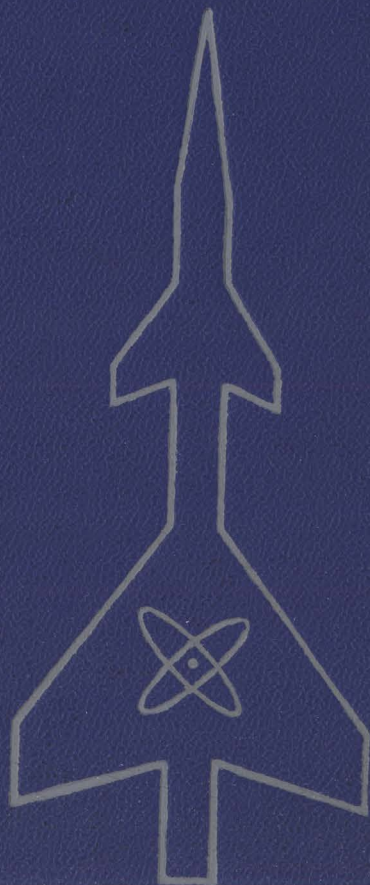


*Р. Бассард и Т. Де-Лауэр*

# **РАКЕТА С АТОМНЫМ ДВИГАТЕЛЕМ**



**И \* Л**

*Издательство  
иностранной  
литературы*

**\***

# NUCLEAR ROCKET PROPULSION

*R. W. BUSSARD AND R. D. DeLAUER*  
*Los Alamos Scientific Laboratory*  
*University of California*

*McGraw-Hill Book Company, Inc.*  
*New York—Toronto—London*  
*1958*

*Р. Бассард и Р. Де-Лауэр*

# **РАКЕТА С АТОМНЫМ ДВИГАТЕЛЕМ**

---

Перевод с английского

---

Под редакцией

*чл.-корр. АН СССР В. А. Кириллина  
и проф. А. Е. Шейндлина*

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

*Москва 1960*



## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРОВ ПЕРЕВОДА

Последние 10—15 лет знаменательны стремительным развитием ракетной техники. Два года назад в СССР впервые в мире осуществлен успешный запуск искусственного спутника земли. Дальнейшие достижения в этом направлении были связаны с запуском спутников все возрастающего веса и, наконец, с запуском космических ракет в сторону Луны. Несомненно, близко то время, когда осуществится первый космический полет человека. Все это стало возможным в результате невиданного развития многих важнейших направлений науки и техники.

Известно, что наибольшей сложностью в ракетной технике отличаются проблемы создания высокоэффективной двигательной установки, задачи радиоэлектроники, связанные с навигацией и управлением ракеты, и, наконец, вопросы тепловой защиты ракетных аппаратов при их движении с большой скоростью в плотных слоях атмосферы.

Решение первой и на начальных этапах развития ракетной техники основной проблемы создания высокоэффективного двигателя велось в направлении использования химической энергии топлив. Это было исторически вполне закономерно и соответствовало уровню развития науки и техники. В настоящее время имеются огромные успехи в разработке новых высокоэффективных химических ракетных топлив, в решении многих фундаментальных проблем горения этих топлив и конструировании мощных ракетных двигателей на химическом топливе. Дальнейшее развитие этих двигателей связано с применением ряда новых эффективных топлив, в частности топлив на основе бористых и литиевых соединений, а затем, вероятно, после решения многих очень сложных вопросов—с использованием в качестве ракетных топлив веществ, состоящих в достаточно большой степени из свободных радикалов.

Следует, однако, ясно представлять ограниченность химических источников энергии, определяющую непригодность ракет с двигателями на химическом топливе для дальних космических полетов. Не стремясь в какой-либо мере умалить значение дальнейших широких исследований в области совершенствования ракетных двигателей, работающих на химическом топливе, нужно прямо сказать, что завтрашний и при этом весьма близкий день ракетного движения связан с использованием атомной энергии.

