты сгорания, обогащенные горючими компонентами, поступают далее в камеру дожигания 6, где они смешиваются с воздухом из внешнего контура и сгорают.

Основное преимущество ПВРДТ с перепуском — возможность произвольного регулирования расхода твердого горючего, что достигается изменением расхода воздуха через внутренний контур.

И саморегулирование, и произвольное регулирование расхода горючего основаны, главным образом, на использовании степенной зависимости скорости газификации горючего от плотности тока воздуха в канале блока.

Обеспечение потребных характеристик рабочего процесса в ПВРДТ проводится по следующим основным направлениям [3.5]:

- стабилизация горения;
- выбор твердого горючего и исследование закономерности его газификации в воздушном потоке;
- исследование полноты сгорания и поиск путей ее повышения.

3.1. ТВЕРДЫЕ ГОРЮЧИЕ

К твердым горючим относятся полимеры (полиэтилен, полистирол, полибутadiен с концевыми гидроксильными группами и др.), высокоплотные тяжелые углеводороды (ДАМСТ, бинор-5, антрацен), каучуки и резины, а также их комбинации с тугоплавкими наполнителями.

Значительный практический интерес представляют так называемые легкоплавкие горючие (ЛПГ), обладающие повышенными скоростями газификации, к которым условно относят твердые горючие с температурой плавления выше $60\text{ }^{\circ}\text{C}$, т.е. выше максимально возможной температуры окружающей среды. ЛПГ могут применяться в виде блоков (ПВРДТ) или с предварительным переводом в жидкофазное состояние (ПВРДЖ). В табл. 3.1 приведены теплофизические и энергетические характеристики некоторых ЛПГ [3.6].

Таблица 3.1

Показатель	Полиэтилен (ПЭ)	Антрацен (АНТР)	ДАМСТ	Бинор-S
Молекулярная масса М	~25 000	178,23	236,36	184,28
q_C , % (масс.)	85,7	94,4	91,36–91,52	91,25
q_{H_2} , % (масс.)	14,3	5,6	8,64–8,48	8,75
Плотность ρ_{20} , кг/м ³	922	1250	1078	1120
Температура плавления, $^{\circ}\text{C}$	~120	216	52	63,5–64
Температура размягчения, $^{\circ}\text{C}$	108–115	—	—	—
Теплопроводность, Вт/(м·К)	0,293	—	0,127	—
Теплоемкость при $25\text{ }^{\circ}\text{C}$, кДж/(кг·К)	2,09–2,8471	1,465	1,39	1,419
H_u , кДж/кг (ккал/кг)	44 212 (10 560)	39 984 (9550)	40 193 (9600)	41 248 (9853)
H_v , кДж/дм ³ (ккал/дм ³)	40 763 (9737)	49 980 (11 938)	43 328 (10 349)	46 198 (11 035)
L_0	14,75	12,77	13,42	13,51
Теплопроизводительность H_{TP} , кДж/кг (ккал/кг)	2807 (670)	2918 (697)	2787 (666)	2843 (679)

Для повышения энергетических характеристик в ЛПГ добавляют тугоплавкие наполнители: технический углерод (С), алюминий (Al), бор (В), бориды алюминия (AlB_x), гидрид фуллерена ($C_{60}(H_2)_{30}$) и др.

По многим эксплуатационным показателям ЛПГ превосходят жидкие однородные и жидкие суспензионные горючие. По сравнению с жидкими горючими ЛПГ не опасны в пожаровзрывном и экологическом отношении. По энергетическим характеристикам они могут превосходить суспензионные горючие.

Ниже приведены энергетические характеристики горючих на основе полиэтилена, антрацена, ДАМСТА и бинора-S [3.6, 3.7].

3.1.1. Горючие на основе полиэтилена

Полиэтилен (ПЭ) — $(CH_2)_n$ — по энергетическим характеристикам находится на уровне авиатоплив. Он имеет температуру плавления $\sim 120^\circ C$, нетоксичен, является массовым продуктом. Композиции ПЭ с техническим углеродом (ТУ) по экологическим показателям находятся на уровне авиакеросинов, а композиции с Al, В и AlB_x в твердом состоянии также малоопасны. Более подробные сведения о свойствах ПЭ приведены в работе [3.7].

Энергетические характеристики ПЭ с С, Al, В и $AlB_{2,215}$ приведены в табл. 3.2–3.5 и на рис. 3.2. Как следует из приведенных данных, объемная теплота сгорания возрастает с повышением содержания тугоплавких компонентов в ЛПГ. При этом массовая теплота сгорания уменьшается в случае добавления ТУ и Al, возрастает при добавлении В и практически не изменяется у горючих с боридом алюминия. Эти же данные показывают широкие возможности выбора горючих на

Таблица 3.2

Энергетические характеристики горючих ПЭ + ТУ

Показатель	ТУ в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
$r_{ТУ}$, % (об.)	0	10,82	17,22	24,44	32,67	42,13	53,1	100
M	25 000	20 002	17 504	15 005	12 506	10 007	7508	12,01
r_{20} , кг/м ³	922	1028	1090	1161	1242	1334	1441	1900
H_u , кДж/кг	44 212	31 927	40 784	39 641	38 498	37 355	36 212	32 783
H_v , кДж/дм ³	40 763	43 099	44 455	46 021	47 813	49 831	52 180	62 287
$H_{тп}$, кДж/кг	2807	2777	2761	2743	2726	2707	2688	2625
L_0 , кг возд. кг горючего	14,75	14,1	13,77	13,45	13,12	12,8	12,47	11,49

Таблица 3.3

Энергетические характеристики горючих ПЭ + Al

Показатель	Al в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
γ_{Al} , % (об.)	0	8,45	14,08	20,85	28,94	38,57	50,08	100
M	25 000	20 005	17 508	15 011	12 513	10 016	7519	26,98
ρ_{20} , кг/м ³	922	1141	1267	1407	1562	1735	1931	2699
H_u , кДж/кг	44 212	41 575	40 260	38 941	37 623	36 307	34 985	31 032
H_v , кДж/дм ³	40 763	47 436	51 008	54 788	58 766	62 986	67 554	83 757
H_{TP} , кДж/кг	2807	3064	3228	3422	3656	3946	4314	6420
L_0 , кг возд. кг горючего	14,75	12,57	11,47	10,38	9,2	8,2	7,11	3,83

Таблица 3.4

Энергетические характеристики горючих ПЭ + В

Показатель	В в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
γ_B , % (об.)	0	8,97	14,45	20,80	28,26	37,15	47,90	100
M	25 000	20 002	17 503	15 004	12 505	10 007	7508	10,81
ρ_{20} , кг/м ³	922	1049	1127	1217	1323	1449	1601	2340
H_u , кДж/кг	44 212	46 993	48 383	49 773	51 163	52 553	53 943	58 113
H_v , кДж/дм ³	40 763	49 295	54 529	60 575	67 688	76 149	86 361	135 987
H_{TP} , кДж/кг	2807	3194	3410	3638	3888	4157	4451	5499
L_0 , кг возд. кг горючего	14,75	13,71	13,19	12,68	12,16	11,64	11,12	9,57

Таблица 3.5

Энергетические характеристики горючих ПЭ + AlB_{2,215}

Показатель	AlB _{2,215} в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
$\gamma_{AlB_{2,215}}$, % (об.)	0	7,16	11,67	17,65	23,65	31,62	41,84	100
M	25 000	20 010	17 515	15 004	12 506	10 007	7508	50,93
ρ_{20} , кг/м ³	922	1070	1163	1274	1409	1576	1787	2990
H_u , кДж/кг	44 212	44 120	44 074	44 028	43 982	43 936	43 890	43 752
H_v , кДж/дм ³	40 763	47 206	51 259	56 090	61 973	69 241	78 431	130 821
H_{TP} , кДж/кг	2807	3128	3319	3534	3779	4061	4393	5810
L_0 , кг возд. кг горючего	14,75	13,11	12,28	11,46	10,64	9,82	8,99	6,53

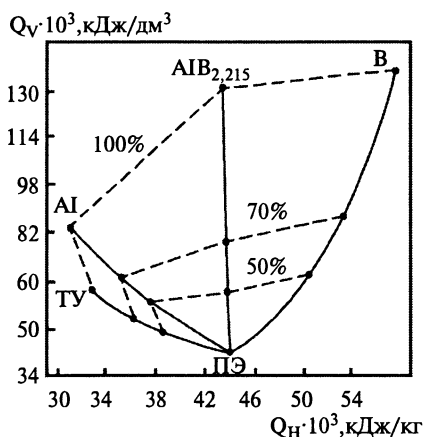


Рис. 3.2. Связь между массовой Q_n и объемной Q_v теплотами сгорания легкоплавких горючих ПЭ + Ме:

50, 70, 100% (масс.) — содержание тугоплавких компонентов

основе ПЭ по энергетическим характеристикам, позволяющие наиболее полно удовлетворить тактико-технические требования конкретного ЛА.

3.1.2. Горючие на основе ДАМСТ

Исходным сырьем для промышленного производства ДАМСТ — ($C_{14}H_{10}$) — является α -метилстирол, получаемый из нефтяного сырья. По токсичности ДАМСТ относится к веществам 4-го класса опасности. Технология производства продукта разработана, освоена и ДАМСТ может вырабатываться в любом необходимом количестве. Более подробно свойства ДАМСТ приведены в работе [3.7].

Таблица 3.6

Энергетические характеристики горючих ДАМСТ + ТУ

Показатель	ТУ в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
$\gamma_{ТУ}$, % (об.)	0	12,42	19,56	27,44	36,20	45,98	56,97	100
M	236,36	191,49	169,05	146,62	124,18	101,75	79,31	12,01
ρ_{20} , кг/м ³	1078	1180	1239	1304	1376	1456	1546	1900
Q_n , кДж/кг	40 193	38 711	37 970	37 229	36 488	35 747	35 006	32 783
Q_v , кДж/дм ³	43 329	45 678	47 043	48 546	50 208	52 046	54 118	62 287
$H_{тп}$, кДж/кг	2787	2759	2744	2727	2313	2696	2678	2625
L_0 , кг возд./ кг горючего	13,42	13,03	12,84	12,65	12,45	12,26	12,07	11,49

Таблица 3.7

Энергетические характеристики горючих ДАМСТ + АI

Показатель	АI в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
Γ_{AI} , % (об.)	0	9,08	14,61	21,03	28,54	37,46	48,24	100
M	236,36	194,48	173,55	152,61	131,67	110,73	89,79	26,98
ρ_{20} , кг/м ³	1078	1225	1315	1419	1541	1685	1860	2699
Q_H , кДж/кг	40 193	39 364	38 858	38 267	37 581	36 764	35 776	31 032
Q_V , кДж/дм ³	43 329	48 219	51 096	54 303	57 912	61 948	66 545	83 753
H_{TP} , кДж/кг	2787	3149	3367	3617	3902	4240	4640	6420
L_0 , кг возд. кг горючего	13,42	11,50	10,54	9,58	8,63	7,67	6,71	3,83

Таблица 3.8

Энергетические характеристики горючих ДАМСТ + B

Показатель	B в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
Γ_B , % (об.)	0	10,33	16,49	23,49	31,54	40,86	51,80	100
M	236,36	191,25	168,69	146,14	123,58	101,03	78,47	10,81
ρ_{20} , кг/м ³	1078	1208	1286	1375	1463	1594	1732	2340
Q_H , кДж/кг	40 193	42 044	43 149	44 401	45 845	47 516	49 475	58 113
Q_V , кДж/дм ³	43 329	50 790	55 488	61 052	67 303	75 739	85 691	135 987
H_{TP} , кДж/кг	2787	3080	3254	3447	3670	3924	4222	5499
L_0 , кг возд. кг горючего	13,42	12,65	12,26	11,88	11,49	11,11	10,72	9,57

Таблица 3.9

Энергетические характеристики горючих ДАМСТ + АIВ_{2,215}

Показатель	АIВ _{2,215} в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
$\Gamma_{AIВ2,215}$, % (об.)	0	8,27	13,38	19,38	26,50	35,10	46,69	100
M	236,36	199,27	180,73	162,19	143,64	125,10	106,56	50,93
ρ_{20} , кг/м ³	1078	1236	1334	1448	1585	1749	1952	2990
Q_H , кДж/кг	40 193	40 486	40 670	40 884	41 135	41 441	41 818	43 752
Q_V , кДж/дм ³	43 329	50 040	54 253	59 201	65 201	72 482	81 626	130 821
H_{TP} , кДж/кг	2787	3105	3293	3506	3750	4027	4356	5810
L_0 , кг возд. кг горючего	13,42	12,04	11,35	10,66	9,97	9,29	8,60	6,53

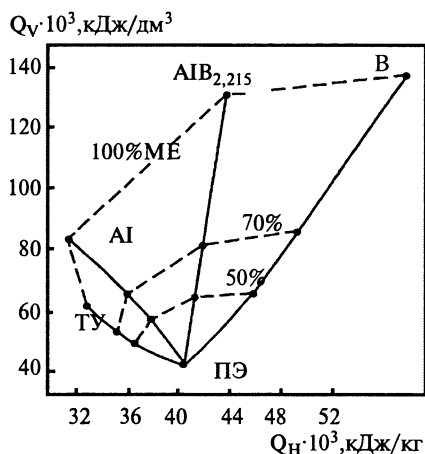


Рис. 3.3. Связь между массовой Q_n и объемной Q_v теплотами сгорания легковоспламеняющихся горючих ДАМСТ + Ме:

50, 70, 100% (масс.) — содержание тугоплавких компонентов

Энергетические характеристики ЛПГ на основе ДАМСТ представлены в табл. 3.6–3.9 и на рис. 3.3.

На базе смесей ДАМСТ с ТУ, АИ, В и АИВ_{2,215} можно иметь ЛПГ с объемной теплотой сгорания от 46 000 до 86 000 кДж/дм³, массовой теплотой сгорания от 35 000 до 50 000 кДж/кг.

Продукты сгорания горючих ДАМСТ + ТУ — газообразные, и по экологическим показателям находятся на уровне продуктов сгорания авиакеросинов.

При увеличении содержания ТУ и АИ в ЛПГ возрастает объемная теплота сгорания, но уменьшается массовая теплота

сгорания. В ЛПГ с В и АИВ_{2,215} объемная теплота сгорания возрастает одновременно с массовой теплотой сгорания.

3.1.3. Горючие на основе антрацена

Антрацен (АНТР) — $C_{14}H_{10}$, сырьем для получения которого служит тяжелая фракция каменноугольной смолы, превосходит полиэтилен по объемной теплоте сгорания на 22%, но уступает ему по массовой теплоте сгорания на 10%. Температура плавления антрацена на 100 °С выше, чем у полиэтилена. Обладает широким температурным диапазоном жидкого состояния. Антрацен токсичен: предельно допустимая концентрация твердых частиц в воздухе рабочей зоны — 0,1 мг/м³. При работе с антраценом необходимо соблюдать меры предосторожности, принятые для веществ высокой токсичности. Более подробно сведения о свойствах антрацена приведены в работе [3.7].

Энергетические характеристики горючих на основе антрацена приведены в табл. 3.10–3.13 и на рис. 3.4.

Как видно из представленных данных, объемная теплота сгорания всех горючих возрастает с увеличением содержания в смеси тугоплавких компонентов. Массовая теплота сгорания уменьшается при обогащении горючего техническим углеродом или АИ и возрастает при

Рис. 3.4. Связь между объемной и массовой теплотами сгорания горючих на основе АНТР + Ме: 50, 70, 100% (масс.)

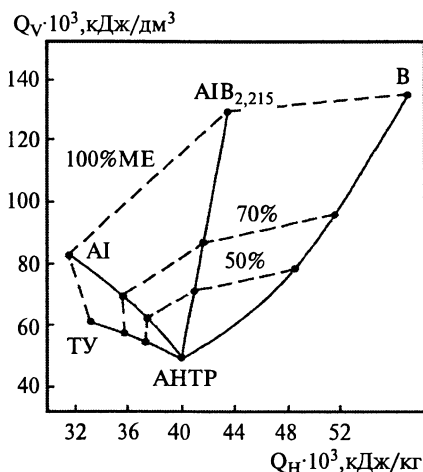


Таблица 3.10

Энергетические характеристики горючих АНТР + ТУ

Показатель	ТУ в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
$\gamma_{ТУ}$, % (об.)	0	14,12	21,99	30,49	39,68	49,67	60,55	100
M	178,23	145,0	128,39	111,78	95,17	78,56	61,95	12,01
ρ_{20} , кг/м ³	1250	1342	1393	1448	1508	1573	1643	1900
Q_H , кДж/кг	39 984	38 966	38 401	37 790	37 128	36 408	35 621	32 783
Q_v , кДж/дм ³	49 978	52 293	53 490	54 717	55 990	57 271	58 523	62 287
H_{TP} , кДж/кг	2903	2884	2870	2850	2828	2800	2768	2625
L_0 , кг возд./ кг горючего	12,77	12,51	12,38	12,26	12,13	12,00	11,87	11,49

Таблица 3.11

Энергетические характеристики горючих АНТР + АІ

Показатель	АІ в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
$\gamma_{АІ}$, % (об.)	0	10,37	16,56	23,59	31,65	40,99	51,94	100
M	178,23	147,97	132,85	117,73	102,60	87,48	72,35	26,98
ρ_{20} , кг/м ³	1250	1400	1490	1592	1708	1844	2002	2699
Q_H , кДж/кг	39 984	39 054	38 502	37 870	37 283	36 316	35 332	31 033
Q_v , кДж/дм ³	49 978	58 222	57 367	60 286	63 681	66 968	70 757	83 757
H_{TP} , кДж/кг	2903	3260	3472	3716	4009	4318	4705	6420
L_0 , кг возд./ кг горючего	12,77	10,98	10,09	9,19	8,30	7,41	6,51	3,83

Таблица 3.12

Энергетические характеристики горючих АНТР + В

Показатель	В в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
γ_B , % (об.)	0	11,78	18,63	26,26	34,82	44,48	55,48	100
M	178,23	144,75	128,00	111,26	94,52	77,78	61,03	10,81
ρ_{20} , кг/м ³	1250	1378	1453	1536	1629	1735	1855	2340
Q_H , кДж/кг	39 984	43 610	45 422	47 235	49 048	50 861	52 670	58 113
Q_V , кДж/дм ³	50 229	60 093	65 996	72 553	79 901	88 245	97 703	135 987
H_{TP} , кДж/кг	2903	3321	3546	3782	4030	4292	4568	5499
L_0 , кг возд. кг горючего	12,77	12,13	11,81	11,45	11,17	10,85	10,53	9,53

Таблица 3.13

Энергетические характеристики горючих АНТР + А1В_{2,215}

Показатель	А1В _{2,215} в смеси, % (масс.)							
	0	20	30	40	50	60	70	100
$\gamma_{A1B_{2,215}}$, %(об.)	0	9,46	15,19	21,79	29,48	38,54	49,38	100
M	178,23	152,77	140,04	127,30	114,58	101,89	89,12	50,93
ρ_{20} , кг/м ³	1250	1415	1514	1629	1763	1920	2109	2990
Q_H , кДж/кг	39 984	40 340	40 553	40 800	41 085	41 412	41 834	43 752
Q_V , кДж/дм ³	49 978	57 079	61 399	66 465	72 432	79 511	88 228	130 821
H_{TP} , кДж/кг	2903	3237	3434	3659	3913	4204	4552	5810
L_0 , кг возд. кг горючего	12,77	11,46	10,81	10,15	9,50	8,85	8,19	6,53

увеличении содержания борида алюминия и, особенно, бора. Плотность увеличивается одновременно с повышением объемной теплоты сгорания.

3.1.4. Горючие на основе бинора-S

Бинор-S — белое кристаллическое вещество с неприятным запахом. Относится к классу предельных полициклических углеводородов, устойчив к гидролизу. Бинор-S обладает умеренно выраженным раздражающим действием при однократном контакте со слизистой оболочкой глаз. При однократном контакте с кожей местное действие

не выявлено. Опасность острого ингаляционного отравления парами продукта в обычных условиях мало вероятна.

Исходя из энергетических возможностей бинора-S и тугоплавких компонентов (металлов), можно получать горючие с массовой теплотой сгорания в диапазоне 36 200–60 000 кДж/кг и объемной теплотой сгорания от 40 700 до 100 000 кДж/дм³. Влияние отдельных тугоплавких компонентов на энергетические характеристики горючих видно из табл. 3.14.

Из рассматриваемых компонентов бор обладает наибольшей объемной теплотой сгорания и поэтому представляет большой практический интерес. Но у бора имеется серьезный недостаток: его трудно сжечь с высокой полнотой сгорания. Это обстоятельство требует поиска специальных активаторов горения или особых конструктивных решений.

Были проведены исследования [3.8–3.12] процесса воспламенения порошкообразного В в парогазе и в сухой кислородсодержащей среде в зависимости от массовой доли бора в газозвеси. Установлено, что повышение содержания паров воды позволяет существенно (в 3–5 раз) снизить температуру воспламенения частиц бора. При этом ведущим фактором интенсификации процесса воспламенения в низкотемпературной области (<300°С) является газификация окисной пленки В₂О₃ водяным паром с образованием летучей борной кислоты. При более высокой температуре частиц бора пары воды повышают скорость окисления за счет утончения слоя пленки В₂О₃.

Особенно большие трудности возникают при сжигании частиц бора при низких давлениях (< 0,1 МПа). Не спасает положение даже использование ультрадисперсного порошка бора, т. к. имеет место коагуляция частиц. Но применение элементоорганических соединений

Таблица 3:14

Энергетические характеристики ЛПГ на основе бинор-S
при 50% содержании компонентов Me в смеси

Показатель	TU	Al	B	AlB _{2,215}
g _i , % об.	38,7	30,8	33,9	28,64
M	98,15	105,6	97,6	117,5
ρ ₂₀ , кг/м ³	1470	1661	1586	1712
H _и , кДж/кг	36 902	36 027	49 567	42 387
H _v , кДж/дм ³	54 282	59 842	78 615	72 565
H _{тп} , кДж/кг	2738	3733	3659	3853
L ₀ , $\frac{\text{кг возд.}}{\text{кг горючего}}$	12,48	8,65	11,52	10,00

бора (изопропилмета-карборана, декаборана и др.) позволяет и в этих условиях получить высокую полноту сгорания бора [3.6].

Одним из путей интенсификации процессов воспламенения и горения бора в ПВРД является применение его в композиции с быстрогорящими металлами (механические смеси, сплавы, соединения). В этом плане серьезным конкурентом бору можно рассматривать бориды алюминия AlB_x .

Бориды алюминия обладают высокой плотностью (2500–2990 кг/м³), имеют объемную теплоту сгорания практически на уровне бора (131 000–142 000 кДж/дм³). Использование боридов алюминия позволяет сократить расход бора: в AlB_x в зависимости от величины (x) бора содержится от 47 до 83% (масс).

Бориды алюминия отличаются малой энергией связи между атомами Al и B (~67 кДж/моль). Поэтому их можно рассматривать как сплавы и, следовательно, в предпламенной зоне они будут распадаться на Al и B и отдельно вступать в химические реакции с кислородом. Алюминий, образующий высокотемпературные продукты сгорания, будет способствовать эффективному сгоранию бора.

Из многих боридов алюминия значительный интерес, как энергоноситель, представляет $AlB_{2,215}$. Он уступает бору по объемной теплоте сгорания всего на 8%. На его основе можно получить твердые горючие с объемной теплотой сгорания на уровне 75 000–80 000 кДж/дм³.

3.2. СТАБИЛИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ГОРЮЧЕГО В ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ

Стабилизация горения поверхности канала блока осуществляется с помощью стабилизатора пламени, размещаемого на входе в канал блока. Стабилизатор пламени обычно выполняется в виде диафрагмы, диаметр отверстия которой меньше начального диаметра канала. Таким образом, стабилизатор и канал блока создают уступ, за которым возникает зона циркуляционного течения (рис. 3.5). Для уменьшения потерь полного давления вход в отверстие стабилизатора делается плавным.

Структура течения и физические процессы, протекающие в непосредственной близости от стабилизатора пламени в ПВРДТ, близки к соответствующим процессам за фронтовым устройством в камере сгорания ГТД [3.13] и при подаче топливовоздушной смеси в зону циркуляции за плохообтекаемым телом [3.14].

Как и там, зона циркуляции за стабилизатором заполнена высокотемпературными продуктами сгорания, обогащенными горючим. При срыве воздушного потока с кромок стабилизатора образуется струйный турбулентный пограничный слой, в который, с одной стороны, посту-

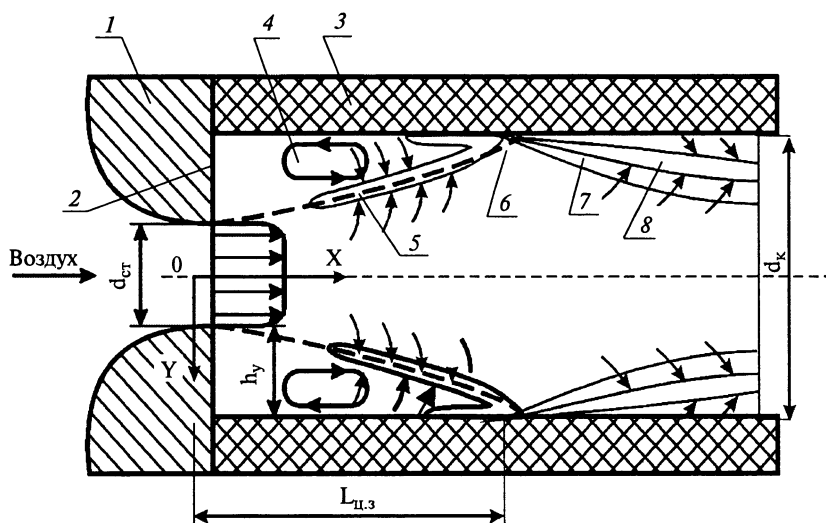


Рис. 3.5. Схема течения за стабилизатором пламени:

1 — стабилизатор пламени; 2 — уступ; 3 — блок твердого горючего; 4 — зона циркуляционного течения; 5 — стабилизированное пламя и разделительная линия тока; 6 — зона присоединения потока; 7 — повторно образующийся турбулентный пограничный слой; 8 — диффузионное пламя

пает воздух, а с другой, — обогащенные горючим высокотемпературные продукты сгорания из зоны обратного течения. Скорость и концентрация компонентов по сечению струйного пограничного слоя изменяются как по координате X , так и координате Y . Благодаря тепло-массопереносу на некотором расстоянии от кромок стабилизатора возникает диффузионный кольцевой факел — стабилизированное пламя 5 (см. рис. 3.5). Такую картину подтверждают, в частности, результаты измерений радиальных профилей температуры в трех поперечных сечениях зоны циркуляционного течения (рис. 3.6) при горении блока из полиэтилена (ПЭ) в модельном ПВРДТ [3.15]. Видно, что при смещении вниз по потоку стабилизированное пламя, где реализуются максимальные значения температуры, приближается к поверхности блока.

После присоединения струйного пограничного слоя со стабилизированным пламенем к поверхности канала блока в некоторой локальной области b (см. рис. 3.5), часть высокотемпературных продуктов сгорания, которая находится между разделительной линией тока и поверхностью канала, поступает в зону циркуляции и, обтекая поверхность канала в пределах длины $L_{ц.з}$, осуществляет газификацию горючего. Образующаяся смесь паров горючего и продуктов сгорания притекает к струйному пограничному слою. Другая часть пограничного слоя и стабилизированного пламени между разделительной линией

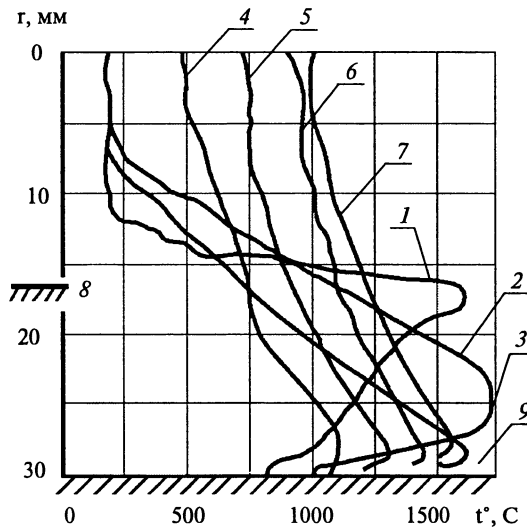


Рис. 3.6. Радиальные температуры в зоне обратных токов (1–3) и вниз по течению от нее (4–7) при различных значениях x/d_k :

1 — 0,6; 2 — 1,7; 3 — 2,5; 4 — 5,0; 5 — 6,7; 6 — 8,3; 7 — 10; 8 — радиус отверстия стабилизатора пламени; 9 — поверхность «топливо ПЭ — воздух»; $\rho_{wB} = 30 \text{ г/см}^2 \cdot \text{с}$

тока и осью канала способствует возникновению вниз по потоку повторно образующегося турбулентного пограничного слоя 7 с диффузионным пламенем 8. Пары горючего с поверхности канала и кислород из основной области течения с противоположных сторон поступают в пограничный слой в зону диффузионного пламени. При этом количество газифицированного горючего пропорционально конвективному и радиационному тепловым потокам от диффузионного пламени к поверхности канала.

Параметром стабилизации $f_{ст}$ называется отношение площади отверстия стабилизатора пламени к начальной площади канала [3.16]:

$$f_{ст} = \frac{F_{ст}}{F_k} = \left(1 - \frac{2h_y}{d_k}\right)^2, \quad (3.1)$$

где h_y — высота уступа, d_k — начальный диаметр канала.

При постоянных значениях начального диаметра канала и расхода воздуха с уменьшением $f_{ст}$ облегчаются условия для стабилизации пламени. При этом возрастают высота уступа и длина зоны циркуляционного течения (см. рис. 3.5).

В работе [3.17] при проведении огневых испытаний на канальных блоках из полиэтилена исследована зависимость длины зоны циркуляционного течения от высоты уступа стабилизатора пламени. Полученные экспериментальные данные аппроксимированы выражением

$$\frac{L_{ц.з}}{d_k} = -0,73 + 11,93 \frac{h_y}{d_k}. \quad (3.2)$$

Из сопоставления с результатами холодных продувок следует, что при огневых испытаниях $L_{ц,з}$ получается примерно в 1,3–1,5 раза меньше за счет дополнительного подвода массы при газификации горючего.

При сжигании твердого горючего в потоке воздуха каждому значению плотности тока в канале (при одинаковых прочих условиях) соответствует свое критическое значение параметра стабилизации $f_{ст.кр}$, выше которого происходит срыв пламени и прекращение горения. Величина $f_{ст.кр}$ зависит также от характеристик твердого горючего. Поскольку от величины $f_{ст.кр}$ зависят потери полного давления в камере сгорания и, следовательно, тягово-экономические характеристики прямоточного двигателя, большое внимание уделяется изысканию возможностей повышения $f_{ст.кр}$.

При этом возможны следующие пути повышения $f_{ст.кр}$:

- применение инжектора в отверстии стабилизатора пламени;
- размещение непосредственно за стабилизатором заряда из твердого топлива с высоким значением $f_{ст.кр}$;
- добавка в твердое горючее окислительных элементов (например, перхлората аммония);
- вдув окислительного газа в зону циркуляционного течения продуктов сгорания;
- подогрев воздуха на входе в стабилизатор пламени.

Инжектор выполняется в виде короткой трубки, коаксиально размещенной в отверстии стабилизатора (рис. 3.7). Он разделяет поступающий во внутренний контур воздух на два потока: первичный и вторичный [3.18]. Первичный поток проходит через кольцевой зазор между инжектором и отверстием стабилизатора. Он создает зону циркуляционного течения со стабилизированным пламенем. Вторичный поток перепускается через отверстие инжектора в канал блока горючего за зоной циркуляции. Благодаря инжектору существенно уменьшается скорость первичного воздушного потока и возрастает время пребывания топливовоздушной смеси за стабилизатором пламени. В результате возрастает $f_{ст.кр}$ и устойчивость горения при высоких p_w . Таким образом, инжектор в отверстии стабилизатора аналогичен форкамере, ранее применявшейся в жидкостных ПВРД [3.19]. При одинаковых прочих условиях (p_w , p_v , T_v и др.) применение инжектора позволяет повысить величину $f_{ст.кр}$ более чем в 1,5 раза.

В патенте США [3.20] предложена конструкция комбинированного инжектора, выполняющего также функцию несбрасываемой заглушки (рис. 3.8). Во время работы стартового РДТТ инжектор 2 находится в левом положении и закрывает патрубки 1 ВЗУ от проникновения продуктов сгорания. В начале маршевого режима работы инжектор сдвигается в правое положение под давлением скоростного напора

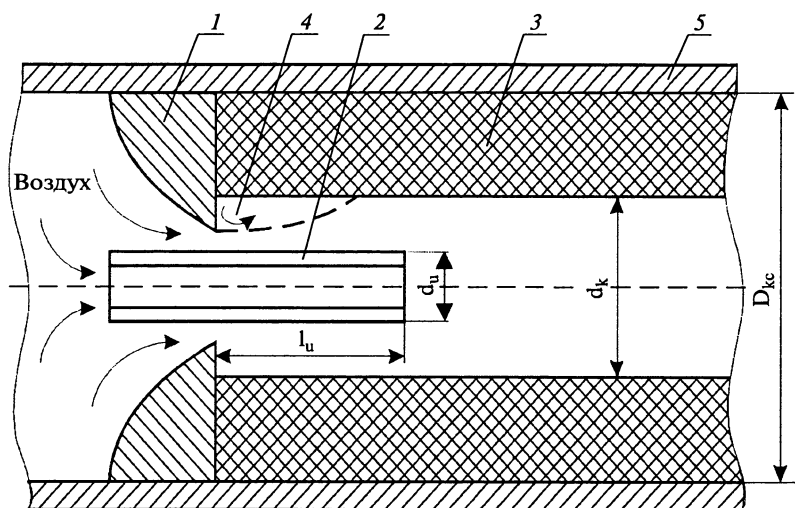


Рис. 3.7. Стабилизатор пламени с инжектором:

1 — стабилизатор пламени; 2 — инжектор; 3 — блок горючего; 4 — зона циркуляционного течения; 5 — камера сгорания

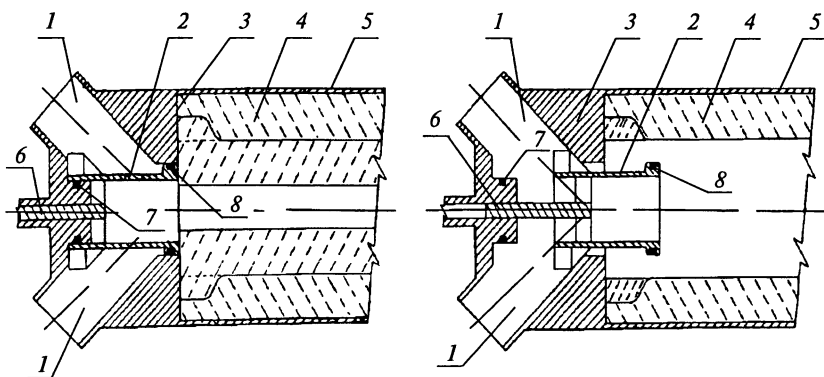


Рис. 3.8. Схема стабилизатора пламени с комбинированным инжектором:

1 — патрубki ВЗУ; 2 — комбинированный инжектор; 3 — стабилизатор пламени; 4 — блок горючего; 5 — камера сгорания; 6 — направляющий стержень; 7, 8 — уплотнительные кольца

поступающего через ВЗУ воздуха, или выталкивается в камеру сгорания 5 с помощью привода (вспомогательного запала).

Одним из средств повышения $f_{сткр}$ является размещение за стабилизатором в передней части канала основного блока горючего вспомо-

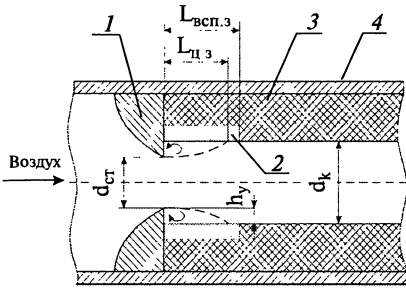


Рис. 3.9. Размещение вспомогательного заряда за стабилизатором пламени:

1 — стабилизатор пламени; 2 — вспомогательный заряд; 3 — блок горючего; 4 — камера сгорания

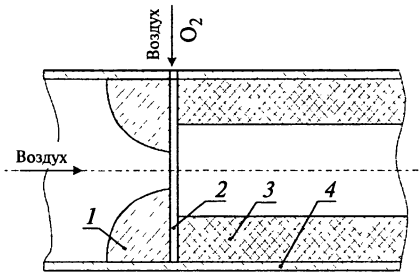


Рис. 3.10. Вдув окислительного газа в зону циркуляции:

1 — стабилизатор пламени; 2 — кольцевой коллектор; 3 — блок горючего; 4 — камера сгорания

гательного топливного заряда [3.21]. Величина критического параметра стабилизации топлива вспомогательного заряда должна превышать принятое для двигателя начальное значение $f_{ст.0}$, а длина заряда (рис. 3.9) должна быть больше длины зоны циркуляционного течения в конце его горения ($l_{всп.з} > L_{ц.з}$). Толщина заряда 2 должна быть достаточной для того, чтобы после его выгорания текущее значение параметра стабилизации было меньше критического значения для основного горючего: $f_{ст.1} < f_{ст.кр ос}$.

В работе [3.21] приведены результаты испытаний блока горючего UTC-14175 (25% полистирола с поперечными связями и 75% полибутадиена с концевыми гидроксильными группами) с вспомогательным зарядом. Заряд был изготовлен из того же состава UTC-14175 с добавлением 10% ПХА.

Применение заряда в данном случае позволило увеличить $f_{ст.кр}$ на ~30% и снизить потери полного давления на стабилизаторе пламени на ~40%.

С целью повышения критического значения параметра стабилизации используется также вдув окислительного газа (например, кислорода) в зону циркуляции (рис. 3.10) за стабилизатором пламени [3.22]. Как показали эксперименты, в случае применения блока горючего UTC-14175 вдув кислорода в зону циркуляции позволяет повысить $f_{ст.кр}$ более чем на ~50%.

Эффективным способом повышения $f_{ст.кр}$ является подогрев поступающего в канал блока воздуха. Устойчивость горения за стабилизатором пламени в ПВРДТ (как и за форкамерой ПВРДЖ [3.19]) определяется, в основном, двумя факторами: во-первых, образованием горючей топливоздушной смеси (ТВС) и, во-вторых, ее нагревом до

температуры воспламенения, т.е. зона циркуляционного течения должна обладать необходимой тепловой мощностью для воспламенения и поддержания горения. При этом, чем меньше $f_{ст}$, тем больше размеры циркуляционной зоны и, следовательно, ее тепловая мощность.

Оценим влияние температуры воздушного потока на величину параметра стабилизации. Примем, что горючая ТВС ($\alpha \approx 1$) образуется на некотором расстоянии от выходной кромки стабилизатора. Так как стехиометрический коэффициент продуктов сгорания, притекающих к струйному пограничному слою из зоны циркуляции, $L_{0.пс} > 10$, то начальную температуру образовавшейся горючей смеси можно принять близкой к температуре набегающего воздуха ($T_{ТВС}^* \approx T_H^*$). После образования горючей ТВС происходит ее нагрев благодаря теплообмену с высокотемпературными продуктами, поступающими из зоны циркуляции и имеющими температуру $T_{пс}^*$. Для воспламенения ТВС необходимо нагреть ее от начальной (T_H^*) до температуры воспламенения (T_B^*) за счет притока продуктов сгорания $G_{пс}$. В рассматриваемом случае уравнение теплового баланса в расчете на 1 кг ТВС примет вид:

$$C_{ртвс} T_H^* + G_{пс} C_{рпс} T_{пс}^* = C'_{ртвс} T_B^* + G_{пс} C'_{рпс} T_B^*, \quad (3.3)$$

где $C_{ртвс}$, $C'_{ртвс}$, $C_{рпс}$, $C'_{рпс}$ — удельные теплоемкости ТВС и продуктов сгорания при соответствующих температурах.

Считая для простоты удельные теплоемкости одинаковыми, т.е. $C_{ртвс} = C'_{ртвс} = C_{рпс} = C'_{рпс}$, получим, что необходимая для подогрева 1 кг ТВС масса (безразмерная) продуктов сгорания

$$G_{пс} = \frac{T_B^* - T_H^*}{T_{пс}^* - T_B^*}. \quad (3.4)$$

Масса притекающих продуктов сгорания определяется поверхностью тепло-массообмена в зоне циркуляции:

$$G_{пс} \sim h_y^2. \quad (3.5)$$

Из выражений (3.4, 3.5) следует, что с повышением температуры торможения набегающего воздуха T_H^* величина $G_{пс}$ уменьшается, соответственно уменьшается высота уступа, а критический параметр стабилизации возрастает ($f_{ст} \rightarrow 1$). При $T_H^* \geq T_B^*$ отпадает потребность в стабилизаторе пламени.

Вывод о влиянии температуры набегающего (поступающего в канал) воздуха на устойчивость горения полимеров подтверждается результатами экспериментальных исследований. На рис. 3.11 для четырех значений температуры воздушного потока $T_H^* = 288, 473, 673$ и 873 К указаны области стабильного и нестабильного (срыва) горения канальных блоков из полиэтилена ($d_k = 120$ мм), размещенных в модельном

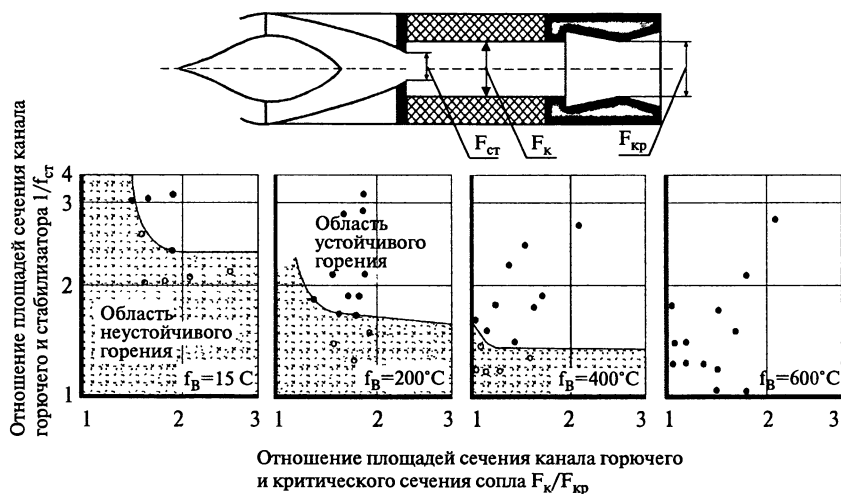


Рис. 3.11. Влияние температуры воздуха на пределы устойчивого горения [3.17]

двигателе. По оси абсцисс нанесено отношение площади сечения канала к площади критического сечения сопла двигателя $F_k/F_{кр}$, по оси ординат — величина $1/f_{ст}$, обратная параметру стабилизации. Области срыва горения показаны серым цветом. Как видно, с возрастанием температуры нагрева воздуха область стабильного горения расширяется (критическое значение параметра стабилизации $f_{ст,кр}$ возрастает), и при $T_H^* = 873\text{ K}$ $f_{ст,кр} \approx 1$, т.е. достигаются условия самовоспламенения топливоздушной смеси ($T_H^* > T_B^*$). Эксперименты на другом горючем (полибутadiен с концевыми гидроксильными группами) показали аналогичное влияние T_H^* на $f_{ст,кр}$.

3.3. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДЫХ ГОРЮЧИХ

Определение скоростей газификации твердых горючих в воздушном потоке — важная задача исследования элементов рабочего процесса в ПВРДТ. В первую очередь, такие сведения необходимы для расчета внутрибаллистических параметров и тягово-экономических характеристик ПВРДТ.

Существуют теоретические методы расчета горения блока горючего как в воздушном потоке (ПВРДТ), так и в потоке окислителя (ГРД) [3.23–3.27]. Механизмы горения в обоих случаях близки. При

определении скорости газификации используются расчетные модели термохимического разложения твердого горючего и диффузионного горения во фронте смешения компонентов внутри турбулентного пограничного слоя. При этом решаются уравнения сохранения и тепло-массопереноса с использованием тех или иных моделей турбулентности. При выборе расчетной модели горения принимаются различные допущения. Например, в работах [3.23–3.25] не учитывались радиационный теплообмен и кинетика химических реакций в газовой фазе, при этом поверхность горючего считалась изотермической. Сопоставление с данными экспериментов показало, что в расчетах скорость газификации горючего вниз по потоку за точкой присоединения уменьшается, в то время как при горении углеводородных полимеров (ПЭ, полибутadiен с концевыми гидроксильными группами и др.) она возрастает. Такое увеличение U_r в [3.25] объясняется возрастанием интенсивности радиационного теплообмена к поверхности блока из-за образования сажистых частиц в зоне горения.

Вместе с тем, при проведении расчетных исследований получен ряд результатов, имеющих практическую ценность для понимания рабочего процесса в ПВРДТ. Например, установлено [3.23], что изменение скорости на выходе из стабилизатора не оказывает влияния на положение точки присоединения. Подвод массы газифицированного горючего с поверхности блока в зоне циркуляции смещает точку присоединения выше по потоку относительно положения в отсутствии подвода. Оба эти результата согласуются с экспериментальными данными.

В [3.26] расчетная модель, предложенная в [3.24], была усовершенствована посредством учета радиационного переноса тепла от образующихся в зоне диффузионного горения частиц сажи. Это привело к увеличению расчетной скорости газификации за точкой присоединения потока. В результате получено лучшее согласование с экспериментальными данными. Однако в выражение для определения коэффициента излучения зоны пламени ϵ_g , входящего в уравнение радиационного теплового потока, введена эмпирическая константа. Ее значение необходимо выбирать из условия соответствия конкретным экспериментальным данным для каждого вида горючего. Естественно, что подобное, свидетельствующее о сложности реального процесса горения, ограничивает практическое использование расчетных методов.

Приближенное выражение для скорости газификации получается из уравнения теплового баланса на поверхности блока. Тепловой поток, который подводится к поверхности горючего из зоны диффузионного пламени, состоит из конвективного и радиационного. В общем случае в прогретом поверхностном слое горючего могут протекать реакции в к-фазе, за счет которых выделяется или поглощается (при эндотермических реакциях) дополнительное количество тепла.

Таким образом, в квазистационарном случае уравнение теплового баланса принимает вид:

$$U_{\Gamma} \rho_{\Gamma} q_{\Gamma} = q_{\kappa} + q_{\Gamma} \pm q_{\phi}, \quad (3.6)$$

где U_{Γ} — линейная скорость газификации; ρ_{Γ} — плотность горючего; q_{Γ} — удельная теплота газификации; q_{κ} , q_{Γ} , q_{ϕ} — плотность теплового потока от конвективной теплоотдачи, радиационного теплопереноса и реакций в к-фазе.

В случае, когда радиационной теплопередачей и реакциями в к-фазе можно пренебречь, уравнение упрощается:

$$U_{\Gamma} \rho_{\Gamma} q_{\Gamma} = q_{\kappa}. \quad (3.7)$$

Плотность конвективного теплового потока определяется по известной формуле:

$$q_{\kappa} = \alpha (T_{\text{пс}}^* - T_w), \quad (3.8)$$

где α — коэффициент теплоотдачи; $T_{\text{пс}}^*$ — температура продуктов сгорания; T_w — температура поверхности теплообмена блока.

Поскольку для конкретного горючего и конкретных условий проведения эксперимента величины ρ_{Γ} , q_{Γ} , $T_{\text{пс}}^*$ и T_w сохраняются постоянными или изменяются мало, скорость газификации в основном зависит от коэффициента теплоотдачи:

$$U_{\Gamma} \sim \alpha. \quad (3.9)$$

Как известно [3.28], при конвективном теплообмене и турбулентном течении газа в длинных трубах критериальная зависимость имеет вид:

$$\text{Nu} = c \text{Re}^{0,8}, \quad (3.10)$$

где c — эмпирический коэффициент.

Из (3.10) следует, что при отсутствии вдува со стенки выражение для коэффициента теплоотдачи принимает следующий вид:

$$\alpha = A \frac{(\rho w)^{0,8}}{d^{0,2}}, \quad (3.11)$$

где $A = c \frac{\lambda}{\mu^{0,8}}$ — параметр, зависящий от теплофизических свойств набегающего потока.

Вдув газифицированного горючего со стенки приводит к снижению коэффициента теплоотдачи («блокирующий эффект»): показатель степени при ρw становится меньше 0,8.

Как показывает анализ экспериментальных данных, в реальных условиях горения, помимо плотности тока воздуха и диаметра канала, определяющими параметрами для скорости газификации твердых

горючих являются также давление p_B и полная температура T_B^* воздуха на входе в канал.

При проведении расчетно-параметрических исследований тягово-экономических характеристик ПВРДТ средняя по длине канала скорость газификации блока твердого горючего принимается обычно в виде степенной зависимости:

$$U_r = U_0 (\rho w)^n p_B^m T_B^{*r} d_K^q, \quad (3.12)$$

где U_0 , n , m , r , q — константы, определяемые из эксперимента.

Экспериментальное исследование закономерностей газификации твердых горючих проводилось на установке, схема которой приведена на рис. 3.12 [3.16, 3.17, 3.30]. Благодаря модельной секционной камере сгорания 4 можно проводить испытания блоков горючего различной длины. Расход воздуха в основной и перепускной магистралях измерялся с помощью сменных критических расходомерных сопел 3. Коэффициент расхода этих сопел в широком диапазоне чисел Re практически неизменен и близок к $\mu \approx 0,99$. На рис. 3.12 указаны также места измерений давления и температуры.

Для получения установившегося режима горения необходимы специальные меры по воспламенению (розжигу) поверхности канала

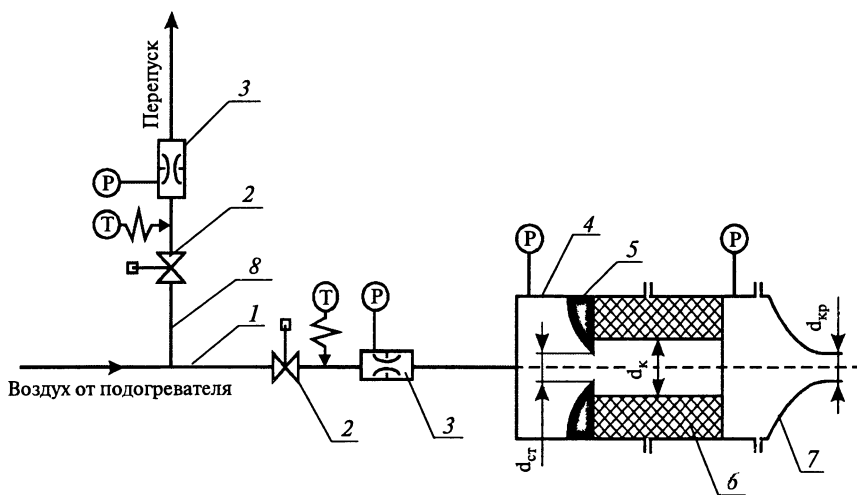


Рис. 3.12. Схема установки для исследования закономерностей газификации твердого горючего:

1 — основная магистраль; 2 — отсечной кран; 3 — критическое расходомерное сопло; 4 — модельная секционная камера сгорания; 5 — стабилизатор пламени; 6 — блок горючего; 7 — сменное сопло; 8 — магистраль перепуска

блока с помощью воспламенительных устройств (газового или пиротехнического).

Методика определения скоростей газификации (текущей по длине канала U_{τ} и средней U_{Γ}) и плотности тока воздуха строится обычно в такой последовательности.

Вначале измеряют расход воздуха $G_{\text{в}}$, изменение выгоревшего объема блока по длине канала $\Delta V_i = f(l_i)$ (например, с помощью проливок водой блока после испытания), начальный диаметр канала $d_{\text{к.н}}$, массу блока и его длину до и после испытаний.

Далее определяют:

1) диаметр канала блока после срабатывания воспламенительного устройства (ВУ)

$$d_{\text{к.в.у}} = \sqrt{d_{\text{к.н}}^2 + \Delta G_{\text{в.у}} / (0,785 \cdot l_{\text{бн}} \rho_{\Gamma})}, \quad (3.13)$$

где $\Delta G_{\text{в.у}}$ — масса горючего, унесенного при срабатывании ВУ;

2) массу сгоревшего горючего с учетом срабатывания ВУ

$$\Delta G_{\Gamma} = G_{\text{бн}} - G_{\text{бк}} - \Delta G_{\text{в.у}}, \quad (3.14)$$

где $G_{\text{бн}}$, $G_{\text{бк}}$ — масса блока до и после испытания, соответственно;

3) время горения блока

$$\tau_{\Gamma} = \tau_{\text{дв}} - \tau_{\text{в.у}}, \quad (3.15)$$

где $\tau_{\text{дв}}$, $\tau_{\text{в.у}}$ — время работы двигателя и ВУ, соответственно;

4) среднюю длину блока

$$l_{\text{ср}} = (l_{\text{бн}} + l_{\text{бк}}) / 2; \quad (3.16)$$

5) конечный диаметр канала блока

$$d_{\text{кк}} = \sqrt{d_{\text{к.в.у}}^2 + \Delta G_{\Gamma} / (0,785 \cdot l_{\text{ср}} \rho_{\Gamma})}; \quad (3.17)$$

6) средний диаметр канала блока в процессе горения

$$d_{\text{к ср}} = (d_{\text{к.в.у}} + d_{\text{кк}}) / 2; \quad (3.18)$$

7) расход горючего

$$G_{\Gamma} = \Delta G_{\Gamma} / \tau_{\Gamma}; \quad (3.19)$$

8) среднюю скорость газификации

$$U_{\Gamma} = \frac{G_{\Gamma}}{\pi d_{\text{к ср}} l_{\text{ср}} \rho_{\Gamma}}; \quad (3.20)$$

9) среднюю плотность тока в канале по воздуху

$$(\rho w)_{\text{ср}} = G_{\text{в}} / F_{\text{к ср}}; \quad (3.21)$$

10) текущий на i -ом участке блока диаметр канала после срабатывания ВУ

$$d_{к\text{ вУ}_i} = \sqrt{d_{кн}^2 + \Delta V_{i\text{ вУ}} / (0,785 \cdot l_i)}, \quad (3.22)$$

где $\Delta V_{i\text{ вУ}}$ — выгоревший объем горючего на i -ом участке после срабатывания ВУ, l_i — длина текущего элементарного участка;

11) текущий на i -ом участке блока конечный диаметр канала

$$d_{кк_i} = \sqrt{d_{к\text{ вУ}_i}^2 + \Delta V_i / (0,785 \cdot l_i)}; \quad (3.23)$$

12) текущую по длине канала скорость газификации блока

$$U_\tau = (d_{кк_i} - d_{к\text{ вУ}_i}) / (2\tau_\Gamma). \quad (3.24)$$

Исследования закономерности газификации твердых горючих на примере полимеров (ПММА, ПЭ, полибутадиев с концевыми гидроксильными группами и др.) начнем с рассмотрения влияния давления воздуха на входе в канал на U_τ , т.к. именно этот параметр является ключевым для понимания процесса горения.

3.3.1. Влияние давления воздуха на входе в канал

Как показывает анализ известных экспериментальных данных, влияние давления воздуха на скорость газификации полимерных твердых углеводородных горючих является определяющим и носит достаточно сложный характер. В имеющихся работах [3.29, 3.30] исследования проведены в области средних и высоких давлений ($p_B > 0,35$ МПа), что соответствует условиям полета ракет с ПВРДТ на малых и средних высотах. На рис. 3.13 приведена зависимость скорости газификации от давления воздуха для полиметилметакрилата (ПММА) [3.29] и полиэтилена (ПЭ) [3.30]. Давление изменялось от $\sim 0,35$ до $\sim 1,3$ МПа. Характер зависимостей $U_\tau = f(p_B)$ для обоих полимеров одинаков. При давлениях $p_B \approx (0,35 \div 0,6)$ МПа скорость газификации практически не меняется. В диапазоне $p_B \approx (0,6 \div 1,2)$ МПа, напротив, отмечается значительное влияние давления на U_τ :

$$U_\tau \sim p_B^{m_2}, \quad m_2 \approx 0,6 \text{ для ПММА и } m_2 \approx 0,8 \text{ для ПЭ.}$$

При дальнейшем повышении давления $p_B > 1,2$ МПа влияние последнего прекращается.

Практический интерес представляют также результаты исследования зависимости $U_l = f(p_B)$ в условиях, соответствующих большим высотам полета [3.5, 3.16]. Для этих условий характерны низкие значения давления ($p_B < 0,35$ МПа) и невысокие плотности тока воздуха [$\rho w < 5$ г/(см²·с)]. Полученные результаты в области низких давлений

$p_B = (0,1 \div 0,35)$ МПа также показывают [3.16] значительное влияние давления воздуха на входе в канал на скорость газификации полимерных твердых горючих. Для этого случая на рис. 3.14 представлено распределение текущей скорости газификации U_T по длине блока из ПММА для разных давлений воздуха.

Как показывают экспериментальные данные, влияние давления на U_T сказывается до некоторого граничного значения $p_{B,гр}$, и при $p_B > p_{B,гр}$ давление практически не влияет.

Таким образом, в области низких давлений $p_B = (0,1 \div 0,3)$ МПа $U_T \sim p_B^{m_1}$, где $\bar{p}_B = p_B / p_{B,гр}$, $m_1 \approx 0,45$, $p_{B,гр} \approx 0,45$ МПа (рис. 3.15).

Таким образом, из данных [3.16, 3.29, 3.30] следует, что влияние давления воздуха на скорость газификации твердых полимерных углеводородов проявляется как в области относительно низких давлений $p_B = (0,1 \div 0,3)$ МПа, так и в области относительно высоких $p_B = (0,6 \div 1,2)$ МПа.

Причины влияния давления на U_T до настоящего времени окончательно не выяснены. Однако имеющиеся факты позволяют высказать определенное мнение о физической стороне этого явления. В экспериментах установлено, что при низких давлениях горение полимеров происходит без заметного сажеобразования [3.16], а при переходе к высоким давлениям

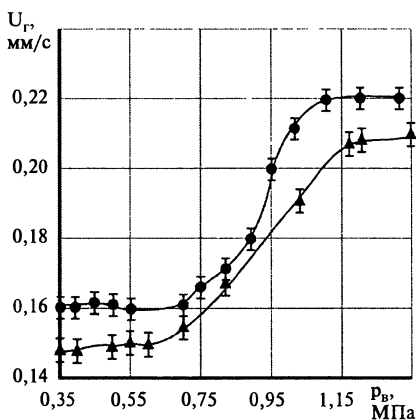


Рис. 3.13. Влияние давления воздуха на входе в канал на скорость газификации твердых полимеров:

▲ — ПММА [3.29]; ● — ПЭ [3.30]

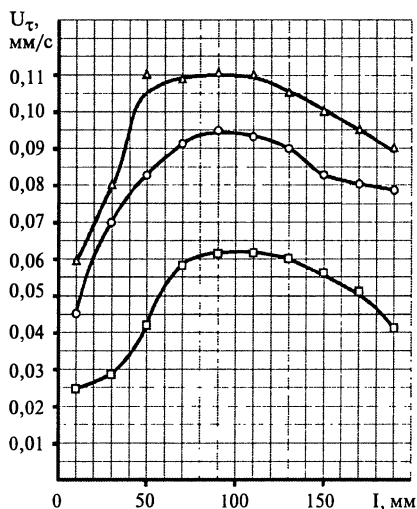


Рис. 3.14. Влияние давления воздуха на текущую скорость газификации ПММА при $(\rho w)_n \approx 2,5$ г/(см² с), $f_{сг} = 0,325$:

□ — $p_B = 1 \cdot 10^5$ Па; ○ — $p_B = 3,1 \cdot 10^5$ Па; △ — $p_B = 4 \cdot 10^5$ Па

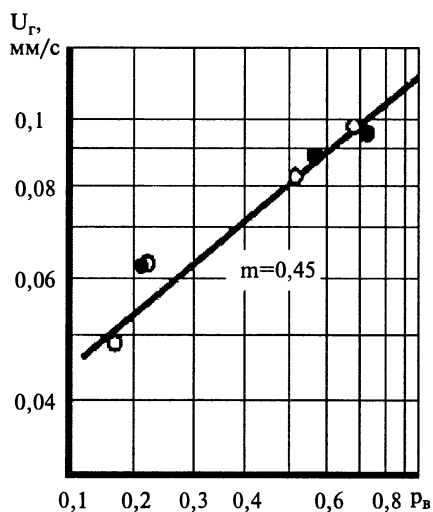


Рис. 3.15. Зависимость средней скорости газификации ПММА от относительного давления воздуха \bar{p}_v при $(\rho w)_n \approx 2,5 \text{ г/см}^2 \cdot \text{с}$:

○ — $f_{ст} = 0,325$; ● — $f_{ст} = 0,2$ [3.16]

$p_v = (0,6 \div 1,2) \text{ МПа}$, напротив, отмечается сильное сажеобразование [3.29, 3.30]. Поэтому основной причиной влияния низких давлений воздуха на скорость газификации является, по-видимому, кинетика реакций в газовой фазе. А в области высоких давлений воздуха одной из основных причин может быть механизм и кинетика термохимических процессов деструкции в поверхностном слое полимера. В целом реакции термической деструкции полимеров принято подразделять на два основных класса: реакции деполимеризации и реакции заместителей [3.31].

Для нас наибольший интерес представляют реакции деполимеризации, которые характерны для термической деструкции большинства горючих полимеров, и которые основаны

на разрыве скелета основной полимерной цепи. Конечным продуктом могут быть мономер, как в случае ПММА и полистирола, или летучие продукты, получающиеся в результате фрагментации цепи, в состав которых входит большое число углеводородов с низкой молекулярной массой, включая значительное количество моноолефинов (случай ПЭ). При изучении постадийного процесса деструкции полимеров с помощью методов термического анализа (дифференциальная сканирующая калориметрия, термический испарительный анализ и др.) используется обычно повышение температуры с относительно небольшой скоростью (1–20 °С/мин).

Для получения информации о механизме деструкции полимеров применяется также флеш-пиролиз, при котором высокая температура (> 500 °С) достигается за очень короткое время [3.31].

В этой связи заслуживают внимания результаты исследования термохимических процессов деструкции при быстром нагреве цилиндрических образцов из полистирола (ПС) и ПММА [3.32].

Интенсивный нагрев образцов осуществлялся путем их обдува струей продуктов сгорания модельного ракетного двигателя. Изменение температуры продуктов сгорания в струе $T_{пс}^*$ достигалось исполь-

Таблица 3.15

$T_{пс}^*$, К	1023	1293	1433	1523	1673	1873
T_w , К	788	810	820	828	844	856

зованием двух горючих (метана и пропана), а также изменением соотношения окислитель/горючее.

В результате исследований выявлены два факта. Во-первых, температура горячей поверхности полимера T_w не сохраняется постоянной, а изменяется в зависимости от температуры продуктов сгорания $T_{пс}^*$ (табл. 3.15).

Во-вторых, при определенной для каждого полимера величине скорости газификации $U_r = \bar{U}_r$, которой соответствует и определенное значение T_w , происходит изменение механизма и кинетики поверхностной деструкции.

При скоростях газификации $U_r < \bar{U}_r$ процесс деструкции определяется разложением полимера до мономера и диффузией последнего через массу полимера к поверхности образца (схема А).

При $U_r > \bar{U}_r$ процесс деструкции определяется испарением путем десорбции мономера с перемещающейся поверхности (схема Б). При этом в [3.32] экспериментальные данные о поверхностной деструкции ПС и ПММА были описаны выражением аррениусовского типа:

$$U_r = A \exp\left[-E_a/(RT_w)\right], \quad (3.25)$$

где U_r — скорость газификации; A — предэкспоненциальный множитель; E_a — энергия активации термического разложения; R — универсальная газовая постоянная; T_w — измеренная температура поверхности.

Изменение механизма и кинетики поверхностной деструкции сопровождается изменением величины E_a . Так, в случае ПС при малых скоростях газификации величина E_a достигает значений 165–210 кДж/моль, близких к E_a , наблюдавшейся в экспериментах по объемной деструкции. При больших $U_r > \bar{U}_r$ значение E_a равно 50–58 кДж/моль, что близко к скрытой теплоте испарения мономерного стирола (около 42 кДж/моль).

Подобные результаты по влиянию давления на кинетику деструкции поверхностного слоя получены также при пиролизе твердых негорючих материалов. Например, в [3.33] рассмотрена кинетика процессов деструкции поверхности стеклопластика в случае нагрева при переменном давлении.

С учетом отмеченного, можно представить следующую модель газификации ПММА и ПС при переменном давлении. Процесс

газификации полимеров происходит под воздействием конвективного и радиационного тепловых потоков из зоны диффузионного горения (пламени) внутри турбулентного пограничного слоя (см. рис. 3.5). Подобно гибриднему ракетному двигателю (ГРД) [3.27, 3.34], горючее в газообразном виде с поверхности блока поступает в турбулентный пограничный слой. Окислитель (воздух) поступает в пограничный слой из основного потока и переносится к зоне пламени диффузией. При низких давлениях ($p_b < 0,35$ МПа) в результате действия кинетики деструкции горящей поверхности полимера по схеме А, для которой характерно высокое значение энергии активации E_a , удельный расход горючего в зону пламени сравнительно невелик, и поступающего воздуха хватает для сжигания подавляющей части газообразного горючего, т. е. процесс горения происходит без заметного сажеобразования. Влияние давления проявляется в кинетике химических реакций в газовой фазе. С повышением p_b влияние кинетики химических реакций ослабевает, возрастают температура в зоне пламени, величина теплового потока к поверхности и скорость газификации. В этой области теплоотдача к поверхности блока горючего осуществляется, в основном, конвекцией.