Как известно, при соответствующей ядерной реакции энерговыделение ядерного топлива на много порядков превосходит возможное энерговыделение того же весового количества химического

топлива. Это обстоятельство предопределяет колоссальные перспективы использования атомной энергии в ракетных аппаратах.

В настоящее время накоплен значительный опыт практического использования атомной энергии для энергетических целей. Можно поэтому с достаточным приближением к действительности рассмотреть возможность создания ракетного двигателя, работающего на атомной энергии.

Книга Р. Бассарда и Р. Де-Лауэра является первой оригинальной монографией, посвященной серьезному рассмотрению проблемы создания ракетного атомного двигателя. В этой книге, по-видимому, обобщен в известной мере опыт работы ведущей американской Лос-Аламосской научной атомной лаборатории. Нужно сразу же сказать, что авторы в общем хорошо справились с поставленной задачей. После краткого введения, где излагаются некоторые особенности движения ракетного аппарата, в книге последовательно в соответствующих главах изложены основные проблемные вопросы работы атомного двигателя. По каждой проблеме дается краткое и довольно систематическое изложение общих и теоретических положений, и, затем, что наиболее интересно, подробное рассмотрение специфики, обусловленной работой ракетного аппарата. Такой характер изложения делает эту книгу весьма интересной как для специалистов, так и для достаточно широкого круга читателей, занимающихся и интересующихся вопросами ракетного движения.

В основном книга посвящена рассмотрению ракетного двигателя с ядерным реактором теплообменного типа. Такой двигатель имеет принципиальную схему, в общем подобную таковой у обычных реактивных двигателей, работающих на химическом топливе. Грубо говоря, у такого атомного двигателя вместо камеры сгорания химического топлива имеется ядерный реактор, а вместо запаса химического топлива и окислителя—запас рабочего тела, которое нагревается при прохождении через ядерный реактор и затем направляется в реактивное сопло аппарата. Такой ракетный атомный двигатель, имеющий много общего с обычными ядерноэнергетическими установками, а также, в известной мере, с реактивными двигателями на химическом топливе, по-видимому, будет осуществлен прежде всего.

К сожалению, в книге по существу рассмотрены лишь двигатели с ядерными реакторами на тепловых нейтронах. Представляло бы большой интерес провести соответствующее рассмотрение реактивных двигателей с ядерными реакторами на промежуточных, а также и на быстрых нейтронах. Применительно к двигательной установке с такими реакторами многие выводы авторов должны быть изменены, а материал книги следовало бы существенно дополнить описанием специфических проблемных вопросов работы таких реакторов. Следует, однако, сказать, что во многом и, в част-

ности, методологически материал книги Бассарда и Де-Лауэра будет весьма полезен при изучении возможных ракетных атомных установок с ядерными реакторами на промежуточных и быстрых нейтронах.

Наряду со сказанным выше об основном содержании следует еще раз отметить, что главным достоинством книги является очень хорошая методическая проработка проблемы, хотя отдельные конкретные рекомендации авторов, например относительно видов рабочих тел и т. п., конечно могут и должны корректироваться. Вдумчивому читателю это несомненно ясно.

Последняя глава книги посвящена краткому описанию нескольких оригинальных схем использования атомной энергии в ракетных аппаратах. Здесь высказаны некоторые весьма общие соображения о перспективности использования термоядерной энергии и энергии радиоактивного излучения соответствующих радиоизотопов, некоторые интересные соображения об организации процесса деления ядерного топлива с тепловыделением непосредственно в рабочем теле и, наконец, рассмотрены работы так называемых газовых реакторов. В двух последних случаях отсутствует теплопередающая конструкционная поверхность и тем самым отпадает ограничение по температурам рабочего тела.

Остальные из рассмотренных в этой главе схем применения атомной энергии в реактивных двигателях носят принципиально другой характер. Здесь речь идет о создании малогабаритной легкой атомной силовой установки, производящей электроэнергию, которая затем используется для создания реактивной тяги в соответствующей электрической реактивной системе, например ионной и т. п. О какой-либо законченности этой главы не может быть и речи. Изложенный материал в основном будет полезен лишь начинающему читателю. Более глубокая проработка затронутых и сопутствующих вопросов этой главы должна быть проведена по периодической литературе.