В области высоких давлений ($p_b > 0,6$ МПа) кинетика термохимической деструкции поверхности горючего меняется на схему Б, характеризующуюся низким значением энергии активации. При этом существенно возрастает расход горючего в зону пламени, и поступающего за счет диффузии воздуха становится недостаточно. Горение в зоне пламени происходит при низких коэффициентах избытка воздуха, что сопровождается значительным сажеобразованием, о чем, в частности, свидетельствуют результаты спектроскопического анализа [3.29]. В этой области давлений доля тепла к поверхности от радиации возрастает, а вклад конвективной теплоотдачи снижается. Суммарная плотность теплового потока к поверхности полимера определяется формулой:

$$q_w = q_p + q'_k, \quad (3.26)$$

где q_p — плотность радиационного теплового потока; q'_k — плотность конвективного теплового потока.

По мере возрастания q_p конвективный поток тепла уменьшается. Для этого случая в [3.34] предложено следующее выражение для определения плотности конвективного потока:

$$q'_k = q_k \exp(-q_p/q_k), \quad (3.27)$$

где q_k — плотность конвективного теплового потока в случае отсутствия радиационного (при $q_p = 0$).

По мере роста давления теплоотдача к поверхности горючего возрастает за счет радиации. При этом увеличиваются скорость газификации и концентрация сажи в зоне пламени. При достижении

$p_b \approx 1,2$ МПа радиационная теплоотдача достигает максимума (радиации черного тела), а вместе с ней достигают максимума суммарная плотность теплового потока q_w и скорость газификации [3.29, 3.30].

О влиянии радиационной теплоотдачи на скорость газификации твердых полимеров свидетельствует также следующий факт. Поскольку конвективная теплоотдача уменьшается с возрастанием толщины пограничного слоя на поверхности горючего вниз по потоку от точки присоединения, наблюдаемое горение блоков с почти постоянной или возрастающей U_t (текущей скоростью) может быть объяснено только увеличением радиационной теплоотдачи в результате увеличивающегося сажеобразования вдоль канала [3.25, 3.26].

Таким образом, в области низких и средних давлений воздуха ($p_b = 0,1 \div 0,4$ МПа) преобладающее влияние на среднюю скорость газификации твердых полимеров оказывает конвективная теплоотдача, а в области относительно высоких давлений ($p_b = 0,6 \div 1,2$ МПа) — радиационная.

3.3.2. Влияние параметров ρ_w , T_v^* , d_k

В работах [3.5, 3.15–3.17, 3.29, 3.30 и др.], посвященных исследованиям закономерностей газификации углеводородных полимеров в потоке воздуха, степень влияния плотности тока воздуха ρ_w на среднюю скорость газификации U_t получена различной. У разных авторов показатель степени n при ρ_w изменяется от 0,65 до 0,25. Объяснение такого разброса n может быть дано при рассмотрении теплоотдачи от зоны диффузионного горения к поверхности горючего.

Как уже отмечено, плотность тока характеризует конвективный поток тепла к поверхности канала. В области низких и средних давлений $p_b = 0,1 \div 0,4$ МПа, когда горение происходит практически без сажеобразования, доля радиационного излучения в суммарной теплоотдаче мала. Эта область давлений, где определяющей является конвекция, характеризуется наиболее высокими значениями n .

На рис. 3.16 на блоках из ПММА ($l_k/d_k \approx 3,5$) при $p_b = 0,1$ МПа показано влияние плотности тока на величину текущей по длине канала скорости газификации U_t для двух значений параметра стабилизации. Здесь же пунктиром нанесены соответствующие значения средней по длине канала скорости U_r , и указано, каким величинам начальной плотности тока она соответствует.

При горении блоков большой относительной длины ($l_k/d_k \approx 31,5$) (рис. 3.17) U_t изменяется в широких пределах.

График зависимости U_t от плотности тока в диапазоне $p_b = 0,1 \div 0,4$ МПа приведен на рис. 3.18 [3.5]. Для этих условий $U_t \sim (\rho_w)^{0,6}$. Близкие значения показателя степени n в этой области давлений получены для ПЭ.

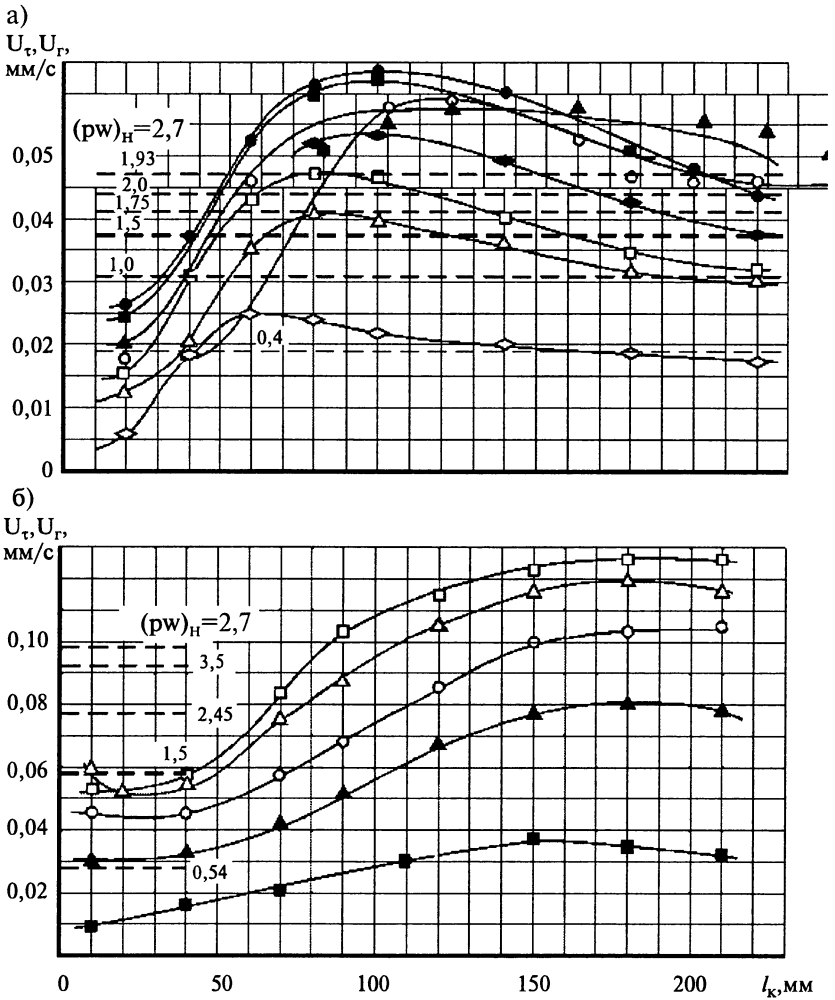


Рис. 3.16. Влияние плотности тока на величину текущей по длине канала скорости газификации U_{ϕ} [3.16]:

а — $f_{\text{сг}} = 0,325$ ($d_{\text{л}} = 40$ мм); \diamond — $(\rho w)_H = 0,4$ г/(см²·с); \triangle — $(\rho w)_H = 1$ г/(см²·с); \square — $(\rho w)_H = 1,5$ г/(см²·с); \blacklozenge — $(\rho w)_H = 1,75$ г/(см²·с); \circ — $(\rho w)_H = 2$ г/(см²·с); \blacktriangle — $(\rho w)_H = 1,93$ г/(см²·с); \blacksquare — $(\rho w)_H = 2,5$ г/(см²·с); \bullet — $(\rho w)_H = 2,7$ г/(см²·с);

б — $f_{\text{сг}} = 0,1$ ($d_{\text{л}} = 22$ мм); \blacksquare — $(\rho w)_H = 0,54$ г/(см²·с); \blacktriangle — $(\rho w)_H = 1,5$ г/(см²·с); \circ — $(\rho w)_H = 2,45$ г/(см²·с); \triangle — $(\rho w)_H = 3,5$ г/(см²·с); \square — $(\rho w)_H = 4$ г/(см²·с)

Таким образом, при горении твердых полимеров в области $p_B = 0,1 \div 0,4$ МПа показатель степени при плотности тока равен $n \approx 0,5 \div 0,6$. С переходом к высоким давлениям в камере $p_B = 0,6 \div 1,2$ МПа начинает возрастать сажеобразование, и в суммарном тепловом потоке

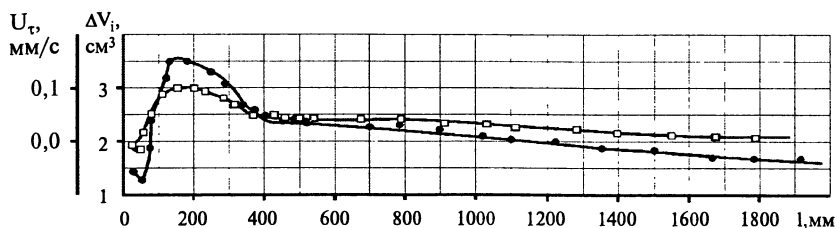


Рис. 3.17. Характеристики горения блока ПММА большой относительной длины $l_k/d_k=31,5$ [3.16]:

□ — U_g ; ● — ΔV_i

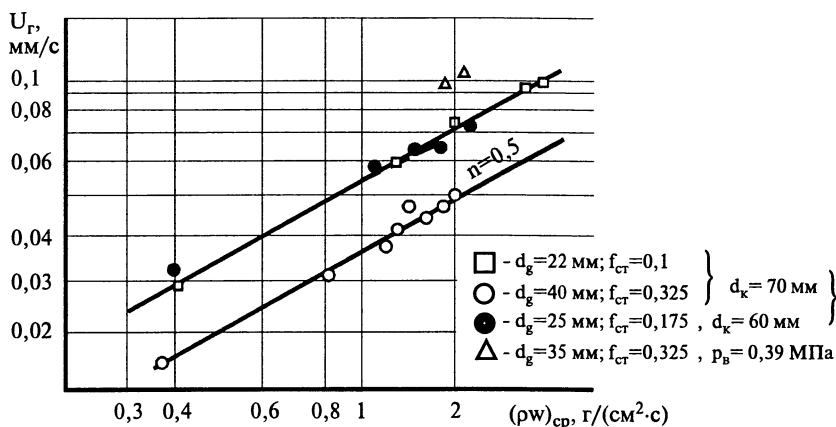


Рис. 3.18. Зависимость U_g от средней плотности тока

увеличивается доля, связанная с радиационным излучением. При этом доля от конвективной теплоотдачи снижается. Для ПММА наиболее полные данные по оценке влияния высоких давлений ($p_B = 0,7 \div 1,2$ МПа) на величину показателя n приведены в [3.29] (рис. 3.19). Как следует из рисунка, самое низкое значение n получается при $p_B > 1$ МПа ($n \approx 0,25$). В диапазоне $p_B = 0,4 \div 1$ МПа показатель степени n принимает промежуточные значения от 0,65 до 0,35.

В [3.30] на блоках из ПЭ получены подобные результаты по влиянию p_B на величину n (рис. 3.20): для принятого в экспериментах $p_B = 0,85$ МПа $n = 0,35$.

Результаты оценки зависимости $U_g = f(T_B^*)$ показывают, что наибольшее влияние температуры воздушного потока проявляется в случае преобладания конвективной теплоотдачи при низких и средних давлениях ($p_B = 0,1 \div 0,4$ МПа). В этой области показатель степени при

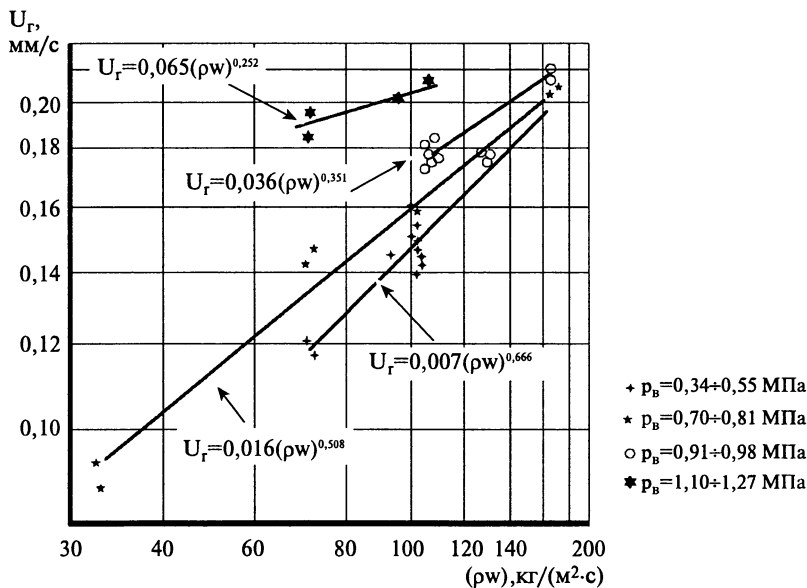


Рис. 3.19. Влияние давления на зависимость $U_r = f(\rho_w)$:

ПММА; $l_k/d_k = 7,5$; $f_{CT} = 0,14$ [3.29]

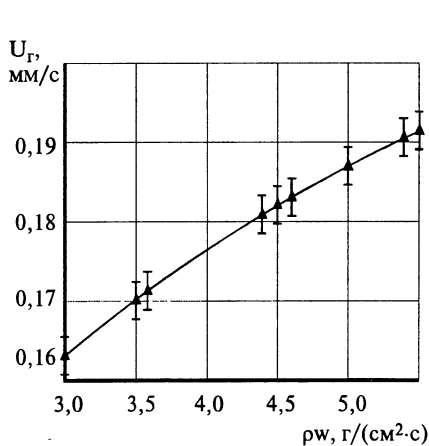


Рис. 3.20. Влияние плотности тока на скорость газификации ПЭ [3.30]:

$l_k/d_k = 5,2$; $p_B = 0,85$ МПа; $f_{CT} = 0,06835$

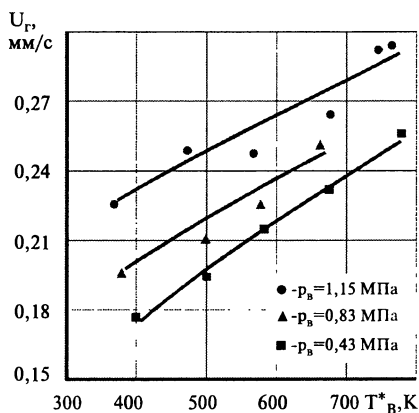


Рис. 3.21. Влияние температуры воздуха на скорость газификации ПММА:

$l_k/d_k = 5,0$; $f_{CT} = 0,176$; $\rho_w \cong 8,8$ г/(см²·с)

T_B^* получается максимальным: $\gamma \approx 0,6 \div 0,65$. С переходом к высоким давлениям $p_B = 1 \div 1,2$ МПа показатель степени понижается до минимального значения $\gamma \approx 0,3$ (рис. 3.21) [3.29].

В области p_B от 0,4 до 1 МПа показатель γ имеет промежуточные значения. Так, на рис. 3.22 из [3.30] видно, что при сжигании ПЭ при $p_B = 0,7$ МПа $\gamma = 0,39$, а при $p_B = 0,85$ МПа $\gamma = 0,36$.

При возрастании диаметра канала блока горючего скорость газификации понижается при сохранении неизменными прочих условий проведения эксперимента. Это понижение обусловлено уменьшением теплопередачи к поверхности вследствие увеличения расстояния от зоны диффузионного пламени до поверхности канала при возрастании d_k . В результате экспериментов на модельных двигателях различного размера в [3.17] установлено влияние диаметра канала на скорость газификации: $U_\gamma \sim d_k^{-0,23}$, т.е. $q = -0,23$.

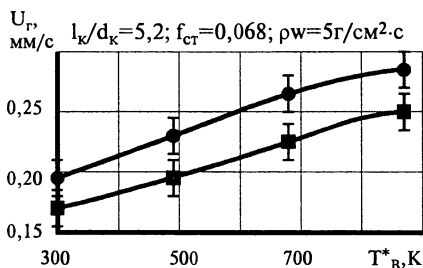


Рис. 3.22. Изменение скорости газификации ПЭ в зависимости от температуры воздуха [3.30]:

■ — $p_B = 0,7$ МПа; ● — $p_B = 0,85$ МПа

3.3.3. Влияние металлических добавок

Существенное повышение энергоемкости твердых горючих можно получить посредством введения в твердые углеводородные горючие металлов (бора и его соединений, алюминия, технического углерода и др.). Металлы вводятся в виде мелкодисперсного порошка.

Несмотря на многообещающие результаты термодинамических расчетов, при практическом применении высокометаллизированных горючих возникает ряд трудностей, обусловленных сложными явлениями при горении таких составов, которые влияют на процесс тепловыделения в камере сгорания и могут привести к низкой эффективности горения и ухудшению тягово-экономических характеристик двигателей [3.35].

В работе [3.36] проведено экспериментальное исследование процесса горения образцов металлизированных горючих на основе НТРВ (полибутадиев с концевыми гидроксильными группами) с добавками бора, карбида бора, Mg, Al и др. металлов. Экспериментальная установка включала модельную камеру сгорания ПВРДТ с окном для наблюдений, оснащенную высокоскоростной кинокамерой (≈ 5000 кадр/с).

Установлено, что, хотя характерные черты структуры течения в камере сгорания остаются такими же, как в случае неметаллизированных горючих (зона рециркуляционного течения, повторно образующийся турбулентный пограничный слой и др.), в процессах горения наблюдаются различия.

Поскольку содержание газифицируемых компонентов в металлизированных горючих существенно меньше, диффузионное пламя в газовой фазе не столь интенсивно, как в случае неметаллизированных горючих, и поэтому его влияние на процесс горения менее значимо.

В связи с отсутствием кислорода вблизи поверхности блока горючего, на поверхности происходит только «инертный» нагрев металлических частиц без воспламенения. Выброс частиц металла и агломератов с поверхности, вероятно, обусловлен действием сил давления и газовых потоков, возникающих при разложении полимерной горючей матрицы.

Оторвавшиеся от поверхности блока невоспламененные частицы металла будут далее нагреваться при движении через высокотемпературную зону диффузионного пламени и смогут воспламениться, только достигнув зоны, богатой кислородом (рис. 3.23). При этом такие металлы, как Mg, воспламеняются при относительно низких температурах, а для быстрого воспламенения и горения частиц бора требуется высокая температура окружающего газа (~ 1900 К) [3.36].

Горячие частицы металла передают тепло поверхности блока горючего с помощью радиационного теплообмена.

Таким образом, в случае металлизированных горючих доля радиационного теплового потока в суммарном тепловом потоке к поверхности горючего возрастает.

В зависимости от интенсивности радиационного теплообмена и теплофизических свойств металлического компонента доля тепла, которая расходуется на газификацию углеводородной связки, отнесенная к единице массы, может быть как выше, так и ниже, чем в случае

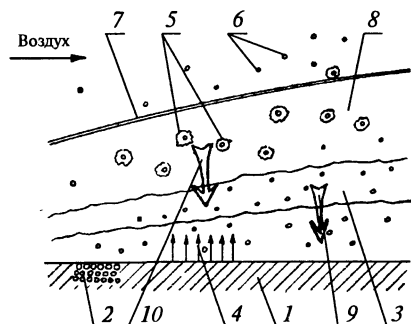


Рис. 3.23. Схема течения вблизи горячей поверхности металлизированного горючего:

1 — твердое металлизированное горючее; 2 — частицы металла; 3 — зона диффузионного пламени; 4 — зона, обогащенная горючим; 5 — горящие частицы; 6 — невоспламенившиеся частицы металла; 7 — граница пограничного слоя; 8 — зона с избытком кислорода; 9 — конвективный тепловой поток; 10 — радиационный тепловой поток

Таблица 3.16

Горючее	НТРВ	НТРВ + 5% С	НТРВ + 30% Al	НТРВ + 30% Mg
\bar{U}_r	1	0,88	1,1	1,35

неметаллизированного горючего. Это, при равных прочих условиях ($\rho_w, p_b, T_b^*, \dots = \text{idem}$), приводит к относительному увеличению (уменьшению) скорости газификации металлизированного горючего. В табл. 3.16 приведены относительные скорости газификации некоторых металлизированных горючих при плотности тока воздуха $\rho_w \approx 10 \text{ г/см}^2 \cdot \text{с}$.

Из таблицы видно, что максимальная скорость газификации получена в случае добавки в НТРВ магния, что, по-видимому, объясняется повышением радиационного обмена из-за легкости воспламенения его частиц.

3.4. ПОЛНОТА СГОРАНИЯ

В доступных публикациях важная проблема, связанная с полнотой сгорания в ПВРДТ, освещена недостаточно полно, т.к. она обычно решается в процессе отработки конкретного двигателя, разрабатываемого для конкретного ЛА.

Как известно, на выходе из канала блока горючего полнота сгорания составляет $\eta_r \approx 0,5$, что недостаточно для получения высоких тягово-экономических характеристик. Поэтому ПВРДТ, помимо камеры сгорания, где размещается блок горючего, имеет камеру дожигания.

Исследования влияния относительной длины камеры дожигания на полноту сгорания (рис. 3.24) показали, что наибольшее изменение η_r происходит при увеличении длины камеры дожигания до двух калибров. Так, при увеличении (L_d/D_d) от 0 до 2 величина η_r повышается с 0,5 до 0,68, т.е. на 35%. При дальнейшем увеличении длины камеры

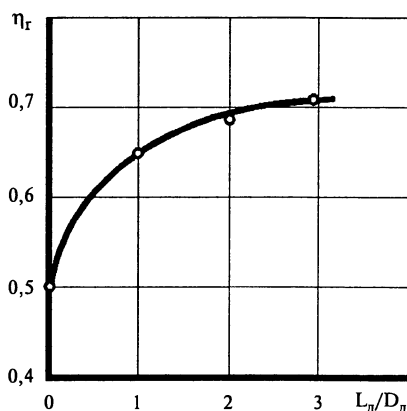


Рис. 3.24. Влияние относительной длины камеры дожигания на полноту сгорания

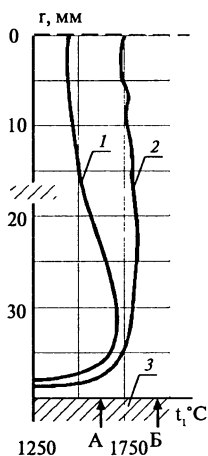


Рис. 3.25. Радиальные профили температуры в камере дожигания при $L_d/D_d = 1,7$:

1 — вариант А; 2 — вариант Б; 3 — стенка камеры дожигания [3.15]

дожигания полнота сгорания возрастает незначительно.

В работе [3.15] приведены результаты измерения профилей температуры и концентрации основных продуктов сгорания по радиусу камеры дожигания модельного ПВРДТ, выполненного по схеме без перепуска воздуха. Твердым горючим был ПЭ. Профили температуры (рис. 3.25), измеренные в сечении на относительном расстоянии от торца блока $L_d/D_d = 1,7$, относятся к двум вариантам: в варианте А коэффициент избытка воздуха ($\alpha = 1,78$) был почти в два раза выше, чем в варианте Б ($\alpha = 1,04$). В варианте Б радиальный профиль температуры близок к прямолинейному, а в варианте А наблюдается значительное изменение температуры. Внизу рисунка стрелками показаны значения расчетной температуры. Таким образом, в варианте А процессы смешения не завершены, а реакции, по-видимому, закончились, т.к. расчетное значение температуры совпадает с экспериментальным. При соотношении смеси, близком к стехиометрическому (вариант Б), теоретическая температура продуктов сгорания выше экспериментально измеренной, и процессы горения, по-видимому, не завершены.

Радиальные профили объемной концентрации (объемные доли) продуктов сгорания в конце этой же камеры дожигания для варианта А ($\alpha = 1,78$) при $L_d/D_d = 1,8$ приведены на рис. 3.26. Как видно, поле концентраций не является однородным. Концентрация кислорода на оси (12%) почти вдвое выше, чем у стенки.

На рис. 3.27 показано распределение концентраций O_2 и CO_2 по оси канала блока и камеры дожигания. Монотонное уменьшение концентрации кислорода происходит и в камере дожигания, что свидетельствует о незавершенности рабочего процесса.

Приведенные экспериментальные данные показывают, что для повышения эффективности рабочего процесса в ПВРДТ необходимо интенсифицировать процессы смешения.

С целью интенсификации процессов смешения и горения в камере дожигания в литературе рассматриваются такие меры, как перепуск в камеру части воздуха (схема ПВРДТ с перепуском), оснащение стабилизатора пламени завихрителем, размещение в камере дожигания

плохообтекаемого тела. Так, например, размещение в камере дожигания плохо обтекаемого тела повышает полноту сгорания на 12–15%.

Эффективная организация рабочего процесса в ПВРД осложняется при использовании металлизированных твердых горючих. В случае добавки бора для воспламенения частиц, эжектируемых из поверхностного слоя блока горючего, необходим их нагрев для удаления окисной пленки, что требует достаточно времени пребывания в высокотемпературной зоне диффузионного пламени, возникающего в пограничном слое по потоку от точки присоединения. Однако даже длительное время пребывания в этой зоне не гарантирует частицам высокую скорость горения из-за низкого содержания здесь кислорода [3.35]. С другой стороны, частицы, высокая скорость эжекции которых обеспечивает им попадание в зону с избытком кислорода, примыкающую к пограничному слою, могут не воспламениться из-за недостаточного времени пребывания в высокотемпературной зоне.

С целью интенсификации процесса горения частиц бора в ПВРД и реализации его высокого энергетического потенциала в [3.35] предлагается осуществить перепуск части поступающего в двигатель воздуха в камеру дожигания. Эта мера позволяет добиться следующего:

- улучшить условия для нагрева и воспламенения частиц бора в основной камере сгорания из-за снижения плотности тока;
- интенсифицировать как горение уже воспламенившихся частиц, так и воспламенение высоконагретых частиц вследствие лучшего смешения с воздухом в камере дожигания.

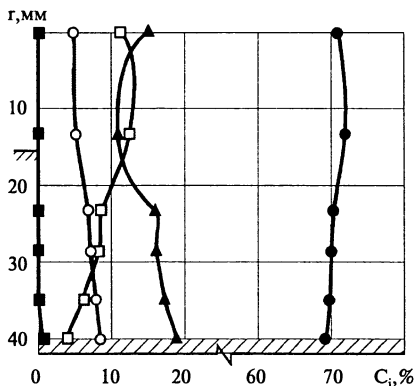


Рис. 3.26. Радиальные профили концентраций продуктов сгорания в камере дожигания при $L_d/D_d=1,8$: □ — O_2 ; ○ — CO_2 ; ▲ — H_2O ; ■ — CO ; ● — N_2 [3.15]

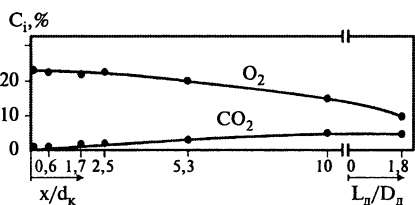


Рис. 3.27. Изменение концентрации кислорода и углекислого газа вдоль оси канала блока и камеры дожигания [3.15]: вариант А

3.5. РЕГУЛИРОВАНИЕ РАСХОДА ГОРЮЧЕГО В ПВРДТ

Как уже отмечалось, особенностью рабочего процесса ПВРДТ, выполненного по схеме с перепуском воздуха (рис. 3.28), является распределение поступающего в двигатель воздуха между внутренним (на первичное горение блока) и наружным (в камеру дожигания) контурами.

В связи с этим основные способы регулирования двигателя рассматриваемой схемы обеспечивают изменение расхода горючего посредством перераспределения воздуха между контурами. Действительно, увеличивая или уменьшая долю воздуха, направляемого во внутренний контур, можно увеличивать или уменьшать расход горючего, т. к. скорость газификации блока связана с расходом воздуха через канал степенной зависимостью $U_{\Gamma} \sim G_{\text{ВЛ}}^n$.

Известны разные концепции и схемы разделения поступающего через ВЗУ воздуха между внутренним и наружным контурами. Так, в работе [3.37] рассмотрен способ регулирования расхода горючего в ПВРДТ с помощью так называемого «воздушного разделительного клапана». Размещенный на выходе потока 1 (рис. 3.29) из ВЗУ «разделительный клапан» 2 перепускает часть воздуха по патрубку 4 в камеру дожигания 5. Другая часть воздуха направляется в канал блока горючего 3, расположенного в камере сгорания, на первичное горение. Основные недостатки данного способа: отсутствие согласования параметров потоков первичных продуктов сгорания и воздуха на входе в камеру дожигания; отсутствие учета потерь полного давления в контурах и др. Вследствие этого предложенный способ принудительного распре-

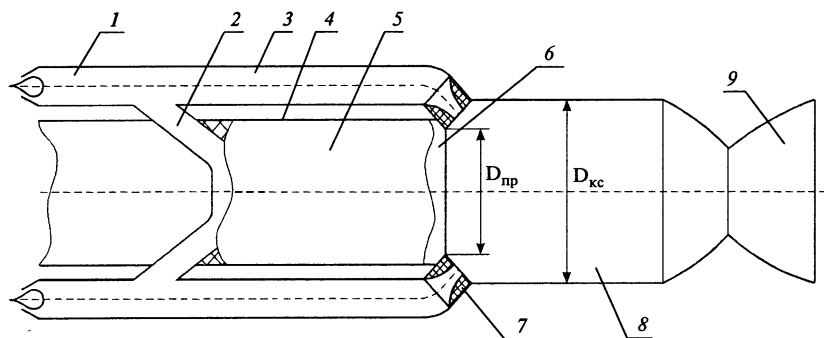


Рис. 3.28. Схема ПВРДТ с перепуском воздуха:

1 — ВЗУ; 2 — внутренний контур; 3 — наружный контур; 4 — камера сгорания; 5 — блок горючего; 6 — проставка на выходе из внутреннего контура; 7 — выход из наружного контура; 8 — камера дожигания; 9 — сопло

деления воздуха между контурами с помощью «разделительного клапана» может найти применение лишь в стендовых условиях.

Известен другой способ регулирования расхода горючего — «труба в канале» [3.38, 3.39]. Подвижная труба 2 (рис. 3.30), размещенная коаксиально в канале блока горючего 3, разделяет поступающий поток воздуха на две части: одна часть направляется вдоль кольцевого канала над поверхностью блока горючего, другая — через трубу 2 непосредственно в камеру дожигания 4.

В первом положении (см. рис. 3.30, а) центральная труба сдвинута в крайнее левое положение и прижата к центральному телу 1 ВЗУ. При этом весь воздух направляется в кольцевой канал, скорость газификации и, соответственно, расход горючего достигают максимального значения.

Во втором положении (см. рис. 3.30, б) центральная труба несколько сдвинута вправо, в результате чего некоторая часть воздуха перепускается в камеру дожигания, при этом расход горючего уменьшается по сравнению с первым случаем. В третьем положении (см. рис. 3.30, в) труба сдвинута в крайнее правое положение, и уже большая часть воздуха перепускается в камеру дожигания, а расход горючего становится минимальным. Анализ показывает, что данный способ «труба в канале» может быть использован лишь в малоразмерных ПВРДТ.

Таким образом, известные способы регулирования расхода горючего в ПВРДТ носят частный характер и не являются универсальными.

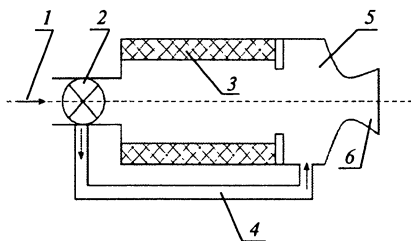


Рис. 3.29. Схема ПВРДТ с воздушным разделительным клапаном:

1 — воздушный поток; 2 — воздушный разделительный клапан; 3 — блок твердого горючего; 4 — канал для перепуска воздуха; 5 — камера дожигания; 6 — сопло

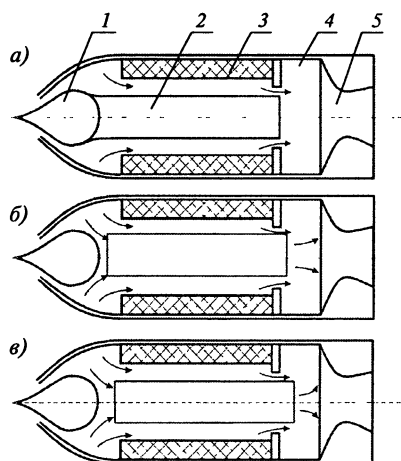


Рис. 3.30. Схема ПВРДТ, выполненного по способу «труба в канале»:

1 — центральное тело лобового ВЗУ; 2 — труба; 3 — блок твердого горючего; 4 — камера дожигания; 5 — сопло

Значительный интерес представляет рассмотрение возможных способов регулирования расхода горючего на основе максимального учета физических характеристик происходящих при этом процессов [3.40].

В общем случае физической основой процесса распределения воздуха в ПВРДТ является равенство статических давлений на выходе из контуров в зоне смешения. При дальнейшем изложении материала условимся называть выход из внутреннего (первого) контура — проставкой, а выход из наружного (второго) контура — жиклером. Тогда основное условие распределения воздуха между контурами имеет вид

$$p_{\text{пр}} = p_{\text{ж}}, \quad (3.28)$$

где $p_{\text{пр}}$ — статическое давление продуктов первичного горения на выходе из проставки; $p_{\text{ж}}$ — статическое давление воздуха на выходе из жиклера.

Как известно, статическое давление связано с полным давлением и приведенной скоростью газодинамическим соотношением

$$p = p^* \pi(\lambda). \quad (3.29)$$

Из (3.29) следует, что изменять статическое давление можно путем изменения либо полного давления p^* , либо приведенной скорости λ .

В связи с тем, что перераспределение воздуха между контурами можно реализовать путем изменения статического давления на выходе из каждого контура (проставки, жиклера), то в ПВРДТ возможны четыре основных способа регулирования (рис. 3.31).

1. Изменение (уменьшение) площади выходного сечения жиклера наружного контура, что при примерно постоянном полном давлении на выходе из наружного контура приведет к изменению приведенной скорости. Из уравнения неразрывности следует:

$$q(\lambda_{\text{ж}}) = \frac{G_{\text{вII}} \sqrt{RT_{\text{н}}^*}}{m(k) p_{\text{II}}^* F_{\text{ж}}}, \quad (3.30)$$

где $G_{\text{вII}}$ — расход воздуха через наружный контур; R , $T_{\text{н}}^*$ — газовая постоянная и температура торможения набегающего потока воздуха; $F_{\text{ж}}$ — переменная площадь жиклера; $m(k)$ — функция показателя адиабаты; p_{II}^* — полное давление на выходе из контура.

Переменную площадь жиклера можно представить как

$$F_{\text{ж}} = \mu_{\text{ж}} F_{\text{IIк}}, \quad (3.31)$$

где $F_{\text{IIк}}$ — площадь проходного сечения наружного контура (суммарная площадь проходных сечений патрубков при боковом ВЗУ); $\mu_{\text{ж}}$ — относительная площадь выходного сечения жиклера.

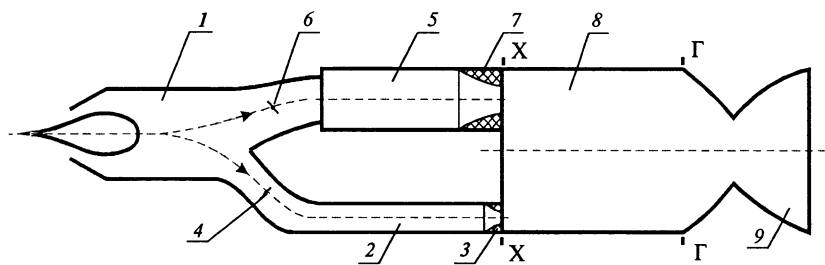


Рис. 3.31. Расчетная схема ПВРДТ при анализе способов регулирования:

1 — ВЗУ; 2 — наружный контур; 3 — жиклер на выходе из наружного контура; 4 — заслонка на входе в наружный контур; 5 — внутренний контур; 6 — заслонка на входе во внутренний контур; 7 — проставка на выходе из внутреннего контура; 8 — камера дожигания; 9 — сопло; X-X — холодное сечение; Г-Г — горячее сечение камеры дожигания

Таким образом, данный способ регулирования описывается следующими зависимостями:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{ж}} &= f(\mu_{\text{ж}}); \\ p_{\text{ж}}; G_{\text{вп}} &= f(\mu_{\text{ж}}). \end{aligned} \quad (3.32)$$

Если все способы регулирования рассматривать относительно номинального уровня нерегулируемого двигателя (когда воздействие отсутствует), то этот способ предназначен, в основном, для форсирования тяги.

2. Изменение (уменьшение) полного давления на выходе из наружного контура $p_{\text{п}}^*$, получаемого, например, с помощью заслонки 4 на входе в контур (см. рис. 3.31). При этом способе регулирования площадь проходного сечения жиклера на выходе остается постоянной и, как правило, максимальной ($\mu_{\text{ж}} = 1$).

С помощью того или иного положения заслонки можно получить соответствующее значение коэффициента восстановления полного давления $\sigma_{\text{зп}}$, т.е. каждому положению заслонки соответствует определенное значение $\sigma_{\text{зп}}$. Полное и статическое давления и расход воздуха на выходе из наружного контура пропорциональны величине $\sigma_{\text{зп}}$:

$$p_{\text{п}}^*, p_{\text{п}}, G_{\text{вп}} = f(\sigma_{\text{зп}}). \quad (3.33)$$

Этот способ можно применять, в основном, для форсирования тяги двигателя.

3. Изменение (уменьшение) полного давления на выходе из внутреннего контура $p_{\text{п}}^*$, например, с помощью заслонки 6 на входе в контур (см. рис. 3.31). При этом площадь проходного сечения проставки на выходе из контура остается неизменной и максимальной.

Каждому расположению заслонки соответствует определенная величина коэффициента восстановления полного давления σ_{3I} и, таким образом, полное и статическое давления и расход воздуха на выходе из контура:

$$P_1^*, P_I, G_{BI} = f(\sigma_{3I}). \quad (3.34)$$

Этот способ целесообразно применять, в основном, для дросселирования тяги.

4. Изменение (уменьшение) площади выходного сечения проставки на выходе из внутреннего контура. Величину диаметра проставки представим в виде следующего выражения:

$$D_{пр} = \bar{D}_{пр} D_{кк}, \quad (3.35)$$

где $D_{кк}$ — внутренний диаметр камеры сгорания; $\bar{D}_{пр}$ — относительный диаметр проставки.

В данном способе имеют место следующие зависимости:

$$\lambda_{пр}, P_{пр}, G_{BI} = f(\bar{D}_{пр}). \quad (3.36)$$

Аналогично предыдущему, этот способ целесообразен для дросселирования тяги.

3.5.1. Влияние способов регулирования на тягово-экономические характеристики ПВРДТ

Для оценки эффективности основных способов регулирования расхода горючего проведены параметрические исследования тягово-экономических характеристик (ТЭХ) и параметров рабочего процесса одного и того же ПВРДТ.

В качестве примера расчеты проведены в одной и той же характерной точке траектории полета ракеты средней дальности ($L = 100$ км) в момент перехода со стартового режима на маршевый режим работы прямооточного двигателя, т.е. в точке «подхвата». В этой точке характеристики полета были следующие:

- число M полета $M_{п} = 2,4$
- высота полета $H_{п} = 1,25$ км.

Приняты следующие значения основных параметров двигателя: относительная площадь входа ВЗУ $f_{вх} = 0,5$; максимальный относительный диаметр выходного отверстия проставки внутреннего контура $\bar{D}_{пр} = 0,9$.

При проведении расчетов сохранялись неизменными дроссельные характеристики ВЗУ и аэродинамические характеристики ракеты в целом. Коэффициент полноты сгорания принят постоянным — $\eta_r = 0,9$.

В связи с тем, что исследовались предельные возможности каждого способа регулирования при одинаковых условиях сравнения, при проведении расчетов по каждому способу относительная площадь критического сечения сопла $f_{кр}$ изменялась так, чтобы обеспечить работу ВЗУ в угловой точке дроссельной характеристики.

Расчеты ТЭХ и параметров течения проведены на основании принятой в настоящей работе методики расчета с учетом потерь полного давления в элементах газоздушного тракта и на основе уравнений сохранения для одномерной модели течения.

Рассмотрим подробнее результаты параметрических расчетов характеристик ПВРДТ для двух способов регулирования (с форсированием и дросселированием тяги): с помощью изменения полного давления в наружном и внутреннем контурах.

На рис. 3.32, 3.33 представлены результаты расчетов по определению влияния на ТЭХ и параметры течения в газоздушном тракте способа регулирования изменением полного давления в наружном контуре. В процессе изменения положения дроссельной заслонки 4 (см. рис. 3.31) коэффициент восстановления полного давления в наружном контуре уменьшился от $\sigma_{зп} = 1$ до 0,86. При таком диапазоне дросселирования полного давления расход воздуха через внутренний контур возрос в два раза (с 9 до 18,6 кг/с), расход горючего увеличился в 1,45 раза, а форсирование тяги составило 22% (коэффициент тяги увеличился с 0,47 до 0,57). При этом из-за значительного уменьшения суммарного коэффициента избытка воздуха (с 2,2 до 1,5) и роста величины

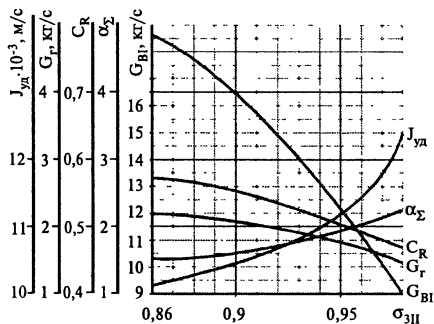


Рис. 3.32. Тягово-экономические характеристики двигателя при регулировании расхода горючего изменением полного давления в наружном контуре

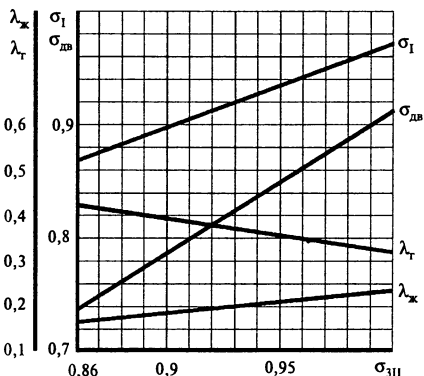


Рис. 3.33. Приведенные скорости и потери полного давления по газоздушному тракту двигателя при регулировании расхода горючего изменением полного давления в наружном контуре

приведенной скорости λ_T в конце камеры дожигания (на 35%) существенно возросли потери полного давления в двигателе: коэффициент восстановления полного давления снизился с $\sigma_{дв} = 0,91$ до 0,74 (на 23%). Следствием этого явилось ухудшение экономичности работы двигателя: удельный импульс уменьшился более чем на 20% (с 12 400 до 10 100 м/с).

Аналогично предыдущему способу, регулирование расхода горючего изменением величины полного давления во внутреннем контуре обеспечивается с помощью размещенной на входе дроссельной заслонки б (см. рис. 3.31). Таким образом, каждому положению заслонки соответствует определенная величина потерь полного давления и, следовательно, коэффициент $\sigma_{зл}$. На рис. 3.34, 3.35 приведены результаты расчетов характеристик ПВРДТ.

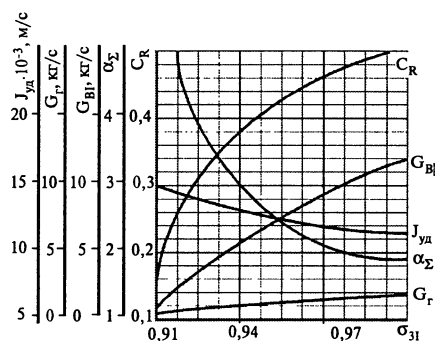


Рис. 3.34. Тягово-экономические характеристики двигателя при регулировании расхода горючего изменением полного давления во внутреннем контуре

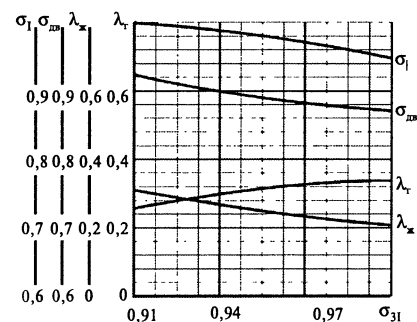


Рис. 3.35. Приведенные скорости и потери полного давления по газоздушному тракту двигателя при регулировании расхода горючего измерением полного давления во внутреннем контуре

Полученные данные показывают, что этот способ регулирования, по сравнению с другими, обладает наиболее широкими возможностями изменения (дросселирования) тяги. Так, при изменении коэффициента полного давления от $\sigma_{зл} = 1$ до 0,91 коэффициент тяги уменьшается с $C_R = 0,51$ до 0,16, т.е. более чем в 3 раза. В процессе регулирования, несмотря на уменьшение $\sigma_{зл}$, экономичность двигателя выросла на 30%: удельный импульс увеличился с 11 500 м/с при $\sigma_{зл} = 1$ до 14 900 м/с в конце регулирования. Такое улучшение ТЭХ объясняется, во-первых, значительным увеличением суммарного коэффициента избытка воздуха (в 4 раза), а, во-вторых, снижением потерь полного давления в двигателе: в процессе регулирования коэффициент восстановления полного давления $s_{дв}$ вырос на 6% (с 0,87 до

0,92). Отметим также значительное снижение приведенной скорости в конце камеры дожига (на 30%), что благоприятно повлияло на величину потерь в двигателе.

Были исследованы способы регулирования посредством изменения площади выходного сечения жиклера на выходе из наружного контура (рис. 3.36), а также изменения площади выходного сечения проставки на выходе из внутреннего контура (рис. 3.37). Кроме того, были исследованы комбинированные способы регулирования.

Для каждого из рассмотренных способов регулирования характерен свой фактор воздействия, с помощью которого можно изменять как расход горючего, так и ТЭХ в целом. Таким образом, если ПВРДТ представить как объект регулирования (рис. 3.38), то, изменяя фактор воздействия на входе, на выходе получаем соответствующий отклик, т. е. интересующие нас характеристики (G_r , C_R , $J_{уд}$ и др.).

Факторами воздействия являются: для первого способа регу-

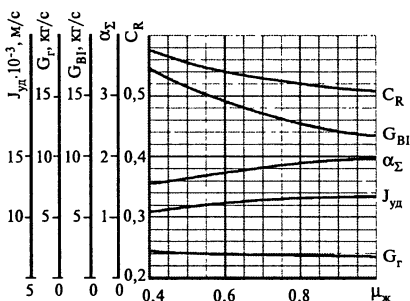


Рис. 3.36. Влияние изменения относительного проходного сечения жиклера $\mu_{ж}$ на ТЭХ ПВРДТ

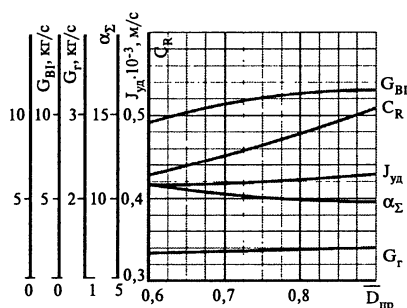


Рис. 3.37. Тягово-экономические характеристики двигателя при регулировании тяги изменением проходного сечения проставки на выходе из внутреннего контура

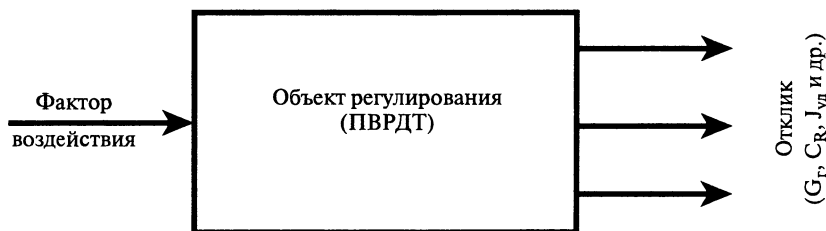


Рис. 3.38. ПВРДТ как объект регулирования

лирования — выходное сечение жиклера наружного контура, для второго способа — полное давление в наружном контуре, для третьего способа — полное давление во внутреннем контуре, для четвертого — выходное сечение проставки внутреннего контура.

В табл. 3.17 для исследованных способов регулирования приведены диапазоны изменения коэффициента тяги при одинаковых условиях сравнения. Как следует из таблицы, максимальный диапазон регулирования коэффициента тяги (максимальная глубина регулирования тяги) получается в третьем способе изменением полного давления во внутреннем контуре: при изменении коэффициента восстановления полного давления на входе в контур на 10% тяга двигателя изменяется в 3 раза.

Экономичность способа регулирования будем оценивать с помощью коэффициента изменения удельного импульса, показывающего, сколько процентов изменения удельного импульса приходится на один процент изменения коэффициента тяги:

$$K_u = \left| \frac{\Delta \bar{J}_{уд}}{\Delta \bar{C}_R} \right|. \quad (3.37)$$

Как показывают расчеты, форсирование тяги при всех способах регулирования сопровождается потерями удельного импульса. Поэтому, если рассматривать наиболее тяжелые условия, изменение (форсирование) тяги сопряжено с потерями удельного импульса и, следовательно, чем меньше будет K_u , тем более экономичным будет рассматриваемый способ регулирования.

В связи с тем, что по диапазону изменения фактора воздействия того или иного способа регулирования, удельный импульс и коэффициент тяги изменяются по-разному, были оценены значения коэффициента K_u в начале, середине и конце диапазона фактора воздействия (табл. 3.18).

Как видно из таблицы, способ регулирования расхода горючего с помощью изменения полного давления во внутреннем контуре наиболее экономичен.

На рис. 3.39 для рассмотренных способов регулирования представлена зависимость относительного удельного импульса $\bar{J}_{уд}$ от относи-

Таблица 3.17

Способ регулирования	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4
Диапазон изменения фактора воздействия	$\mu_{ж} = 1 \div 0,4$	$\sigma_{311} = 1 \div 0,86$	$\sigma_{31} = 1 \div 0,91$	$\bar{D}_{np} = 1 \div 0,6$
Диапазон изменения C_R	0,510—0,574	0,47—0,57	0,50—0,16	0,51—0,425

Таблица 3.18

Способ регулирования	Значения коэффициента K_u в диапазоне изменения фактора воздействия		
	Начало	Середина	Конец
Изменением площади выходного сечения жиклера $\mu_{ж}$ (способ № 1)	2	0,96	1
Изменением полного давления в наружном контуре (способ № 2)	0,8	1	1
Изменением полного давления во внутреннем контуре (способ № 3)	0,68	0,36	0,15
Изменением площади выходного сечения проставки (способ № 4)	0,71	0,51	0,3

тельного коэффициента тяги \bar{C}_R . Для каждого способа регулирования значения $J_{уд}$ и C_R были отнесены к соответствующим номинальным значениям при отсутствии регулирования. Точка ($\bar{C}_R = 1$, $J_{уд} = 1$) соответствовала номинальному уровню нерегулируемого двигателя.

Диапазон значений $\bar{C}_R > 1$ соответствует первому и второму способу регулирования, а диапазон $\bar{C}_R < 1$ — третьему и четвертому.

Таким образом, из проведенного анализа ТЭХ основных способов регулирования ПВРДТ следует, что наибольшая глубина регулирования расхода горючего и тяги при высокой экономичности реализуется в способе, основанном на изменении полного давления во внутреннем контуре двигателя.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Из двух основных схем ПВРДТ схема с перепуском воздуха обеспечивает возможность произвольного регулирования расхода твердого горючего и ТЭХ двигателя в целом.

2. Стабилизация горения канального блока горючего осуществляется с помощью размещаемого на входе в канал стабилизатора пламени, выполненного в виде диафрагмы, за которым возникает зона циркуляционного течения. Рассмотрены основные пути повышения критического значения параметра стабилизации $f_{ст.кр}$ (применение инжектора, размещение за стабилизатором дополнительного заряда, добавка

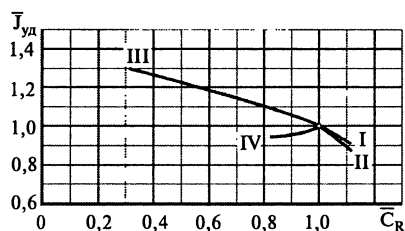


Рис. 3.39. Зависимость относительного удельного импульса от относительного коэффициента тяги

в горючее окислительных элементов, подогрев воздуха на входе в стабилизатор и др.).

3. Влияние давления воздуха p_v на среднюю скорость газификации U_r твердых полимеров проявляется дважды: в области низких давлений (0,1–0,3 МПа) и в области высоких давлений (0,6–1,2 МПа). Основной причиной влияния низких давлений на U_r является кинетика реакций в газовой фазе, а высоких давлений — кинетика термохимических процессов деструкции в поверхностном слое полимера и обусловленный ею значительный рост радиационной теплопередачи. Степень влияния других определяющих параметров (прежде всего плотности тока по воздуху) на U_r зависит от соотношения между конвективной теплопередачей и радиационной от зоны диффузионного горения в пограничном слое к поверхности канала.

4. Влияние относительной длины камеры дожигания L_d/D_d на полноту сгорания η_r ПВРДТ показывает, что наибольшее изменение η_r происходит при возрастании L_d/D_d от 0 до 2. Экспериментально измеренные радиальные профили температур и концентраций продуктов сгорания показывают необходимость принятия дополнительных мер с целью интенсификации процессов смешения и горения в камере дожигания.

4

СТАРТОВО-РАЗГОННЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

4.1. ТИПЫ СТАРТОВЫХ СТУПЕНЕЙ

Правильный выбор конструкции и параметров стартово-разгонной ступени имеет существенное значение для внешнебаллистических характеристик летательного аппарата с ИПВРД. Определяющим параметром в данном случае является число M_n в конце разгонного режима. Обычно число M_n (число Маха подхвата) составляет примерно 1,7–1,8, что обеспечивает достаточные тягово-экономические характеристики на режиме работы ПВРД для осуществления разгона до расчетного значения числа M полета.

Помимо требования к баллистическим характеристикам, существует, как правило, целый ряд требований по условиям отработки и эксплуатации летательного аппарата (таких, например, как отсутствие или ограничение массы сбрасываемых элементов конструкции при переходе с режима разгона на режим работы ПВРД и др.).

В процессе развития концепции интеграции разработаны две конструктивные схемы стартово-разгонных ступеней, в которых по-разному решается проблема перехода от режима работы ракетного двигателя твердого топлива (РДТТ) на режим работы воздушно-реактивного двигателя. Проблема заключается в существенной разнице уровней давления на ракетном и прямоточном режимах, отличающихся более чем на порядок.

На рис. 4.1 представлена наиболее распространенная в настоящее время схема с вкладным стартово-разгонным РДТТ.

Ракетный двигатель вставляется в камеру сгорания ПВРД, центрируется с помощью деревянных реек и фиксируется штифтами от осевого перемещения. При срабатывании двигателя штифты срезаются усилием тяги, корпус его подается вперед до силового упора и осуществляется разгон летательного аппарата.

После окончания работы ничем не связанный с конструкцией летательного аппарата корпус РДТТ выталкивается через сопло ПВРД давлением скоростного напора воздуха. В частности, по такой схеме

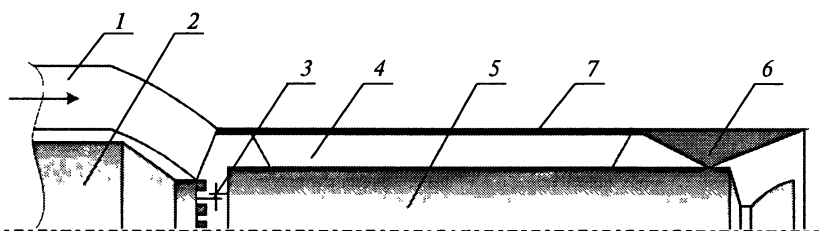


Рис. 4.1. Схема стартово-разгонной ступени с вкладным РДТТ:

1 — вход воздуха; 2 — газогенератор; 3 — штифт; 4 — центрирующая рейка; 5 — вкладной РДТТ; 6 — сопло ПВРД; 7 — корпус с ПВРД с теплозащитным покрытием

работают стартово-разгонные ступени ракет с ИПВРДЖ «Х-31» и «Москит». В случаях, когда при работе ИПВРД выброс каких-либо элементов конструкции недопустим, стартово-разгонный РДТТ может быть встроен в камеру сгорания ПВРД, и оставаться в ней до полного окончания работы двигательной установки (рис. 4.2).

И вкладной и встроенный РДТТ по вполне понятным причинам не позволяют использовать весь объем камеры сгорания ПВРД с нерегулируемым критическим сечением в интересах стартово-разгонного режима. Относительная величина незаполненного объема:

$$\Delta \bar{V} = \frac{L(f_k - f_{кр})}{L f_k} = 1 - q(\lambda), \quad (4.1)$$

и при λ на входе в сопло $\sim 0,8$ потеря объема для вкладного РДТТ составит 4,5–5%. Для встроенного РДТТ незаполненный объем будет значительно больше. От указанного недостатка свободна схема стартово-разгонной ступени с вкладным (а) или скрепленным (б) со стенкой камеры сгорания ПВРД зарядом твердого топлива (рис. 4.3). Первый в мире ИПВРД советской зенитной ракеты ЗМ9 имел вкладной бронированный по наружной поверхности заряд твердого топлива, отстреливаемое стартовое сопло и сбрасываемые заглушки в патрубках ВЗУ.

В развитие этой схемы был предложен заряд, имеющий внутренний цилиндрический канал с раструбом на выходе, который в процессе горения создает эффект расходно-геометрического сопла (рис. 4.4).

В цилиндрической части канала продукты сгорания твердого топлива ускоряются до скорости звука за счет подвода массы и до сверхзвуковой скорости — в расширяющейся части канала. Такой РДТТ не имеет жесткого сопла (так называемый БСРДТТ — бессопловой РДТТ), в связи с чем его использование в качестве стартово-разгонной ступени в ИПВРД считается весьма перспективным. Рабочему процессу в бессопловом РДТТ посвящен далее целый раздел.

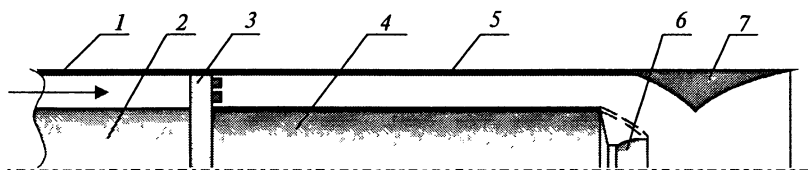


Рис. 4.2. Схема стартово-разгонной ступени со встроенным РДТТ в камеру сгорания ПВРД:

1 — вход воздуха; 2 — газогенератор; 3 — пилон с соплами; 4 — встроенный РДТТ с теплозащитным покрытием; 6 — сопло РДТТ; 7 — сопло ПВРД

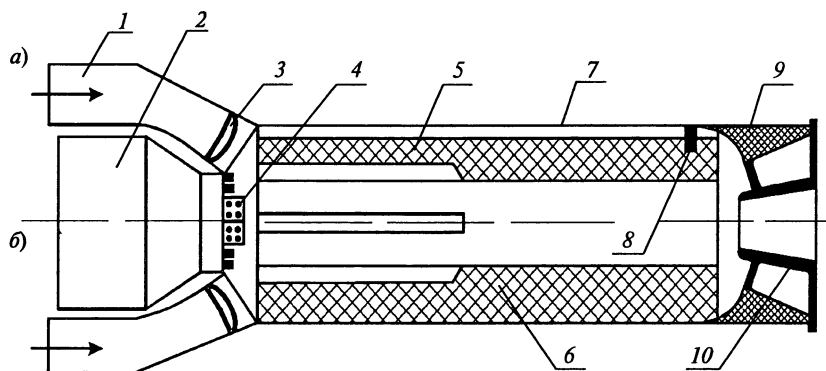


Рис. 4.3. Варианты стартово-разгонной ступени с вкладным зарядом твердого топлива (а) и скрепленным со стенками камеры сгорания ПВРД (б):

1 — вход воздуха; 2 — газогенератор; 3 — сбрасываемая заглушка ВЗУ; 4 — воспламенитель; 5 — вкладной заряд топлива; 6 — скрепленный заряд топлива; 7 — корпус ПВРД; 8 — уплотнительное кольцо; 9 — сопло ПВРД; 10 — отстреливаемое сопло РДТТ

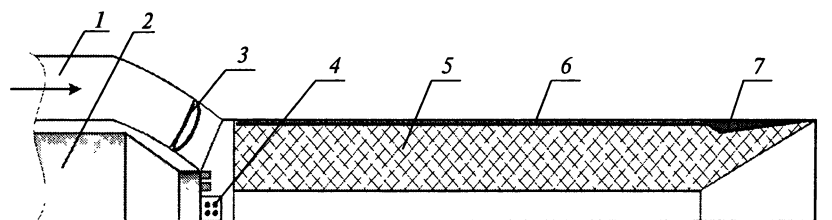


Рис. 4.4. Схема стартово-разгонной ступени с беспловым РДТТ:

1 — вход воздуха; 2 — газогенератор; 3 — сбрасываемая заглушка; 4 — воспламенитель; 5 — заряд твердого топлива; 6 — корпус ПВРД с теплозащитным покрытием; 7 — сопло ПВРД

Рис. 4.5. Общий вид диаграммы давления в единой камере сгорания на режимах «старт—разгон—марш»:

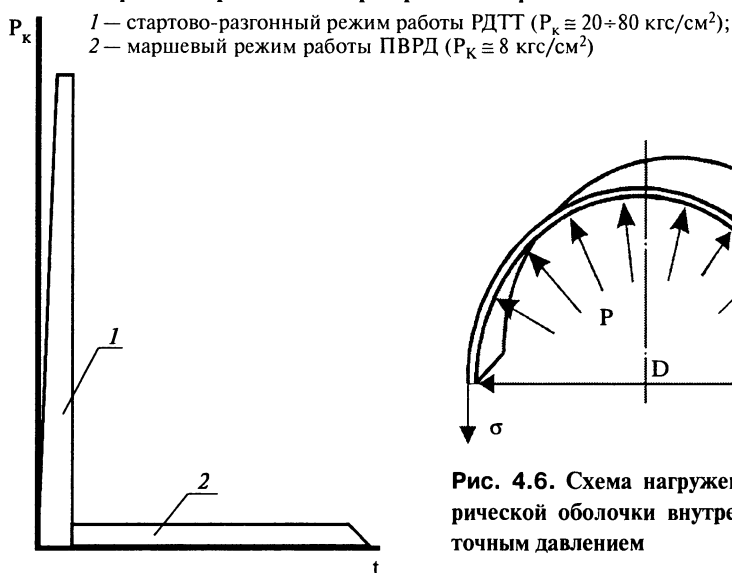


Рис. 4.6. Схема нагружения цилиндрической оболочки внутренним избыточным давлением

Как следует из рис. 4.3 и 4.4, в вариантах вкладного и скрепленного зарядов твердого ракетного топлива камера сгорания ПВРД должна быть работоспособна не только на режиме работы прямоточного двигателя, но и на стартово-разгонном режиме работы РДТТ при соответствующих необходимых условиях. Главными из них являются достаточная прочность стенок камеры сгорания ПВРД и наличие соответствующего теплозащитного покрытия. Общий вид диаграммы давления в единой камере сгорания представлен на рис. 4.5.

Закономерно предположить, что по сравнению с вариантом вкладного стартово-разгонного РДТТ камера сгорания ПВРД со скрепленным зарядом ТРТ заведомо окажется существенно переразмеренной по массе. Однако, это не всегда так. Имеющийся опыт проектирования и расчетных исследований характеристик летательных аппаратов с ИПВРД показывает, что это зависит как от диаметра камеры сгорания, так и от тех нагрузок, которые она должна выдерживать, являясь несущей частью летательного аппарата. Имеют значение также и технологические требования, связанные с необходимостью крепления на камере сгорания крыльев, бугелей, гаргротов, ВЗУ и др., что делается обычно с помощью сварки. В результате реальная толщина стенок камеры сгорания ПВРД редко бывает менее ~ 2 мм.

Учитывая, что разрушение цилиндрической оболочки внутренним избыточным давлением происходит, как правило, по образующей,

имеем (рис. 4.6):

$$p_{\max} = \frac{2\sigma_B \delta}{Dc}, \quad (4.2)$$

где σ_B — предел прочности материала стенки камеры сгорания; c — коэффициент запаса прочности.

Для легированной стали, применяемой для этих целей, $\sigma \cong \cong 130 \text{ кгс/мм}^2$, коэффициент запаса прочности $c \cong 1,3$, и для $D = 400 \text{ мм}$ получаем $p_{\max} = 100 \text{ кгс/см}^2$, что свидетельствует о достаточно высокой собственной прочности камеры сгорания ПВРД.

Хотя при такой приближенной оценке никакого однозначного вывода сделать невозможно, тенденция выбора просматривается достаточно четко: при уменьшении калибра летательного аппарата единая камера сгорания становится более предпочтительной, а при увеличении — наоборот, предпочтение отдается вкладному РДТТ, так как при переходе от стартово-разгонного режима к маршевому отделяется часть конструкции аппарата. Как уже было отмечено, сделать правильный выбор можно только после рассмотрения и анализа всей совокупности требований и параметров. Не последнюю роль при этом играют и энергомассовые характеристики стартово-разгонной ступени.

Независимо от конкретного исполнения стартово-разгонной ступени, по крайней мере, в течение времени работы на этом режиме мы имеем дело с РДТТ, выполненным по классической или бесплоевой схеме, и к нему применимы все существующие показатели для сравнительной оценки степени его совершенства.

Для обоснованного выбора показателей рассмотрим список некоторых определяющих параметров (рис. 4.7):

- R — тяга двигателя, Н;
- M_0 — начальная полная масса, кг;
- t_{Σ} — время работы, с;
- L, D — длина и диаметр, соответственно, м;
- X — сила аэродинамического сопротивления, Н;
- g — ускорение свободного падения, м/с^2 .

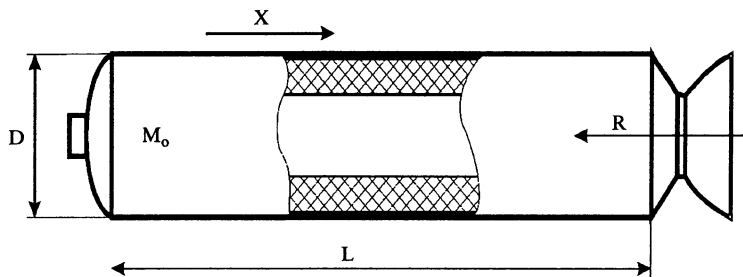


Рис. 4.7. К вопросу выбора показателей технического уровня РДТТ

Перечисленные параметры образуют четыре независимых безразмерных комбинации, являющиеся ни чем иным, как критериями подобия:

$$L/D; X/R; M_0g/R; M_0L/Rt_{\Sigma}^2. \quad (4.3)$$

За исключением критерия геометрического подобия L/D , три других имеют ярко выраженный энергетический смысл. Для малых перемещений по траектории полета в вертикальном dh и горизонтальном $d\ell$ направлениях получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{X}{R} = \frac{X d\ell}{R d\ell} = \frac{\text{работа силы аэродинамического сопротивления}}{\text{работа силы тяги}}; \\ \frac{M_0g}{R} = \frac{M_0g dh}{R dh} = \frac{\text{работа в поле силы тяжести}}{\text{работа силы тяги}}; \\ \frac{M_0L}{Rt_{\Sigma}^2} = \frac{M_0L d\ell}{Rt_{\Sigma}^2 d\ell} = \frac{\text{приращение кинематической энергии}}{\text{работа силы тяги}}, \end{array} \right. \quad (4.4)$$

т. е. в знаменателе каждого критерия стоит величина, пропорциональная работе силы тяги, а в числителе — та ее часть, которую двигатель, образно говоря, «потребляет» на себя.

Из этого следует, что чем меньше величина данных критериев, тем больше энергии двигатель передает полезной нагрузке и, следовательно, тем более совершенна его конструкция.

Последовательными преобразованиями энергетические критерии могут быть приведены к виду:

$$\left\{ \frac{X}{R} = \frac{C_X S_M q}{R} \frac{Lt_{\Sigma}}{Lt_{\Sigma}} = \frac{1}{J_{\Sigma}/V} \left(\frac{C_X q t_{\Sigma}}{L} \right); \right. \quad (4.5)$$

$$\left\{ \frac{M_0g}{R} = \frac{M_0g}{R} \frac{t_{\Sigma}}{t_{\Sigma}} = \frac{1}{J_{\Sigma}/M_0} (g t_{\Sigma}); \right. \quad (4.6)$$

$$\left\{ \frac{M_0L}{Rt_{\Sigma}^2} = \frac{M_0L}{Rt_{\Sigma}^2} \frac{t_{\Sigma}g}{t_{\Sigma}g} = \frac{1}{J_{\Sigma}/M_0} (ng t_{\Sigma}), \right. \quad (4.7)$$

где C_X — коэффициент аэродинамического сопротивления; q — скоростной напор; n — перегрузка в долях g ; S_M — площадь мидела двигателя; V — объем камеры сгорания; J_{Σ} — суммарный импульс тяги; J_{Σ}/V , J_{Σ}/M_0 — объемная и массовая энергоотдача.

Параметры, заключенные в скобки, соответствуют условиям применения двигателя и характеризуют значимость того или иного критерия в этих условиях. В частности, при больших перегрузках n , соответствующих работе ИПВРД на стартово-разгонном режиме, решающее значение имеет величина массовой энергоотдачи.

Обобщенные показатели объемной и массовой энергоотдачи могут быть выражены через показатели более низкого уровня, а именно:

$$\left\{ \frac{J_{\Sigma}}{V} = \frac{J_{\Sigma} \rho_T K_v}{M_T} = J_{уд.т} \Phi_J \rho_T K_v; \right. \quad (4.8)$$

$$\left\{ \frac{J_{\Sigma}}{M_o} = \frac{J_{\Sigma}}{M_T + M_k} = \frac{J_{уд.т}}{1 + \alpha_k} = \frac{J_{уд.т} \Phi_J}{1 + \alpha_k}. \right. \quad (4.9)$$

Здесь M_T , M_k — масса твердого топлива и конструкции; ρ_T — плотность топлива; $J_{уд.т}$ — теоретический удельный импульс; $\alpha_k = M_k/M_T$ — коэффициент массового совершенства конструкции двигателя; $K_v = M_T/\rho_T V$ — коэффициент объемного заполнения камеры сгорания топливом.

Показатели α_k и K_v характеризуют совершенство конструкции двигателя, ρ_T и $J_{уд.т}$ — топливо, а Φ_J — качество рабочего процесса. Совокупностью всех этих показателей и параметров можно достаточно полно характеризовать степень энергетического совершенства двигателя. Помимо энергетических показателей, на стадии проектирования определяющую роль при выборе схемы стартово-разгонной ступени играют также показатели стоимости и надежности.

Более подробные сведения об РДТТ, выполненных по классической (сопловой) схеме, читатель может найти в специальной литературе [4.2–4.9].

4.2. БЕССОПЛОВЫЕ СТАРТОВЫЕ РДТТ

4.2.1. Математическое моделирование рабочего процесса БСРДТТ

Бессопловые двигатели на твердом топливе (БСРДТТ) обладают двумя основными преимуществами по сравнению с РДТТ с соплом, которые в полной мере проявляются в условиях их применения в интегральных прямоточных и ракетно-прямоточных воздушно-реактивных двигателях в качестве стартового двигателя (рис. 4.8). Первое преимущество — это отсутствие сбрасываемых элементов во время полета. В том случае, если стартовый двигатель в схеме с единой камерой сгорания выполнен с соплом, то при переходе на прямоточный режим сопло стартового двигателя должно отстреливаться. При определенных условиях применения ЛА сброс каких-либо элементов двигателя недопустим, и в этих случаях БСРДТТ является безальтернативным. Второе преимущество БСРДТТ — это простота конструкции, а, следовательно, его дешевизна. Это преимущество также делает использование бессоплового двигателя более предпочтительным.

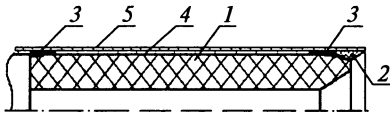


Рис. 4.8. Схема стартового бессоплового РДТТ:

1 — твердотопливный заряд; 2 — маршевое сопло; 3 — раскрепляющие манжеты; 4 — теплоизоляция; 5 — обечайка двигателя

К недостаткам БСРДТТ следует отнести, в первую очередь, низкий среднеинтегральный удельный импульс

$$J_{\text{уд ср}} = \frac{J_{\Sigma}}{M_T}, \quad (4.10)$$

где J_{Σ} — суммарный импульс тяги двигателя, M_T — масса топлива.

Согласно [4.10], $J_{\text{уд ср}}$ бессопловых двигателей ниже удельного импульса РДТТ с соплом примерно на 20%.

При использовании современных высокоэнергетических смесевых твердых топлив величина $J_{\text{уд ср}}$ БСРДТТ при стандартных условиях ($p_n = 0,1013$ МПа) не превышает 210 с (для сравнения, в стартовых РДТТ со сбрасываемым соплом $J_{\text{уд ср}}$ достигает 240 с).

Вторым недостатком бессопловых двигателей является то, что диаграмма давления в камере БСРДТТ существенно неравномерна по времени работы (рис. 4.9), в силу чего конструкция двигателя получается перетяжеленной.

Несмотря на указанные недостатки, в некоторых условиях применения стартовый БСРДТТ является более предпочтительным по сравнению со стартовыми двигателями с соплом, а иногда, как отмечено выше, и единственно возможным вариантом. Низкий среднеинтегральный удельный импульс БСРДТТ в условиях жестких габаритных ограничений на двигательную установку (ДУ) в целом в

значительной мере компенсируется высокими значениями коэффициента использования объема: в схеме с БСРДТТ в объеме, отведенном под ДУ, размещается больший запас топлива.

При проектировании стартовых БСРДТТ остро встают вопросы, связанные с математическим моделированием рабочего процесса этих двигателей, поскольку применение подходов, используемых при проектировании традиционных РДТТ с соплом, здесь оказывается проблематичным.

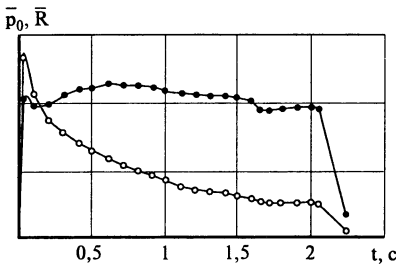


Рис. 4.9. Изменение безразмерных значений давления в начальном сечении канала (\bar{p}_0) и тяги (\bar{R}) стартового БСРДТТ по времени работы:

○ — давление; ● — тяга

Математическая модель рабочего процесса стартового БСРДТТ строится в рамках одномерного приближения. Одномерное течение газа в канале с распределенными массо-энергоподводом и подводом импульса описывается системой уравнений [4.11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho F)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v F)}{\partial x} &= Q_1; \\ \frac{\partial(\rho F v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v^2 F)}{\partial x} + F \frac{\partial p}{\partial x} &= Q_2; \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho F \left(I^* - \frac{p}{\rho} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v F I^*) &= Q_3. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Здесь p , ρ , T , v — давление, плотность, температура и скорость газа; I^* — полная энтальпия газа;

$$I^* = I + \frac{v^2}{2}; \quad (4.12)$$

I — равновесная энтальпия газа;

$$I = \frac{k}{(k-1)} \frac{p}{\rho}; \quad (4.13)$$

F — площадь сечения канала, Q_1 , Q_2 , Q_3 — распределенные по длине канала массоподвод, подвод импульса и энергоподвод, соответственно.

Замыкает систему уравнений (4.11) уравнение состояния

$$p = \rho R T. \quad (4.14)$$

Для канала твердотопливного заряда параметры Q_1 , Q_2 , Q_3 записываются в виде

$$\begin{aligned} Q_1 &= \Pi \rho_T u_T; \\ Q_2 &= \Pi \left[\frac{(\rho_T u_T)^2}{\rho} \sin \alpha - \tau_{тр} \right]; \\ Q_3 &= \Pi \rho_T u_T \frac{\eta k_T R_T T_{T.F.}}{k_T - 1}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Здесь ρ_T , u_T — плотность и скорость горения твердого топлива; $T_{T.F.}$ — температура горения твердого топлива; η — коэффициент полноты сгорания твердого топлива ($T_{T.F.}$ и η — функции от p); Π — периметр канала, α — угол наклона между образующей и осью канала; $\tau_{тр}$ — удельная сила трения о стенки канала;

$$\tau_{тр} = c_f \frac{\rho v^2}{2}. \quad (4.16)$$

Коэффициент трения на стенке со вдувом газа определяется согласно [4.12]:

$$c_f = c_{f0} \frac{(1 - 0,25b)^2}{(1 + 0,25b)^{0,2}}, \quad (4.17)$$

где c_{f0} — коэффициент трения на гладкой стенке;

$$c_{f0} = 0,0592 Re^{-0,2}; \quad (4.18)$$

b — параметр вдува;

$$b = \frac{\rho_T u_T}{\rho V} \frac{2}{c_{f0}}. \quad (4.19)$$

В выражении (4.18) число Рейнольдса определяется как

$$Re = \frac{\rho v d}{\mu}, \quad (4.20)$$

где d — диаметр канала; μ — коэффициент динамической вязкости продуктов сгорания.

Коэффициент адиабаты k , газовая постоянная R и коэффициент вязкости μ продуктов сгорания определяются из равновесного расчета и являются функциями текущих значений давления p и температуры T . Коэффициент адиабаты k_r и газовая постоянная R_r — равновесные значения k и R , вычисленные при температуре горения топлива $T_{T,r}$, поэтому они зависят только от давления p .

Современные смесевые твердые топлива для РДТТ обычно содержат добавки металлов (Al, Mg и др.), поэтому продукты сгорания этих топлив содержат k -фазу в виде окислов металлов. Расчет рабочего процесса БСРДТТ будем проводить в рамках равновесной модели двухфазной среды, где двухфазная среда рассматривается как псевдогаз с газовой постоянной $R = (1 - z)R_r$ (z — массовая доля k -фазы; R_r — газовая постоянная газовой фазы).

При горении топлива в каналах твердотопливных зарядов может присутствовать эрозионный эффект

$$u_T = u_{T0} \varepsilon, \quad (4.21)$$

где u_{T0} — скорость горения твердого топлива при отсутствии эрозионного эффекта; ε — эрозионный коэффициент.

Экспериментальному исследованию эрозионного горения твердых топлив посвящено большое количество работ. Однако почти все исследования проводились при сравнительно небольших приведенных скоростях обдува горячей поверхности ($\lambda < 0,3$). Особенностью рабочего процесса в каналах БСРДТТ является горение твердых топлив при транс- и сверхзвуковом обдуве горячей поверхности.

Из всех работ, посвященных исследованию эрозионного горения при дозвуковом обдуве, целесообразно выделить [4.6]. Здесь приводится

зависимость эрозионного коэффициента ϵ от приведенной плотности тока в канале $\delta = (\rho v)/(\rho v)_{кр}$ в диапазоне изменения δ от 0 до 0,8.

Авторам известна лишь одна публикация [4.13], посвященная исследованию эрозионных характеристик твердого топлива при сверхзвуковом обдуве горячей поверхности. Авторы размещали образец твердого топлива в сверхзвуковом сопле плазмотрона, из которого истекал воздух, нагретый до температуры свыше 3000 К. Было получено, что при изменении приведенной скорости λ от 1 до 2 эрозионный коэффициент ϵ увеличивался с 1,3 до 1,6.

Необходимо отметить, что данные, приведенные в [4.6–4.13], были получены для конкретных топлив и не имеют обобщающего характера. Известно, что эрозионный эффект зависит не только от скорости обдува горячей поверхности, но и от плотности тока продуктов сгорания $(\rho w)_s$, вдуваемых в поток с горячей поверхности, или от скорости горения твердого топлива $[\rho_T u_{T0} = (\rho w)_s]$. Эрозионный эффект в наибольшей степени проявляется при горении топлив с низкими скоростями горения u_{T0} , где заградительный эффект от вдуваемых продуктов сгорания невелик. С другой стороны, при горении быстрогорящих топлив заградительный эффект в значительной степени ослабляет проявление эрозионного эффекта. Для БСРДТТ пригодны быстрогорящие топлива с $u_{T0} = 40 \div 50$ мм/с при $p = 10$ МПа.

В.В. Сидоренко [4.14] путем обобщения большого объема экспериментальных данных для различных топлив была получена критериальная зависимость для определения эрозионного коэффициента скорости горения

$$\epsilon = \gamma + \beta \left(\frac{\rho v}{\rho_T u_{T0}} c_{f0} \right)^m. \quad (4.22)$$

Для широкого класса смесевых топлив коэффициенты в выражении (4.22) имеют следующие значения: $\gamma = 0,843$; $\beta = 1,58$; $m = 1,264$.

Систему газодинамических уравнений (4.11) необходимо дополнить уравнением «разгара» канала твердотопливного заряда:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{u_T}{\cos \beta}, \quad (4.23)$$

где r — текущий радиус канала заряда.

Угол β в первом приближении можно принять равным α — углу наклона образующей к оси канала. При более строгом подходе угол β определяется в ходе построения огибающей семейства окружностей с радиусами $u_T dt$ и центрами, размещенными на профиле канала.

Скорость изменения проходных сечений канала БСРДТТ, определяемая скоростью горения твердого топлива, существенно меньше скорости протекания газодинамических процессов в канале или же скорости звука ($u_T/a \sim 10^{-4}$). Поэтому при решении нестационарной

системы уравнений (4.11–4.23) можно использовать квазистационарный подход, который заключается в последовательном решении стационарной системы газодинамических уравнений (4.11) при фиксированных формах канала, определяемых из уравнения (4.23).

Преобразуем стационарную систему уравнений (4.11–4.14) к виду

$$\begin{vmatrix} \frac{v}{p} & -\frac{v}{T} & 1 \\ \frac{RT}{p} & 0 & v \\ 0 & \frac{kR}{(k-1)v} & v^2 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \frac{dp}{dx} \\ \frac{dT}{dx} \\ \frac{dv}{dx} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A \\ B \\ C \end{vmatrix}, \quad (4.24)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{RT}{pF} Q_1 - \frac{v}{F} \frac{dF}{dx}; \\ B &= \frac{RT}{pF} (Q_2 - vQ_1); \\ C &= \frac{RT}{pF} (Q_3 - I^*Q_1). \end{aligned} \quad (4.25)$$

В ходе преобразований коэффициент адиабаты k и газовая постоянная R были вынесены за знак производной, что, строго говоря, неверно, поскольку они зависят от давления и температуры. Однако, учитывая слабую зависимость k и R от p и T , частными производными от k и R по давлению и температуре в системе уравнений (4.24) можно пренебречь. Выражая производные из системы уравнений (4.24), получим

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} &= \frac{k p \left\{ -vA + \left[1 + (k-1) \frac{v^2}{a^2} \right] B - (k-1) \frac{v}{a^2} C \right\}}{a^2 - v^2}; \\ \frac{dT}{dx} &= \frac{(k-1) T \left[-vA + k \frac{v^2}{a^2} B - \left(k - \frac{a^2}{v^2} \right) \frac{v}{a^2} C \right]}{a^2 - v^2}; \\ \frac{dv}{dx} &= \frac{a^2 A - k v B + (k-1) C}{a^2 - v^2}, \end{aligned} \quad (4.26)$$

где a — скорость звука;

$$a = \sqrt{kRT}. \quad (4.27)$$

Для замыкания задачи необходимы четыре граничных условия (три — для параметров p , T , v и одно — для определения местоположения критического сечения). Два граничных условия задаются в начальном сечении канала в зависимости от конструктивного оформления входа в канал двигателя. Здесь целесообразно выделить два основных варианта: 1) начальное сечение канала совпадает с жесткой теплоизолированной стенкой, 2) на входе имеется присоединенный объем.

В первом случае граничные условия при $x = 0$ записываются в виде

$$v = 0; \quad T = \eta T_{T,r}. \quad (4.28)$$

Рассмотрим второй случай. Обозначим через p_0 , T_0 , ρ_0 , v_0 параметры газа в присоединенном объеме V_0 . Скорость газа в объеме v_0 полагаем равной нулю. Остальные параметры удовлетворяют уравнению состояния (4.14).

Запишем уравнения баланса массы и энергии для присоединенного объема:

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho_0 V_0)}{dt} &= \rho_T u_T (p_0) S_T - \rho v F; \\ \frac{d(p_0 V_0)}{dt} &= k_T R_T [\rho_T u_T (p_0) S_T \eta T_{T,r} - \rho v F T_0], \end{aligned} \quad (4.29)$$

где S_T — поверхность горения в присоединенном объеме.

При решении задачи в квазистационарной постановке производные в выражениях (4.29) полагаются равными нулю. Кроме того, принимаем допущение

$$p = p_0; \quad T = T_0, \quad (4.30)$$

тогда скорость продуктов сгорания во входном сечении канала определится из выражения

$$v = \frac{\rho_T S_T u_T R_T \eta T_{T,r}}{\rho F}. \quad (4.31)$$

В критическом сечении ($v = a$) из условия существования производных в выражениях (4.26) должны выполняться два граничных условия:

$$M = \frac{v}{a} = 1 \quad (4.32)$$

и

$$a^2 A - kvB + (k-1)C = 0. \quad (4.33)$$

Выражение (4.33) можно преобразовать к виду

$$\frac{(k+1)}{2} v^2 Q_1 - kv \left(Q_2 + p \frac{dF}{dx} \right) + (k-1) Q_3 = 0. \quad (4.34)$$

В каналах с плавным профилем выражение (4.34) при переходе через критическое сечение меняет знак, оставаясь непрерывной функцией. Если же критическое сечение устанавливается в сечении с угловой точкой (со скачкообразным возрастанием производной площади проходного сечения), выражение (4.34) меняет здесь знак скачкообразно.

Решение задачи о стационарном течении газа в канале БСРДТТ (в рамках квазистационарного подхода) осуществлялось методом конечных объемов. Алгоритм этого метода строится в ходе интегрирования стационарной системы уравнений (4.11). Переход от параметров в i -ом сечении к параметрам в $(i+1)$ -ом сечении осуществляется по формулам:

$$\begin{aligned}
 v_{i+1} &= \frac{k}{k+1} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}} \left(1 \pm \sqrt{1 - 2 \frac{(k^2-1)}{k^2} \frac{C_{i+1} A_{i+1}}{B_{i+1}^2}} \right); \\
 p_{i+1} &= B_{i+1} - A_{i+1} v_{i+1}; \\
 \rho_{i+1} &= \frac{A_{i+1}}{v_{i+1}}; \\
 T_{i+1} &= \frac{p_{i+1}}{R \rho_{i+1}}.
 \end{aligned} \tag{4.35}$$

Здесь:

$$\begin{aligned}
 A_{i+1} &= \frac{1}{F_{i+1}} \left[(Q_1)_{\text{cp}} (x_{i+1} - x_i) + \rho_i v_i F_i \right]; \\
 B_{i+1} &= \frac{1}{F_{i+1}} \left[\left(Q_2 + p \frac{dF}{dx} \right)_{\text{cp}} (x_{i+1} - x_i) + (\rho_i v_i^2 + p_i) F_i \right]; \\
 C_{i+1} &= \frac{1}{F_{i+1}} \left[(Q_3)_{\text{cp}} (x_{i+1} - x_i) + \rho_i v_i F_i \left(\frac{k}{k-1} \frac{p_i}{\rho_i} + \frac{v_i^2}{2} \right) \right].
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

Приведенный алгоритм позволяет проводить расчет как в дозвуковой, так и в сверхзвуковой областях течения и обеспечивает переход через скорость звука без сбоев. В выражении для скорости (4.35) знак минус перед корнем берется в дозвуковой области течения, а знак плюс — в сверхзвуковой. В выражениях (4.36) параметры, обозначенные индексом «ср», вычисляются при значениях p , ρ , T , v , F , осредненных между i -ым и $(i+1)$ -м сечениями, т.е. расчет проводится в два приближения. Это обеспечивает второй порядок точности метода расчета.

При расчете стационарного течения в канале с массо- и энергоподводом местоположение критического сечения, как правило, заранее не известно. Решение задачи осуществляется методом последователь-

ных приближений. Сначала задается предполагаемое местоположение критического сечения и проводится расчет течения. В ходе расчета решается нелинейное уравнение (4.32), где неизвестным является давление p_1 в начальном сечении канала. Затем из условия (4.34) определяется второе местоположение критического сечения. Для второй итерации новое местоположение критического сечения вычисляется как среднее арифметическое двух предыдущих местоположений. Итерационный процесс длится до тех пор, пока номера сечений, соответствующих местоположению критического сечения, вычисленные из условий (4.32) и (4.34), не совпадут между собой или не сблизятся на заданную величину.

После этого задается приращение по времени, и осуществляется переход к новой геометрии канала в соответствии с дифференциальным уравнением (4.23). Решение уравнения «разгара» канала (4.23) по времени также проводится со вторым порядком точности, т.е. скорость горения твердого топлива на каждом временном интервале вычисляется как среднее арифметическое ее значений в начале и конце интервала.

Косинус угла β в уравнении (4.23) определяется в ходе построения огибающей семейства окружностей с радиусами $u_T \Delta t$ и центрами, размещенными в узловых точках профиля канала $y = y(x)$. Введем обозначение в точке i с координатой x_i

$$z_i = y_i + u_T \Delta t,$$

где Δt — шаг по времени,

получим:

- при $z_i > z_{i-1}, z_{i+1}$

$$\cos \beta_i = 1,$$

- при $z_i < z_{i-1}, z_{i+1}$

$$\sin \beta_i = \frac{du}{dx} \Delta t \cos^2 \alpha + \sin \alpha \sqrt{1 - \left(\frac{du}{dx} \right)^2 (\Delta t)^2 \cos^2 \alpha}, \quad (4.37)$$

- a) $z_{i+1} > z_{i-1}$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{y_{i+1} - y_i}{x_{i+1} - x_i}, \quad \frac{du}{dx} = \frac{u_{r(i+1)} - u_{r(i)}}{x_{i+1} - x_i};$$

- b) $z_{i+1} < z_{i-1}$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{y_i - y_{i-1}}{x_i - x_{i-1}}, \quad \frac{du}{dx} = \frac{u_{r(i)} - u_{r(i-1)}}{x_i - x_{i-1}}.$$

На рис. 4.10 приведена расчетная схема бессоплового РДТТ, которая использовалась для иллюстративных расчетов. Она отличается

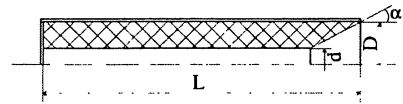


Рис. 4.10. Расчетная схема БСРДТТ

от реальной схемы стартового БСРДТТ (см. рис. 4.8) отсутствием маршевого сопла, а также конфигурацией входной части. В расчетной схеме на входе в канал предполагается наличие жесткой теплоизолированной стенки [граничные условия (4.28)]. Что касается маршевого сопла, то его влияние может проявляться только в конце работы стартового БСРДТТ, когда критическое сечение в ходе выгорания заряда переходит на маршевое сопло (на рис. 4.9 этот момент соответствует 1,7 с).

В расчетной схеме БСРДТТ (см. рис. 4.10) в конечной части профиля канала (на входе в конический раструб) имеется точка перегиба, в которой происходит существенный скачок производной dF/dx [с изменением знака выражения (4.33)], поэтому критические условия в начальный момент работы двигателя здесь реализуются именно в этом сечении.

В отличие от РДТТ с соплом, где площадь критического сечения фиксирована (если пренебречь разгаром последнего), в БСРДТТ критическое сечение устанавливается в канале заряда, и оно увеличивается по мере разгара канала. Кроме того, критическое сечение увеличивается под воздействием давления в результате деформации топливного заряда (в данном разделе деформация заряда не учитывалась).

При расчете рабочего процесса задавались следующие геометрические характеристики БСРДТТ (см. рис. 4.10):

- длина заряда $L = 1,5$ м,
- внутренний и наружный диаметры заряда $d = 0,06$ м,
 $D = 0,18$ м,
- полуугол конусности сопла $\alpha = 30^\circ$.

Расчет проводился на сетке в 2000 узлов. В качестве топлива было выбрано высокоэнергетическое смесевое твердое топливо с высокой скоростью горения (температура горения $T_{ТГ} \cong 3300$ К, скорость горения $u_T \cong 45$ мм/с при давлении $p = 10$ МПа).

Изменения квазистационарных параметров БСРДТТ (давления, температуры и скорости продуктов сгорания) по длине канала в первоначальный момент работы двигателя приведены на рис. 4.11. Максимальные градиенты этих параметров, как и следовало ожидать, наблюдаются в районе критического сечения. Видно, что заряд бессоплового двигателя в концевой части находится под воздействием существенно неравномерного давления, что может вызывать его заметные деформации.

На рис. 4.12 даны зависимости от времени работы двигателя давления в начальном сечении канала p_0 и тяги R . Видно, что максимальное давление в двигателе (давление в начальном сечении канала) резко убывает с уровня 17,6 МПа в первые моменты времени, а затем выходит на пологую убывающую кривую. Начиная с 1,53 с фронт горения заряда в головной части двигателя достигает стенки камеры сгорания,

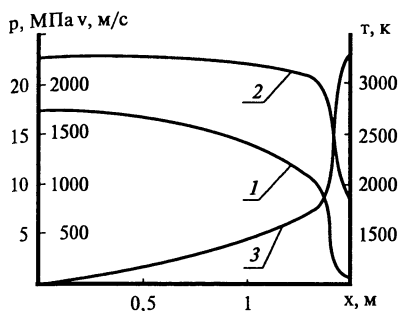


Рис. 4.11. Изменения по длине канала в начальный момент работы БСРДТТ: давления (1), температуры (2) и скорости продуктов сгорания (3)

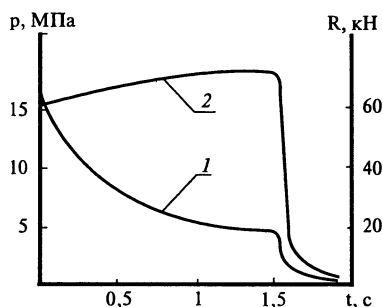


Рис. 4.12. Изменение давления в начальном сечении канала (1) и тяги (2) по времени работы двигателя

и после этого происходит догорание остатков топлива. Полное время выгорания заряда БСРДТТ (при сохранении сверхкритического перепада) составляет 1,87 с. Временем завершения работы двигателя считался момент достижения давления в критическом сечении, равного атмосферному давлению. Тяга двигателя возрастает на протяжении основного времени работы двигателя, а затем на участке догорания остатков топлива происходит ее резкий спад.

Необходимо отметить, что для данного топлива влияние эрозионного эффекта очень незначительно. Это связано с большой скоростью горения твердого топлива, т.е. с проявлением заградительного эффекта, инициируемого оттоком больших масс продуктов сгорания с поверхности горения твердого топлива. Поэтому скорость горения твердого топлива в разных сечениях канала определялась в основном уровнем давления. Критическое сечение здесь в процессе выгорания заряда перемещалось в сторону выходного сечения двигателя. В конце работы, при догорании остатков топлива, критическое сечение устанавливалось в выходном сечении.

Для сравнения были проведены расчеты рабочего процесса БСРДТТ с использованием следующей зависимости для эрозионного коэффициента, предложенной разработчиком топлива:

$$\varepsilon = 0,99 + 0,19 \cdot 10^{-4} p^{1,2v} v d^{-0,2}, \quad (4.38)$$

где p — давление, ата; v — скорость газа, м/с; d — диаметр канала, см; v — показатель степени в законе горения. Результаты расчетов с использованием зависимости (4.38) и критериальной зависимости (4.22) мало отличались между собой.

Тяга БСРДТТ вычислялась по параметрам в выходном сечении в соответствии с формулой

$$R = \xi_{\text{ср}}(Gv_a + F_a p_a) - F_a p_n, \quad (4.39)$$

где $\xi_{\text{ср}}$ — среднеинтегральный коэффициент потери импульса двигателя.

Во время работы БСРДТТ топливное сопло, разгораясь, меняет свою конфигурацию, при этом меняется и коэффициент потери импульса двигателя ξ . В формуле (4.39) используется значение ξ , усредненное по времени работы двигателя. Определить значение $\xi_{\text{ср}}$ расчетным путем в рамках одномерной модели течения не представляется возможным. Предполагается, что коэффициент $\xi_{\text{ср}}$ определяется из эксперимента в ходе согласования расчетных и экспериментальных данных или при проведении двумерных расчетов. В данном случае значение $\xi_{\text{ср}}$ было принято равным 0,94, а атмосферное давление p_n равнялось 0,1013 МПа.

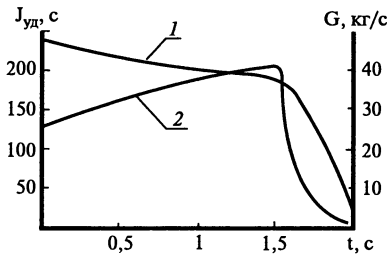


Рис. 4.13. Изменение удельного импульса (1) и расхода (2) по времени работы БСРДТТ

На рис. 4.13 даны зависимости от времени работы удельного импульса $J_{\text{уд}}$ и расхода G двигателя. Видно, что расход по времени работы меняется аналогично тяге. Удельный импульс убывает по мере разгара канала, на основном участке работы двигателя — достаточно медленно, на участке догорания остатков — очень быстро.

Среднеинтегральный удельный импульс рассматриваемого БСРДТТ, рассчитанный по формуле (4.10), равняется 201,2 с.

Для сравнения система уравнений (4.11–4.23) была решена в нестационарной постановке методом Годунова [4.15]. Этот метод имеет первый порядок точности и основан на расчете распада разрывов на стыках ячеек расчетной сетки. Основным достоинством метода Годунова является то, что он относится к методам сквозного счета, т.е. позволяет, используя один и тот же алгоритм, рассчитывать параметры в дозвуковой и сверхзвуковой областях течения. Критическое сечение или местоположение перехода через скорость звука (если он имеет место в пределах расчетной области) устанавливается автоматически в процессе счета. К недостаткам метода Годунова необходимо отнести его низкую точность.

В табл. 4.1 приведено сопоставление результатов расчета двумя методами на примере решения стационарной задачи для начального

Таблица 4.1

Число узлов	$\epsilon_p, \%$	$\epsilon_R, \%$	Число узлов	$\epsilon_p, \%$	$\epsilon_R, \%$
50	1,66	5,84	400	0,81	1,57
100	1,14	3,59	600	0,74	1,01
200	0,92	2,42			

момента работы БСРДТТ. Результаты расчета, полученные в ходе применения алгоритма (4.35–4.36) на сетке в 2000 узлов, использовались в качестве начального приближения при решении задачи методом установления с применением процедуры распада разрывов (метод Годунова). При этом менялось число узлов в ходе решения задачи методом установления, число циклов установления равнялось 100 000. В качестве параметров для сравнения были выбраны давление в головной части двигателя (относительная погрешность ϵ_p) и тяга двигателя (относительная погрешность ϵ_R).

В первом столбце указано число узлов в цилиндрической (дозвуковой) части канала, которое задавалось при определении погрешности ϵ_p , или число узлов в сопловой части канала (при вычислении погрешности ϵ_R). Необходимо отметить, что число узлов в сопловой части канала слабо влияет на величину давления в головной части двигателя, так же как и число узлов в цилиндрической части слабо влияет на величину тяги. Из таблицы видно, что при решении стационарной задачи методом Годунова на сетке (100 + 100) узлов погрешность вычисления давления в головной части двигателя составляет 1,14%, а погрешность вычисления тяги — 3,59% (и в том и в другом случае в сторону завышения). Время счета всего процесса выгорания заряда БСРДТТ методом Годунова на сетке (100 + 100) узлов на ПК с процессором Pentium-4 составляет 8 ч и растет с увеличением числа узлов в сопловой части практически по квадратичной зависимости. Решение этой же задачи квазистационарным методом на сетке в 2000 узлов занимает несколько минут.

4.2.2. Устойчивость рабочего процесса

Представим параметры, являющиеся решением системы уравнений (4.10–4.22), в виде суммы их стационарных значений и малых возмущений:

$$\begin{aligned}
 p &= p^0 + \delta p; \\
 T &= T^0 + \delta T; \\
 v &= v^0 + \delta v; \\
 u_T &= u_T^0 + \delta u_T.
 \end{aligned}
 \tag{4.40}$$

Расчет стационарных (квазистационарных) параметров в канале БСРДТ осуществляется в предыдущем разделе.

Нестационарная система уравнений (4.11–4.22) в малых возмущениях преобразуется к виду

$$\begin{vmatrix} \frac{v^0}{p^0} & -\frac{v^0}{T^0} & 1 \\ \frac{RT^0}{p^0} & 0 & v^0 \\ 0 & \frac{kR}{(k-1)}v^0 & (v^0)^2 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \frac{d\delta p}{dx} \\ \frac{d\delta T}{dx} \\ \frac{d\delta v}{dx} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \delta A \\ \delta B \\ \delta C \end{vmatrix}; \quad (4.41)$$

$$\begin{vmatrix} \kappa_{11} & \kappa_{12} & \kappa_{13} \\ \kappa_{21} & \kappa_{22} & \kappa_{23} \\ \kappa_{31} & \kappa_{32} & \kappa_{33} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \delta p \\ \delta T \\ \delta v \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \delta A \\ \delta B \\ \delta C \end{vmatrix}, \quad (4.42)$$

где

$$\begin{aligned} \kappa_{11} &= \frac{v^0}{(p^0)^2} \frac{dp^0}{dx} + \frac{RT^0}{(p^0)^2 F} Q_1^0 (\bar{u}_\tau - 1) - \frac{s}{p^0}; \\ \kappa_{12} &= -\frac{v^0}{(T^0)^2} \frac{dT^0}{dx} + \frac{R}{p^0 F} Q_1^0 + \frac{s}{T^0}; \quad \kappa_{13} = -\frac{1}{p^0} \frac{dp^0}{dx} + \frac{1}{T^0} \frac{dT^0}{dx} - \frac{1}{F} \frac{dF}{dx}; \\ \kappa_{21} &= \frac{RT^0}{(p^0)^2} \frac{dp^0}{dx} + \frac{\Pi (RT^0)^2}{p^0 F} \left(\frac{\rho_\tau u_\tau^0}{p^0} \right)^2 \sin \alpha (2\bar{u}_\tau - 3) - \frac{RT^0 v^0}{(p^0)^2 F} Q_1^0 (\bar{u}_\tau - 1) - \Pi c_f \frac{(v^0)^2}{p^0 F}; \\ \kappa_{22} &= -\frac{R}{p^0} \frac{dp^0}{dx} + \frac{2\Pi R^2 T^0}{F} \left(\frac{\rho_\tau u_\tau^0}{p^0} \right)^2 \sin \alpha - \frac{Rv^0}{p^0 F} Q_1^0; \\ \kappa_{23} &= -\frac{dv^0}{dx} - \frac{RT^0}{p^0 F} Q_1^0 - \Pi c_f \frac{v^0}{F} - s; \\ \kappa_{31} &= \frac{RT^0}{(p^0)^2 F} (Q_3^0 - I^* Q_1^0) (\bar{u}_\tau - 1) + \frac{RT^0}{p^0} s; \\ \kappa_{32} &= \frac{R}{p^0 F} (Q_3^0 - I^* Q_1^0) - \frac{k}{(k-1)} \frac{R^2 T^0}{p^0 F} Q_1^0 - \frac{kR}{(k-1)} s; \\ \kappa_{33} &= -\frac{kR}{k-1} \frac{dT^0}{dx} - 2v^0 \frac{dv^0}{dx} - \frac{RT^0}{p^0 F} Q_1^0 v^0 - v^0 s. \end{aligned} \quad (4.43)$$

В выражениях (4.43) индексом «0» сверху обозначены стационарные значения параметров Q_1 , Q_3 и Γ^* ;

\bar{u}_τ — безразмерная передаточная функция (функция отклика) скорости горения твердого топлива

$$\bar{u}_\tau = \frac{p^0 \delta u_\tau}{u_\tau^0 \delta p} = \bar{u}_1 + i \bar{u}_2; \quad (4.44)$$

s — комплексная частота (параметр преобразования Лапласа);

$$s = \Theta + i\omega; \quad (4.45)$$

Θ — константа затухания;

ω — собственная частота ($\omega = 2\pi n$), где n — частота в герцах (Гц).

В ходе линеаризации при получении выражений (4.43) не учитывались зависимости параметров k , R , и μ от давления и температуры, а также параметров $T_{\tau r}$ и η — от давления. Кроме того, считались постоянными коэффициент трения c_f и эрозионный коэффициент ϵ , а производная dF/dt полагалась бесконечно малой величиной.

При линеаризации граничных условий на входе в канал БСРДТТ (4.28) (жесткая теплоизолированная стенка) линеаризованное граничное условие для температуры

$$\delta T = 0 \quad (4.46)$$

целесообразно заменить условием изоэнтропичности колебаний, которое следует из линеаризованного уравнения энергии при равенстве нулю стационарной скорости v^0 :

$$\frac{\delta p}{p^0} = \frac{k}{k-1} \frac{\delta T}{T^0}. \quad (4.47)$$

Условие для малого отклонения скорости записывается в виде

$$\delta v = 0. \quad (4.48)$$

В качестве третьего граничного условия на входе в канал задается единичное возмущение давления

$$\delta p = 1. \quad (4.49)$$

Если же на входе в канал БСРДТТ имеется присоединенный объем, то малые возмущения δp , δT , δv в начальном сечении канала определяются в результате линеаризации уравнений баланса (4.29) для присоединенного объема V_0 .

С учетом допущения (4.30) получим

$$\frac{\delta T}{\delta p} = \frac{(k_\tau - 1)V_0 T^0 s}{k_\tau (V_0 p^0 s - R_\tau T^0 \rho_\tau S_\tau u_\tau^0)}; \quad (4.50)$$

$$\frac{\delta v}{\delta p} = \frac{\rho_r S_r R_r T^0}{p^0 F} \bar{u}_r + \left(\frac{V_0}{F} s + v^0 \right) \left(\frac{1}{T^0} \frac{\delta T}{\delta p} - \frac{1}{p^0} \right). \quad (4.51)$$

Константа затухания Θ и собственная частота колебаний ω двигателя определяются из линеаризованного граничного условия (4.33) в критическом сечении.

Для «замороженного» течения в сопле ($Q_1, Q_2, Q_3 = 0$; $k, R = \text{const}$) линеаризованное граничное условие (4.33) приводится к виду

$$\frac{s}{a_{\text{кр}}} \left(\frac{\delta p}{p^0} \right)_{\text{кр}} + k \left. \frac{d\lambda^0}{dx} \right|_{\text{кр}} \left(\frac{\delta T}{T^0} \right)_{\text{кр}} - k \left[\frac{s}{a_{\text{кр}}} + 2 \left. \frac{d\lambda^0}{dx} \right|_{\text{кр}} \right] \left(\frac{\delta v}{v^0} \right)_{\text{кр}} = 0, \quad (4.52)$$

где λ^0 — коэффициент скорости;

$$\lambda^0 = \frac{v^0}{a_{\text{кр}}}.$$

Расчет устойчивости рабочего процесса БСРДТТ осуществлялся в ходе решения линеаризованной системы уравнений (4.41–4.43) совместно с соответствующими граничными условиями. Для расчета функции отклика скорости горения твердого топлива \bar{u}_r использовалась математическая модель, предложенная в работе [4.16]. Система ОДУ решалась методом Эйлера на сетке 4000 узлов. Уменьшение числа узлов приводило к заметной погрешности при определении константы затухания Θ и собственной частоты колебаний ν . Параметры Θ и ν вычислялись в ходе решения методом Ньютона линеаризованного условия (4.33), записанного в действительных числах.

Собственные частоты продольных колебаний покоящегося идеального газа в цилиндре с жесткими непроницаемыми стенками вычисляются по известной формуле

$$\nu_0 = \frac{n a}{2L}, \quad (4.53)$$

где n — номер моды колебаний; a — скорость звука в газе; L — длина цилиндра. При этом газ, как колебательная система, находится на границе устойчивости ($\Theta_0 = 0$).

В нашем случае, при определении значений собственных частот БСРДТТ ν_0 , под величиной L нужно понимать расстояние от входа в канал до критического сечения. Поскольку параметры газа меняются по длине канала, скорость звука берется осредненной ($a \cong 1000$ м/с).

При расчете устойчивости рабочего процесса БСРДТТ решение системы двух нелинейных уравнений [линеаризованное условие (4.33), записанное в действительных числах] дает различные сочетания частот ν и констант затухания Θ . В табл. 4.2 и 4.3 приведены значения этих

Таблица 4.2

1 мода $\nu_0 = 358$ Гц		2 мода $\nu_0 = 716$ Гц		3 мода $\nu_0 = 1074$ Гц	
ν , Гц	Θ , c^{-1}	ν , Гц	Θ , c^{-1}	ν , Гц	Θ , c^{-1}
305	-309	634	22	1001	358
357	-267	691	76	1076	527
412	-216	749	132	1139	608

Таблица 4.3

1 мода $\nu_0 = 358$ Гц		2 мода $\nu_0 = 716$ Гц		3 мода $\nu_0 = 1074$ Гц	
ν , Гц	Θ , c^{-1}	ν , Гц	Θ , c^{-1}	ν , Гц	Θ , c^{-1}
325	-222	632	107	987	539
374	-177	686	157	1045	628
425	-125	740	207	1104	704

параметров для начального момента времени $t = 0$ (табл. 4.2) и в момент времени $t = 0,5$ с (табл. 4.3). Из всей совокупности пар ν и Θ приведены те, у которых частоты ν наиболее близки к собственным частотам БСРДТТ ν_0 , вычисленным по формуле (4.53).

Видно, что константы затухания Θ для значений частот ν , находящихся вблизи собственной частоты ν_0 1-й моды колебаний, имеют отрицательный знак, т.е. рабочий процесс БСРДТТ на частоте 1-й моды устойчив. Вместе с тем, в процессе работы запас устойчивости двигателя на частоте 1-й моды уменьшается (значения Θ в табл. 4.2 больше по модулю, чем в табл. 4.3). Это обусловлено тем, что в процессе выгорания канал заряда становится конфузорным, что, в свою очередь, приводит к уменьшению акустической проводимости в критическом сечении.

На рис. 4.14–4.16 приведены изменения по длине канала малых возмущений давления \bar{p} , скорости продуктов сгорания \bar{v} и температуры \bar{T} для 1-й моды продольных колебаний ($\nu = 412$ Гц, $\Theta = -216$ c^{-1}) в начальный момент работы двигателя. Все возмущения отнесены к малому возмущению давления δp_0 в начальном сечении канала, а графики построены в пределах изменения x от 0 до критического сечения.

Рассмотрим изменение малого возмущения давления (см. рис. 4.14). В цилиндре с жесткими непроницаемыми стенками, заполненном покоящимся идеальным газом, аналогичные зависимости \bar{p}_1 и \bar{p}_2 имеют следующий вид: \bar{p}_1 меняется по закону косинуса от 1 до -1 , а \bar{p}_2 равно нулю. В канале бессоплового двигателя компоненты \bar{p}_1 и \bar{p}_2

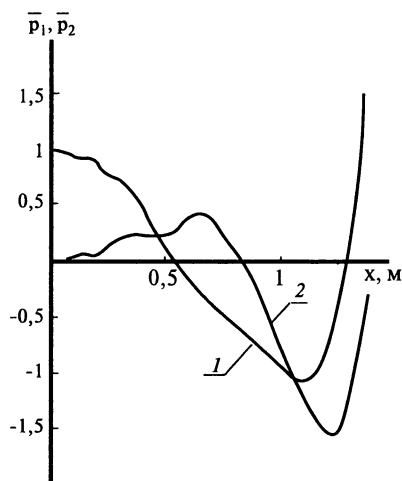


Рис. 4.14. Изменения по длине канала действительной (1) и мнимой (2) частей относительного возмущения давления в начальный момент работы двигателя

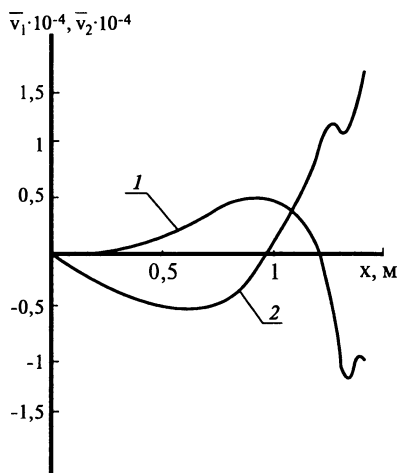


Рис. 4.15. Изменения по длине канала действительной (1) и мнимой (2) частей относительного возмущения скорости в начальный момент работы двигателя

существенно отличаются от идеального случая. Это отличие связано, в первую очередь, с влиянием распределенного массо- и энергоподвода, а также с акустической проводимостью в критическом сечении.

То же самое можно сказать и о малом возмущении скорости (см. рис. 4.15). В идеальном цилиндре действительная часть возмущения скорости \bar{v}_1 равна нулю, а мнимая часть \bar{v}_2 отрицательна и меняется по синусоидальному закону.

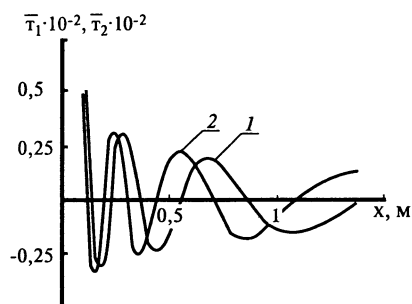


Рис. 4.16. Изменения по длине канала действительной (1) и мнимой (2) частей относительного возмущения температуры в начальный момент работы двигателя

Изменение компонент возмущения температуры (см. рис. 4.16) по длине канала носит колебательный характер с уменьшающимися амплитудой и частотой колебаний.

Что касается 2-й и 3-й мод колебаний, то, как следует из табл. 4.2 и 4.3, соответствующие им значения Θ положительны. Это означает, что на этих частотах

возможна потеря устойчивости БСРДТТ, проявляющаяся в возникновении автоколебаний давления.

В ходе расчетов было установлено, что причиной неустойчивости рабочего процесса в бессопловом двигателе на частотах, соответствующих 2-й и 3-й модам продольных колебаний, является неизоэнтропичность колебательных процессов, которая проявляется при развитии колебаний в движущейся среде. В случае замены уравнения энергии изоэнтропическим соотношением для малых возмущений давления и температуры (4.47) константы затухания для всех трех мод колебаний становились существенно отрицательными ($\cong -1000 \text{ с}^{-1}$). Уравнение энергии является источником волн температуры с переменной частотой и амплитудой в канале двигателя (см. рис. 4.16). Эти волны становятся определяющим дестабилизирующим фактором в балансе всех воздействий, влияющих на устойчивость двигателя. Кроме того, именно высокая частота волн температуры вблизи переднего торца канала заставляет увеличивать число узлов при решении системы уравнений (4.34–4.36) до 4000.

Необходимо отметить, что акустические колебания высоких мод всегда присутствуют в камерах сгорания работающих реактивных двигателей, поскольку работа этих двигателей всегда сопровождается шумом. Однако амплитуда колебаний, являющихся составляющими акустического шума, не превышает десятых долей процента от давления в камере сгорания. Такого рода колебания не представляют никакой опасности для работы твердотопливного двигателя или его системы управления. Опасность представляют колебания давления с относительной амплитудой на уровне 3–10%.

Линейный анализ устойчивости, использованный выше, не позволяет оценить уровень относительной амплитуды, на котором колебания стабилизируются после потери устойчивости. Он предсказывает только факт потери устойчивости: будут ли малые возмущения давления в камере двигателя при их случайном возникновении затухать или развиваться до некоторого уровня.

Для оценки уровня относительных амплитуд в случае потери устойчивости рабочего процесса на частотах, соответствующих 2-й и 3-й модам продольных колебаний, был проведен нелинейный анализ устойчивости рабочего процесса БСРДТТ. Для этого система нестационарных уравнений (4.11) с учетом соотношений (4.12–4.22) решалась методом Годунова.

При исследовании влияния конечных возмущений на развитие колебаний в канале БСРДТТ методом Годунова на входе в канал задавалось синусоидальное возмущение давления в виде

$$\Delta p = p_0 \varepsilon \sin(2\pi \nu t), \quad (4.54)$$

где ε — относительная амплитуда возмущения; ν — частота, соот-

ветствующая собственным частотам 1-й, 2-й и 3-й моды продольных колебаний БСРДТТ (табл. 4.2).

Возмущение (4.54) задавалось в виде импульса на протяжении одного периода колебаний, затем оно прекращалось. При этом осуществлялся переход от граничного условия на входе в канал типа «заданное давление» к граничному условию «неподвижная непроницаемая стенка» [4.15]. Расчет проводился до тех пор, пока на вход в канал не приходила волна, отраженная от критического сечения БСРДТТ.

Обозначим через φ отношение амплитуд отраженной и исходной волн давления:

$$\varphi = \frac{\varepsilon_{\text{отр}}}{\varepsilon_{\text{исх}}}, \quad (4.55)$$

тогда критерием устойчивости рабочего процесса БСРДТТ при конечных возмущениях будет условие

$$\varphi \leq 1. \quad (4.56)$$

Необходимо отметить, что отраженная от критического сечения волна, в силу нелинейности газодинамических уравнений, уже не является синусоидой в строгом понимании этого слова. Она имеет максимум и минимум, не симметричные относительно нулевой отметки. Амплитуда отраженной волны вычислялась как среднее арифметическое значение двух модулей ординат, соответствующих двум экстремумам отраженной волны, а момент поступления отраженной волны на вход в канал — как среднее арифметическое значение двух абсцисс (времен) для этих экстремумов. Аналогичным образом определялся и момент задания исходного возмущения при определении периода колебаний T . Собственная частота продольных колебаний с конечной амплитудой БСРДТТ определялась как

$$\nu = \frac{n}{T}. \quad (4.57)$$

Задача решалась на сетке $400 + 100$ узлов (400 узлов в дозвуковой части и 100 узлов в сопловой части БСРДТТ). Как показали численные расчеты, при изменении типа граничных условий, которое осуществляется при прерывании исходного импульса, даже при нулевой амплитуде этого импульса вносится скачкообразное возмущение на уровне 1%. Для того, чтобы уменьшить ошибку расчетов, особенно в области малых значений относительных амплитуд ($\varepsilon < 0,01$), при определении параметра (4.55) вводилась корректировка, учитывающая накопленную ошибку. Кроме того, при малых значениях ε число узлов удваивалось.

Результаты расчетов параметра устойчивости φ (4.55) и собственной частоты продольных колебаний ν (4.57) в начальный момент работы

двигателя для первых трех мод в зависимости от относительной амплитуды возмущения ϵ приведены на рис. 4.17.

Расчеты проводились итерационным методом так, чтобы в ходе итераций частота исходного импульса в выражении (4.54) совпала с собственной частотой, определяемой из выражения (4.57). Из рисунка видно, что собственные частоты колебаний в БСРДТТ слабо зависят от относительной амплитуды исходного возмущения, незначительно возрастая с уменьшением ϵ . Что же касается параметра устойчивости, то он в диапазоне изменения ϵ от 0,005 до 0,3 также меняется незначительно и составляет примерно 0,15; 0,075 и 0,045 для 1-й, 2-й и 3-й мод, соответственно. То есть рабочий процесс БСРДТТ для всех трех мод в этом диапазоне относительных амплитуд конечных возмущений устойчив ($\phi < 1$).

При уменьшении ϵ менее 0,005 происходит резкое возрастание параметра ϕ для всех трех мод колебаний. При этом существенно возрастает ошибка вычислений. Поэтому приблизиться к условию $\epsilon = 0$ ближе, чем до уровня $\epsilon = 0,002$ не удастся. Значения собственных частот БСРДТТ в случае $\epsilon = 0,002$ составляли: 398 Гц, 823 Гц и 1240 Гц для 1-й, 2-й и 3-й мод продольных колебаний, соответственно. Это несколько выше теоретических значений собственных частот ν_0 для цилиндра, вычисленных по формуле (4.53) и приведенных в табл. 4.2. Наиболее близкие по частоте пары значений ν и Θ , найденные при линейном анализе устойчивости БСРДТТ ($\epsilon = 0$), составляли, соответственно, 412 Гц и $(-216) \text{ с}^{-1}$, 870 Гц и 246 с^{-1} , 1267 Гц и 781 с^{-1} .

Параметр устойчивости ϕ в случае малых возмущений ($\epsilon = 0$) для 1-й моды колебаний можно определить из выражения

$$\phi = \exp(\Theta/\nu). \quad (4.58)$$

Для пары значений ν и Θ , соответствующей 1-й моде продольных колебаний, ϕ составляет 0,59. Для 2-й и 3-й мод продольных колебаний

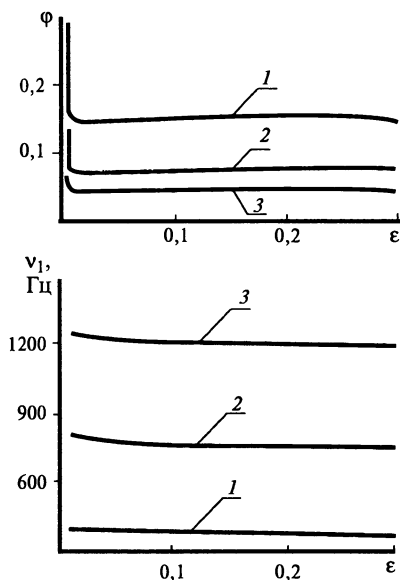


Рис. 4.17. Зависимость параметра устойчивости (ϕ) и собственной частоты продольных колебаний (ν) от относительной амплитуды возмущения ϵ :

1 — 1-я мода; 2 — 2-я мода; 3 — 3-я мода

рабочий процесс БСРДТТ неустойчив ($\Theta > 0$), поэтому параметр φ должен быть больше 1. Это согласуется с результатами расчетов при конечных возмущениях, приведенными на рис. 4.17. При потере устойчивости на частотах 2-й и 3-й мод продольных колебаний ($\epsilon = 0$, $\varphi > 1$), амплитуда колебаний начинает нарастать. При этом, как следует из рис. 4.17, уменьшается параметр устойчивости φ . Он уменьшается до уровня $\varphi = 1$, где происходит стабилизация амплитуды колебаний. Видно, что уровень стабилизации амплитуды находится в области $\epsilon < 0,002$, что по своей интенсивности соответствует уровню акустического шума. То есть продольные колебания в БСРДТТ, возникающие на частотах 2-й и 3-й мод, не представляют опасности для работоспособности двигателя и его систем.

4.2.3. Исследование эффективности различных способов повышения экономичности БСРДТТ

Основной недостаток БСРДТТ — его низкий среднеинтегральный удельный импульс (4.10). В испытаниях на полноразмерном демонстраторе стартового БСРДТТ (см. рис. 4.8, 4.9) $J_{уд.ср}$ не превышал 200 с. Для повышения $J_{уд.ср}$ используются различные способы.

Одним из наиболее эффективных способов является оптимизация скорости горения твердого топлива. Предположим, что увеличение или уменьшение скорости горения основного (штатного) твердого топлива можно обеспечить за счет малых добавок в него некоторых веществ (флегматизаторов), которые изменяют коэффициент пропорциональности в законе горения, не оказывая влияния на другие характеристики основного топлива. В данном случае закон горения основного топлива при температуре $T = 293,2$ К задавался в виде

$$u_0 = 7,095 \cdot 10^{-5} p^{0,4},$$

где u_0 — скорость горения основного твердого топлива, м/с; p — давление, Па. Назовем коэффициентом флегматизации топлива ψ отношение скоростей горения флегматизированного и основного топлив:

$$\psi = u/u_0. \quad (4.59)$$

На рис. 4.18 приведена зависимость среднеинтегрального удельного импульса рассматриваемого БСРДТТ от коэффициента флегматизации топлива. Здесь же дано изменение максимального давления в канале.

Видно, что с увеличением коэффициента флегматизации (скорости горения) твердого топлива возрастают как максимальное давление, так и среднеинтегральный удельный импульс БСРДТТ. При этом увеличение p_0 идет с нарастающим темпом, а увеличение $J_{уд.ср}$ — с замед-

ляющим. При определенных значениях ψ (в нашем случае при $\psi \geq 1$) зависимость $J_{\text{уд.ср}}$ от ψ приобретает асимптотический характер. Таким образом, для каждого сочетания геометрических размеров БСРДТТ (см. рис. 4.10) можно подобрать такую скорость горения твердого топлива, для которой при минимально возможном давлении p_0 среднеинтегральный удельный импульс будет близок к максимально возможному значению.

Увеличение $J_{\text{уд.ср}}$ БСРДТТ (4.10) с ростом скорости горения твердого топлива в значительной мере обусловлено уменьшением времени работы двигателя. Запишем выражение для суммарного импульса тяги БСРДТТ с учетом формулы (4.39):

$$J_{\Sigma} = \xi_{\text{ср}} \int_0^{t_{\Sigma}} (Gv_a + F_a p_a) dt - F_a p_n t_{\Sigma}. \quad (4.60)$$

С увеличением скорости горения топлива (при заданной конфигурации заряда БСРДТТ) уменьшается время работы двигателя t_{Σ} (рис. 4.19). Второй член в выражении (4.60) уменьшается пропорционально времени t_{Σ} , увеличивая при этом J_{Σ} . Первый член в выражении (4.60) (суммарный импульс двигателя в пустоте) слабо зависит от скорости горения топлива, немного возрастая с ее увеличением. Так, при увеличении коэффициента флегматизации (4.59) от 0,8 до 1,4 величина $J_{\text{уд.ср}}$ в пустоте меняется от 208,4 с до 211,6 с, при этом $J_{\text{уд.ср}}$ в стандартных условиях ($p_n = 0,1013$ МПа) меняется от 196,3 с до 206,4 с. Увеличение суммарного импульса в пустоте с ростом скорости горения топлива связано в основном с уменьшением

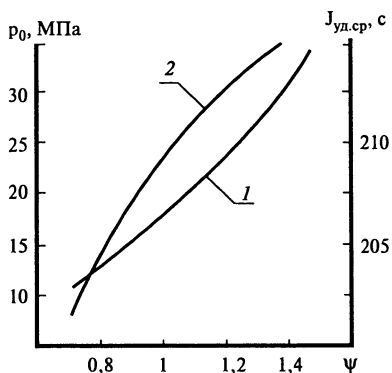


Рис. 4.18. Зависимость максимального давления p_0 (1) и среднеинтегрального удельного импульса $J_{\text{уд.ср}}$ (2) от коэффициента флегматизации топлива ψ

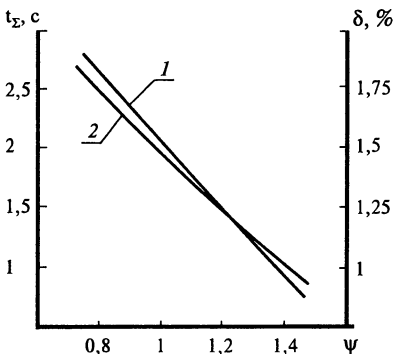


Рис. 4.19. Зависимость времени работы t_{Σ} (1) и относительной доли остатков топлива δ (2) от коэффициента флегматизации топлива ψ

относительной доли остатков топлива на момент выработки сверхкритического перепада в двигателе (см. рис. 4.19).

Положительный эффект увеличения $J_{уд.ср}$ достигается наличием у стартового БСРДТТ маршевого сопла ПВРД (см. рис. 4.8). На конечном участке работы, когда топливо в сопловой части двигателя выгорает, и критическое сечение с топливного канала переходит на маршевое сопло, текущий удельный импульс БСРДТТ фиксируется. Это приводит к увеличению $J_{уд.ср}$ по сравнению со случаем отсутствия маршевого сопла. Естественно, чем меньше диаметр критического сечения маршевого сопла $d_{кр.м}$ при заданном диаметре его выходного сечения $d_{а.м}$, тем в большей степени проявляется этот эффект. Влияние маршевого сопла на среднеинтегральный удельный импульс БСРДТТ было исследовано на примере схемы, приведенной на рис. 4.20, а.

На рис. 4.21 приведена зависимость $J_{уд.ср}$ от относительного диаметра критического сечения маршевого сопла ($d_{кр.м}/d_{а.м}$). Видно, что при уменьшении $d_{кр.м}/d_{а.м}$ от 0,83 до 0,61 величина $J_{уд.ср}$ увеличивается от 208,5 с до 220,6 с.

Зависимости максимального давления и тяги от времени для $d_{кр.м}/d_{а.м} = 0,778$ приведены на рис. 4.22. Видно, что, начиная с 1,25 с, когда критическое сечение «садится» на маршевое сопло, характер изменения давления и тяги меняется, и они начинают возрастать в соответствии с ростом поверхности горения.

В реальности, степень расширения сопел ПВРД из-за низкого давления в камере бывает мала, а значение относительного диаметра $d_{кр.м}/d_{а.м}$, как правило, не ниже 0,75. Для того, чтобы усилить эффект

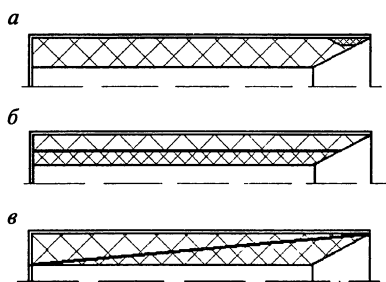


Рис. 4.20. Схемы БСРДТТ:

a — с маршевым соплом; *b, в* — с составными зарядами: *b* — заряд со слоями постоянной толщины; *c* — заряд с диагональными слоями

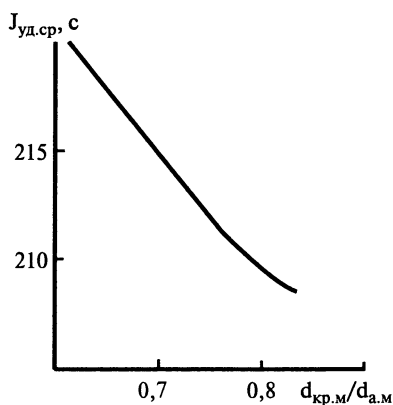


Рис. 4.21. Зависимость среднеинтегрального удельного импульса ($J_{уд.ср}$) от относительного диаметра критического сечения маршевого сопла

влияния маршевого сопла, можно использовать плавкую (разгорающуюся) вставку, которая вклеивается в маршевое сопло, уменьшая его критическое сечение. Плавкая вставка должна быть выполнена из специального материала, который обладает термо- и эрозионной стойкостью в восстановительной среде (продукты сгорания БСРДТТ) и отсутствием стойкости в окислительной среде (продукты сгорания ПВРД). После запуска маршевого двигателя плавкая вставка в первые же секунды выгорает.