Говоря о книге в целом, следует еще раз подчеркнуть ее несомненную ценность, она будет прочтена с большим интересом.

Перевод книги выполнен Б. И. Колтовым (гл. 1—4), С. В. Юсим (гл. 5), И. Б. Виханским (гл. 6), В. В. Королевым (гл. 7) и В. Я. Пупко (гл. 8 и 9).

Большая работа по подготовке русского издания книги была проведена М. В. Висковой.

*В. Кириллин  
А. Шейндлин*



## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ

Настоящая книга ставит своей целью познакомить с относительно новой областью—атомными ракетными двигателями—инженеров и научных работников, занимающихся подобными вопросами. Проблема атомных ракетных двигателей охватывает широкий круг вопросов, включая анализ конструкций, аспекты теплопередачи, газо- и гидродинамики, термодинамики, баллистического полета, физики реакторов и защиты от излучений. В книге излагаются характерные особенности каждого из этих вопросов, присущих атомному ракетному двигателю.

В книге приводятся результаты тщательного математического анализа и обоснования физических основ этих результатов. Однако мы не стремились приводить математические доказательства, необходимые для строгого обоснования любого из окончательных рабочих уравнений и физических выводов. Эти доказательства можно найти в литературе, приводимой в каждой главе. В известном смысле, если перефразировать Итерингтона<sup>1)</sup>, необходимость вникать в суть этих доказательств не обязательна для понимания данного вопроса или для того, чтобы пользоваться этой книгой. Эта книга, образно говоря, показывает лишь, который час на часах, а математически строгое изложение поясняет, каким образом часы идут. В нашем случае очень важно уметь определить, который час показывают часы, а если слишком много копаться в часовом механизме, то можно остаться и без часов. Здесь нам достаточно знать, что необходимое математическое обоснование существует.

Таким образом, эта книга представляет собой большую практическую ценность для инженеров-исследователей и конструкторов, чем для работников чистой науки. Однако мы надеемся, что она поможет научному работнику более полно оценить и понять те безмерные трудности технических задач, которые встают на пути создания конструкций в этой области.

Не следует рассматривать содержание книги как отражение каких-либо работ соответствующих организаций. Цель этой книги, в частности, заключается не в том, чтобы дать обзор современного состояния развития атомных ракетных двигателей, а, как уже говорилось выше, в том, чтобы служить введением в эту новую область. Авторы надеются, что их книга поможет всем работающим в этой

---

<sup>1)</sup> E t h e r i n g t o n H., Reactor Calculations for Amateurs,—заметки, неофициально выпущенные в Аргоннской национальной лаборатории, ст. 5 стр. 26, серия от 9 июня 1952 г.

области и смежных отраслях быть в курсе непрерывного развития применения атомной энергии в ракетных двигателях.

Немногие технические книги были написаны полностью только теми авторами, имена которых стоят на титульном листе, и данная работа не является исключением из общего правила. В создании этой книги принимало участие настолько много людей, что совершенно невозможно выразить нашу признательность всем им. Особенно ценной была поддержка Лос-Аламосской научной лаборатории в лице ее директора Н. Брэдбери и технического заместителя директора Д. Фромена.

*Р. Бассард  
Р. Де-Лауэр*



## ВВЕДЕНИЕ

### 1.1. ВВЕДЕНИЕ. НАЗНАЧЕНИЕ КНИГИ

Применение атомного оружия и использование ядерной энергии в стационарных электрических станциях, в судовых и авиационных двигательных установках логически привело к изучению возможности использования ядерных источников энергии в ракетных двигателях. Ракеты на ядерном топливе (атомные ракеты) не являются чем-то новым; со времени осуществления управляемой реакции деления было предложено много проектов [1,2] использования ядерной энергии в устройствах для получения реактивной тяги. При этом достаточно подробно было показано потенциальное превосходство атомных ракет над ракетами с двигателями, работающими на химическом топливе [3,4]. Действительно, в случае успешного решения проблемы создания высокоэффективных атомных ракетных двигателей атомные ракеты вытеснят ныне существующие ракеты, по крайней мере там, где требуется очень большая грузоподъемность и большая дальность, например для запуска и вывода на орбиту больших спутников земли. Кроме указанных применений, очевидно, что ядерная энергия открывает единственно<sup>1)</sup> возможный в настоящее время путь к осуществлению межпланетных полетов в солнечной системе.