Эффект увеличения $J_{уд.ср}$ БСРДТТ можно также получить, замедляя искусственными методами процесс разгара канала в сопловой части заряда. Этого можно добиться путем флегматизации поверхности канала в сопловой части с помощью термостойкого покрытия, которое должно замедлять на доли секунды воспламенение этого участка поверхности канала. Как показывают оценки, данный способ позволяет увеличить $J_{уд.ср}$ БСРДТТ не более, чем на 1–2 с.

Известным способом повышения среднеинтегрального удельного импульса БСРДТТ является применение составных зарядов из топлив с разными скоростями горения. Здесь рассматривается двухслойный заряд, где медленногорящее твердое топливо формирует внутренний слой по всей длине заряда. При этом слои могут иметь как постоянную толщину по длине заряда, так и переменную. Основное достоинство этого метода, по сравнению с предыдущим — сохранение плавности профиля канала заряда в процессе его разгара, что не приводит к возникновению больших локальных разрывных или сдвиговых напряжений в заряде.

На рис. 4.20, б, в приведены два варианта БСРДТТ с составными зарядами. В первом случае заряд состоит из двух слоев постоянной по длине толщины, выполненных из разных топлив. Во втором случае слои топлив имеют переменную по длине толщину («диагональные слои»).

При проектировании составных зарядов с разными скоростями горения необходимо учитывать ограничение на соотношение скоростей горения топлив. Это ограничение вызвано недопущением возникновения в составном заряде полостей (навесов) с внутренним горением. Как следует из рис. 4.23, предельная величина отношения скоростей горения внутреннего и наружного слоев для составного

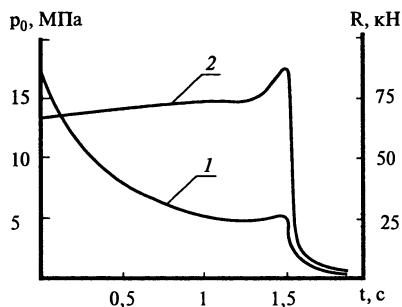


Рис. 4.22. Изменение давления в начальном сечении канала (1) и тяги (2) по времени работы двигателя ($d_{кр.м}/d_{а.м} = 0,778$)

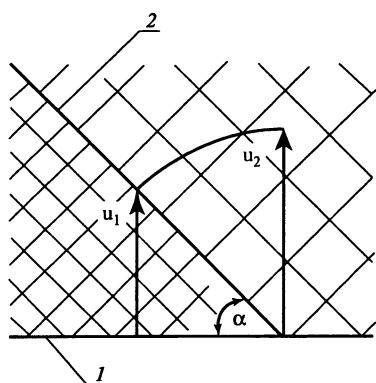


Рис. 4.23. Схема горения составного заряда:

1 — фронт горения; 2 — линия раздела топлив

заряда БСРДТТ

$$\zeta_{пр} = u_1/u_2 = \sin \alpha, \quad (4.61)$$

где α — максимальный угол между линией раздела топлив с разными скоростями горения и фронтом горения. В нашем случае $\zeta_{пр}$ равнялось 0,5 ($\alpha = 30^\circ$).

При выборе топлив для составных зарядов, помимо основного (штатного) топлива (внутренний слой), будем рассматривать две разновидности флегматизированных топлив с коэффициентами флегматизации (4.59) $\psi = 1,4$ и $1,7$ (наружный слой).

В ходе проведения расчетов для составных зарядов со слоями постоянной толщины толщина внутрен-

него слоя $\Delta_{сл}$ выбиралась из условия неперевышения во время работы двигателя начального давления в головной части БСРДТТ $p_{0max} = 17,5$ МПа. Результаты расчетов приведены в табл. 4.4.

Изменение параметров БСРДТТ с составными зарядами для случая $\psi = 1,4$ по времени работы двигателя в процессе разгара заряда приведено на рис. 4.24 и 4.25. Для сравнения, изменение этих параметров БСРДТТ с однородным зарядом (штатное топливо) приведено на рис. 4.12. Соответствующие параметры (табл. 4.4) для БСРДТТ с однородным зарядом составляют: максимальное давление в канале $p_{0max} = 17,5$ МПа; среднеинтегральный удельный импульс $J_{уд.ср} = 208,9$ с; время работы двигателя $t_{\Sigma} = 1,87$ с; относительная доля остатков топлива $\delta = 1,5\%$.

Под временем работы двигателя во всех случаях понималось время выгорания заряда до достижения в критическом сечении атмосферного давления.

Таблица 4.4

Параметры	Слои постоянной толщины		«Диagonальные» слои	
	1,4	1,7	1,4	1,7
ψ	1,4	1,7	1,4	1,7
p_{0max} , МПа	17,5	17,5	17,5	17,5
$\Delta_{сл}$, м	0,013	0,0253	—	—
$J_{уд.ср}$, с	212,6	211,1	210,8	210,8
t_{Σ} , с	1,25	1,39	1,78	1,79
δ , %	1,03	1,04	1,82	1,99

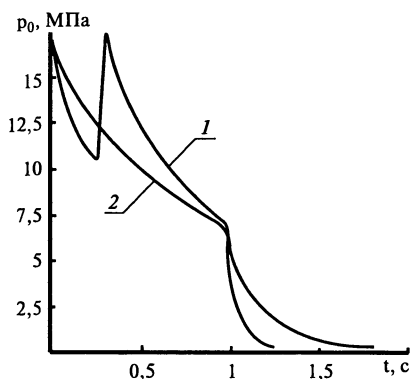


Рис. 4.24. Изменение давления в начальном сечении канала в процессе выгорания составного заряда БСРДТТ:

1 — заряд со слоями постоянной толщины; 2 — заряд с «диагональными» слоями

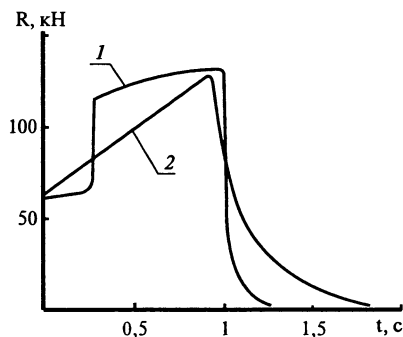


Рис. 4.25. Изменение тяги двигателя в процессе выгорания составного заряда БСРДТТ:

1 — заряд со слоями постоянной толщины; 2 — заряд с «диагональными» слоями

Анализируя результаты расчетов, приведенные выше, можно отметить следующее. Использование составных зарядов с разными скоростями горения в БСРДТТ позволяет при сохранении максимального давления в двигателе (по сравнению с однородным зарядом) увеличить среднеинтегральный удельный импульс или снизить уровень максимального давления при сохранении $J_{уд.ср}$. Выигрыш в величине $J_{уд.ср}$ получается на уровне 2–4 с. Для составного заряда со слоями постоянной толщины эффект увеличения $J_{уд.ср}$ реализуется за счет уменьшения времени работы двигателя, а также уменьшения относительной доли остатков топлива. Для составного заряда с «диагональными» слоями — за счет относительного замедления разгара критического сечения топливного сопла по сравнению со скоростью выгорания топлива.

4.2.4. Влияние деформации заряда на характеристики БСРДТТ

В РДТТ с соплом деформация заряда под действием внутрикамерного давления практически не оказывает влияния на величину этого давления, поскольку внутрикамерное давление определяется фиксированной площадью критического сечения сопла. В бессопловых РДТТ критическое сечение устанавливается в канале топливного заряда, и при деформации заряда оно меняется, оказывая обратное воздействие на давление в канале заряда.

В современных смесевых твердых топливах в качестве связующего материала используются различные каучуки, поэтому по своим механическим свойствам смесевые твердые топлива близки к резине. Основной особенностью резин (твердых топлив) является их способность воспринимать большие сжимающие усилия, практически не меняя свой объем, т.е. они относятся к слабосжимаемым материалам (коэффициент Пуассона $\mu_T = 0,499 \pm 0,5$). С другой стороны, и резины и твердые топлива имеют низкие значения модуля сдвига G_T и модуля упругости E_T , т.е. они слабо сопротивляются сдвиговым и растягивающим нагрузкам:

$$G_T = \frac{E_T}{2(1+\mu_T)}. \quad (4.62)$$

Кроме того, сами величины G_T и E_T сильно зависят от температуры. Так, при изменении температуры от $+50$ до -50 °С модуль сдвига твердого топлива G_T меняется в диапазоне 1–15 МПа.

Как следует из рис. 4.11, заряд БСРДТТ находится под воздействием существенно переменного давления, при этом максимальные градиенты давления имеют место в кормовой части заряда в районе критического сечения. Под действием этого давления происходит выдавливание топлива в осевом направлении в сторону выхода из сопловой части двигателя. Для учета этого эффекта был проведен двумерный расчет напряженно-деформированного состояния (НДС) заряда БСРДТТ.

При решении задачи о расчете НДС заряда БСРДТТ в двумерной постановке рассматривались два подхода.

В первом случае решалась линейная система уравнений теории упругости слабосжимаемого материала. В векторной форме она записывается в виде уравнения равновесия и уравнения расширения:

$$\begin{aligned} \nabla^2(\bar{U}) + 2\mu_T \text{grad}(H) &= 0; \\ \text{div}(\bar{U}) &= (1 - 2\mu_T)H, \end{aligned} \quad (4.63)$$

где \bar{U} — вектор перемещения; H — гидростатическое давление в твердом топливе.

Топливный заряд БСРДТТ (см. рис. 4.10) представляет собой осесимметричное тело, имеющее в продольном сечении форму трапеции.

Система уравнений (4.63) численно решалась конечно-разностным методом в криволинейной системе координат. Криволинейные координаты (ξ, η) выбирались таким образом, чтобы границы деформируемой области (продольного сечения заряда БСРДТТ) являлись координатными линиями. Использование таких криволинейных координат равносильно отображению реальной расчетной области на прямоуголь-

ник, а при соответствующей нормировке криволинейных координат ξ , η — на единичный квадрат.

В данном случае криволинейные координаты задавались следующими соотношениями (см. рис. 4.10):

$$x = \Phi(\xi)[L_{кр} + (L - L_{кр})\eta]; \quad y = 0,5[d + (D - d)\eta], \quad (4.64)$$

где $L_{кр} = L - 0,5(D - d) \operatorname{ctg} \alpha$; $\Phi(\xi)$ — функция сгущения узлов.

Система уравнений (4.63) в осесимметричном случае в криволинейных координатах (ξ, η) преобразуется к следующему виду [4.17]:

$$\begin{aligned} & \frac{y^2}{G} \left(g_{22} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \xi^2} - 2g_{12} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \xi \partial \eta} + g_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \eta^2} \right) + \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{y^2 g_{22}}{G} \right) + A \right] \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \\ & + \left[-\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{y^2 g_{12}}{G} \right) + D \right] \frac{\partial u_1}{\partial \eta} + \frac{\partial A}{\partial \xi} u_1 + \left[-\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{y^2 g_{12}}{G} \right) + B - D \right] \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \\ & + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{y^2 g_{11}}{G} \right) \frac{\partial u_2}{\partial \eta} + \frac{\partial B}{\partial \xi} u_2 + 2\mu_r \frac{\partial H}{\partial \xi} = 0; \end{aligned} \quad (4.65)$$

$$\begin{aligned} & \frac{y^2}{G} \left(g_{22} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \xi^2} - 2g_{12} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \xi \partial \eta} + g_{11} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \eta^2} \right) + \left[-\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{y^2 g_{12}}{G} \right) + C \right] \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \\ & + \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{y^2 g_{11}}{G} \right) + B \right] \frac{\partial u_2}{\partial \eta} + \frac{\partial B}{\partial \eta} u_2 + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{y^2 g_{22}}{G} \right) \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \\ & + \left[-\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{y^2 g_{12}}{G} \right) + A - C \right] \frac{\partial u_1}{\partial \eta} + \frac{\partial A}{\partial \eta} u_1 + 2\mu_r \frac{\partial H}{\partial \eta} = 0; \end{aligned}$$

$$\frac{y^2}{G} \left[g_{22} \frac{\partial u_1}{\partial \xi} - g_{12} \left(\frac{\partial u_1}{\partial \eta} + \frac{\partial u_2}{\partial \xi} \right) + g_{11} \frac{\partial u_2}{\partial \eta} \right] + Au_1 + Bu_2 - (1 - 2\mu_r)H = 0,$$

$$\begin{aligned} \text{где} \quad A &= \frac{1}{\sqrt{G}} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{y^2 g_{22}}{\sqrt{G}} \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{y^2 g_{12}}{\sqrt{G}} \right) \right]; \\ B &= \frac{1}{\sqrt{G}} \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{y^2 g_{11}}{\sqrt{G}} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{y^2 g_{12}}{\sqrt{G}} \right) \right]; \\ C &= \frac{1}{\sqrt{G}} \left[g_{22} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{y^2}{\sqrt{G}} \right) - g_{12} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{y^2}{\sqrt{G}} \right) \right]; \\ D &= \frac{1}{\sqrt{G}} \left[g_{11} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{y^2}{\sqrt{G}} \right) - g_{12} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{y^2}{\sqrt{G}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.66)$$

Здесь:

u_1, u_2 — ковариантные компоненты вектора перемещения;

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{\partial x}{\partial \xi} u_x + \frac{\partial y}{\partial \xi} u_y; \\ u_2 &= \frac{\partial x}{\partial \eta} u_x + \frac{\partial y}{\partial \eta} u_y; \end{aligned} \quad (4.67)$$

g_{11}, g_{22}, g_{12} — компоненты метрического тензора криволинейной системы координат;

$$\begin{aligned} g_{11} &= \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \right)^2; \\ g_{22} &= \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \right)^2; \\ g_{12} &= \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta}; \end{aligned} \quad (4.68)$$

G — объемный элемент;

$$G = y^2 (g_{11}g_{22} - g_{12}^2). \quad (4.69)$$

Закон Гука в криволинейной системе координат для слабосжимаемого материала записывается в виде

$$\sigma_{ij} = 2G_T (\varepsilon_{ij} + \mu_T g_{ij} H), \quad (4.70)$$

где $\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}$ — ковариантные компоненты тензоров напряжения и относительной деформации;

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} &= \frac{\partial u_1}{\partial \xi} - \Gamma_{11}^1 u_1 - \Gamma_{11}^2 u_2; \\ \varepsilon_{22} &= \frac{\partial u_2}{\partial \eta} - \Gamma_{22}^1 u_1 - \Gamma_{22}^2 u_2; \\ \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} &= 0,5 \left(\frac{\partial u_1}{\partial \eta} + \frac{\partial u_2}{\partial \xi} \right) - \Gamma_{12}^1 u_1 - \Gamma_{12}^2 u_2; \end{aligned} \quad (4.71)$$

Γ_{ij}^k — символы Кристоффеля первого рода, которые являются функциями компонент метрического тензора и их производных [4.17].

Рассмотрим граничные условия к системе уравнений (4.65, 4.66). Будем считать обечайку камеры сгорания абсолютно жесткой. В этом случае на внешней поверхности заряда выполняются кинематические граничные условия

$$u_1 = 0, \quad u_2 = 0. \quad (4.72)$$

В канале заряда (в том числе и в сопловой его части) должны выполняться статические граничные условия

$$p_n = -p, \quad p_\tau = 0, \quad (4.73)$$

где p_n , p_τ — нормальные и касательные к поверхности компоненты напряжения; p — давление в канале.

В начальном сечении заряда (при $x = 0$) граничные условия зависят от способа закрепления входного торца заряда. Так, в случае жесткого закрепления должны выполняться условия (4.72). Для свободного торца должны выполняться условия (4.73) при подстановке $p = p_0$.

В начальном сечении заряда возможен еще один вид граничных условий — условия симметрии. В этом случае граничные условия являются комбинацией выражений (4.72) и (4.73): первое условие (4.72) и второе условие (4.73).

Раскроем граничные условия (4.73):

- на границе $\xi = \text{const}$

$$g_{22}\sigma_{11} - 2g_{12}\sigma_{12} + \frac{g_{12}^2}{g_{22}}\sigma_{22} = -\frac{G}{y^2}p; \quad g_{22}\sigma_{12} - g_{12}\sigma_{22} = 0, \quad (4.74)$$

- на границе $\eta = \text{const}$

$$g_{11}\sigma_{22} - 2g_{12}\sigma_{12} + \frac{g_{12}^2}{g_{11}}\sigma_{11} = -\frac{G}{y^2}p; \quad g_{11}\sigma_{12} - g_{12}\sigma_{11} = 0. \quad (4.75)$$

В качестве третьего граничного условия на всех границах используется условие

$$\frac{\partial H}{\partial n} = 0, \quad (4.76)$$

где n — нормаль к границе. Условие (4.76) справедливо, поскольку гидростатическое давление H удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\nabla^2 H = 0. \quad (4.77)$$

Это легко показать, преобразуя систему уравнений (4.63) с использованием известных свойств дифференциальных операторов.

Условие (4.76) эквивалентно равенству нулю скалярного произведения

$$(\text{grad}H \cdot n) = 0. \quad (4.78)$$

Раскрывая выражение (4.78), получим:

- на границе $\xi = \text{const}$

$$g_{22} \frac{\partial H}{\partial \xi} - g_{12} \frac{\partial H}{\partial \eta} = 0; \quad (4.79)$$

- на границе $\eta = \text{const}$

$$g_{11} \frac{\partial H}{\partial \eta} - g_{12} \frac{\partial H}{\partial \xi} = 0.$$

Система уравнений (4.65, 4.66) решалась конечно-разностным методом на сетке 75×20 узлов. Компоненты метрического тензора (4.68) вычислялись аналитически в соответствии с выражениями для криволинейных координат (4.64). Производные же от компонент метрического тензора, которые входят в уравнения (4.65, 4.66), а также в выражения для символов Кристоффеля, вычислялись численно с высоким (6–8) порядком точности. При расстановке узлов вдоль оси заряда (4.64) использовалась функция сгущения $\Phi(\xi)$ в виде

$$\Phi(\xi) = -4C\xi^2 + (1 + 5C)\xi - C, \quad (4.80)$$

где C — параметр, удовлетворяющий неравенству

$$0 \leq C \leq 0,3.$$

Функция $\Phi(\xi)$ позволяла сгущать узлы в районе критического сечения канала заряда. В ходе расчетов было установлено оптимальное значение C , равное 0,3.

Необходимо отметить, что данный метод расчета НДС заряда БСРДТТ (решение системы уравнений равновесия (4.63) в криволинейной системе координат) может быть использован только для простейших форм заряда (см. рис. 4.10), когда криволинейные координаты ξ, η , а также компоненты метрического тензора g_{ij} можно задать с помощью аналитических формул.

Более универсальным с точки зрения многообразия конфигураций расчетной области при расчете НДС твердотопливного заряда является метод конечных элементов, который базируется не на решении системы уравнений равновесия, а на вариационной формулировке задачи теории упругости.

Для расчета НДС в слабосжимаемых материалах Геррманном [4.18] был предложен функционал

$$J = \int_V G_T [\Theta_1^2 - 2\Theta_2 + 2\mu_T \Theta_1 H - \mu_T (1 - 2\mu_T) H^2] dV - \int_S P^i u_i dS. \quad (4.81)$$

Здесь Θ_1, Θ_2 — инварианты тензора деформации; V, S — объем и граничная поверхность деформируемого тела.

В осесимметричном случае инварианты тензора деформации выражаются через его ковариантные компоненты с помощью следующих выражений:

$$\begin{aligned} \Theta_1 &= \frac{y^2}{G} (g_{22}\varepsilon_{11} + g_{11}\varepsilon_{22} - 2g_{12}\varepsilon_{12}) + \frac{\varepsilon_{33}}{y^2}; \\ \Theta_1^2 - \Theta_2 &= \frac{y^4}{G^2} \left[(g_{22}\varepsilon_{11})^2 + (g_{11}\varepsilon_{22})^2 + 2(g_{11}g_{22} + g_{12}^2)\varepsilon_{12}^2 + 2g_{12}^2\varepsilon_{11}\varepsilon_{22} - \right. \\ &\quad \left. - 4g_{22}g_{12}\varepsilon_{11}\varepsilon_{12} - 4g_{11}g_{12}\varepsilon_{22}\varepsilon_{12} \right] + \frac{\varepsilon_{33}^2}{y^4}. \end{aligned} \quad (4.82)$$

Минимизация функционала Геррманна (4.81) осуществляется численно методом конечных элементов. Для этого расчетная область разбивалась на однотипные элементы (в данном случае выпуклые четырехугольники). Для каждого четырехугольника вводилась локальная криволинейная система координат x, h , отображавшая четырехугольник на единичный квадрат. Криволинейная система координат вводилась путем построения интерполяционного многочлена с использованием известных узловых значений координат x, y . Аналогичным образом (с использованием интерполяционного многочлена) выражались через свои неизвестные узловые значения компоненты перемещения и гидростатическое давление.

В данном случае использовалась линейная интерполяция. Для этого все четырехугольники разбивались диагоналями на два треугольника, и на каждом треугольнике использовалась своя интерполяционная формула. Здесь возможны два варианта разбиения четырехугольников диагоналями: 1 — слева направо и снизу вверх и 2 — слева направо и сверху вниз. Для повышения точности расчета НДС при вычислении интеграла (4.81) использовались оба способа разбиения четырехугольников.

В отличие от предыдущего случая, где задача решалась в ковариантных компонентах криволинейной системы координат u_1 и u_2 , здесь целесообразно использовать компоненты вектора перемещения u_x и u_y , представленные в декартовой системе координат. Ковариантные компоненты тензора деформации связаны с компонентами вектора перемещения u_x и u_y в линейном приближении следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} &= \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u_x}{\partial \xi} + \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u_y}{\partial \xi}; \\ \varepsilon_{22} &= \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u_x}{\partial \eta} + \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u_y}{\partial \eta}; \\ \varepsilon_{33} &= u_{yy}; \\ \varepsilon_{12} &= 0,5 \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u_x}{\partial \xi} + \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u_x}{\partial \eta} + \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u_y}{\partial \xi} + \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u_y}{\partial \eta} \right). \end{aligned} \quad (4.83)$$

Необходимо отметить, что статические граничные условия (4.73), а также граничное условие (4.76), являются естественными для функционала (4.81), т.е. они выполняются автоматически в ходе минимизации функционала. Кинематические граничные условия (4.72) не являются естественными для функционала (4.81), они задаются принудительно на соответствующих границах. Существует два способа задания кинематических граничных условий: точный и приближенный. Более простым является приближенный способ. Для того, чтобы его реализовать, необходимо минимизировать функционал (4.81), прибавив

к нему поверхностный интеграл

$$J_1 = K \int_{S_1} (u - u_0)^2 dS_1, \quad (4.84)$$

где K — некоторое большое число, существенно превосходящее все коэффициенты матрицы жесткости; u_0 — известное перемещение на границе S_1 .

Матрица жесткости $|C|$, вычисляемая в ходе минимизации функционала Германна, симметрична и имеет следующую структуру:

$$\begin{vmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{vmatrix}.$$

Элементы соответствующих подматриц C_{ki} определяются из выражений:

$$\begin{aligned} C_{11ij} &= \frac{\partial^2 J}{\partial u_{x_i} \partial u_{x_j}}; & C_{22ij} &= \frac{\partial^2 J}{\partial u_{y_i} \partial u_{y_j}}; & C_{33ij} &= \frac{\partial^2 J}{\partial H_i \partial H_j}; \\ C_{21ij} &= \frac{\partial^2 J}{\partial u_{x_i} \partial u_{y_j}}; & C_{31ij} &= \frac{\partial^2 J}{\partial u_{x_i} \partial H_j}; & C_{32ij} &= \frac{\partial^2 J}{\partial u_{y_i} \partial H_j}, \end{aligned}$$

где i, j — номера узлов расчетной сетки.

Расчеты НДС заряда БСРДТТ для схемы на рис. 4.10, проведенные двумя методами (решение системы уравнений равновесия в криволинейной системе координат и минимизация функционала Германна методом конечных элементов), продемонстрировали хорошее согласование результатов. Расхождение не превышало 3%.

Результаты расчетов методом конечных элементов приведены на рис. 4.26—4.28.

На рис. 4.26 приведены результаты расчета деформации канала заряда БСРДТТ в начальный момент работы для случая: $G_T = 2,5$ МПа, $\mu_T = 0,499$, на входе в канал выполняются условия симметрии. Характер деформации заряда БСРДТТ таков, что под действием давления топливо выдавливается из камеры сгорания. Видно, что примерно до середины заряда

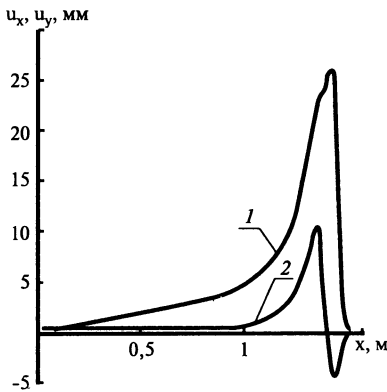


Рис. 4.26. Изменения осевого u_x (1) и радиального u_y (2) перемещений канала заряда БСРДТТ по длине заряда

перемещение u_x линейно возрастает по длине заряда, а перемещение u_y — очень мало и практически постоянно. Затем они начинают увеличиваться с нарастающим градиентом, достигая максимумов в районе критического сечения. При этом максимальное значение u_x составляет примерно 26 мм, а максимальное значение $u_y \approx 10$ мм. Численные расчеты показали, что тип граничных условий на входе в канал практически не влияет на деформацию заряда в кормовой его части.

На рис. 4.27 представлена картина деформации профиля канала заряда БСРДТТ под действием давления в кормовой части заряда. Видно, что критическое сечение канала при деформации заряда заметно увеличивается и смещается к выходу из сопловой части. В данном случае диаметр критического сечения в результате деформации возрастает с 0,06 до 0,069 м.

На рис. 4.28 приведены изменения напряжений на внешней поверхности заряда по его длине. Видно, что если нормальное напряжение по длине заряда монотонно убывает от уровня примерно 17 МПа практически до нуля, то касательное напряжение изменяется аналогично осевому перемещению, т.е. имеет резко выраженный максимум в районе критического сечения, который достигает $\approx 2,3$ МПа.

В строгой постановке при расчете внутриваллистических характеристик БСРДТТ необходимо решать связанные (газодинамическую и прочностную) задачи, поскольку внутрикамерное давление и проходные сечения заряда БСРДТТ оказывают взаимное влияние одно на другое. Связанные задачи должны решаться методом последовательных нагружений, в ходе которого газодинамическая и прочностная задачи решаются последовательно на каждом шаге деформирования заряда. Координаты узлов расчетной сетки при решении прочностной задачи на каждом шаге определяются как сумма координат узлов и их перемещений, рассчитанных на предыдущем шаге, т.е. расчетная сетка деформируется вместе с деформируемым телом. Кроме того, поскольку

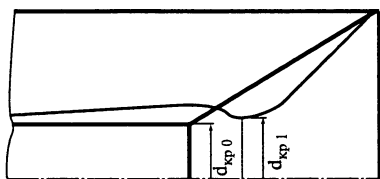


Рис. 4.27. Изменение профиля канала в кормовой части заряда в результате его деформации

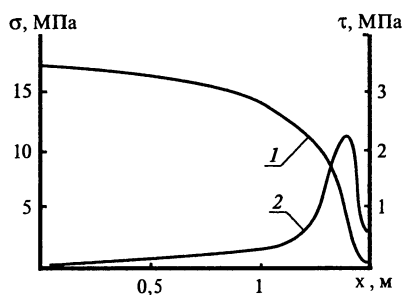


Рис. 4.28. Изменения нормального σ (1) и касательного τ (2) напряжений на внешней поверхности заряда БСРДТТ по его длине

деформации заряда БСРДТТ в кормовой части велики (см. рис. 4.26, 4.27), прочностную задачу необходимо решать в нелинейной постановке (с учетом геометрической нелинейности). Предпринятые попытки решения связанных задач для БСРДТТ с использованием линейного решения прочностной задачи оказались безуспешными из-за вырождения после второго-третьего шага деформирования конечных элементов в кормовой части заряда. То есть четырехугольные конечные элементы в окрестности критического сечения теряли свою выпуклость.

В данном случае, для предварительных оценок, решение связанных задач было ограничено первым шагом. Сначала решалась газодинамическая задача в начальный момент времени работы двигателя с недеформированными проходными сечениями, затем внутрикамерное давление, полученное в газодинамическом расчете, использовалось при расчете НДС заряда, после этого проводилась корректировка проходных сечений с учетом деформации и вновь решалась газодинамическая задача.

На рис. 4.29 приведены зависимости давления на входе в канал заряда БСРДТТ p_0 от модуля сдвига твердого топлива G_T как без учета деформации заряда (1), так и с учетом деформации (2). Видно, что с увеличением G_T линии 1 и 2 сближаются. Так, если при $G_T = 2,5$ МПа расхождение между ними составляет 25%, то при $G_T = 20$ МПа оно уменьшается до 7%. Зависимость 2 при $G_T = 2,5$ МПа имеет минимум, после которого с уменьшением G_T начинает резко возрастать.

Этот интересный эффект связан с тем, что топливо при данном соотношении внешней нагрузки и модуля сдвига переходит в состояние

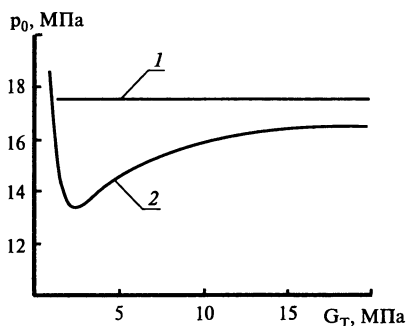


Рис. 4.29. Зависимости давления на входе в канал БСРДТТ p_0 от модуля сдвига твердого топлива G_T :

1 — без учета; 2 — с учетом деформации;
 $\mu_T = 0,499$

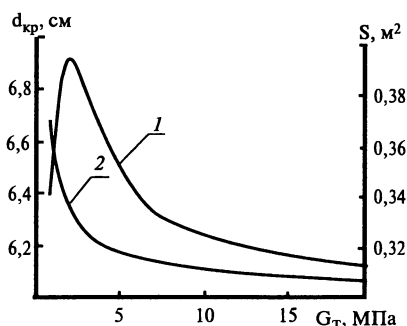


Рис. 4.30. Зависимости диаметра критического сечения канала $d_{кр}$ (1) и поверхности горения S (2) заряда БСРДТТ от модуля сдвига твердого топлива G_T ; $\mu_T = 0,499$

Таблица 4.5

$T, ^\circ\text{C}$	-50	+20	+50
$G_T, \text{МПа}$	11,6	2,2	1,13
$P_0, \text{МПа}$	8,60	10,22	10,9
$d_{кр}, \text{м}$	0,0686	0,0722	0,0768
$\Delta x_{кр}, \text{м}$	0,0	0,013	0,034

текучности, т.е. при незначительном изменении нагрузки (или, как в нашем случае, модуля сдвига) происходит существенное изменение конфигурации заряда. Хотя, возможно, этот эффект вызван учетом геометрической нелинейности деформирования заряда.

На рис. 4.30 приведены зависимости диаметра критического сечения канала и поверхности горения деформированного топливного заряда от модуля сдвига твердого топлива. Именно эти две характеристики заряда определяют уровень давления в БСРДТТ. Видно, что как раз в области $G_T = 2,5$ МПа меняется характер поведения зависимости $d_{кр}$ (с уменьшением G_T диаметр критического сечения канала начинает быстро уменьшаться), с другой стороны, происходит резкое увеличение поверхности горения.

Помимо влияния модуля сдвига G_T твердого топлива на величину давления в канале БСРДТТ, было также исследовано влияние сжимаемости твердого топлива (коэффициента Пуассона μ_T). Оно оказалось очень незначительным, не превышало 2–3% и проявлялось только в области $G_T < 7$ МПа. С другой стороны, величина μ_T оказывает существенное влияние на $d_{кр}$ и S .

Влияние деформаций канала заряда на внутрибаллистические характеристики (ВБХ) БСРДТТ исследовалось на примере идеализированной схемы, приведенной на рис. 4.10. В табл. 4.5 представлены результаты расчетов по исследованию влияния деформации заряда на ВБХ стартового БСРДТТ.

В недеформированном состоянии $d_{кр}$ равняется 0,068 м, а соответствующие давления составляют 8,76; 11,3 и 13,1 МПа. В последней строке табл. 4.5 приведены значения осевых смещений критического сечения.

Необходимо отметить, что влияние деформации канала заряда БСРДТТ на внутрибаллистические характеристики двигателя является существенным, и при расчетах им пренебрегать нельзя, особенно при «плюсовых» температурах окружающей среды (малых значениях модуля сдвига твердого топлива). Снижение давления в головной части БСРДТТ в результате деформации канала приводит к увеличению времени работы двигателя и уменьшению суммарного импульса тяги.

4.2.5. Экспериментальное исследование характеристик БСРДТТ на модельном двигателе

Особенностями рабочего процесса БСРДТТ по сравнению с двигателями на твердом топливе с соплом является:

- истечение продуктов сгорания из сопла с переменным профилем в условиях массо- и теплоподвода;
- высокие скорости обдува горячей поверхности топлива (около- и сверхзвуковым потоком);
- горение топлива при низких давлениях и связанная с этим неполнота сгорания;
- малое время пребывания продуктов сгорания, образующихся в сопловой части, и связанная с этим неполнота сгорания;
- значительное деформирование заряда в сопловой части в условиях существенно неравномерного давления, и влияние этой деформации на рабочий процесс.

Ввиду сложного взаимодействия различных физических процессов, происходящих в камере сгорания БСРДТТ, расчетные модели могут дать положительный результат лишь при использовании ряда экспериментально определяемых коэффициентов и уточнении некоторых основополагающих допущений. То есть при проектировании БСРДТТ в значительной степени возрастает роль эксперимента, как натурального, так и на модельных двигателях.

Эксперименты по исследованию характеристик модельного БСРДТТ проводились на тягоизмерительной установке, схема которой приведена на рис. 4.31.

Испытуемый модельный двигатель 2 устанавливался на динамометрическую платформу 1, которая крепилась на четырех упругих пластинах 4, работающих на сжатие. Двигатель имел свободу перемещения в направлении оси 0—0 под действием приложенных к нему усилий. Упругие пластины были закреплены на каркасе 5. Со стороны переднего днища двигателя динамоплатформа с помощью проставки 16, закрепленной на двух малых упругих пластинах 19, находилась в постоянном контакте с силоизмерителем 15. Силоизмеритель имел электрическую связь с тензометрической станцией 18, сигналы с которой регистрировались на осциллограф 17. С помощью двух тяг 14 динамометрическая платформа была соединена с рычажным градуировочным устройством, состоящим из рычага 13, двух малых тяг 12, углового рычага 9 и штанги с тарировочными грузами 8 и 7. Возле передних и задних упругих пластин динамометрической платформы были установлены датчики перемещений 3, закрепленные на каркасе 5 при помощи стоек. Для подавления колебаний силоизмерительной системы использовался масляный демпфер 20, с подвижной частью которого была жестко соединена динамоплатформа 1.

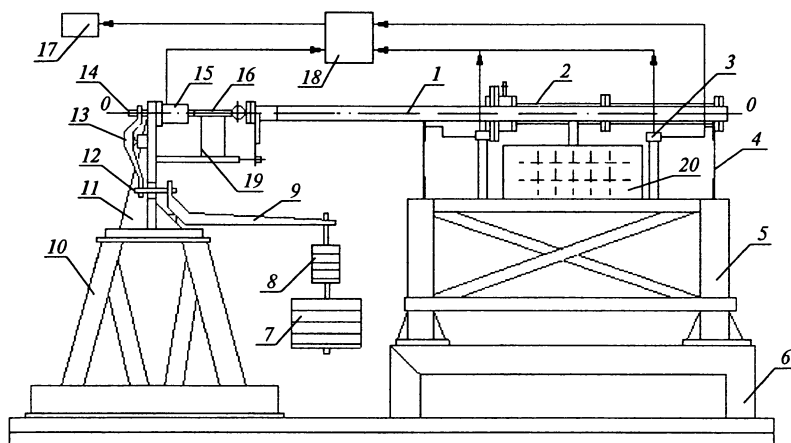


Рис. 4.31. Схема экспериментальной тягоизмерительной установки:

1 — динамометрическая платформа; 2 — модельный двигатель; 3 — датчики перемещений; 4 — упругие пластины; 5 — каркас; 6, 10 — основание; 7, 8 — тарировочные грузы; 9, 13 — рычаги рычажно-тарировочного устройства; 11 — ребро жесткости; 12, 14 — малая и большая тяги; 15 — силоизмеритель; 16 — проставка; 17 — осциллограф; 18 — тензометрическая станция; 19 — малые упругие пластины; 20 — масляный демпфер

При подготовке к испытаниям тягоизмерительной установки необходимо провести работу по уменьшению погрешности измерений. Был выбран наиболее рациональный вариант подавления колебаний силоизмерительной системы установки: использование масляного демпфера в сочетании с отключением на время испытания рычажного градуировочного устройства (уменьшение присоединенной массы) и поджатием двигателя к датчику силы тяги винтом, закрепленном на динамометрической платформе. Кроме того, для уменьшения погрешности измерения усилий датчиками 3 во время испытаний регистрировались деформационные и температурные перемещения динамоплатформы и проставки. По результатам измерений этих перемещений, при расшифровке действующих на динамоплатформу усилий вводились поправки.

Конструктивная схема модельного двигателя приведена на рис. 4.32. Переднее днище 1, с размещенными на нем втулкой запального устройства 6 и гидrogасителем 7, крепилось к переходнику 2. Система проливки камеры сгорания (штуцер 8, пробка 9) была заглушена. С переходником были соединены две секции основной камеры 3 длиной по 500 мм каждая (внутренний диаметр 60 мм), в которой последовательно размещались два канальных заряда 5 твердого топлива, имеющие размеры, мм, $\approx 50/10-500$. К основной камере крепился

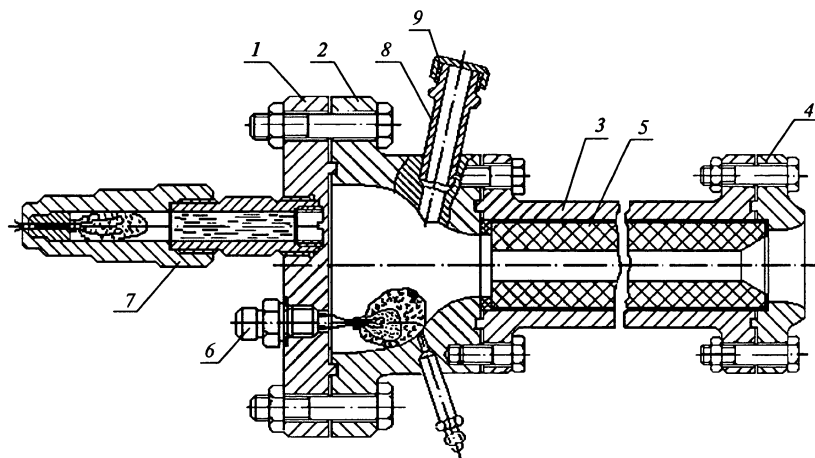


Рис. 4.32. Конструктивная схема модельного БСРДТТ:

1 — переднее днище; 2 — переходник; 3 — основная камера; 4 — упорный фланец; 5 — заряд; 6 — втулка запального устройства; 7 — гидрогаситель; 8, 9 — штуцер и пробка системы проливки камеры сгорания

упорный фланец 4, его уплотнительный буртик упирался при сборке двигателя в торец заряда 5.

Топливные заряды изготавливались из баллистического твердого топлива с низкой скоростью горения, чем и было вызвано большое удлинение зарядов ($L/d_{\text{вн}} = 100$). Твердое топливо имело довольно сложный закон горения:

- в диапазоне давления 2–6 МПа

$$u_T = 2,06(p/p_H)^{0,436},$$

- в диапазоне 6–10 МПа

$$u_T = 12,73(p/p_H)^{-0,024},$$

- свыше 10 МПа

$$u_T = 0,558(p/p_H)^{0,659}.$$

При давлениях ниже 2 МПа горение топлива неустойчиво.

В процессе испытаний производилось измерение давления в головной части двигателя. Горение топлива продолжалось до самопогасания заряда, которое наблюдалось при снижении давления в камере ниже 1,5–2 МПа. После этого заряд воспламенялся вновь, и горение переходило в пульсирующий режим. Для предотвращения выгорания заряда после его самопогасания включался пирозапал гидрогасителя, в результате чего в камеру сгорания впрыскивалось 150 г воды. По

завершению испытания двигатель разбирался, а несгоревшая часть заряда вынималась из него для проведения замеров проходных сечений канала. Типичные диаграммы изменения давления в головной части модельного двигателя и его тяги приведены на рис. 4.33.

Целью экспериментальных исследований было:

- определение оптимального полуугла раскрытия сверхзвуковой части канала заряда для обеспечения максимального значения среднеинтегрального удельного импульса бессоплового двигателя;
- изучение закономерности выгорания проточной части заряда и характеристик эрозионного горения рассматриваемого топлива.

Были проведены две серии экспериментов, в которых использовались заряды с различными полууглами раскрытия сверхзвуковой части канала α_c (при постоянном диаметре на выходе 40 мм). Среднеинтегральный удельный импульс двигателя за период его работы $J_{уд. ср}$ определялся по формуле (4.10), при этом суммарный импульс вычислялся в ходе численного интегрирования диаграммы тяги, а масса сгоревшего топлива — в результате взвешивания недогоревших остатков заряда.

На рис. 4.34 приведена зависимость $J_{уд. ср}$ от полуугла раскрытия сверхзвуковой части канала α_c , построенная по результатам

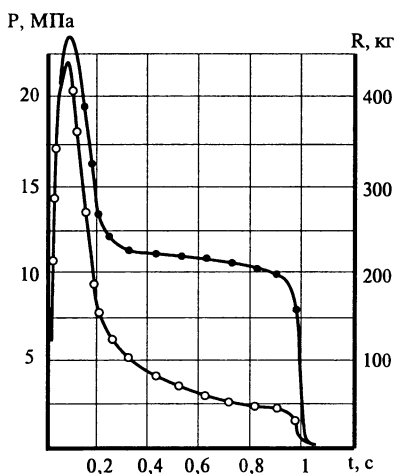


Рис. 4.33. Экспериментальные зависимости давления в головной части двигателя (p) и его тяги (R) от времени ($\alpha_c = 25^\circ$):

○ — давление; ● — тяга

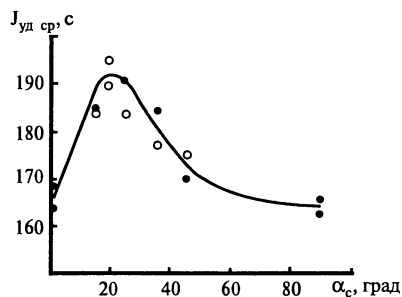


Рис. 4.34. Зависимость среднеинтегрального удельного импульса модельного двигателя от полуугла раскрытия сверхзвуковой части канала:

● — испытания первой серии; ○ — испытания второй серии

экспериментов. Видно, что максимальное значение $J_{уд. ср}$ реализуется при $\alpha_c \approx 20^\circ$.

Данный результат не носит всеобъемлющего характера и, по-видимому, будет справедлив только для баллистических топлив, у которых модуль упругости существенно больше, чем у смесевых твердых топлив. При использовании смесевых низкоэнергетических топлив начальный профиль канала в сопловой части может существенно искажаться в результате деформации заряда (см. рис. 4.27).

На рис. 4.35 приведены результаты обмера заряда после его погасания (для $\alpha_c = 25^\circ$). Здесь дано изменение диаметра канала заряда по его длине. Кружочки соответствуют экспериментальным данным.

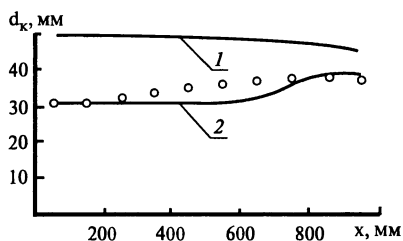


Рис. 4.35. Зависимость диаметра канала после погасания заряда по длине: $\alpha_c = 25^\circ$; \circ — эксперимент; кривые — расчет; 1 — $\epsilon = 1$; 2 — ϵ подобрано

Видно, что заряд в кормовой части (в критическом сечении) разгорается быстрее, чем в головной части. Это указывает на то, что здесь эрозионный эффект проявляется в значительной мере, достаточной для того, чтобы парировать эффект снижения скорости горения по длине канала, связанный с уменьшением давления.

Для сравнения на этом же рисунке приведена теоретическая зависимость $d_k(x)$ (1), рассчитанная для случая отсутствия эрозионного эффекта ($\epsilon = 1$).

Окончанием времени работы двигателя считался момент достижения давления в головной части уровня 1,8 МПа, как и в эксперименте, представленном на рис. 4.33. Видно, что расчетная кривая существенно отличается от экспериментальной зависимости. В расчетном случае за время работы заряд выгорает почти полностью (наружный диаметр заряда равен 50 мм).

Большие различия между расчетом и экспериментом наглядно проявляются и при сравнении соответствующих диаграмм давления. Диаграмму давления БСРДТТ можно достаточно полно характеризовать двумя параметрами: максимальным давлением и временем работы двигателя. В данном случае под временем работы двигателя понимается интервал времени между максимальным давлением и давлением в 1,8 МПа. В эксперименте (см. рис. 4.33) максимальное давление и время работы двигателя составляли 22 МПа и 0,88 с, в расчетном случае эти параметры были равны 15,5 МПа и 2,25 с, соответственно.

Попытка учесть эрозионный эффект с помощью критериальной зависимости (4.22) также не привела к сближению расчетных и экспе-

риментальных данных. Максимальное давление и время работы двигателя в этом случае составляли 26 МПа и 2,24 с, а зависимость $d_k(x)$ мало отличалась от случая $\varepsilon = 1$.

Для того, чтобы смоделировать условия эксперимента, была предпринята попытка подобрать функциональный вид эрозионного коэффициента ε . Эрозионный коэффициент рассматривался как функция числа M . На рис. 4.35 результат подбора ε представлен в виде кривой 2. Видно, что между расчетной и экспериментальной зависимостями в данном случае имеется не только качественное, но и количественное согласование. Максимальное давление и время работы двигателя в расчетном случае составляли 22,4 МПа и 1,12 с, что также удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Необходимо отметить, что высокая степень влияния эрозионного эффекта на скорость горения характерна для твердых топлив с невысокими уровнями скорости горения. В бесспловых стартовых РДТТ из-за особенностей их конструкции и требований технического задания могут использоваться только быстрогорящие твердые топлива, у которых заградительный эффект, связанный с интенсивным оттоком с поверхности продуктов сгорания, в значительной мере компенсирует эрозионный эффект.

5

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ИПВРД

5.1. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА РПДТ

В последние 15–20 лет за рубежом появился ряд работ, посвященных математическому моделированию рабочего процесса в камерах сгорания РПДТ. В этих работах предпринимались попытки расчета таких сложных процессов, как турбулентное смешение воздушных и топливных струй, а также горение топливоздушных смесей в камере сгорания. И если в первых работах [5.1–5.2] рассматривались двумерные модели (плоский или осесимметричный случаи), то в последующих уже решались трехмерные (3D) задачи, в которых достаточно точно воспроизводилась геометрия реальных камер сгорания и систем подачи компонентов [5.3–5.4].

Попытка численного моделирования двухфазного течения в камере РПДТ была предпринята в работе [5.5]. Здесь рассматривалось смешение двухфазной высокотемпературной топливной струи в потоке воздуха без горения. Задача решалась в осесимметричной постановке при коаксиальной подаче в камеру топливной и воздушной струй.

Современный уровень развития численных методов и вычислительной техники позволяет реализовать трехмерные математические модели рабочего процесса РПДТ. Существуют программы как ограниченного применения, так и универсальные пакеты программ широкого пользования (ANSYS, STAR-CD и др.), позволяющие с высокой степенью точности рассчитывать невязкие течения в воздухозаборных устройствах и соплах.

Значительно хуже обстоит дело с 3D-моделированием турбулентного смешения и горения в камере сгорания РПДТ, хотя программы ANSYS и STAR-CD формально позволяют это делать. Особенностью газогенераторных твердых топлив для РПДТ является наличие в их составе металлов (Al, Mg, В и др.). Частицы металлов, добавляемые в твердые топлива для повышения энергетических характеристик, при сгорании образуют твердые или жидкие окислы (κ -фазу). Продукты сгорания газогенераторных топлив могут также содержать

значительное количество частиц углерода. Массовая доля к-фазы в продуктах сгорания газогенераторных твердых топлив (в первичной струе, истекающей из газогенератора) может достигать 70%, т.е. процессы турбулентного смешения и горения в камере сгорания РПДТ имеют существенно гетерогенный характер, что значительно осложняет их математическое моделирование.

Использование сложных 2D- и 3D-моделей в газодинамических расчетах сопряжено с большими затратами машинного времени (часы или даже сутки для ПК высокой производительности). Такие расчеты можно проводить для ограниченного количества вариантов. Вместе с тем, при проектировании ЛА с прямоточными двигателями необходимо проводить параметрические расчеты внутрибаллистических характеристик двигателя и летно-технических характеристик (ЛТХ) ЛА. Это связано с тем, что режим работы ПВРД (РПДТ), в отличие от ЖРД и РДТТ, существенно зависит от условий полета ЛА. Поэтому основным критерием эффективности ПВРД является не тяга или удельный импульс двигателя, а баллистические параметры ЛА (дальность полета, средняя скорость по траектории и др.). Расчетное проектирование РПДТ (выбор его оптимальных параметров) сводится к расчетам ЛТХ большого количества вариантов двигателей. Для проведения всего комплекса таких расчетов требуется математическая модель рабочего процесса РПДТ с минимальным временем счета (доли секунд, секунды). Реализовать такое время счета можно только в рамках одномерной модели.

Расчетная схема РПДТ приведена на рис. 5.1. Рассматривается схема с двумя или четырьмя боковыми воздухозаборниками. Под β_d понимается угол наклона оси диффузора на входе в камеру сгорания к оси двигателя, а под $\beta_{гг.эф}$ — эффективный угол между направлением газогенераторных струй и осью двигателя. Осесимметричное расположение ВЗУ (лобовой воздухозаборник) не вносит принципиальных изменений в расчетную схему РПДТ.

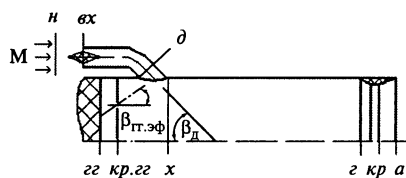


Рис. 5.1. Расчетная схема РПДТ

Выделим в качестве характерных сечений:

n — сечение, разделяющее невозмущенный и возмущенный ВЗУ участки потока воздуха;

$вх$ — сечение на входе в ВЗУ;

d — сечение на выходе из диффузора ВЗУ;

x — сечение на входе в камеру сгорания после ВЗУ («холодное» сечение);

$г$ — сечение на входе в сопло («горячее» сечение);

$кр$ — критическое сечение сопла;

a — срез сопла;

$гг$ — газогенератор;

$кр.гг$ — критическое сечение в сопловой головке газогенератора.

Математическая модель РПДТ строится на базе уравнений сохранения массы, энергии и импульса, записанных в интегральном виде для соседних сечений. При расчете течений в ВЗУ и сопле уравнение сохранения импульса заменяется уравнением возрастания (для сопла — сохранения) энтропии. При этом необходимо учитывать реальные свойства газа: двухфазность (если она имеет место), зависимость теплофизических свойств газа от температуры, наличие химических реакций.

Как уже отмечалось, продукты сгорания газогенераторных топлив РПДТ обычно содержат конденсированные частицы, т.е. течения в сопловой головке газогенератора (ГГ), камере сгорания (КС) и сопле РПДТ необходимо рассматривать как двухфазные. При описании течений в этих устройствах используем модель двухфазного потока, основанную на допущениях:

- газовая фаза и к-фаза находятся в динамическом и термическом равновесии, т.е. скорости и температуры газа и частиц в каждом сечении одинаковы,
- к-фаза по сравнению с газовой фазой занимает пренебрежимо малый объем.

Плотность двухфазной смеси определяется известной формулой:

$$\rho_{см} = \frac{1}{\frac{1-z}{\rho} + \frac{z}{\rho_k}}, \quad (5.1)$$

где ρ , ρ_k — плотности газовой фазы и к-фазы; z — массовая доля к-фазы.

Используя второе допущение, которое равносильно условию $\rho_k \gg \rho$, формулу (5.1) можно свести к простому выражению

$$\rho_{см} = \frac{\rho}{1-z}. \quad (5.2)$$

В этом случае двухфазный поток можно рассматривать как псевдогаз, в котором газовая постоянная $R_{см}$ определяется как

$$R_{см} = (1-z)R, \quad (5.3)$$

где R — газовая постоянная газовой фазы.

Считается, что и газовая фаза и псевдогаз обладают свойствами совершенного газа, т.е. они не вязкие и подчиняются уравнению состояния

$$p = \rho RT. \quad (5.4)$$

При описании физико-химических свойств газовых смесей могут использоваться три подхода.

В первом (полностью «замороженный» поток) предполагается, что удельные теплоемкости c_p и c_v и химический состав газа не меняются при его торможении, ускорении и подводе тепла. Постоянство c_p и c_v позволяет использовать аппарат газодинамических функций и существенно упростить решение газодинамических задач.

Второй подход (поток с «замороженным» химическим составом и меняющейся с температурой теплоемкостью) предполагает, что химический состав газа не меняется, а переменная часть удельной теплоемкости, зависящей от температуры, соответствует мгновенно устанавливающемуся равновесию. Этот случай характерен для умеренных температур потока, предшествующих диссоциации газа ($T < 2000$ К).

В третьем подходе (полностью равновесный поток) учитывается переменность как состава, так и удельных теплоемкостей. Энергия, присущая внутренним степеням свободы молекул, и химическое равновесие безынерционно следуют за меняющимися условиями в потоке. Для топливовоздушных смесей в этом случае все термодинамические характеристики (энтальпия, энтропия, удельная теплоемкость и т.д.) являются функциями давления p , температуры T и коэффициента избытка воздуха α .

Все три подхода объединяет то, что в них физико-химические свойства газовой смеси не зависят от скорости газового потока. Возможен и четвертый подход, когда термодинамика и газовая динамика смеси газов оказываются неразделимы. Он реализуется при решении задачи о течении химически реагирующей газовой смеси в неравновесной постановке. Однако этот подход требует детального знания механизма и кинетики химических реакций, протекающих в смеси, а также значительных затрат машинного времени.

В работах [5.6–5.8] приведены методики расчета рабочего процесса в РПДТ, основанные на одномерном подходе. Недостатком этих методик является использование первого подхода для описания физико-химических свойств газа как в ВЗУ, так и в КС и сопле (полностью «замороженный» поток). Эти методики создавались в период, когда ЭВМ только начинали входить в практику инженерных расчетов, да и сами возможности вычислительной техники того времени были несопоставимы с возможностями современных ЭВМ.

Современный подход предполагает наличие универсальной программы расчета равновесных термодинамических характеристик любых смесей газов (с учетом их возможной двухфазности), которые могут присутствовать в продуктах сгорания газогенераторных топлив РПДТ. Поэтому при моделировании физико-химических свойств продуктов сгорания в камере двигателя и сопле должен использоваться третий подход. В данном случае для расчета равновесных термодинамических

характеристик продуктов сгорания топлив РПДТ использовались известные программы ASTRA и TERRA, разработанные Б.Г. Трусовым (МГТУ им. Н.Э. Баумана).

Что касается описания процесса торможения воздуха в ВЗУ, то здесь при числе Маха полета $M < 6$ допустимо использование второго подхода, т.е. можно не учитывать диссоциацию воздуха [5.8].

РПДТ (см. рис. 5.1) включает четыре конструктивных элемента: воздухозаборное устройство, газогенератор, камеру сгорания и сопло. Рассмотрим расчет параметров воздуха и топливовоздушной смеси во всех элементах РПДТ.

Работа ВЗУ в полете характеризуется набором дроссельных характеристик

$$\sigma = F(\varphi), \quad (5.5)$$

где σ — коэффициент восстановления полного давления между входом (сечение n) и выходом ВЗУ ($\sigma = p_{\text{вых}}^*/p_n^*$), φ — коэффициент расхода ВЗУ или отношение площадей сечений невозмущенного потока и входа ВЗУ ($\varphi = F_n/F_{\text{вх}}$).

На рис. 5.2 приведена типичная дроссельная характеристика ВЗУ (кривая 1–2–3–4–5). Каждая такая характеристика соответствует своей паре значений числа M полета и угла атаки $\alpha_{\text{ат}}$.

Введем полярную систему координат r, θ :

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{\sigma^2 + \varphi^2}; \\ \theta &= \arcsin(\sigma/r). \end{aligned} \quad (5.6)$$

На дроссельной характеристике можно выделить три характерные точки: угловую, соответствующую углу θ_y , и две граничные, соответствующие углам θ_{min} и θ_{max} . Угловая точка определяется как точка, в которой радиус-вектор r перпендикулярен касательной к дроссельной характеристике. Граничные точки определяют область устойчивой работы ВЗУ на дроссельной характеристике. Угол θ_{max} соответствует ограничению по помпажу, а угол θ_{min} определяется из условия ограничения по максимально допустимой приведенной скорости на выходе из диффузора ВЗУ ($\lambda_d \leq 0,8 \div 0,9$).

На практике обычно используется более простой способ определения местоположения угловой точки. Ветвь 1–2 на дроссельных характеристиках сверхзвуковых нерегулируемых ВЗУ практически всегда расположена вертикально, т.е. на ней выполняется условие $\varphi = \varphi_{\text{max}}$. В качестве угловой точки выбирается точка на дроссельной характеристике с координатой $\varphi = (0,9 \div 0,95)\varphi_{\text{max}}$.

Дроссельные характеристики ВЗУ определяются экспериментально или же в ходе расчетов трехмерного вязкого течения (с использованием программных комплексов ANSYS, STAR-CD или др.). Для ввода

в программу расчета РПДТ каждая дроссельная характеристика задается определенным числом точек, например пятью (см. рис. 5.2) или тремя точками (угловая и две граничные точки). Между выбранными точками значения φ и σ на дроссельной характеристике аппроксимируются прямыми линиями. Каждой точке с номером i соответствуют две функции двух переменных:

$$\begin{aligned} \varphi_i &= F(M, \alpha_{ат}); \\ \sigma_i &= \Phi(M, \alpha_{ат}). \end{aligned} \quad (5.7)$$

Зависимости (5.7) вводятся в программу расчета РПДТ в виде сеточных функций с последующей интерполяцией при вычислении промежуточных значений с помощью билинейных, бипараболических или бикубических сплайнов.

В общем случае параметры φ , σ являются функциями трех переменных: M , $\alpha_{ат}$ и угла скольжения, который определяется углом рысканья ЛА. При расчетном проектировании ЛА с РПДТ обычно рассматриваются плоские траектории полета (с нулевым углом скольжения).

В некоторых случаях (при проведении предварительных расчетов) дроссельная характеристика может задаваться одной угловой точкой. Аппроксимация дроссельной характеристики в этом случае осуществляется путем проведения из угловой точки горизонтальной и вертикальной линий до пересечения с осями (см. рис. 5.2).

При экспериментальном определении дроссельных характеристик ВЗУ РПДТ в сверхзвуковой аэродинамической трубе используются две схемы измерений. В первом случае гребенки для измерения полного давления размещаются и в КС между сечениями x и z (см. рис. 5.1) и на выходе из каждого патрубка ВЗУ (в сечении d). Полное давление, измеренное в сечении КС, используется для определения коэффициента расхода φ , а полные давления в сечениях d — для определения коэффициента восстановления полного давления σ (в ходе осреднения по всем патрубкам $\sigma = p_{d,cp}^*/p_n^*$). Во втором случае используется только одна гребенка, размещаемая в КС, поэтому коэффициент восстановления полного давления ВЗУ здесь включает в себя все потери от сечения n до сечения x ($\sigma = p_{x,cp}^*/p_n^*$).

Рассматриваемая модель рабочего процесса РПДТ не предназначена для расчета гиперзвуковых прямоточных двигателей, т.е. максимальное значение числа Маха полета не превышает $M = 6$. В этом случае

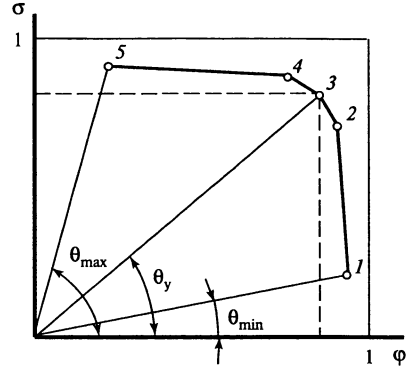


Рис. 5.2. Дроссельная характеристика ВЗУ (M , $\alpha_{ат} = \text{const}$)

воздух можно рассматривать как газ неизменного состава, включающий в себя компоненты O_2 , N_2 и Ar . Термодинамические характеристики воздуха (энтальпия I_B и удельная теплоемкость при постоянном давлении $c_{p,B}$) будут зависеть только от температуры T , а газовая постоянная $R_B = \text{const}$.

При расчете параметров на выходе из ВЗУ должны быть заданы условия полета ЛА: число M и высота H полета, угол атаки $\alpha_{ат}$. В соответствии со стандартной атмосферой, для заданной высоты определяются давление p_H и температура T_H воздуха. Расход и полная энтальпия воздуха на входе ВЗУ выражаются формулами:

$$G_B = \frac{p_H}{R_B T_H} v_H F_{вх} \varphi; \quad (5.8)$$

$$I_B^* = I_B + \frac{v_H^2}{2}, \quad (5.9)$$

где v_H — скорость полета;

$$v_H = M \sqrt{\frac{c_{p,B}(T_H)}{c_{p,B}(T_H) - R_B} R_B T_H}. \quad (5.10)$$

Параметры воздуха на выходе ВЗУ определяются в ходе совместного решения уравнений сохранения массы, энергии и уравнения возрастания энтропии:

$$G_B = \frac{p_{ввых}}{R_B T_{ввых}} v_{ввых} F_{ввых}; \quad (5.11)$$

$$I_B^* = I_B(T_{ввых}) + \frac{v_{ввых}^2}{2}; \quad (5.12)$$

$$S(p_H, T_H) + R_B \ln \sigma = S(p_{ввых}, T_{ввых}). \quad (5.13)$$

Выражая из (5.11) и (5.12) давление $p_{ввых}$ через температуру $T_{ввых}$ и подставляя его в (5.13), получим нелинейное уравнение для определения $T_{ввых}$.

Уравнения (5.11–5.13) можно использовать при расчете параметров как в сечении d , так и в сечении x , в зависимости от того, какое сечение принимается за выходное. В первом случае в качестве σ подразумевается коэффициент восстановления полного давления на участке $n-d$, во втором случае — на участке $n-x$.

Рассмотрим расчет параметров в газогенераторе РПДТ. Считаем, что топливо ГГ задано, т.е. известны его равновесные термодинамические характеристики: энтальпия $I(p, T)$, энтропия $S(p, T)$, газовая постоянная газовой фазы $R(p, T)$, скорость звука $a(p, T)$ и массовая доля k -фазы $z(p, T)$, а также энтальпия образования I_f , плотность ρ_T , максимальное тепловыделение при сгорании в газогенераторе $Q_{гг}$ и закон

стационарного горения в виде

$$u_T = \text{Вр}^{\nu} \exp[k_1 (T_T - 293)], \quad (5.14)$$

где u_T — скорость горения топлива; p — давление в ГГ; T_T , k_1 — температура и коэффициент температурной чувствительности топлива; В и ν — экспериментальные константы. Кроме того, считаем известными: поверхность горения заряда S_3 , коэффициент тепловых потерь η_{z2} , коэффициент потери импульса ξ_{z2} и коэффициент расхода ϕ_{z2} сопловой головки.

Здесь целесообразно рассмотреть два случая. В первом случае считается заданным коэффициент избытка воздуха α . Поскольку расход воздуха G_B известен (5.8), то можно определить расход топлива в ГГ:

$$G_{z2} = \frac{G_B}{\alpha L_0}, \quad (5.15)$$

где L_0 — стехиометрический коэффициент.

Тогда из уравнения для расхода топлива

$$G_{z2} = \rho_T S_3 u_T \quad (5.16)$$

с учетом (5.14) можно определить давление p_{z2}^* .

Температура продуктов сгорания в ГГ определяется из уравнения сохранения энергии

$$I(p_{z2}^*, T_{z2}^*) = I_T - (1 - \eta_{z2}) Q_{z2}. \quad (5.17)$$

Параметры в критическом сечении ГГ (см. рис. 5.1) можно определить в ходе совместного решения уравнений сохранения энергии и энтропии:

$$\begin{aligned} I(p_{кр.z2}, T_{кр.z2}) + \frac{a^2(p_{кр.z2}, T_{кр.z2})}{2} &= I(p_{z2}^*, T_{z2}^*); \\ S(p_{кр.z2}, T_{кр.z2}) &= S(p_{z2}^*, T_{z2}^*), \end{aligned} \quad (5.18)$$

а площадь критического сечения $F_{кр.z2}$ сопловой головки ГГ — из уравнения неразрывности

$$G_{z2} = \rho_{кр.z2} a(p_{кр.z2}, T_{кр.z2}) \phi_{z2} F_{кр.z2}, \quad (5.19)$$

где плотность двухфазной смеси $\rho_{кр.z2}$ определяется из уравнения (5.2), а плотность газовой фазы ρ — из уравнения состояния (5.4).

Во втором случае площадь критического сечения сопловой головки $F_{кр.z2}$ считается заданной, а искомой величиной является давление p_{z2}^* . Это давление определяется из нелинейного уравнения, получаемого при подстановке (5.16) в (5.19), с учетом уравнений (5.14), (5.17), (5.18).

Идеальный удельный импульс в критическом сечении ГГ определяется из выражения

$$J_{\text{уд.кр.гг}} = v_{\text{кр.гг}} + \frac{P_{\text{кр.гг}}}{\rho_{\text{кр.гг}} v_{\text{кр.гг}}}, \quad (5.20)$$

где $v_{\text{кр.гг}}$ — скорость в критическом сечении, равная скорости звука.

Перейдем к расчету параметров в КС, к которой также относится и дозвуковой участок сопла (до критического сечения). Таким образом, расчет КС РПДТ сводится к расчету параметров в «горячем» сечении КС и критическом сечении сопла (сечения z и $кр$ на рис. 5.1).

Считаем известными: равновесные термодинамические характеристики продуктов сгорания топлива в воздухе [энтальпию $I(p, T, \alpha)$, энтропию $S(p, T, \alpha)$, газовую постоянную газовой фазы $R(p, T, \alpha)$, скорость звука $a(p, T, \alpha)$ и массовую долю k -фазы $z(p, T, \alpha)$], теплотворную способность топлива H_u , коэффициент полноты сгорания топлива η_r , коэффициент потери импульса ξ_c и коэффициент расхода φ_c сопла.

Расчет параметров (p_z , T_z , ρ_z , v_z) в «горячем» сечении КС осуществляется в ходе совместного решения уравнений сохранения массы, энергии и импульса. Первые два уравнения имеют вид:

$$G_\Sigma = G_B \left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) = \rho_z v_z F_z; \quad (5.21)$$

$$I(p_z, T_z, \alpha) + \frac{v_z^2}{2} = \frac{I_T + \alpha L_0 I_B^* - (1 - \eta_z) H_u}{1 + \alpha L_0}. \quad (5.22)$$

При написании уравнения сохранения импульса полагаем, что КС может быть конической ($F_z \geq F_x$). Принимаем в качестве допущения: интеграл давления на конической обечайке КС равен

$$J_{\text{об}} = \int_{F_x}^{F_z} p dF = \frac{1}{2} (p_x + p_z) (F_z - F_x). \quad (5.23)$$

Уравнение сохранения импульса для КС записывается в виде

$$(\rho_z v_z^2 + p_z) F_z = J_{\Sigma z}, \quad (5.24)$$

где

$$J_{\Sigma z} = \xi_{z\partial} G_{z\partial} I_{\text{уд.кр.гг}} \cos \beta_{\text{ГГ эф}} + \\ + p_T (F_T - F_{\text{кр.гг}}) + (\rho_\partial v_\partial^2 + p_\partial) F_\partial \cos \beta_\partial + J_{\text{об}}. \quad (5.25)$$

Здесь символом ∂ обозначены параметры воздуха на выходе из диффузора ВЗУ; F_T , p_T — площадь торца ГГ и давление, действующее на этот торец; β_∂ — угол наклона оси диффузора к оси КС (см. рис. 5.1); $\beta_{\text{ГГ.эф}}$ — эффективный угол наклона струй ГГ к оси КС;

$$\cos\beta_{\Gamma\Gamma.\text{эф}} = \frac{1}{F_{кр.гг}} \sum_{i=1}^{i=N} F_{кр.гг.i} \cos\beta_{\Gamma\Gamma.i}; \quad (5.26)$$

$\beta_{\Gamma\Gamma.i}$, $F_{кр.гг.i}$ — угол наклона и площадь i -го отверстия сопловой головки, N — число отверстий.

Система уравнений (5.21–5.25) с учетом соотношений (5.2), (5.4) может быть сведена к системе двух нелинейных уравнений относительно параметров p_2 , T_2 .

При определении импульса в «горячем» сечении J_{Σ_2} (5.25) предполагалось, что σ ВЗУ включает в себя потери между сечениями $n-d$. Здесь использовался подход, в котором в качестве контрольного объема рассматривался объем КС между сечениями $кр.гг$ и $г$. Данный подход основан на следующих допущениях:

- среднеинтегральный угол вектора скорости воздушного потока в сечении d равен углу β_d ,
- давление p_T на торце ГГ равно давлению p_d в сечении d .

Как показывает практика, данные допущения вполне оправданы.

В том случае, когда σ ВЗУ определено между сечениями $n-x$, в качестве контрольного объема целесообразно рассмотреть объем КС от сечения x до сечения $г$. Импульс J_{Σ_2} здесь определяется из выражения

$$J_{\Sigma_2} = \xi_{гг} G_{гг} I_{уд.кр.гг} \cos\beta_{\Gamma\Gamma.\text{эф}} + (p_x v_x^2 + p_x) F_x + J_{об}. \quad (5.27)$$

При этом подходе используются следующие допущения:

- импульс газогенераторных струй не меняется от сечения $кр.гг$ до сечения x ,
- при вычислении импульса воздушного потока в сечении x не учитывается загромождение «холодного» сечения газогенераторными струями.

Как показывают расчеты, доля импульса газогенераторных струй в суммарном импульсе на входе в КС невелика и составляет 5–15% (в зависимости от α), поэтому погрешность, связанная с использованием первого допущения, слабо влияет на результат. При необходимости можно отказаться от этого допущения и учесть изменение импульса газогенераторных струй от сечения $кр.гг$ до сечения x с помощью одномерной теории нерасчетной сверхзвуковой струи газа А.Я. Черкеза [5.9].

Определим теперь полное давление p_2^* и температуру T_2^* в «горячем» сечении КС. Их можно найти в ходе решения системы двух уравнений сохранения (энергии и энтропии):

$$I(p_2^*, T_2^*, \alpha) = I(p_2, T_2, \alpha) + \frac{v_2^2}{2}; \quad (5.28)$$

$$S(p_2^*, T_2^*, \alpha) = S(p_2, T_2, \alpha).$$

Параметры в критическом сечении сопла определяются из аналогичной системы уравнений:

$$\begin{aligned} I(p_2^*, T_2^*, \alpha) &= I(p_{кр}, T_{кр}, \alpha) + \frac{a^2 (p_{кр}, T_{кр}, \alpha)}{2}; \\ S(p_2^*, T_2^*, \alpha) &= S(p_{кр}, T_{кр}, \alpha). \end{aligned} \quad (5.29)$$

При расчете характеристик РПДТ рассматриваются три режима согласования параметров силовой установки (работы двигателя с ВЗУ). В первом считаются заданными местоположение рабочей точки на дроссельной характеристике ВЗУ, т.е. заданы угол θ [обычно задается угловая точка (см. рис. 5.2)] и коэффициент избытка воздуха α (или расход топлива G_{22}). В ходе расчета определяется площадь критического сечения сопла $F_{кр}$. Для этого используется уравнение неразрывности

$$G_{\Sigma} = \rho_{кр} a (p_{кр}, T_{кр}, \alpha) \varphi_c F_{кр}. \quad (5.30)$$

Во втором режиме заданы площадь $F_{кр}$ и α (расход G_{22}), а искомое — местоположение рабочей точки на дроссельной характеристике ВЗУ. Для определения угла θ здесь также используется уравнение неразрывности (5.30), но уже как нелинейное уравнение.

Третий режим («теплого» регулирования) соответствует случаю $\theta = \text{const}$, $F_{кр} = \text{const}$. Согласование же параметров силовой установки осуществляется путем изменения подачи топлива. Здесь уже нелинейное уравнение (5.30) решается относительно α . Данный режим согласования может рассматриваться только для РПДТ с регулируемым газогенератором.

Расчет параметров на срезе сопла (в сечении a на рис. 5.1) осуществляется в ходе решения все тех же трех уравнений сохранения:

$$\begin{aligned} \rho_a v_a F_a &= G_{\Sigma}; \\ I(p_2^*, T_2^*, \alpha) &= I(p_a, T_a, \alpha) + \frac{v_a^2}{2}; \\ S(p_2^*, T_2^*, \alpha) &= S(p_a, T_a, \alpha). \end{aligned} \quad (5.31)$$

Их, как и в предыдущих случаях, можно свести к двум нелинейным уравнениям для определения параметров p_a , T_a .

Основной выходной характеристикой любого реактивного двигателя является тяга. Для прямоточных двигателей, включая и РПДТ, тяга вычисляется по формуле

$$R_{дв} = \xi_c G_{\Sigma} J_{уд.с} - G_v v_n - p_n F_a, \quad (5.32)$$

где $J_{уд.с}$ — идеальный удельный импульс сопла;

$$J_{уд.с} = v_a + \frac{p_a}{\rho_a v_a}; \quad (5.33)$$

ξ_c — коэффициент потери импульса сопла.

Здесь, в отличие от ЖРД и РДТТ, тяга двигателя вычисляется как разность между выходным импульсом сопла и входным импульсом ВЗУ.

Как показывают расчеты, тяга РПДТ составляет примерно половину от выходного импульса сопла, а на некоторых режимах ее доля может уменьшаться и до 40%, т.е. 1% ошибки при вычислении выходного импульса сопла ПВРД дает ошибку 2% и более при вычислении тяги.

При расчетах ЛТХ в тягу ПВРД включают волновое сопротивление ВЗУ по жидкой линии X_d , а разность

$$R_{\text{дв.эф}} = R_{\text{дв}} - X_d \quad (5.34)$$

называют эффективной тягой двигателя.

Волновое сопротивление ВЗУ по жидкой линии, в свою очередь, определяется как

$$X_d = (C_{x,ж} + \Delta C_{x,ж.г.в}) \frac{\rho_n V_n^2}{2} F_{ex}, \quad (5.35)$$

где $C_{x,ж} = C_{x,ж}(M, \alpha_{ат})$ — коэффициент сопротивления по жидкой линии при сверхзвуковом течении на входе; $\Delta C_{x,ж.г.в}$ — коэффициент сопротивления по жидкой линии, вызванный головной ударной волной на входе.

Коэффициент сопротивления по жидкой линии $C_{x,ж}$ определяется экспериментально или в ходе численного моделирования процесса течения в ВЗУ.

Для ВЗУ без центрального тела величина $\Delta C_{x,ж.г.в}$ определяется по формуле

$$\Delta C_{x,ж.г.в} = \frac{k+1}{k} \frac{\bar{\varphi}}{\lambda} z(\lambda_2) - 2 \left(\frac{1}{kM^2} - \bar{\varphi} \right); \quad (5.36)$$

$$q(\lambda_2) = \bar{\varphi} q(1/\lambda), \quad (5.37)$$

где M, λ — число Маха и приведенная скорость полета; k — коэффициент адиабаты воздуха ($k = 1,4$); $\bar{\varphi}$ — безразмерный параметр: $\bar{\varphi} = 1$ при работе на вертикальной ветви дроссельной характеристики ВЗУ и $\bar{\varphi} = \varphi/\varphi_{\text{max}}$ при работе на горизонтальной ветви (φ_{max} — коэффициент расхода ВЗУ в угловой точке).

Коэффициент потери импульса ξ_c , как и коэффициент расхода φ_c , сопла должны браться из эксперимента или вычисляться в ходе двумерных расчетов, позволяющих учитывать реальный профиль сопла и вязкость продуктов сгорания. Кроме того, эти коэффициенты должны учитывать неравновесность фаз и химическую неравновесность продуктов сгорания. Коэффициент полноты сгорания двигателя η_c определяется, как правило, экспериментальным путем.

РПДТ может работать на разных режимах в широком диапазоне изменения высот и чисел M полета. При этом могут значительно

меняться как давление p_a на срезе сопла, так и атмосферное давление p_H . На некоторых режимах полета ЛА сопло может попадать в режим перерасширения, соответствующий случаю $p_a < p_H$.

Примем следующую модель расчета тяги сопла, работающего в режиме перерасширения. В конических соплах с углом полураствора $\alpha_c \geq 15^\circ$ (что справедливо для сопел РПДТ) при течении с перерасширением давление за сечением отрыва потока от стенки сопла можно считать равным атмосферному p_H [5.10]. Тогда участок сопла за сечением отрыва можно исключить из рассмотрения при вычислении тяги по формуле (5.32), поместив срез сопла F_a в сечение, где происходит отрыв потока. Для определения местоположения сечения отрыва в сопле используются различные критерии. В работе [5.10] приводится выражение для определения числа Маха в этом сечении. В простейшем случае можно использовать условие

$$p_{отр} = p_H. \quad (5.38)$$

Энергетическая эффективность РПДТ характеризуется двумя параметрами: удельной тягой (по воздуху) $R_{уд}$ и удельным импульсом (по топливу) $J_{уд}$:

$$R_{уд} = \frac{R_{дв.}}{G_B}; \quad (5.39)$$

$$J_{уд} = \frac{R_{дв.}}{G_{22}}. \quad (5.40)$$

В расчетах также часто используется такой безразмерный параметр, как коэффициент тяги C_R :

$$C_R = \frac{2R_{дв.}}{\rho_H v_H^2 F_M}, \quad (5.41)$$

где F_M — площадь мидела двигателя ЛА. Аналогичные параметры можно вычислить и для эффективной тяги (5.34).

При программной реализации описанной математической модели РПДТ можно использовать два подхода, которые отличаются способом вычисления равновесных термодинамических характеристик продуктов сгорания газогенераторного топлива и топливовоздушной смеси. В первом подходе равновесные термодинамические характеристики вычисляются непосредственно в двигательной программе. Во втором они предварительно рассчитываются на сетке по давлению p , температуре T и коэффициенту избытка воздуха α и вводятся в двигательную программу в виде сеточных функций для дальнейшей интерполяции при вычислении равновесных термодинамических характеристик. Первый подход теоретически обеспечивает большую точность расчета, второй — существенную экономию времени счета.

При проектировании РПДТ целесообразно иметь в распоряжении программы, в которых реализованы оба эти алгоритма. «Точная» программа расчета двигателя может использоваться в качестве эталона при выборе достаточно представительной сетки по p , T , α при реализации второго подхода, а двигательная программа с интерполяцией равновесных термодинамических характеристик может использоваться при расчетах ЛТХ и оптимизации параметров РПДТ.

Расчеты показывают, что для обеспечения режимов работы РПДТ в диапазонах высот 0–20 км и чисел M полета 1,5–4 необходимо размещать узлы для интерполяции равновесных термодинамических характеристик в КС по p , T , α в диапазонах 0,01–1 МПа, 300–3000 К, 0,5–5, соответственно.

Известен и широко используется еще один метод расчета РПДТ, основанный на предварительном расчете и последующей интерполяции характеристик обобщенного прямого двигателя. Суть его состоит в том, что сначала производится предварительный расчет равновесных характеристик обобщенного прямого двигателя в зависимости от следующих параметров: условной полной энтальпии воздуха

$$I_{в.у}^* = I_B^* - (1 - \eta_z) \frac{H_u}{\alpha L_0}, \quad (5.42)$$

полного давления в КС (в «горячем» сечении) p_z^* , коэффициента избытка воздуха α и степени понижения давления в сопле

$$\pi_c = p_z^*/p_a. \quad (5.43)$$

Из уравнения сохранения энергии определяется полная температура T_z^* в КС:

$$I_\Sigma = \frac{I_T + \alpha L_0 I_{в.у}^*}{1 + \alpha L_0} = I(p_z^*, T_z^*, \alpha). \quad (5.44)$$

Затем в ходе решения системы уравнений сохранения (5.29) определяются параметры $p_{кр}$, $T_{кр}$ в критическом сечении сопла. После этого при известном из (5.43) давлении на срезе сопла p_a из уравнения сохранения энтропии (5.31) определяется температура на срезе сопла T_a .

Для расчета параметров в КС и сопле реального РПДТ используются следующие характеристики обобщенного прямого двигателя: комплекс $\sqrt{R_{см.з} T_z^*}$, коэффициент адиабаты $k_{см.з}$, коэффициенты изоэнтропы $n_{кр}$ и n_a при расширении до параметров в критическом сечении и до параметров на срезе сопла. Первые три характеристики вводятся в двигательную программу в виде сеточных функций, зависящих от трех параметров $I_{в.у}^*$, p_z^* и α , четвертая характеристика n_a , кроме этих параметров, зависит еще и от π_c .

Равновесные термодинамические характеристики $R_{см.з}$ и $k_{см.з}$

определяются по заторможенным параметрам p_2^* , T_2^* для двухфазной смеси: $R_{см.2}$ — по формуле (5.3), а $k_{см.2}$ — из выражений

$$k_{см} = \frac{c_{см}}{c_{см} - R_{см}}; \quad (5.45)$$

$$c_{см} = (1 - z)c_p + zc_k, \quad (5.46)$$

где $c_{см}$, c_p , c_k — удельные теплоемкости двухфазной смеси, газовой фазы и к-фазы, соответственно.

Коэффициенты изоэнтропы вычисляются по известной формуле [5.10]

$$n = \frac{\ln(p^*/p)}{\ln(\rho^*/\rho)}, \quad (5.47)$$

где p^* , ρ^* — заторможенные параметры исходного состояния; p , ρ — параметры конечного состояния при равновесном расширении.

Аппроксимация равновесного процесса расширения от заторможенного состояния до статических параметров в КС адиабатическим процессом с показателем адиабаты $k_{см.2}$ и аппроксимация равновесного процесса истечения из сопла двумя политропными процессами с показателями $n_{кр}$ и n_a позволяют использовать при расчете параметров в КС и сопле газодинамические функции $\pi(\lambda)$, $\tau(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$, $q(\lambda)$.

Преобразуя уравнение неразрывности (5.21) и уравнение сохранения импульса КС (5.24) с учетом газодинамических функций, приводим их к следующему виду:

$$\frac{G_\Sigma}{F_2} = \lambda_2 \varepsilon(\lambda_2) \sqrt{\frac{2k_{см.2}}{k_{см.2} + 1}} \frac{p_2^*}{\sqrt{R_{см.2} T_2^*}}; \quad (5.48)$$

$$\frac{J_{\Sigma 2}}{F_2} = (1 + \lambda_2^2) \varepsilon(\lambda_2) p_2^*, \quad (5.49)$$

где λ_2 — коэффициент скорости в сечении 2.

Уравнение сохранения энергии (5.22) в этом случае преобразуется в известную формулу для вычисления газодинамической функции $\tau(\lambda_2)$.

Система (5.48–5.49) является системой двух нелинейных уравнений относительно параметров p_2^* и λ_2 . Решая ее, находим эти параметры. Необходимо помнить, что в случае конической КС ($F_2 \geq F_x$) в суммарный импульс $J_{\Sigma 2}$ (5.25) входит интеграл (5.23), зависящий от давления $p_2 = p_2^* \pi(\lambda_2)$.

Для цилиндрической КС систему (5.48–5.49) можно свести к решению одного нелинейного уравнения относительно p_2^* . Для этого необходимо разделить первое уравнение на второе и выразить λ_2

в явном виде:

$$\lambda_z = \frac{J_{\Sigma z}}{G_{\Sigma}} \sqrt{\frac{k_{\text{CM}z}}{2(k_{\text{CM}z}+1)R_{\text{CM}z}T_z^*}} - \sqrt{\left(\frac{J_{\Sigma z}}{G_{\Sigma}}\right)^2 \frac{k_{\text{CM}z}}{2(k_{\text{CM}z}+1)R_{\text{CM}z}T_z^*}} - 1. \quad (5.50)$$

Приведенная скорость в «горячем сечении» λ_z является корнем квадратного уравнения. Поскольку течение в КС дозвуковое, из двух решений квадратного уравнения выбирается решение со знаком минус перед корнем.

Из выражения (5.50) можно получить условие отсутствия «запирания» в «горячем» сечении КС, которое реализуется при положительной величине подкоренного выражения:

$$\frac{J_{\Sigma z}}{G_{\Sigma}} \geq \sqrt{\frac{2(k_{\text{CM}z}+1)R_{\text{CM}z}T_z^*}{k_{\text{CM}z}}}. \quad (5.51)$$

На границе «запирания» [при знаке равенства в условии (5.51)] приведенная скорость $\lambda_z = 1$.

Зная полное давление p_z^* в КС двигателя, можно записать уравнение неразрывности в критическом сечении, аналогичное (5.30):

$$G_{\Sigma} = \frac{\varphi_c m(n_{\text{кр}}) p_z^* F_{\text{кр}}}{\sqrt{R_{\text{CM}z} T_z^*}}, \quad (5.52)$$

где $m(n_{\text{кр}})$ — известная функция $n_{\text{кр}}$ (2.53). Данное уравнение, как и (5.30), используется при согласовании ВЗУ с КС.

Идеальный удельный импульс сопла, используемый в выражении для тяги двигателя (5.32),

$$J_{\text{уд.с}} = \sqrt{\frac{n_{\text{кр}}+1}{2n_{\text{кр}}}} R_{\text{CM}z} T_z^* \left(\lambda_a + \frac{1}{\lambda_a} \right), \quad (5.53)$$

где коэффициент скорости на срезе сопла λ_a определяется из выражения

$$\lambda_a = \sqrt{\frac{n_a+1}{n_a-1} \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_c} \right)^{\frac{n_a-1}{n_a}} \right]}, \quad (5.54)$$

а степень расширения π_c для заданной геометрии сопла — в ходе решения нелинейного уравнения

$$q(\lambda_a) = F_{\text{кр}}/F_a. \quad (5.55)$$

При расчете параметров в ГГ можно также заранее рассчитать комплекс $\sqrt{R_{\text{CM}z} T_z^*}$ и коэффициент изоэнтропы $n_{\text{кр}z}$ на сетке

по давлению в ГГ p_{22}^* , тогда расход топлива и идеальный удельный импульс в критическом сечении ГГ будут определяться из выражений

$$G_{22} = \frac{\varphi_{22} m(n_{кр.22}) p_{22}^* F_{кр.22}}{\sqrt{R_{см.22} T_{22}^*}}; \quad (5.56)$$

$$J_{уд.кр.22} = \sqrt{\frac{2(n_{кр.22} + 1)}{n_{кр.22}}} R_{см.22} T_{22}^*. \quad (5.57)$$

Для того, чтобы обеспечить режимы работы РПДТ по числу M полета и высоте в диапазонах $M = 1,5 \div 4$ и $H = 0 \div 20$ км, необходимо размещать узлы для интерполяции характеристик обобщенного прямооточного двигателя в диапазонах $I_{в.у}^* = -1200 \div 800$ кДж/кг, $p_2^* = 0,1 \div 1$ МПа. Степень понижения давления π_c у сопел РПДТ, как правило, невелика и изменяется в пределах 4–10, а давление в ГГ p_{22}^* — в пределах 0,5–10 МПа.

Как уже отмечалось выше, в прямооточных двигателях предъявляются повышенные требования к точности определения импульса сопла. Сравнение точных равновесных характеристик обобщенного РПДТ с характеристиками, рассчитанными с использованием коэффициентов изоэнтропы $n_{кр}$ и n_a (5.47), приведены в табл. 5.1. Рассматривалось топливо, содержащее значительное количество металлов (В, Al и Mg). Расчеты проводились при следующих значениях определяющих параметров: $I_{в.у}^* = 200$ кДж/кг, $\alpha = 2$ и $\pi_c = 8$. Полное давление в КС менялось в диапазоне 0,1–1,0 МПа.

Таблица 5.1

p_2^* , МПа	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
T_{22}^* , К	1933,7	1935,5	1937,0	1937,7	1938,2	1938,6
$R_{см.22}$, кДж/(кг·К)	275,36	275,32	275,29	275,27	275,26	275,25
$k_{см.22}$	1,2638	1,2637	1,2637	1,2636	1,2636	1,2636
$n_{кр}$	1,2472	1,2485	1,2330	1,2184	1,2092	1,2026
n_a	1,2117	1,2109	1,2107	1,2108	1,2110	1,2112
β , м/с	1110,0	1110,1	1117,2	1122,5	1125,5	1127,5
	1109,8	1109,8	1115,1	1120,0	1123,2	1125,5
$J_{уд.с.}$, м/с	1630,7	1633,6	1636,2	1637,8	1638,8	1639,5
	1623,8	1622,4	1629,5	1635,5	1637,1	1639,1
f_a	1,9670	1,9665	1,9515	1,9401	1,9329	1,9278
	1,9387	1,9399	1,9402	1,9401	1,9398	1,9395

Помимо уже известных параметров (T_2^* , $R_{см.э}$, $k_{см.э}$, $n_{кр}$, n_a и $J_{уд.с}$), в табл. 5.1 приведены и другие параметры, обозначения которых встречаются впервые. Так, под символом β понимается расходный комплекс ($\beta = p_2^* F_{кр} / G_\Sigma$), f_a — относительная площадь сопла ($f_a = F_a / F_{кр}$).

В табл. 5.1 для каждого из трех параметров (β , $J_{уд.с}$ и f_a) даны по два значения: в верхних строчках — равновесные значения, в нижних — значения, рассчитанные с помощью коэффициентов изоэнтропы $n_{кр}$ и n_a . Максимальные расхождения составляют: по β — 0,25%, по $J_{уд.с}$ — 0,7%, по f_a — 1,5%. Расход и полный импульс сопла определяется из выражений

$$G_\Sigma = \frac{p_2^* F_{кр}}{\beta}; \quad (5.58)$$

$$J_c = J_{уд.с} G_\Sigma. \quad (5.59)$$

Таким образом, максимальные расхождения между равновесным полным импульсом сопла и полным импульсом, рассчитанным с помощью коэффициентов изоэнтропы, в данном случае не превышают 1%, а при вычислении тяги двигателя (5.31) — 2÷2,5%, что вполне допустимо.

Использование при интерполяции параметров обобщенного прямооточного двигателя коэффициентов изоэнтропы $n_{кр}$ и n_a позволяет рассчитать с помощью газодинамических функций любые параметры реального двигателя (p , T , v) в критическом сечении и на срезе сопла. Вместе с тем, при расчете ЛТХ ЛА используются только два параметра двигателя: тяга и расход топлива, т.е. в вычислении таких параметров, как температура и скорость продуктов сгорания в критическом сечении и на срезе сопла, нет необходимости. В связи с этим в двигательную программу целесообразно вводить не коэффициенты изоэнтропы $n_{кр}$ и n_a , а параметры β , $J_{уд.с}$ и f_a , непосредственно взятые из равновесного расчета. В качестве характеристик обобщенного прямооточного двигателя в этом случае будут использоваться не четыре параметра ($\sqrt{R_{см.э} T_2^*}$, $k_{см.э}$, $n_{кр}$, n_a), а шесть: $\sqrt{R_{см.э} T_2^*}$, $k_{см.э}$, $n_{кр}$, β , f_a и $J_{уд.с}$. Первые четыре параметра используются в виде сеточных функций, зависящих от трех переменных $I_{в.у}^*$, p_2^* и α . Параметры же f_a и $J_{уд.с}$ являются сеточными функциями четырех переменных (плюс еще p_c). Указанные характеристики обобщенного прямооточного двигателя позволяют из формул (5.48–5.49) определить параметры в «горячем» сечении КС реального двигателя p_2^* и λ_2 , а также из выражений (5.58–5.59) — расход и импульс сопла. Степень понижения давления $n_{кр}$ вводится для контроля режима истечения из сопла (докритический, сверхкритический).

Из табл. 5.1 видно, что выбранные параметры обобщенного прямооточного двигателя слабо зависят от полного давления в КС p_2^* . Их изменения не превышают 1% для параметров $R_{см.э}$, T_2^* , $k_{см.э}$, $J_{уд.с}$ и 2% —

для параметров β , f_a . Поэтому для уменьшения объема предварительных вычислений давление p_2^* можно зафиксировать, и все предварительные расчеты параметров обобщенного прямооточного двигателя проводить, к примеру, при $p_2^* = 0,6$ МПа.

Для расчета параметров в ГГ необходимо предварительно вычислить в зависимости от p_{22}^* (p_{22}^* меняется в диапазоне 0,5–10 МПа) четыре параметра: $\sqrt{R_{\text{см.г}} T_2^*}$, $\pi_{\text{кр.гг}}$, β_{22} и $J_{\text{уд.кр.гг}}$. Эти параметры вводятся в двигательную программу в виде дискретных функций одной переменной.

При расчете параметров РПДТ в ходе согласования работы двигателя с ВЗУ необходимо учитывать ряд условий, которые приводят к ограничениям на некоторые параметры двигателя:

- условие невыхода за пределы области устойчивой работы ВЗУ $\theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}$ (рис. 5.2);
- сверхкритический режим истечения из сопла $p_2^*/p_H \geq \pi_{\text{кр}}$;
- условие отсутствия «запирания» в «горячем» сечении КС (5.51);
- сверхкритический режим истечения из сопловой головки ГГ $p_{22}^*/p_d \geq \pi_{\text{кр.гг}}$.

Могут существовать и другие ограничения, которые следуют из конструктивных или иных соображений (в частности, ограничения на $F_{\text{кр}}$, α и т.д.).

«Равновесный» расчет течения в сопле продуктов сгорания базируется на допущении: время химических реакций и фазовых переходов много меньше времени пребывания продуктов сгорания в сопле. В этом случае все располагаемое тепло химических реакций и фазовых переходов реализуется в сопле, трансформируясь в кинетическую энергию газового потока, т.е. «равновесный» расчет дает максимально возможную тягу сопла. Минимально возможную тягу сопла можно получить, рассчитав течение в сопле по «замороженным» параметрам («замораживание» состава осуществляется по параметрам в камере сгорания p_2^* , T_2^*). «Замороженный» расчет течения в сопле РПДТ осуществляется по формулам (5.52–5.53), только в них вместо коэффициентов изоэнтропы $n_{\text{кр}}$, n_a используется коэффициент адиабаты k_2 .

Реальное течение в сопле происходит с неравновесными химическими реакциями и фазовыми переходами, поэтому точное (в рамках одномерного расчета) значение тяги сопла находится между теми значениями, которые дают «равновесный» и «замороженный» расчеты.

Сопла РПДТ имеют небольшую степень понижения давления ($\pi_c \leq 10$), поэтому считается, что реальное течение в этих соплах близко к «равновесному» случаю. Однако, несмотря на это, представляет интерес оценка вклада в тягу сопла дополнительного тепловыделения в результате химических реакций и фазовых переходов для современных топлив с высоким содержанием металлов.

Таблица 5.2

$\alpha \backslash M$	2	2,5	3	3,5
0,5	3,5	2,7	3,5	4,2
1	0,9	1,3	2,8	3,2
2	1,4	4,6	5,0	5,9
3	0,1	1,6	3	5,7

Такого рода оценка была проведена для одного из вариантов РПДТ на топливе, содержащем бор. Сравнение «равновесного» и «замороженного» расчетов проводилось по эффективному удельному импульсу двигателя. В табл. 5.2 даны относительные расхождения $J_{уд.эф}$ в «равновесном» и «замороженном» расчетах (в процентах) на высоте полета $H = 10$ км при различных значениях числа M полета и коэффициента избытка воздуха α .

Видно, что вклад в эффективный удельный импульс РПДТ дополнительного тепловыделения, связанного с химическими реакциями и фазовыми переходами, вполне ощутим. Максимальное значение этого вклада (5,9%) соответствует случаю $M = 3,5$ и $\alpha = 2$.

В тех случаях, когда отсутствует априорная информация о том, какой расчет («равновесный» или «замороженный») точнее воспроизводит реальное неравновесное течение в сопле, целесообразно проводить оба расчета и вычислять средние арифметические значения расхода и тяги сопла. Это позволит уменьшить погрешность расчета в два раза.

В рамках предложенной математической модели был выполнен расчет высотно-скоростных и дроссельных характеристик РПДТ и проанализированы четыре основных режима его работы. Рассматривался гипотетический интегральный РПДТ с однокамерным ГГ, схема которого представлена на рис. 5.1. Этому двигателю соответствует система основных данных, которую можно разбить на следующие группы:

- условия полета и режим работы двигателя;
- геометрические характеристики двигательного тракта;
- характеристики ВЗУ;
- потери по тракту двигателя;
- характеристики топлива.

Условия полета и режим работы двигателя. Условия полета характеризуются диапазоном чисел Маха и высот. Режим работы двигателя определяется коэффициентом избытка воздуха, значения которого задавались в пределах $\alpha = 0,5 \div 4,0$. Предполагалось, что ГГ работает в режиме непрерывного (плавного) регулирования, диапазон которого и закон расхода топлива определяется условиями полета и режимом работы двигателя по α .

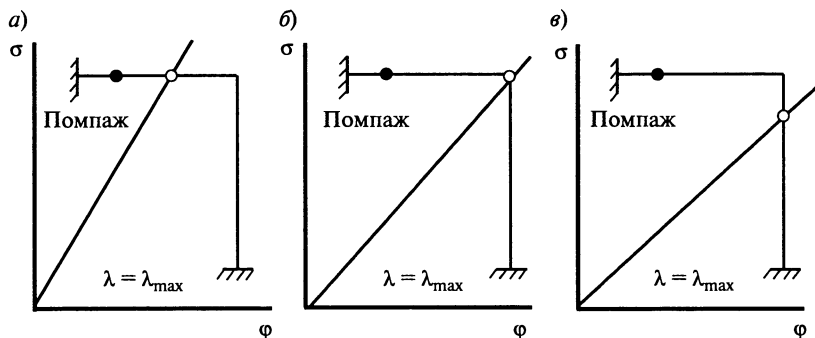


Рис. 5.3. Режимы работы ВЗУ:

a – докритический; *б* – критический; *в* – сверхкритический; \circ – точка согласования, \bullet – запас по помпажу

Геометрические характеристики двигательного тракта:

- площадь входа в ВЗУ;
- площадь на выходе из диффузора ВЗУ;
- площадь КС;
- площадь критического сечения сопла;
- площадь сечения на срезе сопла;
- длина КС (от плоскости сопел ГГ);
- суммарная площадь отверстий в сопловой головке ГГ;
- площадь торца ГГ.

Характеристики ВЗУ. Дроссельные характеристики ВЗУ задавались в виде горизонтальной и вертикальной ветвей, пересекающихся в угловой точке. Угловой точке соответствуют максимальные значения коэффициента восстановления полного давления σ_{\max} и коэффициента расхода ВЗУ ϕ_{\max} . На рис. 5.3 приведены основные режимы работы ВЗУ.

Дроссельные характеристики ВЗУ представлены в табл. 5.3 тремя точками для каждого пяти значений чисел $M = 1,8-2,2-3,0-3,5-4,0$ при $\alpha_{\text{ат}} = 0$.

Максимальная глубина дросселирования ВЗУ по коэффициенту расхода выбрана из условия работы РПДТ на всех режимах без теплового «запирания» КС, а введение «плавающей» точки вызвано необходимостью оценки влияния запаса по помпажу на характеристики двигателя.

Потери по тракту двигателя. Потери по тракту двигателя до КС учитывались в суммарных характеристиках ВЗУ (см. табл. 5.3).

Коэффициент потери импульса сопла (5.31) определялся по формуле

$$\xi_c = 0,998 - 0,013 \sqrt{\frac{F_d}{F_{K^*}} - 1}. \quad (5.60)$$

Коэффициент расхода сопла φ_c принимался равным 0,99.

Коэффициент полноты сгорания твердого топлива η_r определялся по обобщенной экспериментальной зависимости, полученной Ю.М. Аннушкиным и В.А. Сосуновым [5.11].

На полноту сгорания твердого топлива в основном влияют следующие параметры:

- коэффициент избытка воздуха;
- количество сопел в сопловой головке ГГ;
- собственный импульс топлива;
- длина КС и т.д.

Потери давления по КС учитывались при совместном решении уравнений сохранения расхода, импульса и энергии.

Характеристики топлива. Для расчета характеристик двигателя было принято гипотетическое топливо со следующими заданными параметрами:

- теплотворная способность $H_u = 25\,080$ кДж/кг;
- стехиометрический коэффициент $L_0 = 6,0$;
- плотность $\rho_T = 1700$ кг/м³;
- собственный импульс $J_{уд.гз} = 870$ м/с.

Первый режим согласования работы двигателя и ВЗУ

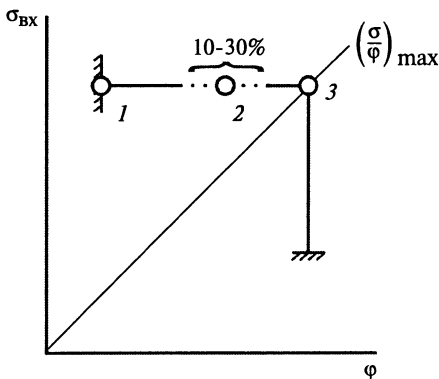
($F_{кр} = \text{var}$; $\theta = \text{const}$; $\alpha = \text{const}$)

Предполагается, что ВЗУ работает в угловой точке (рис. 5.3, б), а режим работы двигателя соответствует диапазону $\alpha = 1 \div 3$.

Результаты расчета характеристик РПДТ на первом режиме работы приведены на рис. 5.4, где показано изменение удельного импульса ($J_{уд}$), коэффициента тяги (C_R) и относительной площади критического

Таблица 5.3

Число М		Номера точек		
		1	2	3
1,8	φ	0,100	0,680	0,800
	$\sigma_{вх}$	0,825	0,825	0,825
2,2	φ	0,100	0,816	0,960
	$\sigma_{вх}$	0,700	0,700	0,700
3,0	φ	0,100	0,845	0,995
	$\sigma_{вх}$	0,370	0,370	0,370
3,5	φ	0,100	0,890	1,045
	$\sigma_{вх}$	0,250	0,250	0,250
4,0	φ	0,100	0,901	1,06
	$\sigma_{вх}$	0,155	0,155	0,155



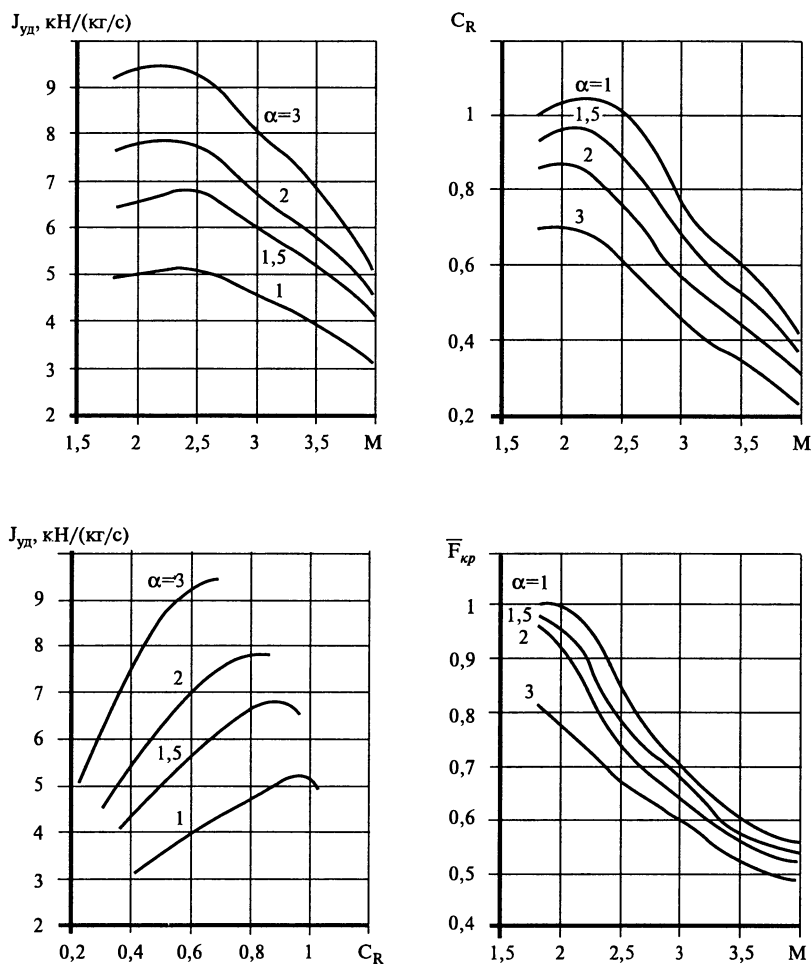


Рис. 5.4. Основные характеристики РПДТ на первом режиме работы ($F_{кр} = \text{var}$, $\theta = \text{const}$, $\alpha = \text{const}$)

сечения сопла ($\bar{F}_{кр} = F_{кр}/F_{к.с}$) в зависимости от условий полета. Видно, что влияние коэффициента избытка окислителя α на удельный импульс и на коэффициент тяги имеет прямо противоположный характер (с увеличением α удельный импульс возрастает, а коэффициент тяги убывает).

Диапазон регулирования по $\bar{F}_{кр}$ с увеличением числа M полета и α возрастает.

Второй режим согласования работы двигателя и ВЗУ

$$(F_{кр} = \text{const}; \theta = \text{var}; \alpha = \text{const})$$

Режим характеризуется тем, что при заданных значениях $F_{кр}$ и α согласование работы двигателя и ВЗУ осуществляется путем нахождения точки совместной работы на дроссельной характеристике ВЗУ.

Результаты исследований характеристик РПДТ на втором режиме работы приведены на рис. 5.5. Помимо $J_{уд}$ и C_R , здесь даны зависимости

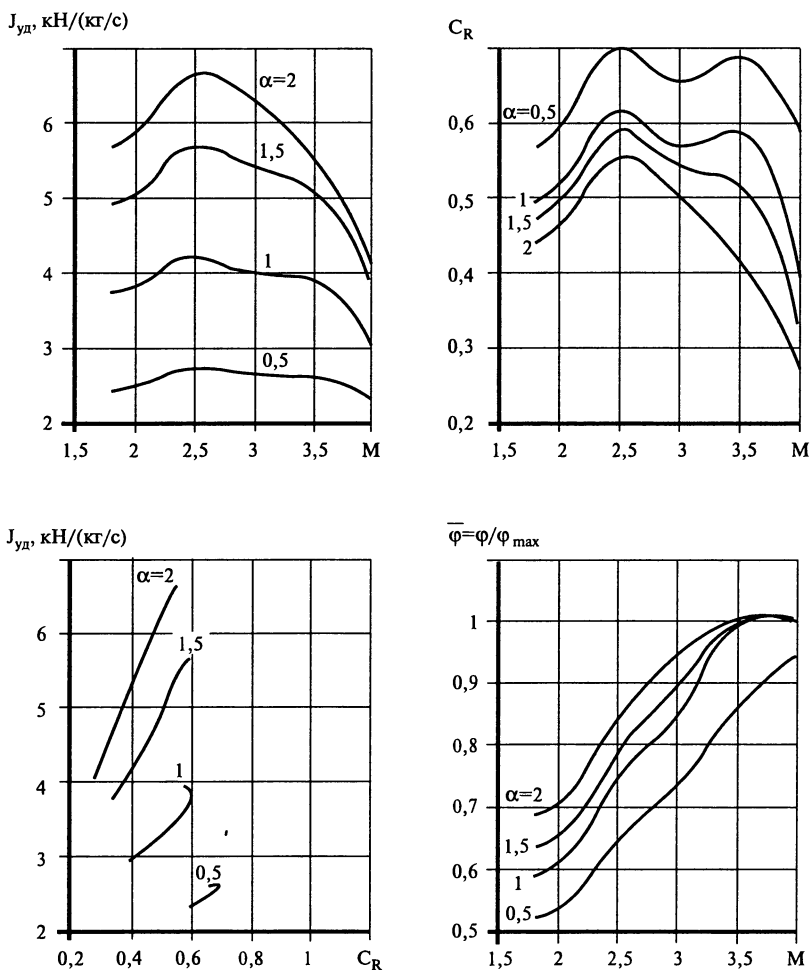


Рис. 5.5. Основные характеристики РПДТ на втором режиме работы ($F_{кр} = \text{const}$, $\theta = \text{var}$, $\alpha = \text{const}$)

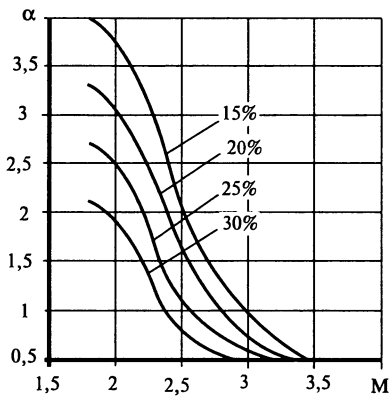


Рис. 5.6. Влияние запаса по помпажу на втором режиме работы

$\bar{\varphi} = \varphi / \varphi_{\max}$ от числа M полета. Видно, что для α , меняющегося в диапазоне 1–2, точка согласования лежит на горизонтальной ветви дроссельной характеристики (см. рис. 5.3, а) при $M < 3,5$. При больших значениях M точка согласования переходит на вертикальную ветвь (см. рис. 5.3, в). Для $\alpha = 0,5$ во всем исследуемом диапазоне M полета точка согласования находится на горизонтальной ветви.

Результаты расчетов на рис. 5.5 приведены без ограничений на помпаж. Влияние запаса по помпажу ($\Delta\varphi = 1 - \bar{\varphi}$, %) на втором режиме работы двигателя проиллюстрировано на рис. 5.6. Видно, что с уменьшением запаса по помпажу увеличиваются значения α .

При $\alpha = 0,5$ двигатель во всем диапазоне чисел M может работать (без «запирания» КС) только при 50% запаса по помпажу.

Третий режим согласования работы двигателя и ВЗУ ($F_{кр} = \text{const}$; $\theta = \text{const}$; $\alpha = \text{var}$)

Этот режим характеризуется тем, что при $F_{кр} = \text{const}$ ВЗУ работает на заданном режиме $\theta = \text{const}$ (см. рис. 5.3, б), а согласование параметров силовой установки осуществляется путем изменения режима

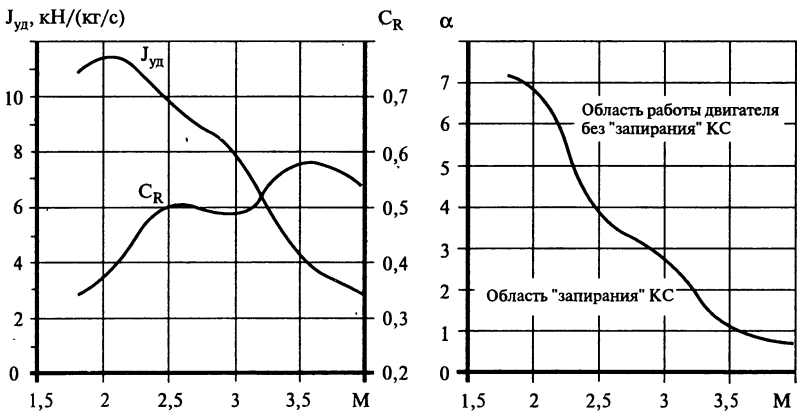


Рис. 5.7. Основные характеристики РПДТ на третьем режиме работы ($F_{кр} = \text{const}$, $\theta = \theta_0$, $\alpha = \text{var}$)

работы двигателя (подачи топлива), т.е. осуществляется так называемое «тепловое» регулирование.

Результаты расчета характеристик РПДТ на третьем режиме (при работе в угловой точке) приведены на рис. 5.7, где показано изменение $J_{уд}$ и C_R по числу M полета. Здесь же приведена зависимость α по числу M полета, разделяющая область режимов работы двигателя на две: область теплового «запирания» КС и область работы двигателя без «запирания» КС [условие (5.51)]. То есть, при заданной геометрии двигателя и заданных условиях полета ($M, H, \alpha_{ат}$) режим работы двигателя можно менять только в сторону увеличения α (уменьшения расхода топлива G_{zz}) от предельного значения α . При уменьшении α (увеличении расхода топлива G_{zz}) происходит «запирание» КС.

Четвертый режим согласования работы двигателя и ВЗУ
($G_{zz} = \text{const}$)

Кроме основных трех режимов, целесообразно рассмотреть четвертый режим согласования параметров силовой установки, при котором задается фиксированный расход топлива ГГ ($G_{zz} = \text{const}$). Здесь возможны два случая, аналогичные первому и второму режимам ($F_{кр} = \text{var}, \theta = \text{const}$) и ($F_{кр} = \text{const}, \theta = \text{var}$). Коэффициент избытка окислителя α можно определить по известному соотношению

$$\alpha L_0 = \frac{\rho_n v_n \Phi F_{ax}}{G_{zz}}. \tag{5.61}$$

В качестве примера на рис. 5.8 представлены результаты расчетов характеристик РПДТ при постоянном расходе топлива $G_{zz} = 1 \text{ кг/с}$. Рассматривался случай ($F_{кр} = \text{const}, \theta = \text{var}$).

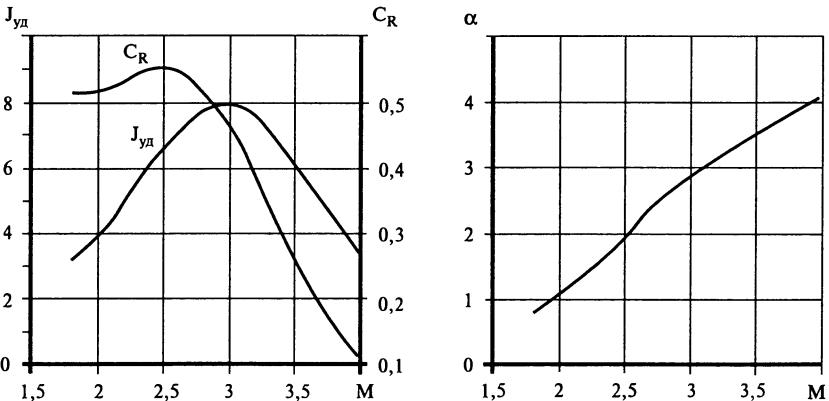


Рис. 5.8. Основные характеристики РПДТ на четвертом режиме работы ($F_{кр} = \text{const}, \theta = \text{var}, G_{zz} = \text{const}$)

5.2. ВЛИЯНИЕ К-ФАЗЫ НА РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС ИРПДТ

5.2.1. Расчет потерь на двухфазность

Продукты сгорания РПДТ, как правило, содержат окислы металлов в виде конденсированных частиц (к-фазы). Содержание последней в камере сгорания и сопле РПДТ обычно невелико (5–15%), однако в продуктах сгорания газогенератора РПДТ (до смешения с воздухом) содержание к-фазы может достигать 70%. Для стартовых РДТТ характерное содержание к-фазы составляет 30–35%. Вопросам газодинамики двухфазных течений посвящено большое количество публикаций. Наиболее полно эти вопросы освещены в монографиях [5.12–5.14].

При математическом моделировании рабочего процесса РПДТ использовалась простейшая модель двухфазного потока, основанная на предположении о динамическом и термическом равновесии газовой и конденсированной фаз. Кроме того, считалось, что к-фаза занимает пренебрежимо малый объем, а двухфазная смесь рассматривалась как псевдогаз. Влияние неравновесности двухфазной смеси и конечности объема к-фазы при течении продуктов сгорания в сопле двигателя и сопловых отверстиях головки ГГ предполагалось учитывать с помощью коэффициентов потери импульса ξ_c , $\xi_{ГГ}$ и коэффициентов расхода φ_c , $\varphi_{ГГ}$.

Рассмотрим одномерное стационарное течение двухфазной смеси в канале (сопле). Примем следующие допущения:

- газовая фаза обладает свойствами совершенного газа;
- течение газовой фазы в канале рассматривается как «замороженное», т.е. химические реакции отсутствуют, а физико-химические характеристики газовой фазы не зависят от температуры (c_p , c_v , μ , $\lambda = \text{const}$);
- к-фаза состоит из сферических твердых или жидких частиц с плотностью ρ_k и диаметром d_k ;
- частицы между собой не взаимодействуют;
- теплоемкость к-фазы c_k не зависит от температуры;
- массовая доля к-фазы постоянна по длине канала ($z = \text{const}$).

Система уравнений, описывающих движение двухфазной смеси, в рамках принятых допущений, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d[\rho v(F - F_k)]}{dx} + \frac{d(\rho_k v_k F_k)}{dx} &= 0; \\ \frac{d[\rho v^2(F - F_k)]}{dx} + (F - F_k) \frac{dp}{dx} + \frac{d(\rho_k v_k^2 F_k)}{dx} &= 0; \\ \frac{d}{dx} [\rho v I^*(F - F_k)] + \frac{d}{dx} (\rho_k v_k E_k^* F_k) &= 0. \end{aligned} \quad (5.62)$$

Здесь p , ρ , T , v — давление, плотность, температура и скорость газовой фазы; I^* — ее полная энтальпия;

$$I^* = I + \frac{v^2}{2}; \quad (5.63)$$

I — энтальпия газовой фазы в «замороженном» процессе;

$$I = \frac{k}{k-1} RT; \quad (5.64)$$

k — коэффициент адиабаты; R — газовая постоянная;

ρ_k , T_k , v_k — плотность, температура и скорость к-фазы; E_k^* — ее полная энергия

$$E_k^* = E_k + \frac{v_k^2}{2}; \quad (5.65)$$

E_k — внутренняя энергия к-фазы;

$$E_k = c_k T_k; \quad (5.66)$$

F , F_k — площадь сечения канала и площадь загромождения сечения к-фазой.

Запишем выражение для массовой доли к-фазы z в произвольном сечении канала:

$$z = \frac{\rho_k v_k F_k}{\rho v (F - F_k) + \rho_k v_k F_k}. \quad (5.67)$$

Площадь загромождения сечения F_k определится из (5.67) как

$$F_k = \frac{z}{\rho_k v_k} \frac{F}{\left(\frac{1-z}{\rho v} + \frac{z}{\rho_k v_k} \right)}. \quad (5.68)$$

Систему уравнений (5.62) необходимо дополнить уравнением состояния газовой фазы

$$p = \rho RT. \quad (5.69)$$

Запишем уравнения сохранения количества движения и энергии частицы к-фазы в системе координат, связанной с частицей [5.10]:

$$\begin{aligned} \frac{dv_k}{dx} &= \frac{3}{4} \frac{C_x \rho |v - v_k| (v - v_k)}{v_k \rho_k d_k}; \\ \frac{dT_k}{dx} &= \frac{6\alpha (T - T_k)}{v_k \rho_k d_k c_k}, \end{aligned} \quad (5.70)$$

где C_x и α — коэффициенты аэродинамического сопротивления и теплоотдачи сферической частицы.

Коэффициент C_x оказывает существенно более сильное влияние на параметры двухфазного течения, чем коэффициент теплоотдачи α ,

поэтому вопрос о выборе выражения для этого коэффициента рассмотрим более подробно.

Наиболее простое выражение для коэффициента C_x дает формула Стокса [5.14]:

$$C_x = \frac{24}{\text{Re}}, \quad (5.71)$$

где Re — число Рейнольдса потока газа, движущегося относительно частиц;

$$\text{Re} = \frac{\rho |v - v_k| d_k}{\mu}, \quad (5.72)$$

μ — коэффициент динамической вязкости газовой фазы.

Стоксовский закон сопротивления сферической частицы не учитывает эффекты разреженности, сжимаемости и инерционности. Для учета этих эффектов было предложено следующее выражение для C_x [5.15]:

$$C_x = \frac{24}{\text{Re}} \frac{(1 + 0,15 \text{Re}^{0,687}) \left[1 + \exp\left(-\frac{0,427}{M^{4,63}} - \frac{3}{\text{Re}^{0,88}}\right) \right]}{1 + \frac{M}{\text{Re}} \left[3,82 + 1,28 \exp\left(-1,25 \frac{\text{Re}}{M}\right) \right]}, \quad (5.73)$$

где M — число Маха при движении газа относительно частиц;

$$M = \frac{|v - v_k|}{a}, \quad (5.74)$$

a — скорость звука в газовой фазе;

$$a = \sqrt{kRT}. \quad (5.75)$$

Существуют и иные формулы для вычисления коэффициента сопротивления C_x . В работе [5.16] для учета инерционности приводится выражение

$$C_x = \frac{21,12}{\text{Re}} + \frac{6,3}{\sqrt{\text{Re}}} + 0,25, \quad (5.76)$$

полученное путем обработки методом наименьших квадратов стандартных данных по сопротивлению сферы в несжимаемой жидкости в широком диапазоне чисел Re : от 0,1 до 1000.

Коэффициент теплоотдачи α для сферической частицы определяется по известному выражению

$$\alpha = \text{Nu} \lambda / d_k, \quad (5.77)$$

где Nu — число Нуссельта, которое можно определить по формуле Дрейка [5.15]:

$$\text{Nu} = 2 + 0,459 \text{Re}^{0,56} \text{Pr}^{0,3}; \quad (5.78)$$

Pr — число Прандтля;

$$Pr = \mu c_p / \lambda; \quad (5.79)$$

c_p, λ — теплоемкость при постоянном давлении и коэффициент теплопроводности газовой фазы.

Рассмотрим граничные условия к системе уравнений (5.62–5.79). Полагаем, что на входе в сопло (в сечении $x = 0$) заданы полные давление p_0^* и температура T_0^* двухфазной смеси. Необходимо отметить, что использование понятий «полное давление» и «полная температура» для неравновесной двухфазной смеси не совсем корректно, поскольку при нулевой скорости газовой фазы скорость κ-фазы может быть отлична от нуля. Примем в качестве допущения, что торможение двухфазной неравновесной смеси от параметров газовой фазы на входе в сопло p_0, T_0, ρ_0, v_0 до заторможенных параметров p_0^* и T_0^* двухфазной смеси осуществляется динамически и термически равновесно. Тогда для параметров на входе в сопло будут справедливы равенства

$$v_{k0} = v_0, \quad T_{k0} = T_0. \quad (5.80)$$

Статические параметры газовой фазы в этом сечении определяются из выражений

$$T_0 = T_0^* - \frac{v_0^2}{2c_{cm}}; \quad p_0 = p_0^* \left(\frac{T_0}{T_0^*} \right)^{\frac{k_{cm}}{k_{cm}-1}}, \quad (5.81)$$

где k_{cm}, c_{cm} — коэффициент адиабаты и удельная теплоемкость двухфазной смеси (5.45), (5.46); теплоемкость газовой фазы в «замороженном процессе» определяется из выражения

$$c_p = \frac{kR}{k-1}. \quad (5.82)$$

Для замыкания задачи необходимо еще одно граничное условие. Это условие записывается в критическом сечении сопла ($x = x_{kp}$):

$$v_{kp} = a_{kp}. \quad (5.83)$$

Систему уравнений (5.62) можно привести к виду (4.11) для стационарного случая. При этом правые части системы уравнений (4.11) определяются как

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{d(\rho v F_k)}{dx}; \\ Q_2 &= \frac{d}{dx} [(\rho v^2 - \rho_k v_k^2) F_k] + F_k \frac{dp}{dx}; \\ Q_3 &= \frac{d}{dx} [(\rho v I^* - \rho_k v_k E_k^*) F_k]. \end{aligned} \quad (5.84)$$

То есть система уравнений (5.62), описывающая течение двухфазной смеси в канале, может быть сведена к системе газодинамических уравнений с распределенными по длине канала массо-, энергоподводом и подводом импульса (4.11), которая использовалась при расчете рабочего процесса в БСРДТТ (гл. 4).

Как было показано в гл. 4, при ненулевых значениях правых частей Q_1 , Q_2 , Q_3 местоположения критического сечения и сечения минимальной площади канала не совпадают между собой. Для определения местоположения критического сечения канала в этом случае используется условие

$$\frac{k+1}{2} v^2 Q_1 - k v \left(Q_2 + p \frac{dF}{dx} \right) + (k-1) Q_3 = 0. \quad (5.85)$$

Условие (5.85) справедливо как для гладкого профиля сопла, так и для профиля с угловой точкой в сечении минимальной площади. Если в сечении минимальной площади имеется угловая точка, в которой левая часть уравнения (5.85) меняет знак за счет скачка производной dF/dx , то критическое сечение фиксируется в сечении с угловой точкой. При гладком профиле сопла в сечении минимальной площади скорость газа при течении с частицами всегда меньше скорости звука. Впервые этот эффект был отмечен в работе [5.17].

При численном решении системы уравнений (5.62–5.79) с граничными условиями (5.81), (5.83), (5.85) используем метод конечных объемов, описанный в гл. 4, в сочетании с методом Эйлера. Для этого необходимо систему уравнений (5.62) проинтегрировать от сечения x_i до сечения x_{i+1} . При интегрировании уравнения сохранения импульса используем теорему о среднем. Полученные алгебраические соотношения устанавливают связь между параметрами p , ρ , v , v_k , T_k в $(i+1)$ -ом и i -ом сечениях. Выразив параметры p_{i+1} , ρ_{i+1} , v_{i+1} из этих соотношений, используем их при решении системы ОДУ (5.70) методом Эйлера, в результате чего определим параметры v_k , T_k в $(i+1)$ -ом сечении.

Параметры ρ_{i+1} , ρ_{i+1} , v_{i+1} вычисляются с помощью следующих рекуррентных формул:

$$\begin{aligned} v_{i+1} &= \frac{k}{k+1} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}} \left(1 \pm \sqrt{1 - 2 \frac{k^2 - 1}{k^2} \frac{C_{i+1} A_{i+1}}{B_{i+1}^2}} \right); \\ \rho_{i+1} &= B_{i+1} - A_{i+1} v_{i+1}; \\ \rho_{i+1} &= \frac{A_{i+1}}{v_{i+1}}, \end{aligned} \quad (5.86)$$

где A_{i+1} , B_{i+1} , C_{i+1} — плотность тока, а также импульс и энергия, приходящиеся на единицу площади газовой фазы в $(i+1)$ -м сечении;

$$\begin{aligned}
 A_{i+1} &= \frac{G_{\text{CM}}(1-z)}{F_{i+1} - \frac{G_{\text{CM}}z}{\rho_{\text{K}}v_{\text{K},i+1}}}; \\
 B_{i+1} &= \frac{A_{i+1}}{1-z} \left[\frac{J_{\text{CM}} + p_{\text{CP}} \left[(F - F_{\text{K}})_{i+1} - (F - F_{\text{K}})_i \right]}{G_{\text{CM}}} - z v_{\text{K},i+1} \right]; \\
 C_{i+1} &= \frac{A_{i+1}}{1-z} \left[I_{\text{CM}} - z \left(c_{\text{K}} T_{\text{K},i+1} + \frac{v_{\text{K},i+1}^2}{2} \right) \right],
 \end{aligned} \quad (5.87)$$

а параметры G_{CM} , J_{CM} , I_{CM} , в свою очередь выражаются следующими формулами:

$$\begin{aligned}
 G_{\text{CM}} &= \frac{F_i}{\frac{1-z}{\rho_i v_i} + \frac{z}{\rho_{\text{K}} v_{\text{K},i}}}; \\
 J_{\text{CM}} &= G_{\text{CM}} \left[(1-z) \left(v_i + \frac{p_i}{\rho_i v_i} \right) + z v_{\text{K},i} \right]; \\
 I_{\text{CM}} &= (1-z) \left(\frac{k}{k-1} \frac{p_i}{\rho_i} + \frac{v_i^2}{2} \right) + z \left(c_{\text{K}} T_{\text{K},i} + \frac{v_{\text{K},i}^2}{2} \right).
 \end{aligned} \quad (5.88)$$

В выражении для скорости v_{i+1} (5.86) знак минус берется в дозвуковой области, а знак плюс — в сверхзвуковой. В выражении (5.87) давление, обозначенное индексом «ср», вычисляется как среднее между i -ым и $(i+1)$ -ым сечениями. Расчет проводится в два приближения, в первом приближении p_{CP} , а также $(F - F_{\text{K}})_{i+1}$ (за исключением площади сечения F_{i+1}) вычисляются по параметрам в i -ом сечении. При вычислении параметров $v_{\text{K},i+1}$, $T_{\text{K},i+1}$ используется стандартная процедура метода Эйлера применительно к системе уравнений (5.70).

Решение системы уравнений (5.62–5.79) должно удовлетворять как начальным условиям (5.80), так и условиям в критическом сечении (5.83), (5.85). Скорость газовой фазы на входе в сопло v_0 изначально является неизвестной величиной. Она находится в ходе последовательных приближений в результате совмещения сечений, где выполняются условия (5.83) и (5.85).

Использование интегрального метода конечных объемов при решении системы уравнений, описывающих двухфазное течение в сопле, позволяет безболезненно решить проблему прохождения особой точки в критическом сечении в ходе численного интегрирования уравнений. Данная проблема остро встает при решении этой системы уравнений в форме ОДУ каким-либо из известных методов (метод Рунге—Кутта и др.) [5.14].

Потери в сопле принято характеризовать двумя параметрами: коэффициентом потери импульса ξ_c и коэффициентом расхода сопла φ_c . Коэффициент потери импульса и коэффициент расхода сопла, связанные с неравновесностью двухфазной смеси, будем определять как

$$\xi_c = J_{уд.с}/J_{уд.с.0}, \quad (5.89)$$

$$\varphi_c = G/G_0, \quad (5.90)$$

где $J_{уд.с}$, $J_{уд.с.0}$ — удельные импульсы сопла при двухфазных неравновесном и равновесном течениях; G , G_0 — расходы продуктов сгорания при двухфазных неравновесном и равновесном течениях в сопле.

Необходимо отметить, что традиционно понимаемый коэффициент расхода сопла φ_c , который определяется экспериментально на холодном воздухе, всегда бывает меньше единицы. В этом случае коэффициент φ_c является коэффициентом согласования расчетного значения расхода сопла, вычисляемого по формуле (5.52) (при подстановке коэффициента адиабаты k и газовой постоянной R для газа), с экспериментальным. Расчетное значение расхода газа через сопло получается всегда больше экспериментального из-за того, что в реальном случае существуют потери на трение и, кроме того, в горловине сопла происходит сужение реальной струи газа. То есть эффективная площадь минимального проходного сечения реальной струи газа всегда меньше геометрической площади критического сечения сопла.

В нашем случае под коэффициентом расхода φ_c понимается коэффициент согласования двух расчетных расходов двухфазной смеси через сопло, полученных в рамках одномерного подхода: приближенного (равновесный расчет) и точного (неравновесный расчет). Эти расходы вычисляются при одинаковых значениях полного давления p_0^* и полной температуры T_0^* перед соплом. Ниоткуда не следует, что точное значение расхода двухфазной смеси в этом случае должно быть обязательно меньше приближенного значения, поэтому коэффициент расхода, определяемый из выражения (5.90), может быть и больше единицы.

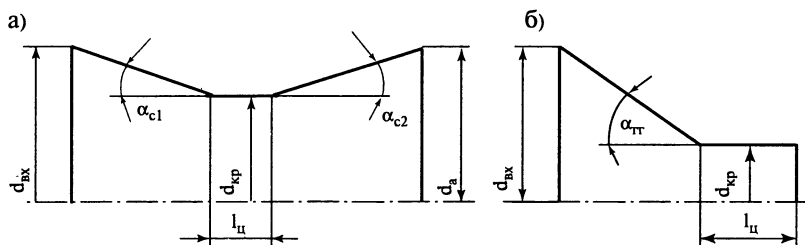


Рис. 5.9. Конфигурации сопла (а) и соплового отверстия ГГ (б) РПДТ

В случае равновесного течения двухфазная смесь рассматривается как псевдогаз с замороженными параметрами: газовой постоянной $R_{\text{см}}$, определяемой по формуле (5.3), и коэффициентом адиабаты $k_{\text{см}}$ (5.45). Расход G_0 и удельный импульс $J_{\text{уд.с.0}}$ вычисляются по формулам (5.52), (5.53), при подстановке вместо коэффициента изоэнтропы $n_{\text{кр}}$ коэффициента адиабаты двухфазной смеси $k_{\text{см}}$, а также соответствующих параметров p_0^* , T_0^* и $R_{\text{см}}$.

Рассмотрим следующие конфигурации сопла и соплового отверстия ГГ РПДТ (рис. 5.9).

Для сопла с параметрами: $d_{\text{вх}} = 0,287 \text{ м}$; $d_{\text{кр}} = 0,211 \text{ м}$; $d_a = 0,287 \text{ м}$; $l_{\text{ц}} = 0,01 \text{ м}$ и $\alpha_{\text{с1}} = \alpha_{\text{с2}} = 30^\circ$ были проведены иллюстративные расчеты по исследованию влияния неравновесности κ-фазы на коэффициент потери импульса $\xi_{\text{с}}$ и коэффициент расхода $\varphi_{\text{с}}$ сопла. В расчетах использовались следующие исходные данные:

- параметры на входе в сопло:

$$p_0^* = 0,6 \text{ МПа}, T_0^* = 1500 \text{ К};$$

- параметры газовой фазы:

$$R = 280 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

$$k = 1,25, \mu = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с},$$

$$\lambda = 0,1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

- параметры κ-фазы ($\text{В}_2\text{О}_3$):

$$\rho_{\text{к}} = 1840 \text{ кг}/\text{м}^3,$$

$$c_{\text{к}} = 1850 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

На рис. 5.10, 5.11 приведены зависимости коэффициента потери импульса $\xi_{\text{с}}$ и коэффициента расхода $\varphi_{\text{с}}$ сопла от массовой доли κ-фазы z при различных значениях диаметра частиц $d_{\text{к}}$. Видно, что данные зависимости имеют линейный характер по z , причем степень влияния диаметра частиц с ростом $d_{\text{к}}$ уменьшается. Кроме того, если коэффициент потери импульса с ростом z уменьшается, то коэффициент расхода возрастает. Произведение этих коэффициентов больше

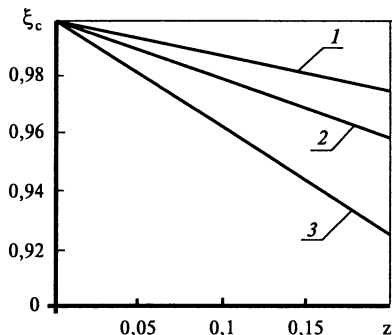


Рис. 5.10. Зависимость коэффициента потери импульса сопла $\xi_{\text{с}}$ от массовой доли κ-фазы z :

1 — $d_{\text{к}} = 5 \text{ мкм}$; 2 — $d_{\text{к}} = 10 \text{ мкм}$;
3 — $d_{\text{к}} = 50 \text{ мкм}$

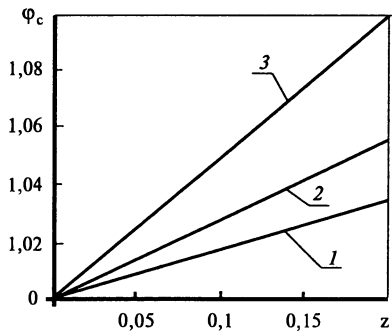


Рис. 5.11. Зависимость коэффициента расхода сопла $\varphi_{\text{с}}$ от массовой доли κ-фазы z :

1 — $d_{\text{к}} = 5 \text{ мкм}$; 2 — $d_{\text{к}} = 10 \text{ мкм}$;
3 — $d_{\text{к}} = 50 \text{ мкм}$

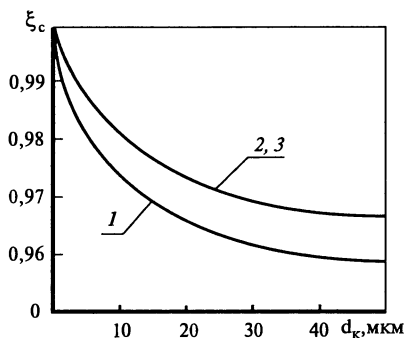


Рис. 5.12. Зависимость коэффициента потери импульса сопла от диаметра частиц ($z = 0,1$):

1 — закон Стокса; 2 — формула (5.73);
3 — формула (5.76)

единицы, т.е. импульс сопла при неравновесном течении двухфазной смеси больше, чем соответствующий импульс при равновесном течении. Это достигается за счет возрастания расхода при меньшем удельном импульсе.

В работе [5.14] влияние неравновесности k -фазы на расход сопла характеризуется коэффициентом потери расходного комплекса K_β ($\beta = p_0^* F_{кр} / G$). Коэффициент K_β связан с коэффициентом расхода сопла φ_c очевидным соотношением $K_\beta = 1/\varphi_c$, т.е. $\varphi_c \geq 1$ при $K_\beta \leq 1$.

Результаты расчетов, представленные на рис. 5.10–5.11, были по-

лучены при использовании выражения (5.76) для вычисления коэффициента аэродинамического сопротивления частиц C_x .

На рис. 5.12 показано как меняется коэффициент ξ_c с увеличением диаметра частиц d_k при $z = 0,1$. Видно, что при увеличении диаметра частиц коэффициент потери импульса сопла уменьшается, причем с ростом d_k влияние диаметра частиц затухает. Существует условное деление частиц на мелкие и крупные: частицы с $d_k \leq 5$ мкм считаются мелкими, частицы с $d_k \geq 10$ мкм считаются крупными [5.10].

Для того, чтобы оценить, как влияют различные выражения для C_x на величину коэффициента ξ_c , были проведены сравнительные расчеты, где коэффициент сопротивления C_x вычислялся по формулам (5.71) (закон Стокса), (5.73) и (5.76). Для случая $d_k = 50$ мкм значения коэффициента потери импульса сопла ξ_c равнялись 0,9572; 0,9629 и 0,9623, соответственно (см. рис. 5.12). Формулы (5.73) и (5.76) дают практически одинаковые потери импульса сопла.

При расчете коэффициента потери импульса $\xi_{гг}$ и коэффициента расхода $\varphi_{гг}$ сопловых отверстий ГГ будем рассматривать цилиндрический ГГ с диаметром камеры сгорания $D_{к.с}$ и торцевым зарядом. Обозначим через N число сопловых отверстий ГГ. Сопловая головка считается плоской.

Течение двухфазной смеси в камере сгорания вблизи сопловых отверстий ГГ имеет пространственный характер. В рамках одномерной модели рассмотрим следующую схему ГГ. Считаем, что к каждому сопловому отверстию двухфазная смесь подводится по цилиндрическому каналу диаметром

$$d_{вх} = \frac{D_{к.с}}{\sqrt{N}}. \quad (5.91)$$

Ускорение потока на входе в сопловое отверстие ГГ осуществляется в сужающемся коническом канале с полууглом конуса α (см. рис. 5.9, б).

При расчете коэффициентов $\xi_{ГГ}$ и $\varphi_{ГГ}$ граничные условия на входе в сопло должны быть изменены. Условия равновесности двухфазной смеси на входе в сопло (5.80) остаются в силе. Первое граничное условие (5.81) остается в прежнем виде, только здесь под полной температурой T_0^* необходимо понимать температуру горения твердого топлива. Второе граничное условие (5.81) заменяется условием баланса масс в ГГ (подвода массы от горения твердого топлива и расхода двухфазной смеси через сечение на входе в конический канал $F_{ВХ}$):

$$\rho_T S_3 B p_0^v = \frac{F_{ВХ}}{\frac{1-z}{\rho_0 v_0} + \frac{z}{\rho_{к0} v_{к0}}}, \quad (5.92)$$

где ρ_T — плотность твердого топлива; B, v — константы в законе горения твердого топлива ($u_T = B p^v$); S_3 — площадь поверхности горения заряда, приходящаяся на одно сопловое отверстие ГГ.

В правой части уравнения (5.92) стоит выражение для расхода двухфазной смеси, которое можно получить, подставив соотношения (5.68) в уравнение неразрывности (5.62).

Решая совместно уравнение (5.92) и первое граничное условие (5.81) с учетом условия равновесности двухфазной смеси в начальном сечении (5.80), выразим скорость v_0 через давление p_0 . Давление p_0 в ГГ при неравновесном течении двухфазной смеси определяется в ходе решения системы уравнений (5.62–5.79) с учетом граничного условия в критическом сечении (5.83), которое должно выполняться в конце цилиндрического участка соплового отверстия (см. рис. 5.9, б).

В случае равновесного течения двухфазной смеси давление p_0 в ГГ определится из выражения

$$p_0 = \left[\frac{\rho_T B \sqrt{R_{СМ} T_0^*} \pi (\lambda_0) F_{ВХ}}{m(k_{СМ}) F_{кР}} \right]^{\frac{1}{1-v}}, \quad (5.93)$$

где λ_0 определяется из соотношения $q(\lambda_0) = F_{кР}/F_{ВХ}$; $R_{СМ}, k_{СМ}$ — в соответствии с выражениями (5.3), (5.45), а $m(k_{СМ})$ — известная функция от $k_{СМ}$ [см. формулу (2.53)]; полагаем также, что $S_3 = F_{ВХ}$.

Рассмотрим ГГ со следующими параметрами:

- геометрические характеристики: $D_{к.с} = 0,287$ м, $d_{кР} = 0,007$ м, $l_{ц} = 0,006$ м, $N = 6$;
- характеристики топлива: $T_0^* = 2047$ К, $\rho_T = 1507$ кг/м³, $B = 6,47 \times 10^{-6}$, $v = 0,45$, $z = 0,5$;

- параметры газовой фазы: $R = 640 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $k = 1,28$, $\mu = 6 \times 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $\lambda = 0,41 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$;
- параметры к-фазы: $\rho_k = 1840 \text{ кг}/\text{м}^3$, $c_k = 2200 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

Влияние неравновесности к-фазы в ГГ проявляется в уменьшении удельного импульса сопловых отверстий ($\xi_{\text{ГГ}}$) и уменьшении давления в камере ГГ (коэффициент уменьшения давления K_p). Уменьшение давления в камере ГГ обусловлено тем, что к-фаза, содержащаяся в продуктах сгорания, не участвует в создании давления. В случае равновесного расчета двухфазный поток рассматривается как псевдогаз, удовлетворяющий уравнению состояния (5.69), т.е. весь массовый расход продуктов сгорания участвует в создании давления в камере ГГ. И хотя в равновесном расчете вводится поправка в газовую постоянную $R_{\text{см}}$ псевдогаза по сравнению с R газовой фазы (5.3), этого оказывается недостаточно.

Для выбранного ГГ были проведены параметрические расчеты по исследованию влияния диаметра частиц d_k на коэффициент потери импульса $\xi_{\text{ГГ}}$ и коэффициент уменьшения давления K_p . Результаты расчетов представлены на рис. 5.13.

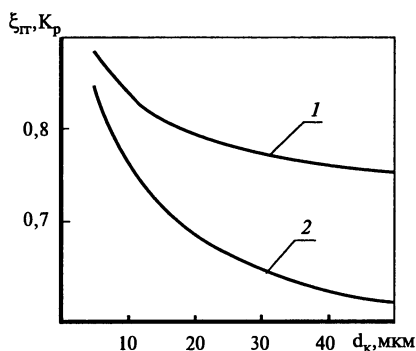


Рис. 5.13. Зависимости коэффициента потери импульса (1) и коэффициента уменьшения давления (2) ГГ от диаметра частиц ($\alpha_{\text{ГГ}} = 45^\circ$)

Видно, что влияние неравновесности течения двухфазной смеси в ГГ достаточно велико. Так, коэффициент потери импульса $\xi_{\text{ГГ}}$ меняется в диапазоне 0,76–0,88, а коэффициент уменьшения давления K_p — в диапазоне 0,62–0,85 (при массовой доле к-фазы $z = 0,5$ и при изменении d_k в пределах 5–50 мкм).

В данном случае коэффициент расхода сопловых отверстий $\varphi_{\text{ГГ}}$ (определяемый при $p_0^* = \text{const}$) не является коэффициентом согласования расходов в равновесном и неравновесном случае, поскольку неравновесность к-фазы приводит к уменьшению давления перед соплом. Обозначим через K_G коэффициент согласования равновесного и неравновесного расходов в газогенераторе, который можно получить из согласования приходов продуктов сгорания [см. (5.87)]:

$$K_G = (K_p)^v, \quad (5.94)$$

тогда коэффициент расхода сопла определится из выражения

$$\varphi_{\Gamma} = \frac{K_G}{K_p} = \frac{1}{(K_p)^{1-\nu}}. \quad (5.95)$$

Видно, что $K_G \leq 1$, а $\varphi_{\Gamma} \geq 1$, поскольку $K_p \leq 1$. В нашем случае (см. рис. 5.13) неравновесный расход меньше равновесного на 7–19%.

На рис. 5.14 показано влияние угла конусности входного участка соплового отверстия ГГ $\alpha_{\Gamma\Gamma}$ (см. рис. 5.9, б) на коэффициенты $\xi_{\Gamma\Gamma}$, K_p . Угол конусности $\alpha_{\Gamma\Gamma}$ — достаточно условный параметр. Он был введен для моделирования реального пространственного течения двухфазной смеси вблизи соплового отверстия ГГ с одномерным течением в канале. Как следует из рис. 5.14, влияние угла конусности входного участка соплового отверстия на коэффициенты $\xi_{\Gamma\Gamma}$ и K_p (при изменении $\alpha_{\Gamma\Gamma}$ от 20 до 70°) очень незначительно, поэтому при проведении расчетов можно принимать $\alpha_{\Gamma\Gamma}$ равным 45°.

Как следует из рис. 5.13, размер частиц к-фазы оказывает

сильное влияние на удельный импульс и давление в камере ГГ. В работе [5.18] методом отбора проб были определены размеры частиц Al_2O_3 в продуктах сгорания металлизированного топлива РДТТ на уровне 2–3 мкм. По данным работы [5.10], для топлив РДТТ с добавками Al размер частиц к-фазы в камере двигателя составляет $0,5 \leq d_k \leq 5$ мкм. В работе [5.19] отмечается, что в процессе горения смесевых твердых топлив, содержащих Al и Be, в камере сгорания диаметр частиц изменяется в диапазоне 1–4 мкм, а за срезом сопла — 10–16 мкм. Было также получено, что размер частиц к-фазы не зависит от исходного размера частиц Al в топливе [5.19], [5.20].

В газогенераторных топливах РПДТ в качестве высокоэнергетических компонентов обычно используются добавки В и Mg. К сожалению, в общедоступной литературе отсутствуют данные по размерам частиц окислов B_2O_3 и MgO, которые образуются в камерах газогенераторов РПДТ. В некоторых топливах при горении в газогенераторе, помимо конденсированных окислов металлов, образуются частицы

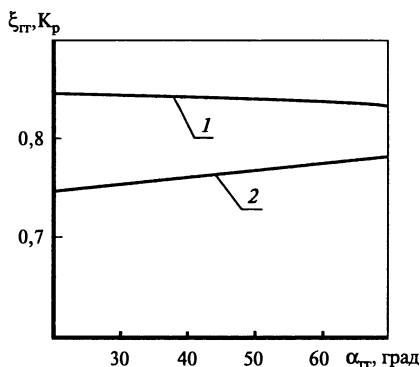


Рис. 5.14. Зависимости коэффициента потери импульса (1) и коэффициента уменьшения давления (2) ГГ от угла конусности входного участка соплового отверстия ($d_k = 10$ мкм)

углерода. Имеются данные, что размеры этих частиц могут составлять сотни микрон.

Эффект снижения давления в ГГ, связанный с влиянием k -фазы, можно использовать для косвенного определения среднего размера частиц в продуктах сгорания газогенераторных топлив РПДТ. Для этого в ходе эксперимента на модельном ГГ измеряются давление и температура перед сопловым отверстием, из равновесного термодинамического расчета определяются необходимые теплофизические характеристики продуктов сгорания (включая массовую долю k -фазы), а затем решается обратная задача — в ходе решения системы уравнений (5.62–5.79) определяется размер частиц, соответствующий измеренному давлению в ГГ.

Мы рассмотрели достаточно идеализированную картину течения в сопле двухфазной смеси ($z = \text{const}$, $d_k = \text{const}$). В реальном двухфазном потоке при течении по соплу по мере уменьшения температуры и давления происходит конденсация окислов металлов, что приводит к возрастанию массовой доли k -фазы z . Особенно сильно этот эффект проявляется при использовании борных топлив (конденсация B_2O_3). Для топлив на основе Al и Mg изменение массовых долей Al_2O_3 и MgO при движении продуктов сгорания по соплу незначительно [5.10].

Принятое нами допущение $z = \text{const}$ фактически не используется в предложенной расчетной схеме течения двухфазной смеси. Эта схема позволяет задавать массовую долю k -фазы в виде функции $z(x)$, меняющейся по длине канала, которая может быть получена из равновесного расчета течения в сопле продуктов сгорания (подразумевается расчет химического и фазового равновесия).

Второе допущение ($d_k = \text{const}$) предполагает монодисперсность k -фазы. Реальные продукты сгорания газогенераторных твердых топлив всегда полидисперсны. Кроме того, при движении частиц по соплу с разными скоростями (из-за разных размеров) происходят столкновения частиц. Результатом этих столкновений являются два противоположных процесса: коагуляция и дробление частиц.

Известно, что при течении двухфазных смесей в соплах имеет место эффект «шнурования», т.е. частицы k -фазы в дозвуковой части сопла сепарируют к оси [5.14]. В минимальном сечении сопла частицы концентрируются в некоторой окружности, при этом кольцевая область, прилегающая к стенке сопла, оказывается заполненной чистым газом. В сверхзвуковой части сопла частицы движутся по определенным траекториям, достигая стенки сопла только на значительном удалении от сечения минимальной площади. Двумерные расчеты двухфазного течения в осесимметричных соплах, проведенные без учета влияния отставания частиц на газ [5.21], показали, что частицы размером 2 мкм содержатся в плоскости минимального сечения на 80% радиуса, частицы же размером 10 мкм — лишь на 50% радиуса.

Эффект «шнурования» в двухфазных течениях — это чисто двумерный эффект, который в одномерной математической модели не может быть учтен. Однако, используя некоторые разумные допущения, можно оценить степень влияния этого эффекта на коэффициент потери удельного импульса сопла ξ_c в рамках одномерного подхода.

Будем считать, что в результате эффекта «шнурования» вся область течения в сопле двухфазной смеси делится на две подобласти: наружную (кольцевую), заполненную чистым газом, и внутреннюю (круговую), заполненную двухфазной смесью. При этом полагаем, что относительная площадь «шнурования» $\bar{F}_{\text{шн}} = F_{\text{шн}}/F$ — одна и та же для всех сечений сопла. Поскольку во внешней области отсутствуют потери на двухфазность, эффективный коэффициент потери импульса сопла можно представить в виде

$$\xi_{c,\text{эф}} = 1 - \bar{F}_{\text{шн}} + \xi_c \bar{F}_{\text{шн}}, \quad (5.96)$$

где ξ_c — коэффициент потери импульса во внутренней области.

Выразим коэффициент ξ_c через коэффициент ξ_{c0} , рассчитанный при одномерном подходе (при $\bar{F}_{\text{шн}} = 1$). Концентрация частиц во внутренней области $F_{\text{шн}}$ приводит к повышению в этой области массовой доли к-фазы z по сравнению с массовой долей к-фазы z_0 в случае $\bar{F}_{\text{шн}} = 1$. Как следует из рис. 5.10, между коэффициентом потери импульса ξ_c и массовой долей к-фазы z существует линейная зависимость, которую можно представить в виде

$$\xi_c = 1 - (1 - \xi_{c0}) \frac{z}{z_0}. \quad (5.97)$$

Считаем, что расход газовой фазы в случае «шнурования» распределяется по сечению равномерно, тогда массовые доли z_0 и z можно определить как

$$z_0 = \frac{G_{k0}}{G_{r0} + G_{k0}}; \quad z = \frac{G_{k0}}{G_{r0} \bar{F}_{\text{шн}} + G_{k0}}, \quad (5.98)$$

где G_{k0} , G_{r0} — расходы конденсированной и газовой фаз в одномерном расчете.

Решая совместно (5.98), получим

$$\frac{z}{z_0} = \frac{1}{(1 - z_0) \bar{F}_{\text{шн}} + z_0}. \quad (5.99)$$

Подставляя выражения (5.97), (5.99) в формулу (5.96), окончательно получим

$$\xi_{\text{эф}} = 1 - \frac{1 - \xi_{c0}}{(1 - z_0) + \frac{z_0}{\bar{F}_{\text{шн}}}}. \quad (5.100)$$

Видно, что при изменении относительной площади «шнурования» $\bar{F}_{\text{шн}}$ от 1 до 0 коэффициент потери импульса $\xi_{\text{эф}}$ меняется от ξ_0 до 1.

Отметим, что сопла РПДТ, в отличие от сопел РДТТ, имеют малую степень понижения давления ($\pi_c = 3\div 8$). Кроме того, они, как правило, имеют конический вход и коническую сверхзвуковую часть с небольшими углами конусности (см. рис. 5.9). Поэтому эффект «шнурования» для сопел РПДТ не так актуален, как для сопел РДТТ.

Особенностью некоторых газогенераторных топлив РПДТ является не только полидисперсность к-фазы, но и ее полифракционность, т.е. к-фаза может включать в себя несколько различных веществ со своими значениями плотности ρ_k , удельной теплоемкости c_k и диаметра частиц d_k (например двуокись бора и углерод).

Рассмотрим модель полифракционной двухфазной смеси. Полагаем, что к-фаза включает в себя n фракций. Обозначим через z_j , $d_{k,j}$, $\rho_{k,j}$, $c_{k,j}$ соответственно массовую долю, диаметр, плотность и удельную теплоемкость частиц j -й фракции. Считаем также справедливыми внутри каждой фракции все принятые ранее допущения для монофракционной к-фазы. Эффектами коагуляции и дробления частиц пренебрегаем.

Система уравнений, описывающая движение полифракционной двухфазной смеси, записывается аналогично (5.62):

$$\begin{aligned} \frac{d[\rho v(F - F_{k,\Sigma})]}{dx} + \frac{d}{dx} \left[\sum_{j=1}^n (\rho_k v_k F_k)_j \right] &= 0; \\ \frac{d[\rho v^2(F - F_{k,\Sigma})]}{dx} + (F - F_{k,\Sigma}) \frac{dp}{dx} + \frac{d}{dx} \left[\sum_{j=1}^n (\rho_k v_k^2 F_k)_j \right] &= 0; \quad (5.101) \\ \frac{d}{dx} [\rho v I^* (F - F_{k,\Sigma})] + \frac{d}{dx} \left[\sum_{j=1}^n (\rho_k v_k E_k^* F_k)_j \right] &= 0, \end{aligned}$$

$$\text{где } F_{k,\Sigma} = \sum_{j=1}^n F_{k,j}.$$

Записав выражения для массовых долей фракций z_j ($j = 1, \dots, n$) аналогично (5.67), выразим из них площадь загромождения проходного сечения $F_{k,m}$ для m -й фракции:

$$F_{k,m} = \frac{z_m}{\rho_{k,m} v_{k,m}} \frac{F}{\left(\frac{1 - z_{\Sigma}}{\rho v} + \sum_{j=1}^n \frac{z_j}{\rho_{k,j} v_{k,j}} \right)}, \quad (5.102)$$

$$\text{где } z_{\Sigma} = \sum_{j=1}^n z_j.$$

Для каждой из фракций записываются уравнения сохранения количества движения и энергии частиц аналогично (5.70).

При расчете течения полифракционной двухфазной смеси в сопле используются те же граничные условия, что и в случае монофракционной смеси (5.80), (5.81) и (5.83). Отличие будет состоять в выражениях для вычисления $R_{\text{см}}$ (5.3) и $c_{\text{см}}$ (5.46):

$$R_{\text{см}} = (1 - z_{\Sigma})R; \quad (5.103)$$

$$c_{\text{см}} = (1 - z_{\Sigma})c_p + \sum_{j=1}^n z_j c_{\kappa,j}. \quad (5.104)$$

При численном решении системы уравнений (5.101–5.104) для полифракционной двухфазной смеси используется тот же интегральный метод в сочетании с методом Эйлера. Параметры p_{i+1} , ρ_{i+1} , v_{i+1} вычисляются с помощью формул (5.86), а параметры A_{i+1} , B_{i+1} , C_{i+1} — из выражений

$$A_{i+1} = \frac{G_{\text{см}}(1 - z_{\Sigma})}{F_{i+1} - G_{\text{см}} \sum_{j=1}^n \frac{z_j}{\rho_{\kappa,j} v_{\kappa,j,i+1}}};$$

$$B_{i+1} = \frac{A_{i+1}}{1 - z_{\Sigma}} \left[\frac{J_{\text{см}} + p_{\text{ср}} [(F - F_{\kappa,\Sigma})_{i+1} - (F - F_{\kappa,\Sigma})_i]}{G_{\text{см}}} - \sum_{j=1}^n z_j v_{\kappa,j,i+1} \right]; \quad (5.105)$$

$$C_{i+1} = \frac{A_{i+1}}{1 - z_{\Sigma}} \left[I_{\text{см}} - \sum_{j=1}^n z_j \left(c_{\kappa,j} T_{\kappa,j,i+1} + \frac{v_{\kappa,j,i+1}^2}{2} \right) \right],$$

где

$$G_{\text{см}} = \frac{F_i}{\frac{1 - z_{\Sigma}}{\rho_i v_i} + \sum_{j=1}^n \frac{z_j}{\rho_{\kappa,j,i} v_{\kappa,j,i}}};$$

$$J_{\text{см}} = G_{\text{см}} \left[(1 - z_{\Sigma}) \left(v_i + \frac{p_i}{\rho_i v_i} \right) + \sum_{j=1}^n z_j v_{\kappa,j,i} \right]; \quad (5.106)$$

$$I_{\text{см}} = (1 - z_{\Sigma}) \left(\frac{k}{k-1} \frac{p_i}{\rho_i} + \frac{v_i^2}{2} \right) + \sum_{j=1}^n z_j \left(c_{\kappa,j} T_{\kappa,j,i} + \frac{v_{\kappa,j,i}^2}{2} \right).$$

При расчете течения полифракционной двухфазной смеси в сопловых отверстиях газогенератора уравнение баланса масс ГГ (5.92) записывается в виде

$$\rho_1 S_3 B p_0^v = \frac{F_{\text{вх}}}{\frac{1 - z}{\rho_0 v_0} + \sum_{j=1}^n \frac{z_j}{\rho_{\kappa,0j} v_{\kappa,0j}}}. \quad (5.107)$$

В правой части уравнения (5.107) стоит выражение для расхода полифракционной двухфазной смеси, которое можно получить, подставив соотношения (5.102) в уравнение неразрывности (5.101).

В качестве иллюстрации рассмотрим истечение из газогенератора двухфракционной двухфазной смеси. Считаем, что k -фаза состоит из частиц B_2O_3 [$z_1 = 0,35$; $d_{к,1} = 5$ мкм; $\rho_{к,1} = 1840$ кг/м³, $c_{к,1} = 2200$ Дж/(кг·К)] и C [$z_2 = 0,15$; $d_{к,2} = 50$ мкм; $\rho_{к,2} = 1000$ кг/м³, $c_{к,2} = 1900$ Дж/(кг·К)]. Параметры газогенератора и газовой фазы полагаем теми же, что и при расчете истечения монофракционной двухфазной смеси (рис. 5.13). В ходе расчетов получено: коэффициент уменьшения давления в газогенераторе $K_p = 0,797$, коэффициент потери импульса сопловых отверстий $\xi_{гр} = 0,856$, коэффициент согласования расходов $K_G = 0,903$. Для монофракционной двухфазной смеси, состоящей из частиц B_2O_3 ($z = z_1 + z_2$) соответствующие коэффициенты равны: $K_p = 0,857$; $\xi_{гр} = 0,890$; $K_G = 0,933$.

Рассмотрим влияние монофракционной монодисперсной k -фазы на рабочий процесс в РПДТ. Совместим сечение входа в сопло 0 с сечением z (см. рис. 5.1). В этом случае в сечении 0 должны выполняться граничные условия (5.81), а также условие баланса масс

$$\rho_n v_n F_{вх} \varphi(\theta) \left(1 + \frac{1}{\alpha L_0} \right) = \frac{F_r}{\frac{1-z}{\rho_0 v_0} + \frac{z}{\rho_{к0} v_{к0}}}, \quad (5.108)$$

где ρ_n — плотность воздуха; v_n — скорость полета; $F_{вх}$ — площадь входа в ВЗУ; φ — коэффициент расхода ВЗУ; θ — угол, определяемый положением рабочей точки на дроссельной характеристике ВЗУ (см. рис. 5.2).

Решая систему уравнений (5.81), (5.108) с учетом условий равновесности (5.80) и уравнения состояния (5.69), найдем параметры газовой фазы p_0 , T_0 и v_0 . Определение положения рабочей точки на дроссельной характеристике ВЗУ (угла θ на рис. 5.2) осуществляется в ходе решения нелинейного уравнения (5.83) относительно угла θ . Для этого предварительно решается система уравнений (5.62–5.79) совместно с системой уравнений по расчету параметров РПДТ от входа в ВЗУ до «горячего» сечения (см. п. 1.1).

Влияние неравновесности k -фазы в камере сгорания РПДТ, в первую очередь, проявляется в уменьшении удельного импульса сопла ξ_c . Рассмотрим влияние неравновесности k -фазы на расход через сопло.

Приход в камеру сгорания рабочего тела (5.108) зависит от угла θ (при постоянных значениях высоты H и числа M полета, а также при постоянном коэффициенте избытка воздуха α). Поэтому коэффициент согласования равновесного и неравновесного расходов (приходов) K_G

здесь определяется как

$$K_G = \frac{\varphi(K_\theta \theta_0)}{\varphi(\theta_0)}, \quad (5.109)$$

где θ_0 — равновесное значение угла θ ; K_θ — коэффициент уменьшения угла θ в связи с неравновесностью к-фазы.

Полное давление перед соплом (в «горячем» сечении камеры сгорания) связано с полным давлением воздуха на входе ВЗУ следующим соотношением:

$$p_2^* = p_n^* \sigma(\theta) \sigma_{к.с}, \quad (5.110)$$

где $\sigma_{к.с}$ — коэффициент восстановления полного давления камеры сгорания.

Параметр $\sigma_{к.с}$ слабо зависит от положения рабочей точки на дроссельной характеристике ВЗУ (угла θ), поэтому если рабочая точка находится на горизонтальной ветви дроссельной характеристики [$\sigma(\theta) = \text{const}$], то на входе в сопло практически сохраняется постоянство полного давления p_2^* . Как следует из рис. 5.11, неравновесность к-фазы в этих условиях приводит к возрастанию расхода через сопло ($K_G > 1$), а рабочая точка на дроссельной характеристике ВЗУ будет смещаться в сторону уменьшения угла θ .

Из условия (5.109) видно, что если рабочая точка находится на вертикальной ветви дроссельной характеристики [$\varphi(\theta) = \text{const}$], то $K_G = 1$. Полное давление перед соплом p_2^* под влиянием неравновесности к-фазы в этом случае уменьшается, т.е. рабочая точка также перемещается в направлении уменьшения угла θ .

При работе на горизонтальной ветви дроссельной характеристики потери, связанные с неравновесностью к-фазы, частично компенсируются уменьшением волнового сопротивления по жидкой линии ВЗУ. Это обусловлено тем, что при перемещении рабочей точки по горизонтальной ветви дроссельной характеристики к угловой точке уменьшается интенсивность отошедшей ударной волны.

При расчете тягово-экономических характеристик РПДТ с учетом неравновесности к-фазы осуществлялся предварительный расчет с последующей интерполяцией следующих равновесных характеристик продуктов сгорания:

- в камере сгорания («горячем» сечении КС) — полной температуры, коэффициента адиабаты смеси, массовой доли к-фазы, газовой постоянной и коэффициента адиабаты газовой фазы, коэффициентов теплопроводности и вязкости газовой фазы;
- в критическом сечении — массовой доли к-фазы;
- на срезе сопла — массовой доли к-фазы.

Все равновесные характеристики вычислялись при постоянном полном давлении в «горячем» сечении $p_2^* = 0,6$ МПа в зависимости от

полной условной энтальпии воздуха $I_{в,у}^*$ (5.42) и коэффициента избытка воздуха α . При вычислении массовой доли к-фазы на срезе сопла варьировалась также степень понижения давления в сопле π_c . Изменение массовой доли к-фазы z по длине сопла задавалось с помощью линейной интерполяции по трем значениям z : в камере, в критическом сечении и на срезе.

Были проведены параметрические расчеты по исследованию влияния неравновесности к-фазы на примере одного из вариантов РПДТ на борном топливе (аналогично табл. 5.2). Расчеты проводились при фиксированной высоте полета $H = 10$ км и при различных значениях числа M полета и коэффициента избытка воздуха α . Размер частиц V_2O_3 считался равным $d_k = 50$ мкм. В табл. 5.4 приведены результаты расчета коэффициента уменьшения угла θ на дроссельной характеристике ВЗУ K_θ . Видно, что коэффициент K_θ во всех случаях меньше единицы, т.е. неравновесность к-фазы приводит к смещению рабочей точки на дроссельной характеристике ВЗУ в сторону уменьшения угла θ .

В табл. 5.5 приведены расхождения между значениями эффективного удельного импульса двигателя $J_{уд,эф}$, рассчитанными для равновесной и неравновесной к-фазы.

Видно, что влияние неравновесности к-фазы на $J_{уд,эф}$ достаточно велико (при $d_k = 50$ мкм). Максимальное уменьшение эффективного удельного импульса двигателя в связи с неравновесностью к-фазы (до 6–8%) наблюдается при высоких значениях числа M и α (рабочая точка находится на вертикальной ветви дроссельной характеристики ВЗУ).

На горизонтальной ветви дроссельной характеристики (при малом числе M) наблюдается обратная картина — неравновесный эффектив-

Таблица 5.4

α	Значения коэффициента K_θ при числе M , равном			
	2	2,5	3	3,5
0,5	0,988	0,981	0,975	0,973
1	0,987	0,983	0,979	0,978
2	0,98	0,98	0,974	0,982
3	0,985	0,983	0,974	0,974

Таблица 5.5

α	Значения коэффициента $J_{уд,эф}$, %, при числе M , равном			
	2	2,5	3	3,5
0,5	2,2	3	5,3	6
1	-1,6	-0,1	2,9	3,8
2	-0,3	5,4	6,4	6,1
3	-0,8	4	5,8	8,4

ный удельный импульс больше равновесного (отрицательные значения приращений). Это связано с тем, что при смещении рабочей точки на горизонтальной ветви дроссельной характеристики в сторону уменьшения угла θ уменьшается интенсивность отошедшей ударной волны и сопротивление ВЗУ по жидкой линии. В тех случаях, когда приращения $J_{\text{уд.эф}}$ отрицательны, снижение сопротивления ВЗУ по жидкой линии не только парирует уменьшение удельного импульса двигателя, связанного с влиянием неравновесности к-фазы (коэффициент $\xi_c < 1$), но и превосходит его.

Смещение рабочей точки на горизонтальной ветви дроссельной характеристики в сторону уменьшения угла θ приводит также к увеличению коэффициента расхода ВЗУ ϕ . Как следует из выражения (5.108), это приводит к возрастанию самого расхода. Таким образом, если бы сравнение проводилось не по эффективному удельному импульсу, а по эффективной тяге двигателя, то эффект превышения неравновесного значения эффективной тяги по сравнению с равновесным значением на горизонтальной ветви дроссельной характеристики был бы еще сильнее.

В заключение отметим, что влияние неравновесности к-фазы на тягово-экономические характеристики РПДТ при работе на горизонтальной ветви дроссельной характеристики носит позитивный характер. Вместе с тем, необходимо отметить, что при проведении данного анализа был задан размер частиц V_2O_3 $d_k = 50$ мкм. Реальный же размер этих частиц неизвестен. Если взять размер частиц V_2O_3 равным размеру частиц Al_2O_3 в топливах РДТТ (≈ 5 мкм), то влияние неравновесности к-фазы на тягово-экономические характеристики РПДТ будет существенно меньше.

5.2.2. Влияние к-фазы на акустическую проводимость сопла

Исследование акустической устойчивости камер сгорания ракетных двигателей проводится, как правило, на основании акустического баланса. Важной характеристикой при этом является акустическая проводимость сопла, которая определяется как безразмерная передаточная функция, вычисленная в сечении на входе в сопло:

$$\eta = \rho a \frac{\delta v}{\delta p}, \quad (5.111)$$

где δv , δp — малые отклонения скорости и давления; ρ , a — плотность и скорость звука газового потока.

Акустическая проводимость сопла — комплексная величина ($\eta = \eta_1 + i\eta_2$) и характеризует вынос акустической энергии через сопло.

Чем больше действительная часть акустической проводимости η_1 , тем выше демпфирующие свойства сопла.

Рассмотрим течение в сопле монофракционной, монодисперсной двухфазной смеси. Считаем справедливыми все допущения, принятые в предыдущем пункте при расчете стационарного течения двухфазной смеси. Дополнительно принимаем следующие упрощения:

- поскольку плотности конденсированной и газовой фаз различаются на 2–3 порядка, плотность двухфазной смеси $\rho_{см}$ будем определять по выражению (5.2);
- считаем справедливым также соотношение $\rho_k v_k \gg \rho v$, в этом случае формула (5.68) принимает вид

$$F_k = \frac{z}{1-z} \frac{\rho v}{\rho_k v_k} F. \quad (5.112)$$

С учетом данных допущений система одномерных нестационарных уравнений, описывающая движение двухфазного потока в сопле, принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{F} \frac{\partial(\rho v F)}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial(\rho v_{см})}{\partial t} + \frac{1}{F} \frac{\partial(\rho v F v_{см})}{\partial x} + (1-z) \frac{\partial p}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial(\rho I_{см}^*)}{\partial t} - (1-z) \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{F} \frac{\partial(\rho v F I_{см}^*)}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (5.113)$$

где

$$v_{см} = (1-z)v + z v_k; \quad (5.114)$$

$$I_{см}^* = (1-z) \left(\frac{kRT}{k-1} + \frac{v^2}{2} \right) + z \left(c_k T_k + \frac{v_k^2}{2} \right). \quad (5.115)$$

Нестационарные уравнения для частиц к-фазы в предположении о том, что коэффициент аэродинамического сопротивления частиц удовлетворяет закону Стокса (5.71), записываются в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_k}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_k}{\partial x} &= q_1 (v - v_k); \\ \frac{\partial T_k}{\partial t} + v_k \frac{\partial T_k}{\partial x} &= q_2 (T - T_k), \end{aligned} \quad (5.116)$$

где

$$q_1 = \frac{18\mu}{\rho_k d_k^2}; \quad q_2 = \frac{6\lambda Nu}{c_k \rho_k d_k^2}. \quad (5.117)$$

Линеаризуем систему уравнений (5.113–5.117) относительно стационарного состояния (p^0 , T^0 , v^0 , v_k^0 , T_k^0), вводя малые возмущения соответствующих параметров (δp , δT , δv , δv_k , δT_k), и получим

$$\begin{aligned}\frac{d\delta p}{dx} &= (a_{11}\delta p + a_{12}\delta T + a_{13}\delta v)/\Delta; \\ \frac{d\delta T}{dx} &= (a_{21}\delta p + a_{22}\delta T + a_{23}\delta v + a_{24}\delta B + a_{25}\delta C)/\Delta; \\ \frac{d\delta v}{dx} &= (a_{31}\delta p + a_{32}\delta T + a_{33}\delta v + a_{34}\delta B + a_{35}\delta C)/\Delta; \\ \frac{d\delta v_k}{dx} &= \frac{q_1}{v_k^0}\delta v - \frac{1}{v_k^0}\left(s + \frac{dv_k^0}{dx} + q_1\right)\delta v_k; \\ \frac{d\delta T_k}{dx} &= \frac{q_2}{v_k^0}\delta T - \frac{1}{v_k^0}\frac{dT_k^0}{dx}\delta v_k - \frac{1}{v_k^0}(s + q_2)\delta T_k,\end{aligned}\quad (5.118)$$

где

$$\begin{aligned}\delta B &= \frac{z}{v_k^0}\left[(v^0 - v_k^0)s + v^0\left(\frac{dv_k^0}{dx} + q_1\right)\right]\delta v_k; \\ \delta C &= z\left[(v^0 - v_k^0)s + v^0 q_1\right]\delta v_k + \frac{zC_k}{v_k^0}\left[(v^0 - v_k^0)s + v^0 q_2\right]\delta T_k;\end{aligned}\quad (5.119)$$

s — комплексная частота ($s = \theta + i\omega$);

$$\Delta = \frac{(1-z)^2 Rv^0}{(k-1)p^0}\left[(a^0)^2 - (v^0)^2\right];\quad (5.120)$$

a^0 — скорость звука;

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{vmatrix};\quad (5.121)$$

$$\begin{aligned}b_{11} &= -n_{32}n_{23}; & b_{12} &= -(n_{12}n_{33} - n_{32}n_{13}); & b_{13} &= n_{12}n_{23}; \\ b_{21} &= -n_{21}n_{33}; & b_{22} &= n_{11}n_{33}; & b_{23} &= -(n_{11}n_{23} - n_{21}n_{13}); \\ b_{31} &= n_{21}n_{32}; & b_{32} &= -n_{11}n_{32}; & b_{33} &= -n_{21}n_{12};\end{aligned}\quad (5.122)$$

$$\begin{aligned}n_{11} &= v^0/p^0; & n_{12} &= -v^0/T^0; & n_{13} &= 1; \\ n_{21} &= (1-z)\frac{RT^0}{p^0}; & n_{23} &= (1-z)v^0; \\ n_{32} &= (1-z)\frac{kRv^0}{k-1}; & n_{33} &= (1-z)(v^0)^2;\end{aligned}\quad (5.123)$$

$$\begin{aligned}
k_{11} &= \frac{v^0}{(p^0)^2} \frac{dp^0}{dx} - \frac{s}{p^0}; & k_{12} &= -\frac{v^0}{(T^0)^2} \frac{dT^0}{dx} + \frac{s}{p^0}; \\
k_{13} &= -\frac{1}{p^0} \frac{dp^0}{dx} + \frac{1}{T^0} \frac{dT^0}{dx} - \frac{1}{F} \frac{dF}{dx}; \\
k_{21} &= (1-z) \frac{RT^0}{(p^0)^2} \frac{dp^0}{dx} + z \frac{(v^0 - v_k^0)}{p^0} s; \\
k_{22} &= -(1-z) \frac{R}{p^0} \frac{dp^0}{dx} - z \frac{(v^0 - v_k^0)}{T^0} s; & (5.124) \\
k_{23} &= -(1-z) \left(\frac{dv^0}{dx} + s \right) - z \left(\frac{dv_k^0}{dx} + \frac{v^0}{v_k^0} q_1 \right); \\
k_{31} &= (1-z) \frac{RT^0}{p^0} s; & k_{32} &= -(1-z) \frac{kR}{k-1} s - z c_k \frac{v^0}{v_k^0} q_2; \\
k_{33} &= -(1-z) \left(\frac{kR}{k-1} \frac{dT^0}{dx} + 2v^0 \frac{dv^0}{dx} + v^0 s \right) - z \left(c_k \frac{dT_k^0}{dx} + v^0 \frac{dv_k^0}{dx} + v^0 q_1 \right).
\end{aligned}$$

С целью упрощения при линейризации уравнения энергии частицы [пятое уравнение системы (5.118)] параметры, входящие в число Nu (5.117), не варьировались.

Стационарные параметры p^0 , T^0 , v^0 , v_k^0 , T_k^0 и их производные по координате x вычисляются в ходе решения стационарной задачи.

Рассмотрим граничные условия к системе уравнений (5.118–5.124). На входе в сопло задается единичное возмущение давления

$$\delta p_0 = 1. \quad (5.125)$$

При решении стационарной задачи полагалось, что во входном сечении сопла двухфазная смесь равновесна (5.80). Полагаем, что условия скоростной и температурной равновесности в этом сечении справедливы также и для малых возмущений

$$\delta v_{k0} = \delta v_0, \quad \delta T_{k0} = \delta T_0. \quad (5.126)$$

Кроме того, считаем, что во входном сечении сопла выполняется условие изоэнтропичности колебаний

$$\delta T_0 = \frac{(k_{cm} - 1)}{k_{cm}} \frac{T^0}{p^0} \delta p_0. \quad (5.127)$$

Пятое граничное условие можно записать в критическом сечении сопла исходя из условия существования производной $d\delta v/dx$ (5.118).

Поскольку знаменатель Δ (5.120) в критическом сечении равен нулю, то и числитель в третьем уравнении системы (5.118) также должен быть равен нулю:

$$f = a_{31}\delta p_{кр} + a_{32}\delta T_{кр} + a_{33}\delta v_{кр} + a_{32}\delta B_{кр} + a_{33}\delta C_{кр} = 0. \quad (5.128)$$

При вычислении акустической проводимости сопла используем свойство систем линейных ОДУ: решение этих систем является линейной комбинацией начальных условий. Тогда акустическая проводимость сопла определится как

$$\eta = -\rho^0 a^0 \frac{f_1}{f_2}, \quad (5.129)$$

где f_1, f_2 — выражения (5.128), вычисленные с начальными условиями (5.125–5.127) плюс условие $\delta v = 0$ — в первом случае и начальными условиями $\delta p = \delta T = \delta T_{кр} = 0, \delta v = \delta v_{кр} = 1$ — во втором.

Система уравнений (5.118–5.124) с соответствующими начальными условиями численно решалась в комплексных числах методом Эйлера на сетке в 4000 узлов. Граничное условие в критическом сечении (5.128) было получено из условия существования производной $d\delta v/dx$. Аналогичные соотношения в критическом сечении можно записать и из условий существования производных $d\delta p/dx, d\delta T/dx$. Их можно использовать для тестирования программы расчета, поскольку они все должны выполняться одновременно.

На рис. 5.15 приведены результаты экспериментального определения акустической проводимости сопла в импедансной трубе на холодном воздухе ($a^0 = 350$ м/с) [5.22]. Здесь же нанесены расчетные зависимости действительной η_1 и мнимой η_2 частей акустической проводимости сопла от частоты ν , полученные в предположении об изэнтропичности колебаний в воздушной среде. Ниже приводятся данные профиля сопла, использованного в эксперименте:

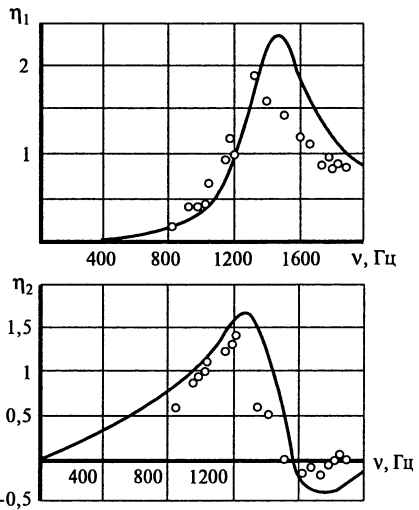


Рис. 5.15. Зависимость акустической проводимости сопла от частоты для продольных колебаний ($a = 350$ м/с): — — расчет; ○ — эксперимент

x, мм	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
y, мм	75,0	70,95	65,0	59,25	53,5	47,75	41,9	36,15	30,4	26,3	25,0

Расчеты проводились для случая $s = i\omega$ ($\Theta = 0$). Видно, что расчет достаточно хорошо воспроизводит экспериментальные данные. Результаты расчета использовались для тестирования задачи об определении акустической проводимости сопла с учетом двухфазности продуктов сгорания. Для сопла того же профиля был проведен расчет акустической проводимости при течении двухфазных продуктов сгорания алюминизированного твердого топлива. Расчет проводился при следующих исходных данных: полное давление $p_0^* = 10$ МПа и полная температура $T_0^* = 3300$ К на входе в сопло, газовая постоянная $R = 440$ КДж/(кг·К) и коэффициент адиабаты $k = 1,27$ газовой фазы, массовая доля к-фазы (Al_2O_3) $z = 0,3$.

Как уже отмечалось в предыдущем пункте, при течении двухфазной смеси в сопле с плавным профилем в районе горловины сечение, где скорость газа достигает скорости звука, смещается к срезу сопла от сечения с минимальной площадью. Для того, чтобы обеспечить такую возможность в нашем случае профиль сопла был продлен на один шаг и был взят симметричным относительно сечения с минимальной площадью [$y(12) = y(10)$].

На рис. 5.16 приведены результаты расчета акустической проводимости сопла для двухфазной смеси с диаметром частиц $d_k = 5$ мкм (кривые 1) при изменении частоты в диапазоне $\nu = 4 \div 6$ КГц. Здесь же

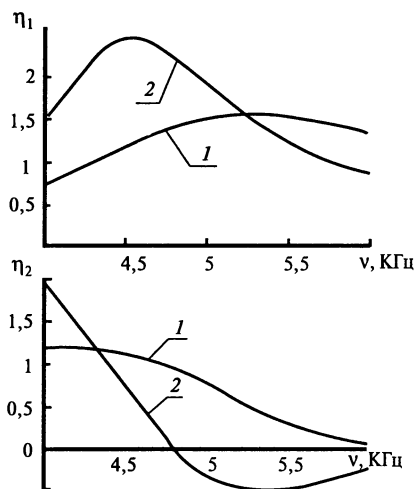


Рис. 5.16. Зависимости действительной η_1 и мнимой η_2 частей акустической проводимости сопла от частоты ν : 1 — двухфазная смесь ($z = 0,3$; $d_k = 5$ мкм); 2 — равновесное приближение (псевдогаз)

нанесены кривые 2, соответствующие равновесному приближению, т.е. когда двухфазная смесь рассматривается как псевдогаз с параметрами $R_{см}$ (5.3) и $k_{см}$ (5.45–5.46). Видно, что равновесные и неравновесные зависимости η_1 и η_2 от ν существенно различаются. Так, если максимальное значение действительной части в равновесном случае составляет $\eta_1 \approx 2,5$ и реализуется при частоте $\nu \approx 4,55$ КГц, то при учете неравновесности к-фазы эти параметры равняются $\eta_1 \approx 1,5$ и $\nu \approx 5,25$ КГц, соответственно.

На рис. 5.17 приведены зависимости максимального значения действительной части акустической проводимости сопла η_{1m} и частоты ν_m , соответствующей этому максимальному значению, от диаметра частиц к-фазы d_k .

Видно, что влияние d_k достаточно велико. Так, при изменении d_k от 1 мкм до 50 мкм значения η_{1m} и v_m меняются в диапазонах 1,5–2,4 и 4,5–5,5 КГц, соответственно. Зависимость η_{1m} при $d_k = 10$ мкм имеет минимум. Частота v_m в диапазоне изменения $d_k = 10 \div 50$ мкм почти не меняется. Наличие минимума в зависимости η_{1m} от d_k можно объяснить следующим образом. При больших значениях диаметров частиц к-фазы ($d_k > 50$ мкм) обмен акустической энергией между газом и частицами практически не происходит из-за большой инерционности частиц, поэтому значение η_{1m} в этом случае определяется только газовой фазой. При уменьшении d_k увеличивается обмен акустической энергией между газом и частицами, но вынос акустической энергии частиц через сопло осуществляется с меньшей скоростью из-за отставания скорости частиц от скорости газа. Это приводит к уменьшению значения η_{1m} . При уменьшении диаметра частиц ниже 10 мкм двухфазная смесь из-за малой инерционности частиц приобретает свойства псевдогаза, поэтому действительная часть η_{1m} начинает увеличиваться, стремясь к значению 2,48 для псевдогаза (см. рис. 5.16).

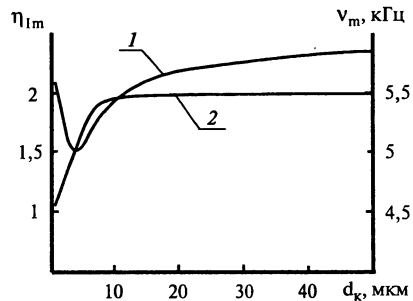


Рис. 5.17. Зависимости максимального значения действительной части акустической проводимости сопла (1) и частоты, соответствующей этому максимальному значению (2), от диаметра частиц к-фазы d_k

5.3. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЗАРЯДА ГАЗОГЕНЕРАТОРА РПДТ

5.3.1. Расчет газоприхода от газогенератора РПДТ

Расчет газоприхода в камеру сгорания РПДТ от работающего газогенератора проводится в ходе решения уравнений баланса массы и энергии, записанных для свободного объема ГГ [см. гл 2. (2.47–2.53)].

Преобразуем систему уравнений (2.47), выразив производные от давления p_k и температуры T_k в камере ГГ по времени:

$$\begin{aligned} \frac{dp_k}{dt} &= \frac{S_k}{V_k} u_k (k\eta_{гр} \rho_T RT_{T,г} - p_k) - k\phi_{гр} m \frac{F_{кр}}{V_k} p_k \sqrt{RT_k}; \\ \frac{dT_k}{dt} &= \frac{S_3}{V_k} \rho_T (k\eta_{гр} T_{T,г} - T_k) \frac{u_T RT_k}{p_k} - (k-1)\phi_{гр} m \frac{F_{кр}}{V_k} T_k \sqrt{RT_k}. \end{aligned} \quad (5.130)$$

Параметры R и k слабо зависят от давления p_k , поэтому в ходе преобразований пренебрегаем их производными по давлению (напомним, что R и k двухфазной смеси определяются в зависимости от p_k из равновесного расчета).

Систему уравнений (5.130) необходимо дополнить уравнениями, определяющими изменения объема камеры сгорания V_k и выгоревшего свода заряда e :

$$\frac{dV_k}{dt} = S_3 u_T, \quad (5.131)$$

$$\frac{de}{dt} = u_T. \quad (5.132)$$

Замыкают систему дифференциальных уравнений (5.130–5.132) два алгебраических соотношения: закон выгорания заряда

$$S_3 = S_3(e), \quad (5.133)$$

и закон стационарного горения твердого топлива (5.14).

Начальные условия для системы уравнений (5.130–5.133) запишутся в следующем виде:

при $t = 0$

$$e = 0; \quad V_k = V_{k0}; \quad (5.134)$$

$$p_k = \left[\frac{\rho_T B \sqrt{\eta_{ГГ} R T_{ТГ}} S_{30} \exp(k_t [T_T - 293])}{\varphi_{ГГ} m F_{кр}} \right]^{\frac{1}{1-\nu}}; \quad (5.135)$$

$$T_k = \eta_{ГГ} T_{ТГ}. \quad (5.136)$$

Условия (5.135), (5.136) можно получить, решая стационарную систему уравнений (2.47).

Необходимо отметить, что условие (5.135) по сути является нелинейным уравнением относительно p_k , поскольку в рассматриваемой модели учитывается зависимость $T_{ТГ}$ и $n_{кр}$ от давления ($T_{ТГ}$ — равновесная температура продуктов сгорания).

Коэффициент расхода ГГ $\varphi_{ГГ}$ включает в себя две составляющие

$$\varphi_{ГГ} = \varphi_{ГГ1} \varphi_{ГГ2}, \quad (5.137)$$

где $\varphi_{ГГ1}$ — коэффициент расхода, связанный с неравновесностью к-фазы, $\varphi_{ГГ2}$ — коэффициент расхода, связанный с «зашлаковкой» сопловых отверстий.

Как показано в предыдущем пункте, коэффициент расхода $\varphi_{ГГ1}$ всегда больше 1. Коэффициент расхода $\varphi_{ГГ2}$, напротив, всегда меньше 1, поскольку «зашлаковка» приводит к уменьшению проходных сечений сопловых отверстий. Таким образом, неравновесность к-фазы

приводит к уменьшению давления в камере ГГ, а «зашлаковка» сопловых отверстий — к его увеличению, т.е. эти два фактора противоположны.

Расчет текущей поверхности горения заряда S_z газогенератора РПДТ (рис. 5.18) представляет собой непростую задачу, поскольку передний торец, определяющий начальную поверхность горения заряда, может иметь достаточно сложную форму. Для того, чтобы увеличить газоприход в начальные моменты работы РПДТ, на переднем торце делаются различного рода «поднутрения».

Передний торец заряда, помимо скоса CD (рис. 5.19), имеет два «поднутрения» OAB и KL, поэтому характер выгорания заряда на начальном этапе (пока не выгорят мелкие поверхности) достаточно сложен. В данном случае целесообразно применить комбинированный метод расчета поверхности горения заряда: на начальном этапе (до достижения фронтом горения точки Q) используется графоаналитический метод расчета с последующей интерполяцией, далее поверхность горения рассчитывается с помощью аналитических зависимостей.

Точка Q является местом встречи трех фронтов горения, которые инициированы точками A, D и линией LK (дно малого «поднутрения»). Линия QI перпендикулярна отрезку AN и делит его пополам, линия QJ перпендикулярна отрезку DN и делит его пополам, линия QM перпендикулярна отрезку AD и делит его пополам.

Геометрия заряда задается координатами точек $x_G, x_F, x_D, x_L, \Gamma_F, \Gamma_D, \Gamma_C, \Gamma_B, \Gamma_A, \Gamma_L, \Gamma_K$, а также углами: полууглом конусности большого

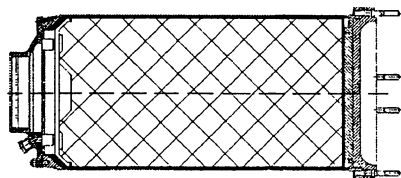


Рис. 5.18. Конструктивная схема газогенератора РПДТ

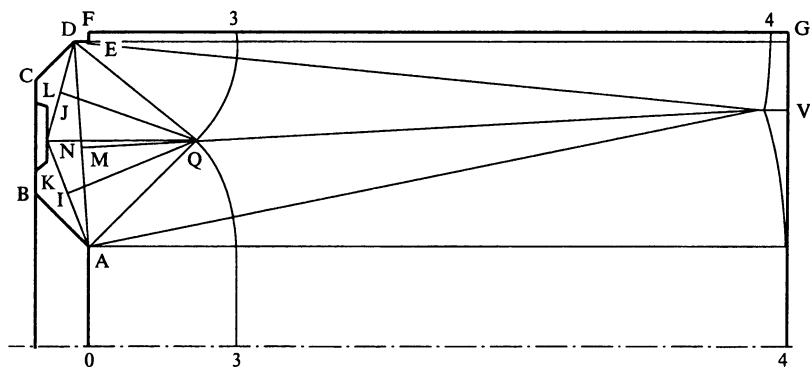


Рис. 5.19. Схема выгорания заряда газогенератора РПДТ

«поднутрения» (AB) φ , полууглом конусности скоса CD θ , полууглами конусности наружного и внутреннего конусов малого «поднутрения» φ_n и $\varphi_{вн}$.

Начальная поверхность горения заряда (при $e = 0$) вычисляется по формуле

$$S_{30} = \pi \left[r_A^2 + (r_B^2 - r_A^2) / \sin \varphi + r_C^2 - r_B^2 + (r_D^2 - r_C^2) / \sin \theta + \right. \\ \left. + (1 / \sin \varphi_n - 1) (2x_L r_L \operatorname{tg} \varphi_n + x_L^2 \operatorname{tg}^2 \varphi_n) + \right. \\ \left. + (1 / \sin \varphi_{вн} - 1) (2x_L r_K \operatorname{tg} \varphi_{вн} - x_L^2 \operatorname{tg}^2 \varphi_{вн}) \right]. \quad (5.138)$$

Считаем, что поверхность DEFG является негорящей.

Далее для двух значений сводов e_1, e_2 , соответствующим точкам E и F конфигурация поверхности горения определяется графическим способом, а затем производится вычисление поверхностей S_{31}, S_{32} . Свод e_3 и поверхность S_{33} в точке Q определяются из следующих выражений:

$$e_3 = A - \sqrt{A^2 - B}; \quad (5.139)$$

$$A = \frac{x_M}{\sin \beta}; \quad B = \frac{x_M^2}{(\sin \beta)^2} + \frac{(x_A - x_D)^2 + (r_D - r_A)^2}{4(\operatorname{tg} \beta)^2};$$

$$x_M = \frac{x_A + x_D}{2} - x_L; \quad \beta = \operatorname{arctg} \left(\frac{x_A - x_D}{r_D - r_A} \right);$$

$$S_{3,3} = 2\pi \left[r_A^2 / 2 + r_A e_3 \psi + e_3^2 (1 - \cos \psi) + \right. \\ \left. + r_D e_3 (\theta_1 + \theta_2) + e_3^2 (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) \right]; \quad (5.140)$$

$$\psi = \arccos \left[(e_3 - x_A + x_L) / e_3 \right];$$

$$\theta_1 = \arcsin \left[(r_F - r_D) / e_3 \right]; \quad \theta_2 = \arccos \left[(e_3 - x_D + x_L) / e_3 \right].$$

Поверхность горения на участке «0–3» ($0 \leq e \leq e_3$) вычисляется путем линейной интерполяции по четырем точкам.

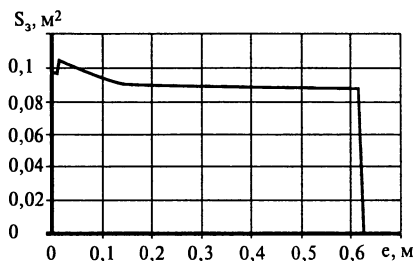
Введем обозначения для следующих углов, являющихся функциями свода e :

$$\gamma_1 = \arcsin \left[(r_F - r_D) / e \right]; \quad \gamma_2 = \arcsin \left[q / (2e) \right] - \beta;$$

$$\psi_1 = \arcsin \left[q / (2e) \right] + \beta; \quad \psi_2 = \arccos \left[(x_G - x_A) / e \right];$$

$$\gamma_{11} = \arccos \left[(x_G - x_D) / e \right].$$

Рис. 5.20. Зависимость поверхности горения от выгоревшего свода заряда



Участок «3–4» ($e_3 < e \leq e_4$). Поверхность горения включает в себя круг и два тора (относительно точек А и D):

$$S_3 = 2\pi \left[r_A^2 / 2 + r_A e \psi_1 + e^2 (1 - \cos \psi_1) + r_D e (\gamma_1 + \gamma_2) + e^2 (\cos \gamma_2 - \cos \gamma_1) \right]. \quad (5.141)$$

Участок «4–5» ($e_4 < e \leq e_5$). Здесь и далее поверхность горения включает в себя два тора (относительно точек А и D):

$$S_3 = 2\pi \left[r_A e (\psi_1 - \psi_2) + e^2 (\cos \psi_2 - \cos \psi_1) + r_D e (\gamma_1 + \gamma_2) + e^2 (\cos \gamma_2 - \cos \gamma_1) \right]. \quad (5.142)$$

Участок «5–6» ($e_5 < e \leq e_6$):

$$S_3 = 2\pi \left[r_A e (\psi_1 - \psi_2) + e^2 (\cos \psi_2 - \cos \psi_1) + r_D e (\gamma_1 - \gamma_{11}) + e^2 (\cos \gamma_{11} - \cos \gamma_1) + r_D e (\gamma_2 - \gamma_{11}) + e^2 (\cos \gamma_{11} - \cos \gamma_2) \right]. \quad (5.143)$$

Участок «6–max» ($e_6 < e \leq e_{\max}$):

$$S_3 = 2\pi \left[r_A e (\psi_1 - \psi_2) + e^2 (\cos \psi_2 - \cos \psi_1) + r_D e (\gamma_2 - \gamma_{11}) + e^2 (\cos \gamma_{11} - \cos \gamma_2) \right]. \quad (5.144)$$

На рис. 5.20 приведена зависимость поверхности горения от выгоревшего свода одного из вариантов заряда ГГ.

Для проверки правильности рассчитанной зависимости $S_3(e)$ можно использовать условие

$$V_3 = \int_0^{e_{\max}} S_3(e) de, \quad (5.145)$$

где V_3 — объем заряда ГГ. В нашем случае точное значение объема заряда составляет $0,055575 \text{ м}^3$, а вычисленное по формуле (5.145) — $0,056073 \text{ м}^3$.

Погрешность менее 1%, что вполне допустимо.

5.3.2. Расчет на прочность заряда газогенератора РПДТ

Заряд ГГ имеет конфигурацию, близкую к цилиндрической (см. рис. 5.18). От металлической обечайки ГГ он отделен промежуточным слоем, который, в свою очередь, состоит из трех слоев. Первый слой — ингибитор толщиной 2–3 мм, второй слой — резина толщиной 1 мм, третий слой — ТЗП толщиной 2–3 мм. Считаем, что на заряд могут одновременно воздействовать следующие нагрузки:

- максимальное давление в ГГ $p_{\max} = 2,5$ МПа;
- температурные напряжения (предельные температуры топлива: $T_{\max} = 50$ °С; $T_{\min} = -30$ °С);
- максимальная осевая перегрузка $n_x = 30$.

Для проведения полного прочностного расчета заряда ГГ необходимо знать механические характеристики (модуль упругости E , коэффициент Пуассона μ , коэффициент теплового линейного расширения α) и прочностные характеристики (предельно допустимые напряжения на сжатие $\sigma_{\text{сж}}$, на разрыв σ_r и на сдвиг) для топлива, резины, материалов ингибитора и ТЗП, клеевого состава.

Проведем упрощенный расчет на прочность, который не требует всей полноты исходных данных. Рассмотрим напряженно-деформированное состояние (НДС) цилиндрического заряда (без скоса и «поднутрений») под действием давления p , приложенного к переднему торцу, температурной нагрузки T и осевого ускорения n_x (рис. 5.21). Считаем, что цилиндрическая боковая поверхность и задний торец заряда имеют жесткое закрепление.

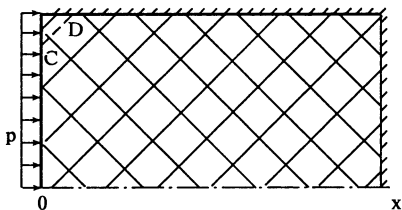


Рис. 5.21. Расчетная схема заряда при расчете НДС

Исходные данные для расчета приведены в табл. 5.6. Коэффициент Пуассона $\mu = 0,3$; коэффициент теплового линейного расширения $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$; плотность $\rho = 1650 \text{ кг/м}^3$.

Как следует из табл. 5.6, предельно допустимые напряжения топлива на сжатие примерно на порядок больше предельно допустимых

Таблица 5.6

$T, \text{ °C}$	+20	+50	-50
$E, \text{ кг/см}^2$	7590	7140	9670
$\sigma_{\text{сж}}, \text{ кг/см}^2$	291	249	321
$\sigma_r, \text{ кг/см}^2$	25	17,8	43,3

напряжений топлива на разрыв, поэтому лимитирующими здесь будут разрывные напряжения в заряде.

Мы имеем осесимметричную задачу, которую будем решать в цилиндрической системе координат (x, r) . Обозначим компоненты перемещения u и v вдоль координат x и r , соответственно.

Система уравнений равновесия теории упругости [5.23] запишется в виде

$$a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + b \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{\rho g n_x}{G};$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + a \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{r^2} v \right) + b \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial r} = 0,$$
(5.146)

где G — модуль сдвига топлива;

$$G = \frac{E}{2(1+\mu)};$$
(5.147)

g — ускорение свободного падения;

$$a = \frac{2(1-\mu)}{1-2\mu}; \quad b = \frac{1}{1-2\mu}.$$

Компоненты напряжений с учетом термической нагрузки определяются из выражений

$$\sigma_{rr} = \frac{2G}{1-2\mu} \left[(1-\mu) \frac{\partial v}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{v}{r} \right) - (1+\mu) \alpha (T - T_0) \right];$$

$$\sigma_{xx} = \frac{2G}{1-2\mu} \left[(1-\mu) \frac{\partial u}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right) - (1+\mu) \alpha (T - T_0) \right];$$

$$\sigma_{xr} = G \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$
(5.148)

где T_0 — температура топлива, при которой отсутствуют термические напряжения ($T_0 = 20^\circ \text{C}$).

Запишем граничные условия:

- на переднем торце заряда

$$\sigma_{xx} + p = 0, \quad \sigma_{xr} = 0;$$
(5.149)

- на боковой поверхности и заднем торце

$$u = v = 0;$$
(5.150)

- на оси симметрии

$$v = 0, \quad \sigma_{rx} = 0.$$
(5.151)

Система уравнений (5.146) совместно с граничными условиями (5.149–5.151) решалась конечно-разностным методом на сетке (81×41) (81 узел располагался вдоль осевой координаты).

Угловая точка на переднем торце является особой. В этой точке имеется избыточное количество граничных условий. В ней должны одновременно выполняться четыре граничных условия [условия (5.149) и (5.150)], хотя число дифференциальных уравнений равно двум. Считаем условия (5.150) более существенными, чем условия (5.149), поэтому в ходе численного решения задачи условия (5.149) не учитываются. В точке 0 (на оси симметрии) должны одновременно выполняться условия (5.149) и (5.151). Учитывая условие парности напряжений в угловых точках

$$\sigma_{rx} = \sigma_{xr}, \quad (5.152)$$

получим, что в этой точке должны одновременно выполняться три граничных условия. Здесь более важными считаем условия (5.151).

На рис. 5.22, 5.23 приведены результаты расчета НДС заряда вблизи угловой точки. Здесь даны изменения нормальных растягивающих напряжений σ_{rr} и касательных напряжений σ_{rx} вдоль образующей цилиндрической боковой поверхности заряда. Рассмотрены два случая: 1) воздействие на заряд одной температурной нагрузки $T = -30^\circ\text{C}$ и 2) температурная нагрузка $T = -30^\circ\text{C}$ плюс давление $p = 2,5 \text{ МПа}$ (при $n_x = 0$).

Видно, что, как нормальные напряжения σ_{rr} , действующие на разрыв, так и касательные напряжения σ_{rx} резко возрастают вблизи

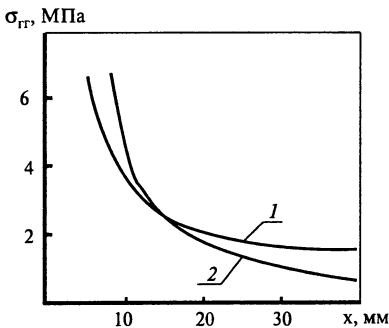


Рис. 5.22. Изменение нормальных напряжений вдоль образующей боковой поверхности заряда вблизи угловой точки:

1 — $p = 0 \text{ МПа}$, $T = -30^\circ\text{C}$;
2 — $p = 2,5 \text{ МПа}$, $T = -30^\circ\text{C}$

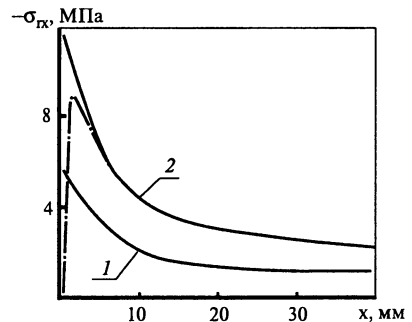


Рис. 5.23. Изменение касательных напряжений вдоль образующей боковой поверхности заряда вблизи угловой точки:

1 — $p = 0 \text{ МПа}$, $T = -30^\circ\text{C}$;
2 — $p = 2,5 \text{ МПа}$, $T = -30^\circ\text{C}$

угловой точки. При увеличении координаты x свыше 40 мм величина $\sigma_{\Gamma\Gamma}$ убывает, а затем начинает возрастать с некоторого значения x и выходит на уровень 2,22 МПа (в обоих случаях). Касательные напряжения при возрастании координаты x уменьшаются и в конце заряда выходят на ноль.

Как уже отмечено, при численном решении системы уравнений (5.146) граничные условия (5.149) в угловой точке игнорируются. Поэтому касательные напряжения в этой точке получаются отличными от нуля ($\sigma_{\Gamma x} = -5,64$ МПа и $\sigma_{\Gamma x} = -12$ МПа для первого и второго случая, соответственно). В реальности же, $\sigma_{\Gamma x}$ в ближайшей окрестности угловой точки ведет себя так, как показано на рис. 5.23 штрих-пунктиром [исходя из условия парности касательных напряжений (5.152)]. Нормальные напряжения в угловой точке ($\sigma_{\Gamma\Gamma} = 25,56$ МПа и $\sigma_{\Gamma\Gamma} = 51,77$ МПа), а также в ее ближайшей окрестности, тоже вычислены неточно, однако, эта окрестность, как и в случае $\sigma_{\Gamma x}$, ограничена величиной шага по осевой координате ≈ 8 мм.

Предельно допустимые напряжения заряда на разрыв при $T = -30^\circ\text{C}$ равны 3,72 МПа. Видно (см. рис. 5.22), что уже на расстоянии 10–15 мм от угловой точки нормальные разрывные напряжения на боковой поверхности заряда становятся меньше предельно допустимого уровня.

Вычислим теперь нормальные напряжения на поверхности условного скоса CD (осевая координата точки D $x_D = 26,5$ мм):

$$\sigma_n = \sigma_{xx} \sin^2(\theta) + \sigma_{\Gamma\Gamma} \cos^2(\theta) - 2\sigma_{x\Gamma} \sin(\theta)\cos(\theta), \quad (5.153)$$

где θ — полуугол конусности скоса CD ($\theta = 45^\circ$).

На рис. 5.24 показано, как меняются нормальные растягивающие напряжения в заряде по линии CD. Видно, что здесь σ_n во втором случае ($p = 2,5$ МПа, $T = -30^\circ\text{C}$) превышает предельно допустимое напряжение 3,72 МПа (максимальное значение $\sigma_n = 4,3$ МПа соответствует длине $l \approx 30$ мм).

В реальном заряде имеется скос по линии CD, который нагружен, как и весь передний торец, давлением p . Это делается для того, чтобы исключить из заряда область с наиболее высокими разрывными напряжениями.

Максимальное сжимающее напряжение в заряде $\sigma_{xx} = 2,5$ МПа. Предельно допустимое напряжение на сжатие при температуре

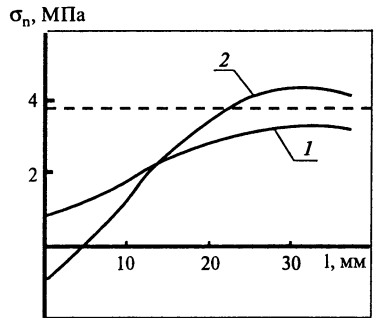


Рис. 5.24. Изменение нормальных напряжений по линии CD:
 1 — $p = 0$ МПа, $T = -30^\circ\text{C}$;
 2 — $p = 2,5$ МПа, $T = -30^\circ\text{C}$

$T = -30^\circ\text{C}$ равно 30,64 МПа, т.е. сжимающие напряжения в заряде существенно ниже предельно допустимого значения.

Расчеты также показали, что влияние осевой перегрузки на НДС заряда очень незначительно. Она дает вклад в суммарные напряжения на уровне 0,1–0,2 МПа.

В расчетах полагалось, что заряд жестко скреплен с металлической обечайкой ГГ, модуль упругости которой примерно на три порядка больше модуля упругости топлива. На самом деле, заряд скрепляется с корпусом через промежуточный слой, который, в свою очередь, содержит слой ингибитора, слой резины и слой ТЗП. Механические характеристики трех слоев неизвестны. Однако известно, что модули упругости ингибитора и ТЗП примерно одного порядка с модулем упругости топлива, т.е. они также существенно меньше модуля упругости обечайки, а модуль упругости резины на один-два порядка меньше модуля упругости топлива. При действии механических и температурных нагрузок на заряд ГГ промежуточные слои будут деформироваться, разгружая боковую поверхность заряда, т.е. расчетная схема должна учитывать упругое закрепление заряда по боковой поверхности.

Рассмотрим случай, когда цилиндрический заряд по боковой поверхности имеет упругое закрепление, т.е. он крепится к металлической обечайке не напрямую (рис. 5.21), а через эластичный слой (резины толщиной 1 мм).

Как известно, резина относится к слабосжимаемым материалам. Она, как и жидкость, способна почти без деформаций воспринимать большие сжимающие нагрузки, но плохо сопротивляется касательным напряжениям (жидкость касательные напряжения вообще не воспринимает). Коэффициент Пуассона резины меняется в диапазоне $\mu = 0,499 \div 0,5$ ($\mu = 0,5$ — для несжимаемого материала). Другой особенностью резины является сильная зависимость модуля упругости от температуры. Так, при уменьшении температуры от $+50^\circ\text{C}$ до -30°C модуль упругости резины может увеличиваться в пять и более раз. Для расчета зададимся следующими механическими характеристиками резины при $T = -30^\circ\text{C}$: модуль упругости $E_p = 50$ МПа, коэффициент Пуассона $\mu_p = 0,5$. Выбранное значение E_p соответствует реальным характеристикам резин.

Особенности механических свойств несжимаемых (слабосжимаемых) материалов приводят к тому, что при расчете их НДС меняется система уравнений теории упругости: в уравнениях равновесия, помимо компонент перемещения (u_x, u_r), появляется дополнительная переменная N (гидростатическое давление) и добавляется дополнительное уравнение (условие несжимаемости для несжимаемого материала и уравнение расширения для слабосжимаемого материала).

В осесимметричном случае в цилиндрической системе координат система уравнений теории упругости слабосжимаемого материала

запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial H}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{r^2} v + \frac{\partial H}{\partial r} &= 0; \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} - (1 - 2\mu)H &= 0. \end{aligned} \quad (5.154)$$

Компоненты напряжений определяются из выражений

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= 2G_p \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \mu_p H \right); \\ \sigma_{xx} &= 2G_p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \mu_p H \right); \\ \sigma_{xr} &= G_p \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (5.155)$$

где G_p — модуль сдвига резины [вычисляется по формуле (5.147)], термические нагрузки для резинового слоя не учитываем.

Запишем граничные условия для слоя резины:

- на переднем торце

$$\sigma_{xx} = 0, \quad \sigma_{xr} = 0; \quad (5.156)$$

- на внешней боковой поверхности и заднем торце

$$u = v = 0; \quad (5.157)$$

- на внутренней боковой поверхности

$$\sigma_{rr}|_p = \sigma_{rr}|_3, \quad \sigma_{xr}|_p = \sigma_{xr}|_3. \quad (5.158)$$

Условие (5.158) определяет непрерывность напряжений на границе раздела резины и заряда.

В ходе численного решения задачи для заряда, как и в предыдущем случае, задавалась расчетная сетка (81×41), а для резинового слоя (81×11).

На рис. 5.25, 5.26 приведены результаты расчета НДС заряда при упругом закреплении. Здесь даны изменения нормальных растягивающих напряжений σ_{rr} и касательных напряжений σ_{rx} вдоль образующей цилиндрической боковой поверхности заряда. Как и ранее, рассмотрены два случая: 1) воздействие на заряд одной температурной нагрузки $T = -30^\circ\text{C}$ и 2) температурная нагрузка $T = -30^\circ\text{C}$ плюс давление $p = 2,5$ МПа (при $n_x = 0$).

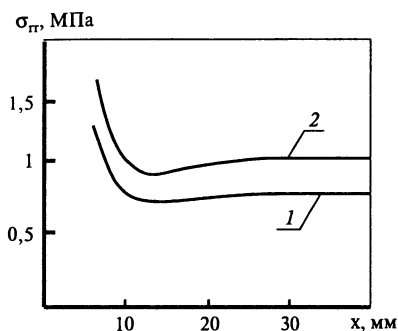


Рис. 5.25. Изменение нормальных напряжений вдоль образующей боковой поверхности заряда вблизи угловой точки при упругом закреплении:

1 – $p = 0$ МПа, $T = -30$ °С;
2 – $p = 2,5$ МПа, $T = -30$ °С

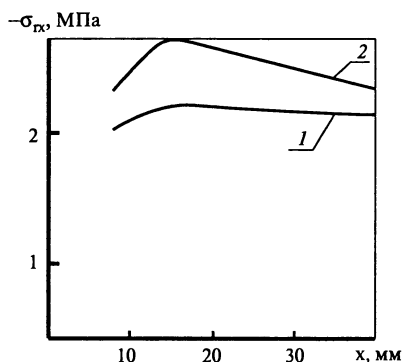


Рис. 5.26. Изменение касательных напряжений вдоль образующей боковой поверхности заряда вблизи угловой точки при упругом закреплении:

1 – $p = 0$ МПа, $T = -30$ °С;
2 – $p = 2,5$ МПа, $T = -30$ °С

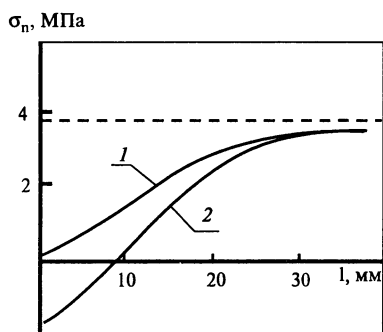


Рис. 5.27. Изменение нормальных напряжений по линии CD заряда при упругом закреплении:

1 – $p = 0$ МПа, $T = -30$ °С;
2 – $p = 2,5$ МПа, $T = -30$ °С

Сравнивая рис. 5.25, 5.26 с рис. 5.22, 5.23, видим, что в случае упругого закрепления заряда и нормальные растягивающие σ_{rr} , и касательные σ_{tx} напряжения на образующей боковой поверхности существенно меньше, чем при жестком закреплении.

На рис. 5.27 показано, как меняются нормальные растягивающие напряжения в заряде по линии CD. Видно, что здесь, в отличие от предыдущего случая (см. рис. 5.24), величина σ_n при $p = 2,5$ МПа и $T = -30$ °С не превышает предельно допустимое напряжение 3,72 МПа (максимальное значение $\sigma_n = 3,61$ МПа соответствует длине $l \approx 30$ мм).

Отметим, что в качестве эффективных мероприятий для разгрузки заряда РПДТ от разрывных напряжений являются скос угла (по линии CD) и крепление заряда к корпусу газогенератора через эластичный слой.

5.4. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ПВРДТ

В отличие от РПДТ, где все разнообразие схем сводится к использованию различных типов воздухозаборников (лобовой, подфюзеляжный, двух- или четырехпатрубковый, туннельный), в ПВРДТ возможно использование трех основных схем, которые имеют принципиальное различие. Это схемы: с двумя автономными воздухозаборниками, с одним воздухозаборником без перепуска и с перепуском воздуха (см. гл. 3). При математическом моделировании ПВРДТ необходимо учитывать особенности, которые вносит та или другая схема. Кроме того, заряды горючего ПВРДТ могут иметь различную форму: одноканальный заряд (с круглым или кольцевым каналом), многошашечный заряд. Это тоже надо учитывать при математическом моделировании ПВРДТ.

Рассмотрим схему ПВРДТ с одним воздухозаборником с перепуском воздуха, как более предпочтительную. Эта схема хорошо компонуется с лобовым осесимметричным воздухозаборником, поэтому будем рассматривать ее в паре именно с этим типом ВЗУ. Для определенности выберем также одноканальный заряд с цилиндрическим каналом (рис. 5.28).

В приведенной схеме по внутреннему контуру воздух поступает в канал горючего (первый контур), а перепуск воздуха в камеру сгорания осуществляется по внешнему контуру (второй контур). По сравнению со схемой РПДТ (рис. 5.1) здесь имеются два новых сечения: 0 — сечение входа в канал горючего, L — сечение выхода из канала горючего (L — длина канала).

Расчет течения воздуха в ВЗУ до сечения d проводится так же, как и в случае РПДТ, по формулам (5.8–5.13), где под сечением *вых* понимается сечение d . В сечении d воздушный поток разделяется на две части по контурам. Пусть

$$G_{в1} = G_{в} \frac{\varepsilon}{100}; \quad G_{в2} = G_{в} \left(1 - \frac{\varepsilon}{100} \right), \quad (5.159)$$

где ε — доля расхода воздуха, поступающая в первый контур, %.

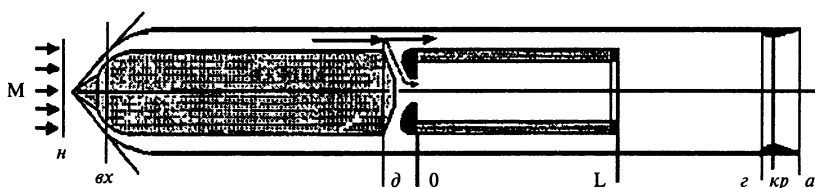


Рис. 5.28. Расчетная схема ПВРДТ

Значение ϵ определяется из условия равенства статических давлений на выходе из первого и второго контуров p_{L1} и p_{L2} (решается неявное нелинейное уравнение $p_{L1} = p_{L2}$ относительно ϵ).

Для определения p_{L1} и p_{L2} необходимо провести расчеты течений в каналах от входа в них до выхода. Расчет параметров воздуха на входе в каналы горения и перепуска проводится по известным параметрам в сечении δ . В частности, для канала перепуска без учета потерь на входе в канал имеем

$$q(\lambda_2) = \frac{G_{B2} \sqrt{R_B T_\delta^*}}{m_B \pi (r_k^2 - r_6^2) p_\delta^*}, \quad (5.160)$$

где r_k и r_6 — радиус камеры и наружный радиус блока горючего, соот-

ветственно; $m_B = \sqrt{k_B \left(\frac{2}{k_B + 1} \right)^{\frac{k_B + 1}{k_B - 1}}}$; k_B , R_B , T_δ^* и p_δ^* — показатель адиабаты, газовая постоянная, полная температура и полное давление воздуха в сечении δ ; $q(\lambda)$ — газодинамическая функция.

Решение нелинейного уравнения (5.160) позволяет определить λ_2 и, следовательно, все остальные параметры в сечении входа в канал перепуска. При определении параметров на выходе из канала перепуска в сечении L необходимо учесть потери на трение в этом канале. Коэффициент потерь для цилиндрического канала при $10^4 < Re \leq 10^5$ [5.24] определяется по формуле

$$\xi_{2тр} = \frac{0,3164}{(Re_2)^{0,25}}, \quad (5.161)$$

где $Re_2 = \frac{2G_{B2}}{\pi(r_k + r_6)\mu_B}$,

а при $10^5 < Re < 10^8$ по формуле

$$\xi_{2тр} = 0,0032 + \frac{0,221}{(Re_2)^{0,237}}. \quad (5.162)$$

Вязкость воздуха μ_B , Па·с, зависит только от температуры воздуха T_B и может быть определена по известному эмпирическому выражению:

$$\mu_B = 9,81 \cdot 171,2 \cdot 10^{-8} \left(\frac{273 + 111}{T_B + 111} \right) \left(\frac{T_B}{273} \right)^{3/2}.$$

Коэффициент восстановления полного давления в канале перепуска, связанный с трением, определяется выражением

$$\sigma_{2тр} = 1 - \xi_{2тр} f(r_6/r_k) \frac{G_{B2} v_2}{2\pi(r_k^2 - r_6^2)} \frac{L}{2(r_k - r_6) p_\delta^*}, \quad (5.163)$$

где $f(r_k/r_6)$ — функция влияния формы канала; для кольцевого канала

с $r_6/r_k \approx 0,9 \div 1$ величина $f(r_k/r_6) \approx 1,5$;

$$v_2 = \lambda_2 \sqrt{\frac{2k_B}{k_B + 1} R_B T_\partial^*}.$$

Давление воздуха на выходе из канала перепуска (в сечении L) можно определить из выражения

$$p_{2L} = p_\partial^* \sigma_{2TP} \pi(\lambda_{2L}), \quad (5.164)$$

где λ_{2L} определяется в ходе решения нелинейного уравнения

$$q(\lambda_{2L}) = \frac{q(\lambda_2)}{\sigma_{2TP}}; \quad (5.165)$$

$\pi(\lambda)$ — соответствующая газодинамическая функция.

При определении параметров воздуха на входе в канал горячего необходимо учесть потери на стабилизаторе пламени. Определение параметров воздуха в отверстии стабилизатора также сводится к определению λ_{CT} из нелинейного уравнения

$$q(\lambda_{CT}) = \frac{G_{B1} \sqrt{R_B T_\partial^*}}{m_B \pi r_{CT}^2 p_\partial^*}, \quad (5.166)$$

здесь r_{CT} — радиус отверстия стабилизатора.

В случае профилированного стабилизатора справедливы следующие соотношения:

$$p_{CT} = p_\partial^* \pi(\lambda_{CT}); \quad (5.167)$$

$$v_{CT} = \lambda_{CT} \sqrt{\frac{2k_B}{k_B + 1} R_B T_\partial^*}. \quad (5.168)$$

Для $Re_{CT} > 3,5 \cdot 10^3$ — коэффициент гидравлического сопротивления стабилизатора [5.24]

$$\xi_{CT} = \left(\frac{1}{S^2} + N - \frac{2M}{S} \right), \quad (5.169)$$

где $S = 1/f'$; $f' = (r_{CT}/r_1)^2$ — коэффициент проницаемости стабилизатора; r_1 — радиус канала на входе в канал горения;

$$N = \frac{(2m+1)^3 (m+1)^3}{4m^4 (2m+3)(m+3)}; \quad M = \frac{(2m+1)^2 (m+1)}{(m+2)4m^2};$$

m — показатель степени в степенном законе распределения скоростей на выходе из отверстия стабилизатора $\frac{v}{v_{\max}} = \left(1 - \frac{y}{r}\right)^{1/m}$ (для турбулентного пограничного слоя $m \sim 7$); $Re_{CT} = \frac{2G_{B1}}{\pi r_{CT} \mu_B}$.

Коэффициент потери полного давления на стабилизаторе

$$\sigma_{ст} = 1 - \xi_{ст} \frac{G_{в1} v_{ст}}{2\pi \Gamma_{ст}^2 p_{\partial}^*}, \quad (5.170)$$

полное давление на входе в канал горения (сечение 0)

$$p_{10}^* = p_{\partial}^* \sigma_{ст}. \quad (5.171)$$

Зная p_{10}^* , из уравнения

$$q(\lambda_{10}) = \frac{G_{в1} \sqrt{R_{в} T_{\partial}^*}}{m_{в} \pi \Gamma_1^2 p_{10}^*}, \quad (5.172)$$

можно определить λ_{10} и, далее, с использованием газодинамических функций, все остальные параметры (v_{10} , p_{10} и др.).

Необходимо отметить, что при расчете параметров воздуха на входе в каналы перепуска и горючего необходимо учитывать изменение термодинамических свойств воздуха в зависимости от температуры T_{∂}^* . Так, при температуре $T_{\partial}^* = 763$ К, что соответствует числу Маха полета $M = 3$, коэффициент адиабаты воздуха $k_{в} = 1,357$, а не 1,4 как при нормальной температуре. Газовую постоянную воздуха $R_{в}$ можно считать неизменной и равной 287,1 Дж/(кг·К).

Определение статического давления в конце канала горения, напротив, связано с точным знанием термодинамических характеристик продуктов сгорания. Кроме того, решение системы дифференциальных уравнений для течения продуктов сгорания в канале невозможно без аналитической закономерности для скорости газификации твердой компоненты. Физическая картина процессов, протекающих в канале горючего (течение с горением топливовоздушной смеси при подводе горючего со стенок канала), подробно описана в главе 3. Она достаточно сложна и трудно поддается математическому моделированию. В связи с этим предпочтителен эмпирический подход, основанный на экспериментальном определении закономерности выгорания по методу «средневзвешенного».

Предлагается один из возможных способов решения этой проблемы. В целом ясно, что в рассматриваемом случае имеется входной участок, где горючее обтекается потоком воздуха с известными параметрами и практически исходным химическим потенциалом, и участок по длине, где в воздухе уже находится существенная доля продуктов горения и разложения горючего, а окислительный потенциал по отношению к исходному понижен. Химическая реакция между продуктами газифицируемого горючего с компонентами воздуха по длине канала приводит к изменению температуры потока, окислительного потенциала, параметров турбулентного переноса и характера взаимодействия ядра потока с пристеночным вязким слоем. В последнем случае имеется в виду тот факт, что в вязкий подслей внедряются не только газооб-

разные компоненты воздуха и компоненты химической реакции его с горючими элементами, но и меняющаяся доля конденсированных продуктов сгорания, обладающая существенной проникающей способностью и возможным эрозионным эффектом. В результате получается довольно сложная для моделирования картина физических явлений, самый очевидный элемент которой заключается в изменении по длине тепловых потоков и соотношения между конвективным и лучистым тепловыми потоками

$$q = q_k + q_{л}. \quad (5.173)$$

Естественно, что изменение коэффициента избытка окислителя на различных режимах работы двигателя вносит особенности в характер физических процессов, и без того протекающих отличным образом для каждого значения длины участка горения.

Все это оправдывает предпочтительность и рациональность предлагаемого далее подхода, связанного с внесением поправочных коэффициентов, учитывающих фактор длины блока горючего, в закономерность его газификации, полученную на модельных образцах простой формы и ограниченной длины.

К каналу ограниченной длины применима зависимость для скорости газификации от определяющих входных параметров следующего вида:

$$U_r = U_0 \left(\frac{G_{bl}}{\pi r_1^2} \right)^n (p_{ст})^m (T_{\theta}^*)^{\gamma}. \quad (5.174)$$

Показатели степеней n , m , γ определяются экспериментально на коротких блоках ($L/d \cong 5 \div 8$) по методике «средневзвешенного» путем соответствующей статистической обработки полученных результатов. В этой зависимости сознательно опущен параметр $(2r)^q$, учитывающий масштабный фактор, с тем, чтобы подчеркнуть необходимость проведения экспериментов в условиях, близких к натурным.

Полученная таким образом закономерность не может распространяться на весь канал полноразмерного блока из-за изменения по длине характеристик протекающих процессов. В этом смысле ее следует рассматривать только в качестве граничного условия, а для всего канала необходимо осуществить привязку к результатам испытания полноразмерного блока.

В первом приближении с достаточной для практических целей точностью можно использовать линейную функцию вида

$$k(x) = 1 + vx, \quad (5.175)$$

так, что

$$U(x) = U_1 \left(\frac{G_{bl}}{\pi r_1^2} \right)^n k(x), \quad (5.176)$$

где $U_1 = U_0 (p_{ст})^m (T_{\theta}^*)^{\gamma}$.

Коэффициент ν находится из условия согласования с результатами кратковременных прожигов натуральных блоков

$$\Delta t \int_0^L \rho_T U_1 \left(\frac{G_{Bl}}{\pi \Gamma_1^2} \right)^n \Pi (1 + \nu x) dx = Q_{\text{выг}}, \quad (5.177)$$

где Δt — время горения блока ($\Delta t \approx 3$ с); ρ_T — плотность твердого горючего; $Q_{\text{выг}}$ — выгоревшая масса блока (разница между начальной и конечной массой); Π — средний периметр канала.

Кроме текущей по длине скорости газификации, необходимо определить также «средневзвешенную» скорость, определяющую расход горючего по соотношению

$$\text{Pr}_T L U_{\text{св}} \Delta t = Q_{\text{выг}}, \quad (5.178)$$

$$\text{где } U_{\text{св}} = U_1 \left(\frac{G_{Bl}}{\pi \Gamma_1^2} \right)^n \kappa_L;$$

$U_{\text{св}}$ — «средневзвешенная» скорость газификации блока; κ_L — соответствующий коэффициент согласования.

Коэффициенты согласования $\kappa(x)$ и κ_L являются функциями α на выходе из канала блока, поэтому эксперименты по их определению должны проводиться для различных значений

$$\alpha_1 = \frac{G_{Bl}}{L_0 G_r}, \quad (5.179)$$

$$\text{где } G_r = \Pi L \rho_T U_{\text{св}};$$

G_r — расход горючего; L_0 — стехеометрический коэффициент.

Учитывая, что

$$U(x) = \frac{dr}{dt}, \quad U_{\text{св}} = \frac{dr_{\text{ср}}}{dt}, \quad (5.180)$$

после интегрирования получим

$$r(x, t) = \left[r_{01}^{2n+1} + (2n+1) U_1 \left(\frac{G_{Bl}}{\pi} \right)^n \kappa(x) t \right]^{\frac{1}{2n+1}}; \quad (5.181)$$

$$r(t) = \left[r_{0\text{ср}}^{2n+1} + (2n+1) U_1 \left(\frac{G_{Bl}}{\pi} \right)^n \kappa_L t \right]^{\frac{1}{2n+1}}, \quad (5.182)$$

где t присутствует как параметр.

При расчете рабочего процесса ПВРДТ, как и в случае РПДТ, интерполяция равновесных термодинамических характеристик продуктов сгорания топливовоздушной смеси осуществляется по трем параметрам: условной полной энтальпии воздуха $I_{\text{в.у}}^*$ (5.42), коэффициенту избытка воздуха α и, учитывая слабую зависимость равновесных

термодинамических характеристик от давления, при некотором среднем фиксированном давлении ($p^* \approx 0,4+0,6$ МПа). Термодинамические характеристики продуктов сгорания в совокупности с уравнением для скорости газификации позволяют решить систему дифференциальных уравнений сохранения для течения в канале горения.

Для предварительных поисковых расчетных исследований допустимо воспользоваться методом средних величин, что позволяет избежать громоздких вычислений при приемлемой точности результатов.

При известных значениях p_1^* и λ_1 в начале канала расчет сводится к определению потерь, из которых большую часть составляют потери, связанные с подогревом и подводом инертной массы. Потери на трение составляют незначительную часть из-за заградительного эффекта вдува.

Для цилиндрического в начальный момент времени канала из уравнения сохранения импульса в первом приближении имеем

$$z(\lambda_{1L}) = \frac{G_{B1} z(\lambda_{10}) \sqrt{2 \frac{k_B + 1}{k_B} R_B T_\theta^* + p_{CT} \pi (r_1^2 - r_{CT}^2)}}{(G_{B1} + G_r) \sqrt{2 \frac{k_{1L} + 1}{k_{1L}} R_{1L} T_{1L}^*}}, \quad (5.183)$$

где k_{1L} , R_{1L} , T_{1L}^* — параметры продуктов сгорания в конце канала при $\alpha = \alpha_1$ (5.179) и $I_{B,y}^*$, вычисленной при полноте $\eta = \eta_1$ (5.42);

$$z(\lambda) = \frac{1}{2} \left(\lambda + \frac{1}{\lambda} \right).$$

Решая уравнение (5.183), получим λ_{1L} и соответствующее значение $q(\lambda_{1L})$. По $q(\lambda_{1L})$ находим

$$p_{1L}^* = \frac{(G_{B1} + G_r) \sqrt{R_{1L} T_{1L}^*}}{m_{1L} \pi r_{01}^2 q(\lambda_{1L})}; \quad (5.184)$$

соответственно коэффициент восстановления полного давления за счет подогрева и подвода инертной массы будет равен

$$\sigma_r = \frac{p_{1L}^*}{p_{10}^*}. \quad (5.185)$$

Потери на трение с учетом вдува по средним параметрам

$$\sigma_{тр} = 1 - c_f \frac{\left(G_{B1} + \frac{G_r}{2} \right) (v_{10} + v_{1L})}{\pi r_{01}^2} \frac{L}{2 p_{10}^*} \frac{1}{2 r_{01}}, \quad (5.186)$$

где c_f — коэффициент трения при вдуве;

$$c_f = c_{f0} \frac{(1-0,25b)^2}{(1+0,25b)^{0,2}};$$

c_{f0} — коэффициент трения без вдува;

$$c_{f0} = 0,0592 \text{Re}^{-0,2}; \quad \text{Re} = \frac{2 \left(G_{\text{в1}} + \frac{G_{\text{r}}}{2} \right)}{\pi r_{01} \mu_{\text{r}}};$$

b — параметр вдува;

$$b = \frac{2G_{\text{r}}/\pi L}{\frac{(G_{\text{в1}} + G_{\text{r}}/2)}{\pi r_{01}^2} c_{f0}};$$

μ_{r} — вязкость газа при средней температуре $T_{\text{cp}} = (T_{\text{в}} + T_{\text{1L}})/2$.

Полное давление в конце канала горения

$$p_{1L}^* = p_{10}^* \sigma_{\text{r}} \sigma_{\text{тр}}. \quad (5.187)$$

Статическое давление в конце канала горения

$$p_{1L} = p_{1L}^* \pi(\lambda_{1L}). \quad (5.188)$$

Определив статические давления на выходе из первого контура (5.188) и второго контура (5.164), приравниваем их, получая нелинейное уравнение для определения доли расхода воздуха ϵ , поступающего в первый контур (5.159).

По мере горения исходный цилиндрический канал преобразуется в конический, что необходимо учитывать при вычислении $z(\lambda_{\text{L}})$ дополнительным членом

$$z(\lambda_{1L}) = \frac{G_{\text{в1}} z(\lambda_{10}) \sqrt{2 \frac{k_{\text{в}}+1}{k_{\text{в}}} R_{\text{в}} T_{\text{в}}^* + \pi \left[r(L,t)^2 - r(0,t)^2 \right] p_{\text{cp}} + p_{\text{ст}} \pi \left[r(0,t)^2 - r_{\text{ст}}^2 \right]}}{(G_{\text{в1}} + G_{\text{r}}) \sqrt{2 \frac{k_{1L}+1}{k_{1L}} R_{1L} T_{1L}^*}}, \quad (5.189)$$

где $p_{\text{cp}} = \frac{p_{10} + p_{1L}}{2}$.

Также в (5.186) r_{01} заменяется на $r_{\text{cp}} = \frac{r(0,t) + r(L,t)}{2}$.

После определения ϵ и параметров в сечении L в канале перепуска и канале горения имеем для сечения z (см. рис. 5.28) цилиндрической камеры сгорания (без учета потерь на трение)

$$z(\lambda_z) = \frac{\Phi_1 + \Phi_2 + p_{1L} \pi \left[r_0^2 - r(L,t)^2 \right]}{G_{\text{в}} \left(1 + \frac{1}{\alpha_{\Sigma} L_0} \right) \sqrt{2 \frac{k_z+1}{k_z} R_z T_z^*}}, \quad (5.190)$$

где Φ_1 — полный импульс продуктов сгорания на выходе из канала

горения при $\eta = \eta_1$;

$$\Phi_1 = G_B \left(1 + \frac{1}{\alpha_1 L_0} \right) z(\lambda_{1L}) \sqrt{2 \frac{k_z + 1}{k_z} R_z T_z^*};$$

Φ_2 — полный импульс воздуха на выходе из канала перепуска;

$$\Phi_2 = G_{B2} z(\lambda_{2L}) \sqrt{2 \frac{k_B + 1}{k_B} R_B T_B^*};$$

термодинамические параметры k_z , R_z и T_z^* в сечении z вычисляются при $\alpha = \alpha_\Sigma$ и $\Gamma_{B,y}^*$, вычисленной при полноте $\eta = \eta_2$ (5.42);

$$\alpha_\Sigma = \frac{G_B}{G_{B0}}. \quad (5.191)$$

Определив λ_z из уравнения (5.190), можно определить и все остальные параметры продуктов сгорания на входе в сопло двигателя. Дальнейшие расчеты тягово-экономических характеристик ИПВРДТ полностью идентичны таковым применительно к РПДТ, изложенным в пункте 5.1.

В предложенной математической модели используются два неизвестных параметра: коэффициент полноты сгорания в канале η_1 и полноты сгорания в камере двигателя η_2 . Значения этих полнот определяются в ходе испытаний полноразмерных двигателей. Ориентировочные значения коэффициента полноты сгорания в канале ПВРДТ составляют $\eta_1 = 0,4 \div 0,5$, а значения $\eta_2 = 0,7 \div 0,8$.

5.5. ОПТИМИЗАЦИЯ ДВИГАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ С ИПВРД В СОСТАВЕ ЛА

Двигательная установка с ИПВРД обладает высокой степенью интегрированности с летательным аппаратом, поэтому оптимизацию ее параметров следует проводить в составе ЛА, т.е. в системе «двигатель—аппарат».

Оптимизация основных параметров ДУ и летно-технических характеристик (ЛТХ), а также выбор критериев эффективности ЛА — очень важная и сложная задача, которую необходимо решать для обеспечения выполнения заданных тактико-технических требований (ТТТ) на проектирование ракеты.

При оценке эффективности ЛА можно рассматривать различные критерии [5.25, 5.26]: например, тактические (вероятность выполнения тактической задачи), летно-технические характеристики, экономические (затраты на выполнение поставленной задачи), габаритно-массовые (калибр ЛА, масса полезной нагрузки) и др. Применение этих

критериев (особенно экономических) требует большого количества исходных данных, которые не всегда бывают доступными.

В данном случае в качестве критериев рассмотрим ЛТХ: дальность полета, среднюю скорость или время полета. В ходе оптимизации ЛТХ оптимизируется также и траектория полета с учетом ограничений на скоростной напор, поперечную перегрузку, конечную скорость, угол атаки, аэродинамический нагрев и др. При оптимизации немаловажное значение имеет и выбор протяженности зон эксплуатации ракеты с учетом ее пуска с носителя.

5.5.1. Уравнения динамики полета

Уравнения движения центра масс ЛА в вертикальной плоскости в скоростной системе координат (ось x направлена вдоль вектора скорости \vec{v}) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= N_x - g \sin \theta; & \frac{d\theta}{dt} &= \frac{1}{v}(N_y - g \cos \theta); \\ \frac{dL}{dt} &= v \cos \theta; & \frac{dH}{dt} &= v \sin \theta; & \frac{dM_{\text{ЛА}}}{dt} &= -G_T, \end{aligned} \quad (5.192)$$

где N_x, N_y — продольное и поперечное ускорения;

$$N_x = \frac{R_{\text{дв}} \cos \alpha_{\text{ат}} - X}{M_{\text{ЛА}}}; \quad N_y = \frac{R_{\text{дв}} \sin \alpha_{\text{ат}} + Y}{M_{\text{ЛА}}}; \quad (5.193)$$

t — время; $M_{\text{ЛА}}$ — масса летательного аппарата; $\alpha_{\text{ат}}$ — угол атаки; θ — траекторный угол; $R_{\text{дв}}$ — тяга двигателя; X, Y — сила лобового сопротивления и подъемная сила ЛА; L, H — текущие значения дальности и высоты полета; G_T — расход топлива; g — ускорение свободного падения на высоте H ;

$$g = g_0 \frac{R_3^2}{(R_3 + H)^2}; \quad (5.194)$$

g_0 — ускорение свободного падения у поверхности Земли; R_3 — радиус Земли.

Равнодействующая аэродинамических сил, приложенных к ЛА в полете, раскладывается на две составляющие:

силу лобового сопротивления

$$X = C_x q F_M \quad (5.195)$$

и подъемную силу

$$Y = C_y q F_M, \quad (5.196)$$

где q — скоростной напор;

$$q = \frac{\rho_H v^2}{2}; \quad (5.197)$$

C_x, C_y — коэффициенты лобового сопротивления и подъемной силы; F_m — площадь миделя ЛА; $\rho_n = \rho_n(H)$ — плотность воздуха.

Полный коэффициент лобового сопротивления можно представить в виде

$$C_x = C_{x0} + C_{x,i}, \quad (5.198)$$

где C_{x0} — коэффициент лобового сопротивления при отсутствии подъемной силы; $C_{x,i}$ — коэффициент индуктивного сопротивления.

Для замыкания системы уравнений (5.192–5.193) необходимо привлечь уравнение моментов ЛА относительно оси z (ось z , как и ось y , перпендикулярна оси x и проходит через центр масс ЛА):

$$J_{\text{ЛА}} \frac{d^2 \alpha_{\text{ат}}}{dt^2} + m_z q F_m l_{\text{ЛА}} = 0, \quad (5.199)$$

где $m_z = m_z(\alpha_{\text{ат}}, M, \delta)$ — коэффициент аэродинамического момента относительно центра масс ЛА; $l_{\text{ЛА}}$ — длина ЛА; $J_{\text{ЛА}}$ — момент инерции ЛА.

При расчетах ЛТХ ЛА с ИПВРД в большинстве случаев можно пренебречь первым членом в уравнении (5.199). Тогда дифференциальное уравнение (5.199) сводится к алгебраическому нелинейному уравнению

$$m_z = 0. \quad (5.200)$$

В общем случае коэффициент индуктивного сопротивления $C_{x,i}$ и коэффициент подъемной силы C_y зависят от трех параметров: угла атаки $\alpha_{\text{ат}}$, числа M полета и угла отклонения аэродинамического руля δ . Коэффициент C_{x0} зависит только от числа M полета. Используя уравнение (5.200), можно вычислить угол δ и представить коэффициенты C_x, C_y как функции угла атаки $\alpha_{\text{ат}}$ и числа M полета.

Траектория полета ЛА с ИПВРД включает в себя три участка: активный полет с работающим стартовым РДТТ, активный полет с работающим маршевым ПВРД и пассивный полет. При расчете полета ЛА на участке с работающим ПВРД под тягой двигателя $R_{\text{дв}}$ необходимо понимать эффективную тягу $R_{\text{дв,эф}}$, которая определяется согласно выражениям (5.32–5.34).

При расчете ЛТХ принято выделять из суммарной силы лобового сопротивления силу дополнительного сопротивления ВЗУ. При этом рассматривается два варианта: ВЗУ с закрытым каналом и ВЗУ с открытым каналом (с протоком воздуха через двигательный тракт). Первый вариант реализуется при работе стартового РДТТ, второй — соответствует полету с работающим ПВРД. При пассивном полете возможны оба варианта.

Коэффициенты лобового сопротивления ЛА с ИПВРД для стартового, маршевого и пассивного участков полета определяются по

формулам:

- стартовый участок

$$C_x = C_{x0} + C_{x.i} + C_{x.VЗУ1} + C_{x.н};$$

- маршевый участок

$$C_x = C_{x0} + C_{x.i} + C_{x.VЗУ2} + C_{x.н};$$

- пассивный участок с закрытым каналом ВЗУ

$$C_x = C_{x0} + C_{x.i} + C_{x.VЗУ1} + C_{x.н} + C_{x.д}; \quad (5.201)$$

- пассивный участок с открытым каналом ВЗУ

$$C_x = C_{x0} + C_{x.i} + C_{x.VЗУ2} + C_{x.н}, \quad (5.202)$$

где $C_{x.VЗУ1}$, $C_{x.VЗУ2}$ — коэффициенты сопротивления ВЗУ с закрытым и открытым каналом; $C_{x.н}$ — высотная поправка; $C_{x.д}$ — коэффициент донного сопротивления.

Коэффициент сопротивления ВЗУ с закрытым каналом определяется как сумма

$$C_{x.VЗУ1} = C_{x.д.т1} + C_{x.внеш}, \quad (5.203)$$

а при открытом канале

$$C_{x.VЗУ2} = C_{x.д.т2} + C_{x.внеш}, \quad (5.204)$$

где $C_{x.д.т1}$ и $C_{x.д.т2}$ — коэффициенты сопротивления двигательного тракта при закрытом и открытом канале ВЗУ, соответственно; $C_{x.внеш}$ — коэффициент сопротивления, связанный с внешним обтеканием ВЗУ.

Коэффициент сопротивления $C_{x.д.т1}$ в первом приближении можно определить как

$$C_{x.д.т1} = C_{x0} F_{вх} / F_M, \quad (5.205)$$

где $F_{вх}$ — площадь входа в ВЗУ.

Коэффициент сопротивления $C_{x.д.т2}$ определяют в ходе расчета рабочего процесса РПДТ при отсутствии подачи топлива. Сопротивление двигательного тракта в этом случае равняется абсолютной величине эффективной тяги РПДТ (5.32–5.34), которая получается отрицательной. Таким образом, можно записать, что

$$C_{x.д.т2} = -C_R, \quad (5.206)$$

где C_R — коэффициент эффективной тяги (5.41), рассчитанный для двигательного тракта без подачи топлива.

Из выражений (5.201–5.206) видно, что на пассивном участке траектории для ИРПДТ лучше работать с открытым каналом ВЗУ, поскольку в этом случае коэффициент сопротивления C_x будет меньше, чем при полете с закрытым каналом.

Рассмотрим теперь выбор параметров (факторов) оптимизации системы «двигатель—аппарат». Введем безразмерные параметры:

$\mu_{\text{ЛА}}$ — относительная масса ЛА при работе РДТТ или ПВРД;

$n_{\text{рд}}$ — начальное тяговое ускорение при работе РДТТ;

$n_{\text{в}}$ — начальное тяговое ускорение при работе ПВРД;

$\bar{R}_{\text{рд}}$ — относительная тяга РДТТ (отношение текущей тяги к ее значению в начале полета);

$\bar{R}_{\text{в}}$ — относительная тяга ПВРД.

В новых обозначениях пятое уравнение системы (5.192), а также выражения (5.193) запишутся следующим образом:

$$\frac{d\mu_{\text{ЛА}}}{dt} = - \left(\frac{v\bar{R}}{J_{\text{уд}}} \right)_{\text{рд}} - \left(\frac{v\bar{R}}{J_{\text{уд}}} \right)_{\text{в}}; \quad (5.207)$$

$$\begin{aligned} N_x &= 1/\mu_{\text{ЛА}} \left\{ \left[(v\bar{R})_{\text{рд}} + (v\bar{R})_{\text{в}} \right] \cos \alpha_{\text{ат}} - C_x q / (M_{\text{ЛА}} / F_{\text{м}})_o \right\}; \\ N_y &= 1/\mu_{\text{ЛА}} \left\{ \left[(v\bar{R})_{\text{рд}} + (v\bar{R})_{\text{в}} \right] \sin \alpha_{\text{ат}} - C_y q / (M_{\text{ЛА}} / F_{\text{м}})_o \right\}, \end{aligned} \quad (5.208)$$

где $(M_{\text{ЛА}}/F_{\text{м}})_o$ — взлетная удельная нагрузка на характерную поверхность (площадь миделя);

при работе РДТТ $v_{\text{в}} = 0$, при работе РПДТ $v_{\text{рд}} = 0$, при пассивном полете $v_{\text{в}} = v_{\text{рд}} = 0$.

Уравнения (5.192), (5.207) и (5.208) содержат восемь искомых функций: V , θ , H , D , $\mu_{\text{ЛА}}$, $\alpha_{\text{ат}}$, $\bar{R}_{\text{в}}$, $\bar{R}_{\text{рд}}$, из которых три являются свободными и могут быть выбраны в качестве управляющих: $\alpha_{\text{ат}}$, $\bar{R}_{\text{в}}$, $\bar{R}_{\text{рд}}$.

Кроме того, как управляющие, могут быть приняты проектные параметры системы «двигатель—аппарат»: $\bar{v}_{\text{в}}$, $\bar{v}_{\text{рд}}$ и $(m/F)_o$.

Таким образом, задача оптимизации заключается в определении управляющих функций и проектных параметров. Эту задачу в каждом конкретном случае можно решать различными методами.

5.5.2. Управление режимом работы ДУ

Вариационную задачу по отысканию режима работы двигателя — управляющей функции $\bar{R}_{\text{в}}$ — можно свести к задаче нахождения максимума продольного ускорения на единицу расхода топлива в каждый момент времени

$$\Phi_{\text{max}} = N_x / G_{\text{T}}, \quad (5.209)$$

т. е. к задаче нахождения дискретных значений коэффициента избытка воздуха или расходов топлива.

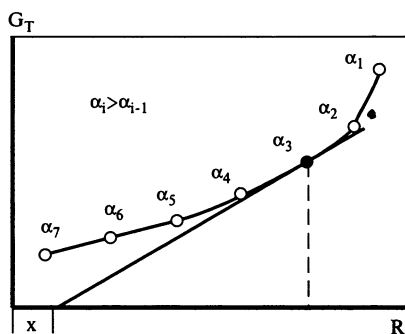


Рис. 5.29. Выбор режима работы ДУ

На рис. 5.29 показан типичный случай, когда задача оптимизации функции сводится к оптимизации ее параметров.

Первый фактор оптимизации — коэффициент избытка воздуха или секундный расход топлива ПВРД.

Режим работы РДТТ не является управляющей функцией (при заданном времени или секундном расходе топлива), а изменение тяги по высоте можно учитывать коэффициентом

$$\bar{R}_{\text{рд}} = \eta_c - (\eta_c - 1) \frac{p_n}{p_0}, \quad (5.210)$$

где p_0 , p_n — начальное и текущее давление воздуха; η_c — коэффициент сопла, характеризующий отношение удельного импульса в пустоте к его значению при $H = 0$.

5.5.3. Траектория полета и управление углом атаки ЛА

Траектория полета ЛА в основном определяется углом атаки и другими управляющими функциями и параметрами (режимом работы ДУ, тяговооруженностью, запасом топлива и пр.), а также выполнением краевых условий и ограничений на температуру конструкции, скоростной напор, перегрузки и т.д.

Определение оптимальных траекторий требует решения вариационных задач, что, в свою очередь, требует сложного математического аппарата и большой вычислительной работы. Это положение подтверждается публикациями [5.27–5.32], которые посвящены вариационным задачам динамики полета ЛА. В данном же случае при оптимизации траектории будут рассматриваться простые параметрические методы, основанные на аппроксимации отдельных участков полета ЛА.

Траекторию полета ЛА можно разбить на следующие характерные участки (рис. 5.30):

1) стартовый участок, на котором осуществляется горизонтальный разгон или разгон-набор высоты ЛА с помощью ускорителя. Продолжительность полета на этом участке определяется заданным временем работы или запасом топлива РДТТ;

2) участок разгона-набора высоты. Траектория разгона на этом участке вычисляется из условия заданной программы полета, кото-

рая принимается в виде зависимости высоты от скорости полета $H = f(v)$;

3) горизонтальный участок маршевого полета при работе ПВРД, скорость и высота которого могут быть либо заданными величинами, либо оптимизироваться по максимуму условной дальности

$$L_{\text{усл}} = vKJ_{\text{уд}}, \quad (5.211)$$

где v — маршевая скорость полета, K — аэродинамическое качество ЛА, $J_{\text{уд}}$ — удельный импульс двигателя;

4) участок снижения, на котором после разворота по программе полета $H = f(v)$ может выдерживаться условие постоянства траекторного угла;

5) участок пассивного полета, выход на который определяется условием выработки заданного запаса топлива. Продолжительность полета на этом участке определяется моментом времени достижения заданных краевых условий по высоте и скорости полета.

Кроме траекторий с горизонтальным участком, возможен полет по «высотной» траектории, состоящей из участков разгона-набора высоты, баллистического полета и пассивного полета.

Можно рассмотреть следующие варианты управления углом атаки.

- Непосредственное задание угла атаки в виде массива дискретных величин или в виде аналитических зависимостей:
 - синусоидальной функции:

$$\alpha_{\text{ат}} = \pm \alpha_{\text{ат.макс}} \sin^2 \frac{\pi(v - v_0)}{(v - v_0) - A(v - v_k)}; \quad (5.212)$$

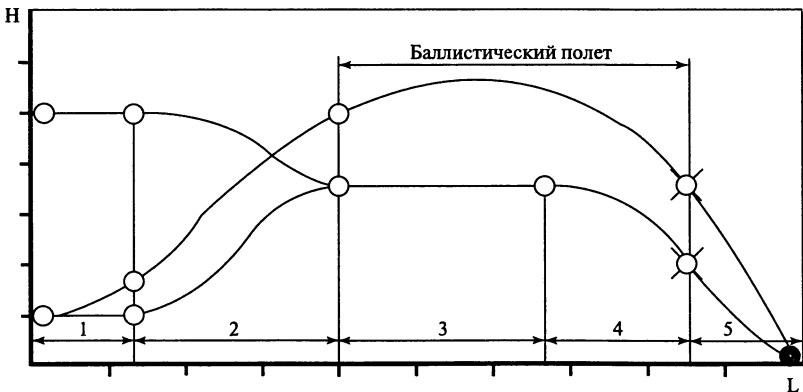


Рис. 5.30. Типичные траектории полета при $L = \text{const}$:

○ — начало пассивного полета; ● — окончание полета

— экспоненциальной функции [5.33]

$$\alpha_{ат} = \alpha_{ат.маx} K(K - 2); \quad (5.213)$$

$$K = 2 \exp[b(v_k - v)],$$

где $\alpha_{ат.маx}$ — максимальный угол атаки, значение которого выбирается из условия оптимизации траектории полета; A — коэффициент, значение которого определяет положение максимума угла атаки по скорости полета; v_0, v_k — начальная и конечная скорости полета на отдельных участках траектории; b — коэффициент, значение которого выбирается из условия оптимизации траектории полета.

- Расчеты разгона-набора высоты можно проводить в квазистационарной постановке, согласно которой $d\theta/dt = 0$, в этом случае из второго уравнения системы (5.192) имеем выражение

$$N_y = g \cos \theta, \quad (5.214)$$

из которого определяется угол атаки.

- Определение угла атаки можно проводить при задании программы полета $H = f(v)$ в виде полинома $H = A_1 + A_2 v + A_3 v^2 + A_4 v^3$. В этом случае, решая совместно первое и четвертое уравнения системы (5.192), получим производную высоты по скорости полета:

$$\frac{dH}{dv} = A_2 + 2A_3 v + 3A_4 v^2 = \frac{v \sin \theta}{N_x - g \sin \theta}. \quad (5.215)$$

Разрешая это уравнение и второе уравнение системы (5.192) относительно θ и приравнивая их, получим уравнение для непосредственного определения (путем итераций) угла атаки, значение которого входит в выражения N_x и N_y :

$$\theta_{i-1} + \frac{\Delta t}{v} [N_y - g \cos \theta] - \arcsin \left(\frac{N_x \frac{dH}{dv}}{v + g \frac{dH}{dv}} \right) = 0, \quad (5.216)$$

где Δt — шаг интегрирования.

5.5.4. Управление поперечной перегрузкой ЛА

На участке разгона-набора высоты в качестве управляющей функции можно выбрать поперечное ускорение (поперечную перегрузку $\bar{N}_y = N_y/g$), для определения которого предусмотрен следующий алгоритм: изменение траекторного угла по высоте полета аппроксими-

руется зависимостью

$$\theta = \theta_{\max} \sin^2 \frac{\pi(H - H_1)}{(H - H_1) - B(H - H_2)}, \quad (5.217)$$

где B — коэффициент, величина которого определяет максимальное значение траекторного угла; H_1 , H_2 — высоты начала и окончания полета на участке разгона-набора высоты.

Дифференцируя выражение (5.217) по высоте полета, получим

$$\frac{d\theta}{dH} = \frac{2\pi B \theta_{\max} (H_2 - H_1)}{[(H - H_1) - B(H - H_2)]^2} \sin \frac{\pi(H_2 - H_1)}{(H - H_1) - B(H - H_2)}. \quad (5.218)$$

Кроме того, изменение траекторного угла по высоте полета в зависимости от поперечного ускорения можно получить совместным решением второго и четвертого уравнений движения ЛА (5.192):

$$\frac{d\theta}{dH} = \frac{N_y - g \cos \theta}{v^2 \sin \theta}. \quad (5.219)$$

Решая затем совместно уравнения (5.218) и (5.219), получим выражение для определения управляющей функции — поперечного ускорения:

$$N_y = 2B\pi\theta_{\max} v^2 \sin \theta \frac{H_2 - H_1}{[(H - H_1) - B(H - H_2)]^2} \times \\ \times \sin \frac{\pi(H_2 - H_1)}{(H - H_1) - B(H - H_2)}. \quad (5.220)$$

При данном алгоритме возможна оптимизация поперечного ускорения путем изменения коэффициента B и максимального траекторного угла θ_{\max} . Заметим, что при расчете ЛТХ ракет, как правило, на продольное и поперечное ускорения накладываются ограничения, при выполнении которых угол атаки находится из второго уравнения (5.208).

Второй фактор оптимизации — начальная тяговооруженность при работе РДТТ.

Оптимизировать $\bar{v}_{рд}$ ($\bar{v}_{рд} = v_{рд}/g$) можно путем варьирования времени работы РДТТ при заданном запасе топлива или изменения запаса топлива при заданном времени работы. В последнем случае можно решать задачу о нахождении оптимального распределения топлива между стартовой и маршевой ступенями ИПВРД.

Третий фактор оптимизации — начальная тяговооруженность при работе ИПВРД.

Оптимизировать \bar{v}_v ($\bar{v}_v = v_v/g$) можно путем варьирования следующими параметрами:

- расходом топлива или коэффициентом избытка воздуха, т.е. режимом работы двигателя

$$\alpha L_0 = G_v/G_T; \quad (5.221)$$

- расходом воздуха

$$G_v = \rho v \varphi_{вх} F_{вх}. \quad (5.222)$$

Из уравнения (5.222) видно, что расход воздуха зависит от площади входа, условий начала работы ИПВРД — скорости, высоты полета и коэффициента расхода ВЗУ, значение которого также зависит от условий полета и расчетного числа M_p воздухозаборника.

5.5.5. Оптимизация параметров ИПВРД

Интегральный прямоточный двигатель на твердом топливе (ИРПДТ, ИПВРДТ) является комбинированной двигательной установкой, включающей в себя стартовую и маршевую ступени. Разгон ЛА до числа M включения прямоточного двигателя осуществляется с помощью стартового РДТТ.

При работе ДУ в режиме ПВРД возможны следующие параметры оптимизации:

- *распределение топлива между стартовой и маршевой ступенями — четвертый фактор оптимизации;*
- *площадь входа в ВЗУ ($F_{вх}$) — пятый фактор оптимизации;*
- *площадь камеры сгорания ($F_{кс}$) — шестой фактор оптимизации;*
- *площадь критического сечения сопла ($F_{кр}$) — седьмой фактор оптимизации;*
- *площадь выходного сечения сопла (F_a) — восьмой фактор оптимизации;*
- *суммарная площадь выходных сечений сопел газогенератора (F_{22}) — девятый фактор оптимизации.*

При проектировании ИПВРД и отсутствии жестких ограничений на размеры КС проводится «завязка» двигателя, т.е. определение площадей КС и критического сечения сопла. «Завязку» ИПВРД проводят по «горячему» сечению КС и при следующих условиях полета и параметрах ДУ:

- приведенная плотность потока $q(\lambda)$ в «горячем» сечении КС;
- число M_0 начала работы ПВРД;
- высота или скоростной напор;
- угол атаки;
- коэффициент избытка воздуха при максимальном подогреве (α_0);
- коэффициент расхода ВЗУ.

В диапазоне чисел $M < M_0$ может возникать режим «запирания» КС. В этом случае необходимо переходить на режим работы двигателя при $\alpha > \alpha_0$.

При «завязке» ИПВРД можно (вместо $F_{кc}$ и $F_{кр}$) оптимизировать перечисленные выше условия полета и параметры ДУ.

Таким образом, для формирования рационального облика ИПВРД необходимо оптимизировать не менее девяти перечисленных выше факторов. Отметим, что в силу высокой степени интеграции ИПВРД с ЛА большинство факторов взаимосвязаны между собой. Например, изменение $F_{вх}$ влияет на расход воздуха, тягу двигателя, режим его работы, тяговооруженность и др. параметры. Распределение топлива между ступенями влияет на режим работы этих ступеней, тяговооруженность, осевые и продольные ускорения и т.д.

5.5.6. Оптимизация системы «двигатель—аппарат»

Задача формирования облика ИПВРД и нахождения его оптимальных параметров в составе ЛА является многофакторной и многокритериальной. В ЦИАМ были разработаны методики, алгоритмы и программы, обеспечивающие многофакторную и многокритериальную оптимизацию, а также была разработана система основных исходных данных, предназначенная для оценки эффективности ИПВРД в составе ЛА.

Система исходных данных и математические модели многофакторной и многокритериальной оптимизации включают следующие основные программы расчета:

- аэродинамических характеристик;
- удельно-массовых и объемных характеристик ЛА;
- характеристик двигательной установки;
- характеристик воздухозаборного устройства;
- потерь по тракту двигателя;
- термодинамических характеристик продуктов сгорания топлива;
- динамики полета и летно-технических характеристик ЛА;

Комплекс указанных программ адаптирован:

- к программе оптимизации условного экстремума, в которой используется метод скользящего допуска [5.34];
- к программе оптимизации сложных технических систем по Парето, разработанной в Институте Машиноведения РАН под руководством Р.Б. Статникова.

Оптимизация параметров ИРПДТ. При оптимизации параметров ИРПДТ ставится задача нахождения максимума средней скорости (или минимум времени полета) при заданных граничных условиях по

дальности, конечной скорости, конечному траекторному углу и скоростному напору. Решается задача на условный экстремум

$$\Phi_{\max} = v_{\text{ср}} - K_1 \sqrt{(L - L_{\text{зад}})^2} - K_2 \sqrt{(v - v_{\text{зад}})^2} - K_3 \sqrt{(\theta - \theta_{\text{зад}})^2} - K_4 \sqrt{(q - q_{\text{зад}})^2}, \quad (5.223)$$

где K_1, K_2, K_3, K_4 — масштабные коэффициенты, значения которых выбираются из условия равного влияния штрафных функций на критерий оптимизации; $L_{\text{зад}}, v_{\text{зад}}, \theta_{\text{зад}}, q_{\text{зад}}$ — заданные значения параметров.

В алгоритм программы введены логические условия, которые позволяют штрафным функциям по v, θ и q влиять на критерий Φ_{\max} только в случае невыполнения граничных параметров на правом конце траектории. Например, если $q < q_{\text{зад}}$, то $K_4 = 0$, если же $q > q_{\text{зад}}$, то $K_4 = 1$.

При оценке различных альтернативных вариантов ДУ используется принцип итерации (принцип последовательной увязки), применение которого является следствием конструктивных особенностей ДУ и разнообразия траекторий полета. Поэтому при исследовании альтернативных вариантов ДУ принимается следующий алгоритм определения их оптимальных параметров: вначале по полной модели оптимизации (первая итерация) проводится поиск наилучшего варианта ДУ применительно к опорной траектории. Затем этот вариант (базовый вариант) оценивается по другим траекториям и прорабатывается конструктивно. В дальнейшем (вторая и последующая итерация) после увязки парамет-

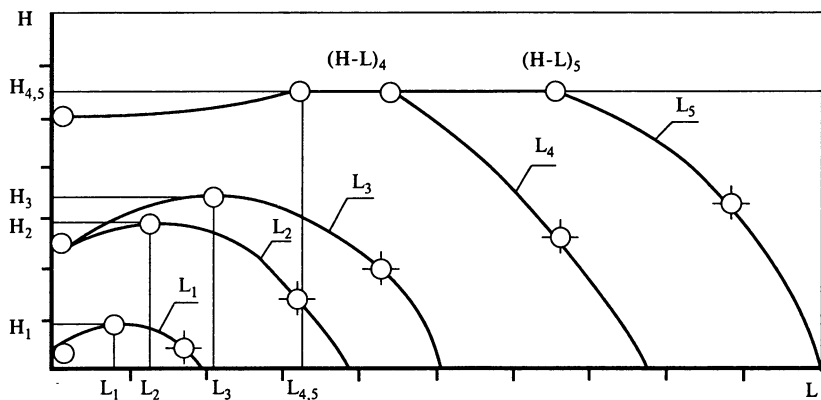


Рис. 5.31. Траектории полета ЛА при различных условиях пуска:

- — активный полет; ⊙ — пассивный полет;
- L_1 — «опорная» траектория; ○—○ — горизонтальный полет

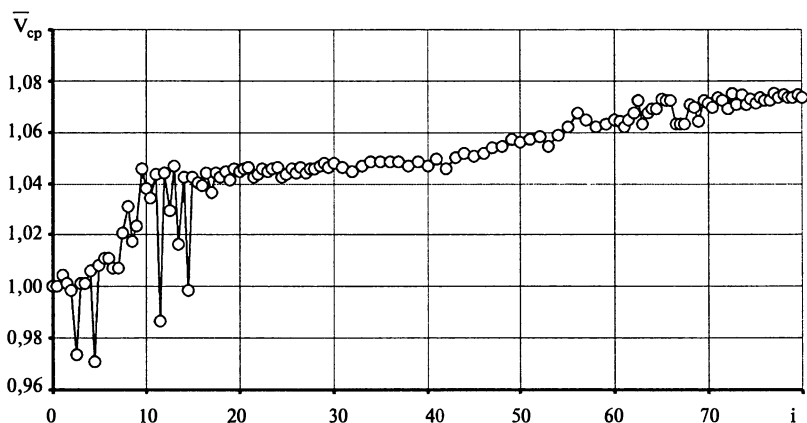


Рис. 5.32. Изменение относительной средней скорости в зависимости от числа обращений к целевой функции для траектории большой дальности — L_5 (за $\bar{v}_{\text{ср}} = 1$ принят базовый вариант)

ров этот вариант вновь оценивается не по полной, а по частичной модели оптимизации до определения оптимального варианта ДУ, который удовлетворял бы тактико-техническим требованиям при полете ракеты по всем траекториям полета. Здесь под полной моделью оптимизации понимается оптимизация траектории и девяти вышеуказанных параметров, а под частичной моделью оптимизации — оптимизация при задании одного или нескольких из девяти параметров и траектории полета, приведенной на рис. 5.31.

Траектория полета оптимизируется путем варьирования максимальной высотой и дальностью, при которой достигается эта максимальная высота (например, H_1-L_1 ; H_3-L_3 и т.д.). Кроме того, при полете на большие дальности L_4 и L_5 оптимизируется участок маршевого полета. Угол атаки на участке разгона-набора высоты определяется из условия задания программы полета $H = f(v)$ (5.215).

В качестве примера исследованы и определены применительно к «опорной» траектории (базовый вариант) и к траектории большой дальности — L_5 (см. рис. 5.31):

- геометрия тракта РПДТ — площадь входа ($F_{\text{вх}}$) и критического сечения сопла ($F_{\text{кр}}$);
- распределение запаса топлива между стартовой и маршевой ступенями.

Результаты этих исследований приведены на рис. 5.32–5.34, на которых показано изменение средней скорости (критерий качества), относительных площадей $\bar{F}_{\text{вх}}$ и $\bar{F}_{\text{кр}}$ и относительных запасов топлива стартовой \bar{G}_1 и маршевой \bar{G}_2 ступеней в зависимости от числа

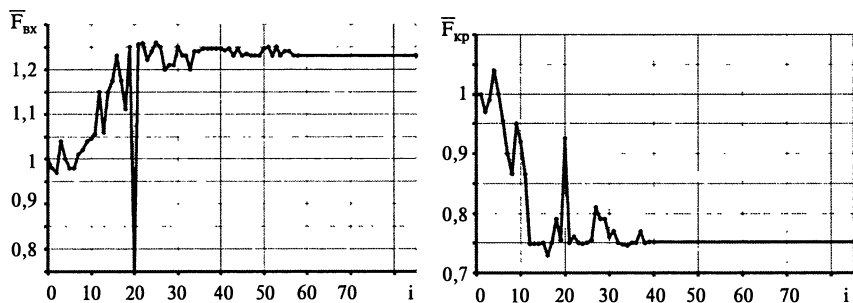


Рис. 5.33. Относительное изменение $\bar{F}_{\text{вх}}$ и $\bar{F}_{\text{кр}}$ в зависимости от числа обращений к целевой функции i

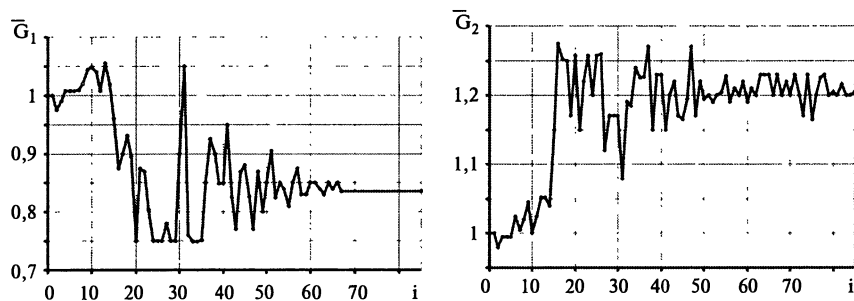


Рис. 5.34. Относительное изменение запаса топлива стартовой (\bar{G}_1) и маршевой (\bar{G}_2) ступеней в зависимости от числа обращений к целевой функции i

обращений к целевой функции — i (параметры $\bar{F}_{\text{вх}}$, $\bar{F}_{\text{кр}}$, \bar{G}_1 , \bar{G}_2 отнесены к их базовым значениям).

Результаты расчетных исследований показывают, что (по сравнению с базовым вариантом) при полете ЛА на большие дальности L_4 и L_5 по условиям выполнения ГТТ требуется снижать запас топлива ускорителя, увеличивать запас маршевого топлива, увеличивать площадь входа, уменьшать площадь критического сечения сопла.

На рис. 5.35 приведены результаты параметрических исследований по оптимизации распределения масс топлива между стартовой и маршевой ступенями ИРПДТ для различных скоростей пуска ЛА (v_0) и трех значений дальности полета (L_2 , L_4 , L_5) (см. рис. 5.31). В качестве критерия рассматривалась относительная средняя скорость полета в безразмерном виде (отнесено к средней скорости базового варианта ЛА).

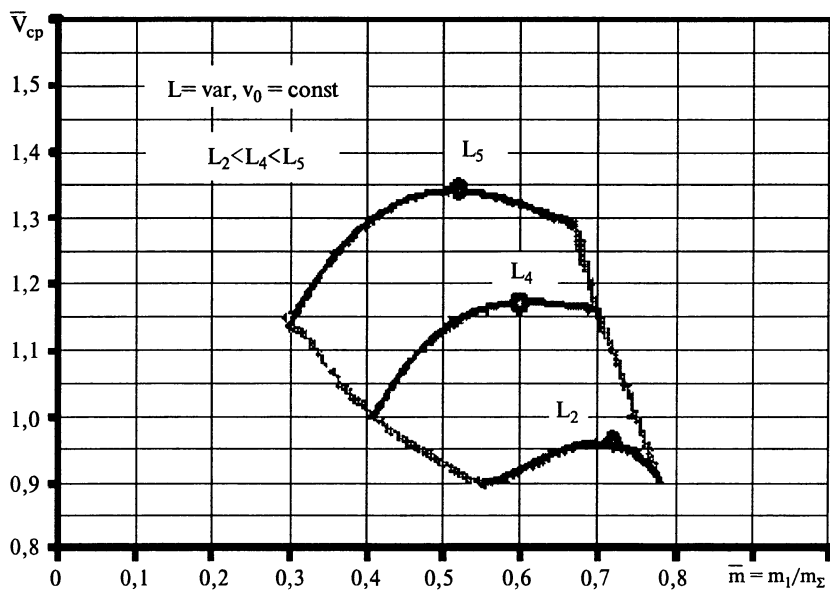
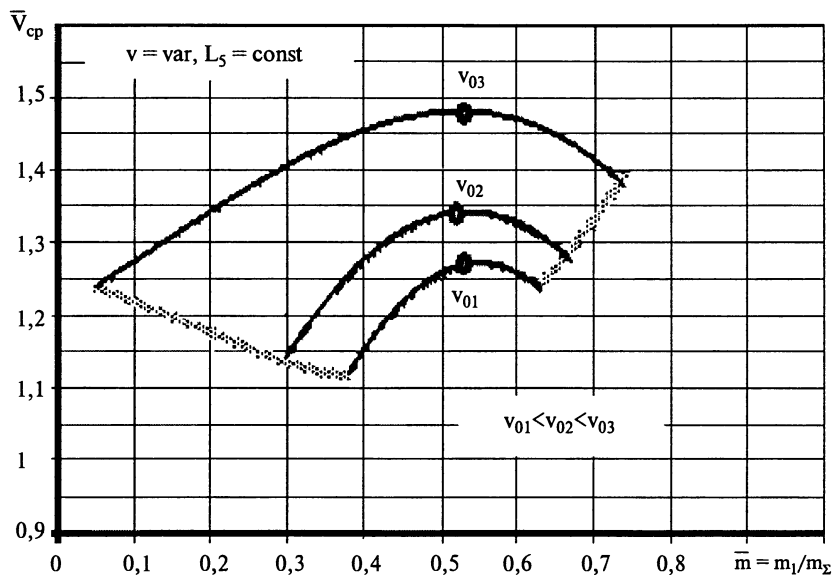


Рис. 5.35. Влияние условий пуска и дальности полета ЛА на относительную среднюю скорость в зависимости от распределения масс между ступенями ИПВРД

Зависимости $\bar{v}_{cp} = f(\bar{m})$ ограничены значениями относительных масс \bar{m} , при которых полет ЛА становится невозможен: слева — вследствие недостаточного разгона ЛА до числа M включения РПДТ, а справа — вследствие невыполнения условий по дальности полета.

Отметим, что оптимальное распределение масс топлива между ступенями ИРПДТ, в основном, не зависит от условий пуска ЛА по скорости v_0 , а в зависимости от дальности полета L распределение масс между ступенями сильно влияет на среднюю скорость. Из рис. 5.35 видно, что с увеличением дальности полета запас топлива ускорителя снижается, а запас топлива маршевой ступени, наоборот, повышается.

Выбор оптимального облика ИРПДТ в системе ЛА. Рассмотрим задачу совместной оптимизации параметров ИРПДТ и ЛТХ ЛА. Это — задача многофакторной и многокритериальной оптимизации сложных технических систем, и для ее решения используется метод оптимизации по Парето. Этот метод предполагает нахождение такого оптимального решения, в котором улучшение значения любого из критериев достигается только за счет ухудшения одного или нескольких других критериев. Этот метод позволяет решать многокритериальные задачи и выбирать проектные параметры по совокупности критериев, что способствует определению наиболее рациональных значений оптимальных факторов.

Для наглядности решения рассматриваемой задачи на рис. 5.36 приведена структурная схема выбора оптимального варианта ИРПДТ в системе ЛА.

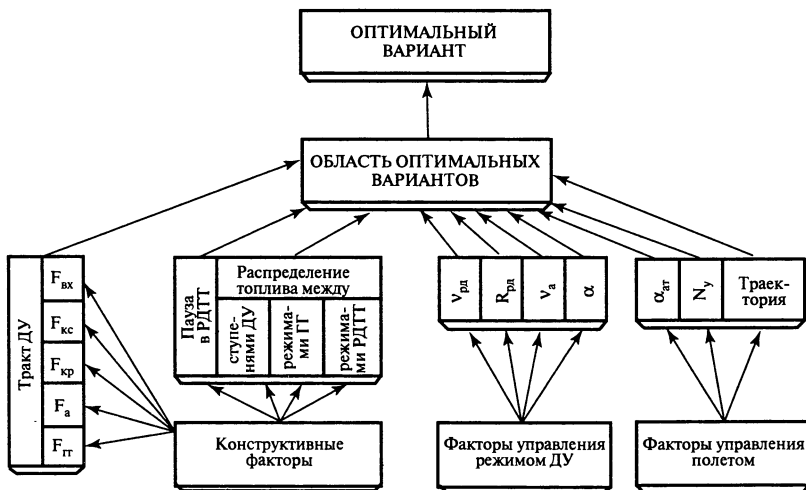


Рис. 5.36. Структурная схема выбора оптимального варианта ИРПДТ

Результаты исследований задачи приведены на рис. 5.37, на котором показано поведение двух критериев: дальности и средней скорости, а также общее множество рассчитанных вариантов и область Парето.

На рис. 5.37 квадратом обозначен базовый вариант при оптимизации его параметров применительно к «опорной» («зачетной») траектории (см. рис. 5.31). Черные кружки образуют множество Парето — оптимальных вариантов ЛА при оптимизации его параметров применительно к траектории большой дальности — L_5 . Остальные кружки соответствуют полученным вариантам при задании общего числа обращений к целевой функции.

Отметим, что на рис. 5.37 приведены результаты исследований первой итерации по оценке вариантов ЛА применительно к одной траектории полета. Для остальных траекторий были решены подобные многокритериальные задачи и получены соответствующие области Парето-оптимальных вариантов. При увязке параметров (после второй и последующих итераций) среди полученных Парето-оптимальных вариантов выбираются те, которые удовлетворяют всем траекториям — даже при ухудшении критериев качества.

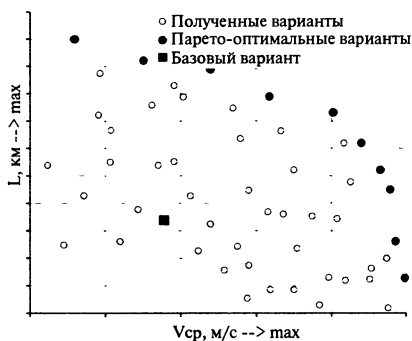


Рис. 5.37. Метод нелинейной оптимизации по Парето

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ (по главам)

Введение

- В.1. *Евстафьев М.Д.* Долгий путь к «Буре». М.: Вузовская книга, 1999. 112 с.
- В.2. *Biass E.H., Richardson D.* Ramjet, the Air-breathing Engine with no Serviceable Parts Inside // Armada International, 1996. № 4. P. 34–44.
- В.3. Ракеты «Факела». Атлас под ред. проф. В.Г. Светлова. М., 2003.
- В.4. *Александров С.* Из истории современности. Фамилия такая // Техника — молодежи, 2000. № 2. С. 48–51.
- В.5. *Дулупов Н.П., Котенков Г.К., Яновский Л.С.* Прямоточные воздушно-реактивные двигатели на твердых топливах // Актуальные проблемы авиационных и аэрокосмических систем: процессы, модели, эксперимент, 2001. Т. № 6, 2(10).
- В.6. Modern Rocket. Ramjet Engine Development in Europe // International Defense Review, 1977. № 3.
- В.7. *Wilson R., Limage C., Hewitt P.* The Evolution of Ramjet Missile Propulsion in the U.S. and Were We are Headed // AIAA Paper, 1996. № 3148.
- В.8. *Waltrup P.J., etc.* History of U.S. Navy Ramjet, Scramjet and Mixed-Cycle Propulsion Development // Journal of Propulsion and Power, 2002. V. 18. № 1. P. 14–27.
- В.9. *Ерохин Е.* Задание на завтра // Двигатель, 2001. № 1(13). С. 32–35.
- В.10. *Tomas A.N.* New Generation Ramjets — Promising Future // Astronautics and Aeronautics, 1980. V. 18. № 6. P. 36–41.
- В.11. *Hewitt P., etc.* Variable Flow Ducted Rocket Program Status // ISABE, 1997. № 7081.
- В.12. *Егоров К.* Перспективы развития зарубежных управляемых ракет класса «воздух—воздух» // Зарубежное военное обозрение, 2001. № 8. С. 32–37.
- В.13. Aviation Week and Space Technology, 1998. September. № 7. P. 96–101.
- В.14. Air and Cosmos // Aviation Magazine International, 1998. № 1069, P. 11–38.
- В.15. XV ISABE. Overview of French Research Center ONERA Activities on High-Speed Air-breathing Propulsion, 1995.
- В.16. Экспресс-информация ЦАГИ. Серия «Авиационная и ракетная техника», 2000. № 30.
- В.17. Экспресс-информация ЦАГИ. Серия «Авиационная и ракетная техника», 2001. № 3.
- В.18. *Соколовский Г.А.* и др. Ракетно-прямоточные двигатели в управляемых ракетах класса «поверхность—воздух» и «воздух—воздух» // Полет, 1999. № 4.
- В.19. Aviation Week and Space Technology, 2000. February. № 19. P. 37–38.
- В.20. Janes Defense Weekly, 1997. № 16. P. 29.
- В.21. Aviation Week and Space Technology, 2001. September. № 2.
- В.22. Экспресс-информация ЦИАМ. Серия «Авиационное двигателестроение», 1999. № 27.
- В.23. *Безьячный В.Ф.* и др. Перспективы применения технологии самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Авиационная промышленность, 1994. № 9–10. С. 25–27.

- B.24. *Goroshin S.*, etc. Powdered Metals as Fuel for Hypersonic Ramjets // AIAA Paper, 2001. № 3919.
- B.25. Air-breathing Propulsion for Missiles and Projectiles // AGARD Conference Proceedings, 1992. № 526.
- B.26. *Scanell R.S.*, etc. Advanced Integral Rocket Ramjet Port Cover Development // AIAA Paper, 1980. № 1279.
- B.27. *Webster F.F.* Ramjet Development Testing: Are We Doing it Right? // AIAA Paper, 1987. № 2185.
- B.28. *Нечаев Ю.Н.* и др. Возможности активного снижения сопротивления высокоскоростных летательных аппаратов // Полет, 2004. № 1. С. 15–24.
- B.29. *Christe V.O.*, etc. On Quantitative Scale for Lewis Acidity and Recent Progress in Polynitrogen Chemistry // Journal of Fluorine Chemistry, 2000. № 101. P. 151.
- B.30. Aviation Week and Space Technology, 1980. V. 112. № 26. P. 52–53.
- B.31. Aviation Week and Space Technology, 1979. V. 110. № 5. P. 103, 116, 117.
- B.32. *Fry R.S.* A Century of Ramjet Propulsion Technology Evolution // Journal of Propulsion and Power, 2004. V. 20. № 1. P. 27–58.
- B.33. *Стечкин Б.С.* Теория воздушно-реактивного двигателя // Техника воздушного флота, 1929. № 2. С. 96–103.
- B.34. *Бондарюк М.М., Ильяшенко С.М.* Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М.: Государственное издательство оборонной промышленности, 1958. 392 с.
- B.35. Теория воздушно-реактивных двигателей. Под ред. С.М. Шляхтенко. М.: Машиностроение, 1975.
- B.36. Research and Development of Ram/Scramjet and Turbojets in Russia // AGARD Lecture Series № 194, NATO, 1993.
- B.38. *Зуев В.С., Макарон В.С.* Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1971.
- B.39. Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей. Под ред. С.В. Орлова. М.: Машиностроение, 1961.
- B.40. *Борисенко А.И.* Газовая динамика двигателей. М.: Оборонгиз, 1962.
- B.41. *Rody E.P., Trexler C.A.* The Effects of Bodyside Compression on Forward and Aft Swept Sidewall Compression Inlets of Mach 4 // AIAA Paper, 1994. № 2708.
- B.42. *Mayer D.W., Paynter G.C.* Prediction of Supersonic Inlet Unstart Caused by Freestream Disturbances // AIAA Paper, 1994. № 05080.
- B.43. *Yong Y.Oh., Vigor Vang.* Interactions between Shock and Acoustic Waves in Supersonic Inlet Diffusor // AIAA Paper, 1994. № 2706.
- B.44. *Rody E.P., Emami S., Trekler C.A.* Unsteady Pressure Behavior in a Ramjet/Scramjet Inlet // Journal of Propulsion and Power, 1996. V. 12. № 3.
- B.45. *Paynter G.C.* CFD Status for Supersonic Inlet Design Support // AIAA Paper, 1994. № 0465.
- B.46. *Reddy E.S., Reddy D.R.* Aerodynamic Shape Optimization of a Subsonic Inlet Using 3-D Euler Computation // AIAA Paper, 1995. № 2757.
- B.47. *Anderson B.H., Kapoor K.* Study on Bifurcated Transitioning S-ducts for High Speed Inlet Application // AIAA Paper, 1994. № 2812.
- B.48. *Decher R.*, etc. On Supersonic Inlet Engine Stability // AIAA Paper, 1994. № 3371.

- B.49. *Majumdar B.*, etc. Experimental Study of Flow in a High Aspect Ratio 90 Deg Curved Diffuser // *Trans. ASME J. Fluid Eng*, 1998 — 120. № 1. P. 83–89.
- B.50. *Smart M.U.* Optimization of Two — Dimensional Scramjet Inlets // *J. Aircraft*, 1999. 36. № 2. P. 430–433.
- B.51. *Jong Y. Oh, Vigor Vang.* Interactions between Shock and Acoustic Waves in a Supersonic Inlet Diffuser // *AIAA Paper*, 1994. № 2706.
- B.52. *Боровиков А.Д.* и др. Газодинамическое проектирование и расчет характеристик высокоскоростных воздухозаборников // Сб. Теория воздушно-реактивных двигателей и их элементов. М.: МАИ, 1995. С. 123–129.
- B.53. *Гильманов А.Н., Кулачкова Н.А.* Численное моделирование торможения газа в сверхзвуковом воздухозаборнике // *ИВУЗ. Авиационная техника*, 1996. № 4. С. 26–32.
- B.54. *Mizukami M., Sounders J.D.* Parametrics on 2D Navier — Stokes Analysis of Mach 2.68 Gifuricated Rectangular Noixed — Compression Unit // *AIAA Paper*, 1995. № 2755.
- B.55. *Henderson Scott E., Pratt David T.* Analysis of a Variable — Geometry Transition Section for Use in a Duel — Mode Ramjet/Scramjet // *AIAA Paper*, 1995. № 2450.
- B.56. *Rody P.E.*, etc. Unsteady Pressure Behavior in a Ramjet / Scramjet Inlet // *Journal of Propulsion and Power*, 1996. V. 12. № 3. P. 486–493.
- B.57. *Ostrander M.Y.*, etc. Inlet Analysis for ATR — Powered Supersonic Missile // *AIAA Paper*, 1995. № 2809.
- B.58. *Frilander M.J., Segal C.* Combustion of High Energy, High Density Fuel in a Ramjet Combustor // *AIAA Paper*, 1996. № 3239.
- B.59. *Pein R., Vinnemeien F.* The Influence of Swirl and Fuel Composition of Boron-containing Fuels on Combustion in a Solid Fuel Ramjet Combustion Chamber // *AIAA Paper*, 1989. № 2885.
- B.60. *Natan B., Gany A.* Effects of Bypass Air on the Combustion of Boron Particles in a Solid Fuel Ramjet // *AIAA Paper*, 1989. № 2886.
- B.61. *Ferreira J.G., Carvalho J.A., Silva M.G.* Experimental Investigation of Polyethylene Combustion in a Solid Fuel Ramjet // *AIAA Paper*, 1996. № 2698.
- B.62. *Elands P.J.M.*, etc. Combustion of Polyethylene in a Solid Fuel Ramjet — a Comparison of Computational and Experimental Results // *AIAA Paper*, 1988. № 3043.
- B.63. *Poinsot F.*, etc. Suppression of Combustion in a Instabilities by Active Control // *AIAA Paper*, 1987. № 1876.
- B.64. *Nusca M.* Steady Flow Combustion Model for Solid Ramjet Projectiles // *AIAA Paper*, 1989. № 2797.
- B.65. *Plett E.G., Stowe R.D.* Numerical Simulation of Solid Fuel Ramjet Missile Propulsive Performance // *AIAA Paper*, 1995. № 2448.
- B.66. *Matta L.M.*, etc. Experimental Study of Acoustic Velocity Effects of Solid Fuel Pyrolysis // *AIAA Paper*, 1996. № 2886.
- B.67. *Limage C.R.* Combined Ducted Rocket and Solid Fuel Ramjet Cycle // *AIAA Paper*, 1997. № 2813.
- B.68. *Gronans R.*, etc. An Annovative Numerical Method for Global Performance Prediction of Ramjet Combustion Chambers // *AIAA Paper*, 2000. № 3345.
- B.69. *Schmucker R., Besser H.L.* Analysis of Boron Combustion in Air-Augmented Ram Rockets // *AIAA Paper*, 1977. № 0013

- B.70. *Cherng D.L., Yang Y., Kuo K.K.* Theoretical Study of Turbulent Reacting Flow in a Solid-Propellant Ducted Rocket Combustor // AIAA Paper, 1987. № 1723.
- B.71. *Pein R., Krishnan S.* Performance Calculations for Solid Propellant Ram-rockets // AIAA Paper, 1996. № 3134.
- B.72. *Liau Tang-Min, Wu Yi-Yung.* Turbulent Flows in Two — Dimensional and Three — Dimensional Simulated SDR Combustors // Experimental Them. and Fluid Science, 1994. 9. № 2. P. 233—240.
- B.73. *Limage C.R.* Solid Fuel Ducted Rocket for Ramjet/Scramjet Missile Applications // AIAA Paper, 1996. № 2916.
- B.74. *Vigot C., etc.* Improvement of Boron Combustion in a Solid-Fuel Ramrocket // AIAA Paper, 1986. № 1590.
- B.75. *Benkmann P.* Design Techniques for Integrated Rocket // RAM/SCRAM-JETS — ISABE Paper, 1985. № 7025.
- B.76. *Chuang M.Y.* Study of Flowfield Structure in a Simulated Solid-Propellant Ducted Rocket Motor // AIAA Paper, 1989. № 11.
- B.77. *Shin-Yung Hsieh, etc.* A Unified Flow Analysis of Ramjet Propulsion Systems // AIAA Paper, 1994. № 3326.
- B.78. *Nakagawa I., Kuwahara T.* Combustion of Solid Fueled Ramjet // AIAA Paper, 1992. № 3727.
- B.79. *Bhat V.K., Haridwar Singh.* Propellants for Variable Flow Ducted Ramjet (VFDR) Propulsion // AIAA Paper, 1997. № 2977.
- B.80. *D'Andrea B., Lillo F.* Industrial Constraints as Evaluation Criteria in Developing Solid Space Propellants Using Alternative Energetic Materials // AIAA Paper, 1997. № 2975.
- B.81. *Chen D.M., etc.* Study of the Thermophysical Properties and Combustion Behavior of Metal — Based Solid Fuels // AIAA Paper, 1988. № 3041.
- B.82. *Tsujikado N.* Experimental Studies on Ram-Rocket Fuels // ISABE Paper, 1985. № 7023.
- B.83. *McClendon S.E., etc.* Fuel Selection Criteria for Ducted Rocket Application // AIAA Paper, 1980. № 1120.
- B.84. *Mestwerdt R., Selzer H.* The Combustion of Boron — Lithium Compound with Respect to Air Augmented Rockets // AIAA Paper, 1975. № 247.
- B.85. *Panda S.P., Sahu S.K.* On Decomposition Mechanism and Explosive Properties of Gap Based Ram Rocket Propellants // ISABE Paper, 1999. № 7246.
- B.86. *Campbell L., etc.* Development of a Silicone Ablator for High-Heating and High-Shear-Rate Condition. Space Simulation Symposium. New-York, Washington D.C. 1972. P. 725—748.
- B.87. *Cohen L., etc.* Performance of Ablator Materials in Ramjet Environments // AIAA Paper, 1974. № 697.
- B.88. Aviation Week and Space Technology, 1975. V. 102. № 15. P. 40—43.
- B.89. *Pelosi-Pinhas D., Gany A.* Solid Fuel Ramjet Regulation by Means of an Air Division Valve // ISABE, 1999. № 7245.
- B.90. *Bossard J.A., Thomas M.E.* Customized Turbomachinery for Solid-Propellant Air Turbo Rockets // AIAA Paper, 1997. № 3257.
- B.91. *Plant A.B.* A Systematic Approach to Air Breathing Missile Engine Controls // AIAA Paper, 1980. № 1121.

- B.92. *Harner K.I., Patrick J.P.* Control Systems Requirements for Advanced Ramjet Engines // AIAA Paper, 1978. № 1056.
- B.93. *Pelosi-Pinhas D., Gany A.* Experimental Investigation of a Bypass — Regulated Solid Fuel Ramjet Combustor in Variable Flight Conditions // AIAA Paper, 2001. № 1238.
- B.94. *Porter R.D., Moorehead J.R.* Controls Adjusting Variable Geometry SST Inlet are Vital to Commercial Flight // SAE Journal, 1967. X. V. 75. № 10. P. 54–59.
- B.95. *Lee Tae-Ho.* Multi-run Effects on the Solid Fuel Ramjet Combustion // AIAA Paper, 1995. № 2416.
- B.96. *Vos J.B.* Simulating an Ignition in Turbulent Reacting Flows Calculated with a Finite Chemical Kinetics Combustion Model // AIAA Paper, 1987. № 1979.
- B.97. *Masuya G., etc.* Some Governing Parameters of Plasma Torch Igniter/Frameholder in a Scramjet Combustor // AIAA Paper, 1990. № 2098.
- B.98. *Bruczinski D., etc.* Flow Visualization of Steady and Transient Combustion in a 120-mm Ram Accelerator // AIAA Paper, 1994. № 3344.
- B.99. *Джемисон.* Прямоточные воздушно-реактивные двигатели // Сб. Вопросы ракетной техники. М.: ИЛ, 1958. 1(43). С. 90–114.
- B.100. *Верхолюмов В.К.* и др. Шлакообразование и работоспособность ПВРД на твердых топливах // Труды ЦИАМ, 2000. № 1317. 62 с.
- B.101. *Matba L.M., Zinn B.T., Iagoda J.I.* Experimental Study of Acoustic Velocity Effects on Solid Fuel Pyrolysis // AIAA Paper, 1996. № 2886.
- B.102. *Claub W., etc.* Determination of Temperature Distribution by CARS-Thermometry in a Planar Solid Fuel Ramjet Combustor Chamber // AIAA Paper, 1998. № 160.
- B.103. *Dijkstra F.* Ultrasonic Regression Rate Measurement in Solid Fuel Ramjet // AIAA Paper, 1990. № 1963.
- B.104. *Blevins J.A., etc.* A Connected — Pipe Facility for the Evaluation of Ducted Rocket Propellants // AIAA Paper, 1995. № 2937.
- B.105. *Brophy C.M., Hawk C.W.* A Flow Visualization Facility for Ducted Rocket Engine Mixing Studies // AIAA Paper, 1995. № 2934.
- B.106. *Blevins J.A., Coleman H.W.* An Assessment of Connected. Pipe Ramjet Testing // AIAA Paper, 1995. № 3074.
- B.107. *Strulijes J., etc.* Expansion Tube Experiments for the Investigation of Ram — Accelerator — Related Combustion and Gasdynamic Problems // AIAA Paper, 1992. № 3246.
- B.108. *Tae-Ho Lee, Netzer D.W.* A Study of the Flammability Limit of the Backward Facing Step Flow Combustion // AIAA Paper, 1992. № 3246.
- B.109. *Myers T.D., Stromberg G.* Ground Test Facility for Integral Rocket Ramjet Engines // AIAA Paper, 1978. № 934.
- B.110. *Pein R., Ciezki H.K., Erike A.* Instrumental Diagnostics of Solid Fuel Combustor Reaction Products Containing Boron // AIAA Paper, 1995. № 3107.
- B.111. *Blevins J.A., Coleman H.W.* A Connected — Pipe Facility for the Evaluation of Ducted Rocket Propellants // AIAA Paper, 1995. № 2937.
- B.112. *Blevins J.A., Coleman H.W.* Apparent Failure of Scaling Methods in Ramjet Connected — Pipe Testing // Journal Propulsion and Power, 1999. № 5. P. 689–698.
- B.113. *Enomoto Y., etc.* Experimental Study of Interaction between Components of Ramjet Engine // ISABE Paper, 1999. № 7244.

- B.114. *Ristori A.*, etc. Experimental and Numerical Study of Turbulent Flow Inside a Dual Inlet Research Ducted Rocket Combustor // ISABE Paper, 1999. № 7182.
- B.115. *Belding J.A.*, *Coley W.B.* Integral Rocket/Ramjet for Tactical Missiles // *Astronautics*, 1973. V. 11. № 12, P. 20–26.

Глава 1

- 1.1. *Стечкин Б.С., Казанджан П.К., Алексеев Л.П.* и др. Теория реактивных двигателей. М.: Оборонгиз, 1958.
- 1.2. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей / Под ред. С.М. Шляхтенко. М.: Машиностроение, 1987.
- 1.3. *Зув В.С., Макарон В.С.* Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1971.
- 1.4. *Курзинер Р.И.* Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1977.
- 1.5. *Бондарюк М.М., Ильяшенко С.М.* Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М.: Оборонгиз, 1958.
- 1.6. *Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю., Рейдель А.Л.* и др. Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей для беспилотных летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1967.
- 1.7. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.

Глава 2

- 2.1. *Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю., Рейдель А.Л.* и др. Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей для беспилотных летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1967.
- 2.2. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей / Под ред. С.М. Шляхтенко. М.: Машиностроение, 1987.
- 2.3. *Курзинер Р.И.* Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1977.
- 2.4. *Зув В.С., Макарон В.С.* Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1971.
- 2.5. *Sosounov V.A.* Research and Development of Ramjets/Ramrockets. Part 1. Integral Solid Propellant Ramrockets/ Presented at AGARD Lecture Series, December, 1993.
- 2.6. *Aviation Week and Space Technology* / Oct, 1973. V. 99. № 16.
- 2.7. *Дулепов Н.П., Котенков Г.К., Яновский Л.С.* Прямоточные воздушно-реактивные двигатели на твердых топливах // Актуальные проблемы авиационных и аэрокосмических систем: процессы, модели, эксперимент, 2001. Т. 6. № 2 (12).
- 2.8. *Дулепов Н.П., Котенков Г.К., Яновский Л.С.* Методология проектирования малообъемных прямоточных двигателей с регулируемым расходом и составом твердых топлив // Вестник Российской академии космонавтики им. К.Э. Циолковского. М., 1999. Вып. 4.

- 2.9. *Верхолотов В.К., Котенков Г.К., Котова В.Н., Суриков Е.В., Яновский Л.С.* Шлакообразование и работоспособность ПВРД на твердых топливах // Труды ЦИАМ, 2002. № 1317. 61 с.
- 2.10. *Тарарышкин М.С., Яновский Л.С.* К выбору оптимальных параметров ракетно-прямоточных двигателей твердого топлива // *Авиакосмическая техника и технология*, 1999. № 2. С. 40–47.
- 2.11. *Тауэр Л.* и др. Теоретические характеристики горения некоторых высокоэнергетических топлив прямоточных реактивных двигателей // *Вопросы ракетной техники*, № 1. 1960.
- 2.12. *Дубовкин Н.Ф., Михеенко М.Г., Репников А.А.* Методика предварительной оценки эффективности твердых топлив для РПД. — В кн. *Научный вклад в создание авиационных двигателей. Книга 1.* М.: Машиностроение, 2000. С. 307–312.
- 2.13. *Боков К.К., Верхолотов В.К., Крючков В.П., Панфилов Р.Я.* А. № 1347682. — *Изобретения. Последние модели: Официальный бюллетень Российского агентства по патентам и товарным знакам*, 2001. № 26.
- 2.14. *Боков К.К., Верхолотов В.К., Крючков В.П.* Стенд для испытания воздушно-реактивных двигателей // *Вестник Московского авиационного института*. М.: МАИ, 2001. Т. 8. № 1.
- 2.15. *Котова В.Н., Иванов В.Ф., Яновский Л.С.* Комплекс методов для химического анализа шлаков // *Оборонный комплекс — научно-техническому прогрессу России*, 1997. № 1–2. С. 33.
- 2.16. *Котова В.Н., Иванов В.Ф., Яновский Л.С.* О некоторых проблемах химического анализа шлаков, образующихся при горении ТТ и твердых отходов // *Вестник Инженерной Академии Удмуртской республики и Уральского Международного инженерного университета. Сер. «Экология, ресурсосбережение и природопользование»*, 1998. № 1. С. 137.
- 2.17. *Kotova V., Ivanov V., Yanovsky L.* The Complex Approach to the Analysis of Multicomponent Mixtures // *Proc. Int. Congr. on Anal. Chem., Moscow*, 1997. V. 2. P. 1–8.
- 2.18. *Котова В.Н., Иванов В.Ф., Яновский Л.С.* Особенности анализа продуктов сгорания ТТ в условиях стендовых испытаний // *Тез. докл. III Всероссийской конференции «Экоаналитика-98». Анализ объектов окружающей среды.* Краснодар, 1998. С. 294.
- 2.19. *Котова В.Н., Богормистрова Н.И.* Применение атомно-абсорбционной спектроскопии для анализа шлаков // *Тез. докл. III Всесоюзной научно-технической конференции «Атомно-абсорбционный анализ и его применение в народном хозяйстве».* Северодонецк, 1991. С. 39.
- 2.20. *Zhang Wei.* Study of the Mechanism of Alumina Deposition at the Nozzle Throat of Solid Rocket Motor // *AIAA Paper*, 1987. № 1823.
- 2.21. *Salita M.* Deficiencies and Requirements in Modeling of Slag Generation in Solid Rocket Motors // *Journal of Propulsion and Power*, 1995. V. II. № 1. P. 10.
- 2.22. *Salita M.* Quench Bomb Investigation of Al_2O_3 Formation from Solid Rocket Propellants // *Proc. of the 25th JANNAF Combustion Meeting*, 1988. V. I. P. 185.
- 2.23. *Boraas S.* Modeling Slag Deposition in the Space Shuttle Solid Rocket Motor // *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1984. V. 21. № 1. P. 47.

- 2.24. *Haloulakos V.E.* Slag Mass Accumulation in Spinning Solid Rocket Motors // Journal of Propulsion and Power, 1991. V. 7. № 1. P. 14.
- 2.25. *Meyer R.X.* In Flight Formation of Slag in Spinning Solid Propellant Rocket Motors // Journal of Propulsion and Power, 1992. V. 8. № 1. P. 45.
- 2.26. *Chang I.S.* An Efficient Intelligent Solution for Viscous Flows Inside Solid Rocket Motors // AIAA Paper, 1991. № 2429.
- 2.27. *Sabnis J.S., Gibeling H.J.* Calculation of Particle Trajectories in Solid Rocket Motors with Arbitrary Acceleration // Journal of Propulsion and Power, 1992. V. 8. № 5. P. 961.
- 2.28. *Liaw P., Chen Y.S.* Numerical Investigation of the Slag Behavior in Aft-end Cavity of Solid Rocket Motors // AIAA Paper, 1995. № 0815.
- 2.29. *Liaw P., Chen Y.S.* Numerical Investigation of Slag Behavior with Combustion / Evaporation / Breakup // VOF Models for Solid Rocket Motors // AIAA Paper, 1995. № 2726.
- 2.30. *Jia L.* An Analytical and Experimental Investigation of Nozzle Deposition Heat Transfer in Aluminized Solid Rocket Motors // AIAA Paper, 1987. № 2232.
- 2.31. *Загивный Д.Ю., Романов О.Я.* Математическое и физическое моделирование взаимодействия к-фазы с поверхностью углеродных ТЗМ при обтекании дозвуковым потоком в камере РДТТ // Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем. Сб. материалов шк.-семина. С.-Петербург, 1995. С. 69.
- 2.32. *Лобов С.Л., Романов О.Я.* Расчет двухфазных течений и движения шлака в полости ракетного двигателя ТТ // Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем. Сб. матер. 2^й Междунар. шк.-семина. С.-Петербург, 1997. С. 114.
- 2.33. *Babuk V.A., Vasilyev V.A., Vodovosov O.V.* Computation of Characteristics of Large-size Oxide Particles in Chamber of Aluminized Solid Propellant Motor // Proc. 2nd Int. Semin. Intra-Chamber Process., Combust. and Gas Dyn. Dispers. Syst. S.-Peterburg, 1997. P. 70.
- 2.34. *Бабук В.А., Васильев В.А.* Моделирование эволюции конденсированных продуктов сгорания в камере ракетного двигателя // Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперс. систем. Сб. матер. Международн. шк.-семина. С.-Петербург, 1995. С. 161.
- 2.35. *Бабук В.А., Свиридов В.В.* Анализ и синтез моделей формирования конденсированных продуктов сгорания у поверхности горящего топлива // Проблемы конверсии и экол. энерг. матер. (ИСОС-96). Материалы Междунар. конф. по внутрикамерным процессам и горению. Ижевск, 1997. Ч. 1. С. 40.
- 2.36. *Зельдович Я.Б.* К теории горения порохов и взрывчатых веществ // Журн. экспериментальной и теоретической физики, 1942. Т. 12. Вып. 11–12. С. 498.
- 2.37. *Зельдович Я.Б., Лейпунский О.И., Либрович В.Б.* Теория нестационарного горения пороха. — М.: Наука, 1975.
- 2.38. *Аристова З.И., Лейпунский О.И.* // ДАН СССР, 1946. № 54. С. 503.
- 2.39. *Маршаков В.Н., Лейпунский О.И.* Горение и потухание пороха при быстром спаде давления // Физика горения и взрыва, 1967. № 3. 2. С. 231.

- 2.40. *Новожилов Б.В.* Критерий устойчивости стационарного режима горения пороха // Журн. прикладной математики и теоретической физики, 1965. № 4. С. 157.
- 2.41. *Новожилов Б.В.* Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
- 2.42. *Лидский Б.В., Новожилов Б.В., Попов А.Г.* Теоретические исследования нестационарного горения газифицирующегося твердого топлива при спаде давления // Физика горения и взрыва, 1983. Т. 19. № 4. С. 20.
- 2.43. *Новожилов Б.В.* Об акустическом резонансе при горении порохов // Физика горения и взрыва, 2000. Т. 36. № 1. С. 5.
- 2.44. *Похил П.Ф.* Докторская диссертация. М.: ИХФ АН СССР, 1954
- 2.45. *Похил П.Ф., Мальцев В.М., Лукошена Г.В.* О горении баллиститных порохов // ДАН СССР, 1960. № 135. С. 913.
- 2.46. *Зенин А.А.* Об ошибках термопар, проходящих через пламя // Инж.-физический журнал, 1962. Т. 6. № 5. С. 67.
- 2.47. *Зенин А.А.* О теплообмене термопар в условиях горения конденсированных веществ // Журнал прикладной математики и теоретической физики, 1963. № 5. С. 125.
- 2.48. *Зенин А.А.* Формальные кинетические характеристики реакций, происходящих при горении пороха // Физика горения и взрыва, 1966. № 2. С. 25.
- 2.49. *Зенин А.А.* Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980.
- 2.50. *Зенин А.А.* Функции отклика скорости горения нитраминсодержащих порохов и октогена по данным микротермопарных измерений // Физика горения и взрыва, 2000. Т. 36. № 1. С. 12.
- 2.51. *Кулик.* Обзор методов анализа неустойчивости горения твердого топлива // Ракетная техника и космонавтика, 1968. № 12. С. 3.
- 2.52. *Culick F.E.C., Yang V.* Prediction of the Stability of Unsteady Motions in Solid-Propellant Rocket Motors // Combustion Stability of Solid-Propellant Rocket Motors, 1998. P. 719.
- 2.53. *Крип, Тьен, Сирияньо, Саммерфильд.* Явления неустановившегося горения твердых топлив: теория и экспериментальные данные // Ракетная техника и космонавтика, 1968. № 2. С. 104.
- 2.54. *Tien J.S.* Oscillatory Burning of Solid Propellant Including Gas Phase Time Lag // Combustion Science and Technology, 1972. V. 5. P. 47.
- 2.55. *Williams F.A.* Quasi-Steady Gas-Phase Flame Theory in Unsteady Burning of a Homogeneous Solid Propellant // AIAA Journal, 1973. V. 11. № 9. P. 328.
- 2.56. *Williams F.A.* Combustion Theory, 2nd ed. — Addison-Wesley Reading, MA, 1985. P. 334.
- 2.57. *Clavin P., Lazimi D.* Theoretical Analysis of Oscillatory Burning of Homogeneous Solid Propellant Including Non-Steady Gas Phase Effects // Combustions Science and Technology, 1992. V. 83. P. 1.
- 2.58. *Zebrowski M.A., Brewster M.Q.* Theory of Unsteady Combustion of Solid: Investigation of Quasisteady Assumption // Journal of Propulsion and Power, 1996. V. 12. № 3. P. 564.
- 2.59. *Ianovsky L.S., Hilkewich V.Ia.* Investigation of Operation Process Stability in the Ducts of Speedy Flight Vehicle Engines // AIAA Paper, 1997. № 2853.

- 2.60. *Хуггетт*. Горение твердых ракетных топлив. Жидкие и твердые ракетные топлива. Сб. переводов. М.: Иностранная литература, 1959. № 5.
- 2.61. *Михеев В.Ф., Хлевной С.С., Худяков А.В.* Тонкопленочный термометр сопротивления для регистрации температуры на поверхности пороха при быстром нагреве // *Физика горения и взрыва*, 1966. № 2. С. 44.
- 2.62. *Хилькевич В.Я., Шевченко И.В., Яновский Л.С.* Устойчивость рабочего процесса в газогенераторах и двигателях на твердых топливах. М.: Российская инженерная академия, 2000. 105с.
- 2.63. *Калинин В.В., Ковалев Ю.Н., Липанов А.М.* Нестационарные процессы и методы проектирования узлов РДДТ. М.: Машиностроение, 1986.

Глава 3

- 3.1. *Wilson R., Limage C. and Hewitt P.* The Evolution of Ramjet Missile Propulsion in the U.S. and Where We are Headed // 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 1996.
- 3.2. *Цуцуран В.И., Петрухин Н.В., Гусев С.А.* Военно-технический анализ состояния и перспективы развития ракетных топлив. М.: Академия им. Петра Великого, 1999.
- 3.3. *Duesterhaus D., Hohl A.* Measurements in a Solid Fuel Ramjet Combustion with Swirl // AIAA Paper, 1988. № 3045.
- 3.4. *Waltrup P., White M., Zarlingo F., Gravlin E.* History of U.S. Navy Ramjet, Scramjet and Mixed-Cycle Propulsion Development // AIAA Paper, 1996. № 3152.
- 3.5. *Александров В.Н., Верхоломов В.К.* Схемное решение и отработка регулируемого ПВРДТ. — В кн.: Научный вклад в создание авиационных двигателей. ЦИАМ. Книга 1. М.: Машиностроение, 2000. С. 304–307.
- 3.6. *Дубовкин Н.Ф., Яновский Л.С., Харин А.А.* и др. Топлива для воздушно-реактивных двигателей. М.: «МАТИ» — Российский государственный технологический университет им. К.Э. Циолковского, 2001. 443 с.
- 3.7. *Яновский Л.С., Дубовкин Н.Ф., Галимов Ф.М.* и др. Энергоемкие горючие. — Казань: АБАК, 1997. 131 с.
- 3.8. *Самсонов Г.В., Марковский Л.Я., Жигач А.Ф.* Бор, его соединения и сплавы. Киев: АН УССР, 1960.
- 3.9. *Кинг М.К.* Воспламенение и горение частиц и газозвесей частиц бора. // *Аэрокосмическая техника*, 1983. Т. 1. № 8. С. 45–61.
- 3.10. *Золотко А.Н., Вовчук Я.Н.* Воспламенение дисперсных систем, гетерогенных систем с последовательными реакциями // *Физика горения и взрыва*, 1983. № 2, С. 10–17.
- 3.11. *Клячко Л.А.* Воспламенение совокупности частиц при гетерогенной реакции // *Теплоэнергетика*, 1956. № 8. С. 65–68.
- 3.12. Применение борсодержащих топлив в воздушно-реактивных двигателях // Сб. статей. М.: ЦИАМ, 1966. № 53.
- 3.13. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей // Под ред. С.М. Шлятенко. М.: Машиностроение, 1987.

- 3.14. Горбатко А.А., Лунатов П.А. О механизме стабилизации пламени при подаче топлива или топливно-воздушной смеси в зону циркуляции за плохо обтекаемым телом // Труды ЦИАМ, 1983. № 1082.
- 3.15. Schulte G., Pein R., Hognl A. Temperature and Concentration Measurements in a Solid Fuel Ramjet Combustion Chamber // J. Propulsion, 1987. V. 3. № 2.
- 3.16. Александров В.Н., Верхоломов В.К., Панфилов Р.Я. Исследование скорости горения при сжигании твердого углеводородного горючего (полиметилметакрилата) в воздушном потоке при низких давлениях в камере сгорания // Труды ЦИАМ, 1978. № 833.
- 3.17. Schulte G. Fuel Regression and Flame Stabilization Studies of Solid-Fuel Ramjets // Journal of Propulsion and Power, 1986. V. 2. № 4.
- 3.18. Humphrey J.M., Holzman A.L. Патент США № 4031698. Заявлен 6.8.1976.
- 3.19. Зуев В.С., Скубачевский Л.С. Камеры сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Оборонгиз, 1958.
- 3.20. Holzman A.L., Corcoran W.J. Патент США № 4050243. Заявлен 17.5.1976.
- 3.21. Holzman A.L. Патент США № 4124976. Заявлен 5.7.1977.
- 3.22. Holzman A.L. Патент США № 4137712. Заявлен 11.10.1977.
- 3.23. Netzer D.W. Modeling Solid-Fuel Ramjet Combustion // J. of Spacecraft and Rockets, 1977. V. 14. № 12.
- 3.24. Stevenson C.A., Netzer D.W. Primitive-Variable Model Application to Solid-Fuel Ramjet Combustion // J. of Spacecraft and Rockets, 1981. V. 18. № 1.
- 3.25. Netzer D.W. Model Application to Solid-Fuel Ramjet Combustion // J. of Spacecraft and Rockets, 1978. V. 15. № 5.
- 3.26. Metochianakis M.E., Netzer D.W. Modeling Solid-Fuel Ramjet Combustion, Including Radiation to the Fuel Surface // J. of Spacecraft and Rockets, 1983. V. 20. № 4.
- 3.27. Губерттов А.М., Бодин Б.В., Миронов В.В., Голлендер Р.Г. Гибридные ракетные двигатели: исследование основных процессов, анализ областей применения // Авиакосмическая техника и технология, 2001. № 3.
- 3.28. Михеев М.А. Основы теплопередачи. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1956.
- 3.29. Korting P.A., Geld C.W., Wijchers T., Schoyer H.F. Combustion of Polymethylmethacrylate in a Solid-Fuel Ramjet // J. Propulsion, 1990. V. 6. № 3.
- 3.30. Ferreira J., Carvalho J. Experimental Investigation of Polyethylene Combustion in a Solid-Fuel Ramjet // AIAA Paper, 1996. № 2698.
- 3.31. Грасси Н., Скотт Дж. Деструкция и стабилизация полимеров. М.: Мир, 1988.
- 3.32. Hansel J., McAlevy. Energetics and Chemical Kinetics of Polystyrene Surface Degradation in Inert and Chemically Reactive Environments // AIAA J., 1966. V. 4. № 5.
- 3.33. Кузнецов Г.В. Механизм высокотемпературного разрушения стеклопластика в газовых потоках в условиях высоких давлений // Теплофизика высоких температур, 1998. Т. 36. № 1.
- 3.34. Muzzy R.J. Applied Hybrid Combustion Theory // AIAA Paper 72-1143, 1972.
- 3.35. Natan B. and Gany A. Effects of Bypass Air on the Combustion of Boron Particles in a Solid Fuel Ramjet // AIAA Paper, 1989. № 2886.
- 3.36. Gany A. and Netzer D. Combustion Studies of Metallized Fuels for Solid Fuel Ramjets. // J. of Propulsion and Power, 1986. № 5.

- 3.37. *Pelosi-Pinhas D., Gany A.* Solid Fuel Ramjet Regulation by Means of an Air Division Valve // ISABE, 1999. № 7245.
- 3.38. *Keirsey J.L.* Solid Fuel Ramjet Flow Control Device // Патент США № 628688, 1986.
- 3.39. *Krishnan S., Philmon G.* Solid Fuel Ramjet Combustor Design // Progress in Aerospace Science, 1998. V. 34. P. 219.
- 3.40. *Александров В.Н., Верхоломов В.К.* Регулирование расхода топлива в ИПВРДТ // Труды Междунар. научн. конф. «Двигатели XXI века» Тез. докл. М.: ЦИАМ, 2000.

Глава 4

- 4.1. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1987.
- 4.2. *Фахрутдинов И.Х.* Ракетные двигатели на твердом топливе. М.: Машиностроение, 1981.
- 4.3. *Фахрутдинов И.Х., Котельников А.В.* Конструкция и проектирование РДТТ. М.: Машиностроение, 1987.
- 4.4. *Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю.* Термодинамические и баллистические основы проектирования РДТТ. М.: Машиностроение, 1973.
- 4.5. *Винницкий А.М.* Ракетные двигатели на твердом топливе. М.: Машиностроение, 1973.
- 4.6. *Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П.* Теория ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1989.
- 4.7. *Соркин Р.Е.* Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе. М.: Наука, 1982.
- 4.8. *Ерохин Б.Т.* Теоретические основы проектирования РДТТ. М.: Машиностроение, 1982.
- 4.9. *Липатов А.М., Алиев А.В.* Проектирование ракетных двигателей твердого топлива. М.: Машиностроение, 1995.
- 4.10. *Gany A., Aharon I.* Internal Ballistics Consideration of Nozzleless Rocket Motors // AIAA Paper, 1995. № 2735.
- 4.11. *Черный Г.Г.* Неуставившиеся движения газа в каналах с проницаемыми стенками. Об устойчивости скачка уплотнения в каналах // Труды ЦИАМ, 1957. № 24.
- 4.12. *Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.* Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- 4.13. *Кочетков Ю.М., Куранов М.Л., Филимонов М.Л.* Методические основы газовой динамики и внутренней баллистики бесспорных РДТТ. Перспективы использования // Полет, 2002. № 11.
- 4.14. *Sosoumov V.A.* Research and Development of Ramjets/Ramrockets. Part 1. Integral Solid Propellant Ramrockets // Presented at AGARD Lecture Series, December, 1993.
- 4.15. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
- 4.16. *Хилькевич В.Я., Шевченко И.В., Яновский Л.С.* Устойчивость рабочего процесса в газогенераторах и двигателях на твердых топливах. М.: Российская инженерная академия, 2000. 105 с.

- 4.17. *Хилькевич В.Я.* Расчет плоского или осесимметричного напряженно-деформированного состояния резины в резинометаллических конструкциях // Труды ЦИАМ, 1987. № 1186.
- 4.18. *Геррманн.* Вариационный принцип для уравнений упругости несжимаемых или почти несжимаемых материалов // Ракетная техника и космонавтика, 1965. Т. 3. № 10.

Глава 5

- 5.1. *Chen L., Tao C.C.* Study of the Side — Inlet Dump Combustor of Solid — Ducted Rocket with Reacting Flow // AIAA Paper, 1984. № 1378.
- 5.2. *Cherng D.L., Yang V., Kuo K.K.* Theoretical Study of Turbulent Reacting Flow in a Solid-Propellant Ducted Rocket Combustor // AIAA Paper, 1987. № 1723.
- 5.3. *Vanka S.P., Craig R.R., Stull F.O.* Mixing Chemical Reaction and Flow Field Development in Ducted Rockets // AIAA Paper, 1985. № 1271.
- 5.4. *Cherng D.L., Yang V., Kuo K.K.* Simulation of Three — Dimensional Turbulent Reacting Flow in a Solid-Propellant Ducted Rocket Combustor // AIAA Paper, 1988. № 3042.
- 5.5. *Albagli D., Levy Y.* Prediction of Two — Phase — Flow — Field in Ram Combinations. — J. Thermophysics, 1990. V. 4, № 2.
- 5.6. *Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю., Рейдель А.Л.* и др. Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1967.
- 5.7. *Зуев В.С., Макарон В.С.* Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1971.
- 5.8. *Курзинер Р.И.* Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1977.
- 5.9. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.
- 5.10. *Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П.* Теория ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1989.
- 5.11. *Sosounov V.A.* Research and Development of Ramjets/Ramrockets. Part 1. Integral Solid Propellant Ramrockets // Presented at AGARD Lecture Series, December, 1993.
- 5.12. *Салтанов Г.А.* Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Высшая школа, 1972.
- 5.13. *Крайко А.Н.* и др. Механика многофазных сред / в Сб. «Итоги науки и техники. Гидромеханика». М.: ВИНТИ, 1972. Т. 6.
- 5.14. *Стернин Л.С.* Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
- 5.15. *Карлсон, Хогланд.* Спротивление и теплоотдача частиц в соплах ракетных двигателей // Ракетная техника и космонавтика, 1964. № 11.
- 5.16. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Справочник в пяти томах. Под ред. В.П. Глушко. М.: ВИНТИ, т. 1, 1971.
- 5.17. *Клигель.* Течение смеси газа с частицами в сопле // Вопросы ракетной техники, 1965. № 10.

- 5.18. Браун В. Запаздывание скорости частиц в металлизированных топливах. — Детонация и двухфазное горение / Сб. статей. Под ред. П. Ф. Похила. М.: Мир, 1966.
- 5.19. Ерохин Б.Т., Быцкевич В.М., Дурнев В.Н. и др. Внутрикамерные процессы и преобразование энергии в космических энергосистемах. М.: ВИНТИ РАН, 2001.
- 5.20. Ченг, Козн. Характеристики твердых топлив, содержащих металлические присадки // Ракетная техника и космонавтика, 1965. № 2.
- 5.21. Бейли, Нильсон, Серра, Цупник. Течение газа с твердыми частицами в осесимметричном сопле // Ракетная техника, 1961. № 6.
- 5.22. Ильченко М.А., Крютченко В.В. и др. Устойчивость рабочего процесса в двигателях летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1995, 320 с.
- 5.23. Амензаде Ю.А. Теория упругости. М.: Высшая школа, 1976.
- 5.24. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Госэнергиз, 1960.
- 5.25. Дракин И.И. Основы проектирования беспилотных летательных аппаратов с учетом экономической эффективности. М.: Машиностроение, 1973.
- 5.26. Белов Г.В., Зоншайн С.И., Оскерко А.П. Основы проектирования ракет. М.: Машиностроение, 1974.
- 5.27. Трэнкл. Определение параметров и оптимизация траекторий ракет // Вопросы ракетной техники, 1960. № 8.
- 5.28. Понтрягин Л.С., Болтянский В.Г., Гамкрелидзе Р.В. и др. Математическая теория оптимальных процессов. М.: Физматгиз, 1961.
- 5.29. Остославский И.В., Стражева И.В. Динамика полета. М.: Машиностроение, 1969.
- 5.30. Рабинович Б.И. Вариационные режимы полета крылатых летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1966.
- 5.31. Тарасов Е.В. Оптимальные режимы полета летательных аппаратов. М.: Оборонгиз, 1963.
- 5.32. Тарасов Е.В. Алгоритм оптимального проектирования летательного аппарата. М.: Машиностроение, 1970.
- 5.33. Аппазов Р.Ф., Лавров С.С., Мишин В.П. Баллистика управляемых ракет дальнего действия. М.: Наука, 1966.
- 5.34. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир, 1985.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОТ АВТОРОВ	3
ПРЕДИСЛОВИЕ	5
ВВЕДЕНИЕ	7
В.1. ПВРД на твердом топливе первого и второго поколений ..	7
В.2. Особенности, достоинства и недостатки ПВРД.....	13
В.3. Разработки ПВРД на твердом топливе в настоящее время	17
В.4. Схемы, узлы, элементы ПВРД на твердом топливе: тенденции развития, ключевые проблемы	23
Глава 1	
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ЦИКЛ И ТЯГОВО-ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПВРД	37
1.1. Эффективность идеального и действительного циклов ПВРД	38
1.2. Влияние термодинамических параметров цикла на тяговые и удельные характеристики ПВРД	53
Глава 2	
РАКЕТНО-ПРЯМОТОЧНЫЕ ДВИГАТЕЛИ НА ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ (РПДТ) ...	61
2.1. Облик РПДТ	61
2.2. Рабочий процесс в РПДТ и его особенности	69
2.2.1. Твердые топлива РПДТ	69
2.2.2. Эффективность горения топлив в РПДТ	79
2.2.3. Шлакообразование и его влияние на рабочий процесс в РПДТ	85
2.3. Вопросы устойчивости в регулируемых газогенераторах РПДТ	98
2.3.1. Нестационарное горение твердых топлив	99
2.3.2. Устойчивость рабочего процесса в регулируемых газогенераторах.....	114
2.3.3. Экспериментальное исследование устойчивости модельного газогенератора	122
2.4. Расчет динамических характеристик системы регулирования с центральным телом	133
Глава 3	
ПРЯМОТОЧНЫЕ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫЕ ДВИГАТЕЛИ НА ТВЕРДОМ ГОРЮЧЕМ (ПВРДТ)	143
3.1. Твердые горючие	145
3.1.1. Горючие на основе полиэтилена	146
3.1.2. Горючие на основе ДАМСТ	148
3.1.3. Горючие на основе антрацена	150
3.1.4. Горючие на основе бинора-S.....	152

3.2. Стабилизация горения твердого горючего в воздушном потоке	154
3.3. Закономерности газификации твердых горючих	161
3.3.1. Влияние давления воздуха на входе в канал	166
3.3.2. Влияние параметров ρ_w , T_w^* , d_k	171
3.3.3. Влияние металлических добавок	175
3.4. Полнота сгорания	177
3.5. Регулирование расхода горючего в ПВРД	180
3.5.1. Влияние способов регулирования на тягово-экономические характеристики ПВРД ..	184
Глава 4	
СТАРТОВО-РАЗГОННЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ	191
4.1. Типы стартовых ступеней	191
4.2. Бессопловые стартовые РДТТ	197
4.2.1. Математическое моделирование рабочего процесса БСРДТТ	197
4.2.2. Устойчивость рабочего процесса	209
4.2.3. Исследование эффективности различных способов повышения экономичности БСРДТТ	218
4.2.4. Влияние деформации заряда на характеристики БСРДТТ	223
4.2.5. Экспериментальное исследование характеристик БСРДТТ на модельном двигателе	234
Глава 5	
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ИПВРД	240
5.1. Математическое моделирование рабочего процесса РПДТ	240
5.2. Влияние к-фазы на рабочий процесс ИРПДТ	266
5.2.1. Расчет потерь на двухфазность	266
5.2.2. Влияние к-фазы на акустическую проводимость сопла	285
5.3. Проектирование заряда газогенератора РПДТ	291
5.3.1. Расчет газоприхода от газогенератора РПДТ	291
5.3.2. Расчет на прочность заряда газогенератора РПДТ ...	296
5.4. Математическое моделирование рабочего процесса ПВРД	303
5.5. Оптимизация двигательной установки с ИПВРД в составе ЛА	311
5.5.1. Уравнения динамики полета	312
5.5.2. Управление режимом работы ДУ	315
5.5.3. Траектория полета и управление углом атаки ЛА	316
5.5.4. Управление поперечной перегрузкой ЛА	318
5.5.5. Оптимизация параметров ИПВРД	320
5.5.6. Оптимизация системы «двигатель—аппарат»	321
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	328

Научное издание

Александров Владимир Николаевич

Быцкевич Виктор Михайлович

Верхолотов Вячеслав Кириллович

Граменицкий Михаил Дмитриевич

Дулупов Николай Петрович

Скибин Владимир Алексеевич

Суриков Евгений Валентинович

Хилькевич Валерий Яковлевич

Яновский Леонид Самойлович

**ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПРЯМОТОЧНЫЕ
ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫЕ ДВИГАТЕЛИ
НА ТВЕРДЫХ ТОПЛИВАХ
(ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА)**

Редактор *А.С. Яновский*

Художник *И.А. Слюсарев*

Корректор *В.Т. Агеева*

Компьютерная дизайн и верстка *О.В. Лукьянова*

ИД № 04284 от 15.03.2001

Подписано в печать 06.03.06. Формат 60×90/16.

Гарнитура NewtonС. Печать офсетная.

Уч.-изд. л. 21,5. Тираж 1000 экз. Тип. зак. 1908.

Издательско-книготорговый центр «Академкнига»

117997, Москва, Профсоюзная ул., 90

По вопросам поставок обращаться в отдел реализации

ИКЦ «Академкнига»

Тел./факс (495) 334-73-18.

E-mail: bookreal@maik.ru, web-site: <http://www.akademkniga.com>

Отпечатано с готовых диапозитивов

в ОАО «Ивановская областная типография»

153008, г. Иваново, ул. Типографская, 6.

E-mail: 091-018@adminet.ivanovo.ru

ISBN 5-94628-265-4



9 785946 282659