Присущее человечеству стремление к познанию является залогом возможности осуществления путешествий в космосе. Запуск спутников с людьми, исследование Луны, экспедиции на Марс и Венеру и многие другие предсказания писателей-фантастов минувших лет несомненно станут реальностью, но для этого необходимо, чтобы усилия ученых и инженеров всего мира были направлены на решение проблем космического полета. Находясь на пороге новой эпохи исследований, следует обсудить наиболее трудную из этих проблем—проблему создания атомного двигателя для ракетного летательного аппарата.

На протяжении последнего десятилетия нейтронная физика в сочетании с инженерными проблемами привела к многочисленным

---

<sup>1)</sup> В настоящее время нет никаких оснований считать, что только использование ядерной энергии дает возможность осуществить межпланетные полеты. Для этой цели могут быть использованы и другие принципы создания реактивной тяги, в том числе на основе обычного горения химического топлива.—Прим. ред.

успехам в конструировании и сооружении ядерных реакторов. Но если о больших энергетических реакторах стационарного типа написано очень много [5,6]<sup>1)</sup>, то проблемы создания легких реакторов с высокой энергоплотностью для летательных аппаратов пока не освещены в литературе. Решение этих проблем в большей своей части— дело инженеров, так как для создания удачных мобильных реакторов с высокой энергоплотностью необходимо прежде всего обеспечить решение таких инженерных задач, как, например, организация надлежащего выделения тепла и его отвода, распределение потоков жидкого теплоносителя (охладителя) и соответствующих режимов его течения, обеспечение прочности конструкции реактора. Одна из задач книги в связи с этим заключается в том, чтобы дать инженеру основу для понимания технических проблем подобных реакторов и показать, как на эти проблемы влияют аспекты нейтронной физики, характерные для реакторов рассматриваемого типа, и какая связь существует между ними.

В книге большое внимание уделено общим проблемам атомных ракет<sup>2)</sup>. Требования к характеристикам ракетных двигателей, использующих ядерную энергию, будут определяться требованиями к характеристике самого ракетного летательного аппарата. Поэтому в книге дается достаточно подробный анализ внутренней и внешней баллистики атомных ракет, чтобы дать возможность тем, кто еще только знакомится с ракетной техникой, и тем, кто уже работает в этой области, составить себе правильное представление по данному вопросу. Авторы не стремились рассматривать ракеты с двигателями, работающими на химическом топливе, так как по этому вопросу имеется много общедоступной литературы.

## 1.2. ОБЩАЯ СХЕМА РАКЕТЫ

Основное различие между обычными и атомными ракетами, рассматриваемыми в настоящей книге, заключается в способе получения энергии, необходимой для движения летательного аппарата. Обычная ракета получает энергию от сгорания или разложения топлива. В атомной ракете жидкое рабочее тело пассивно, оно нагревается за счет кинетической энергии осколков деления, образующихся в результате управляемого процесса деления в ядер-

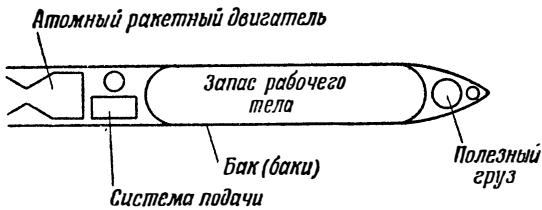
---

<sup>1)</sup> Из материалов, изданных на русском языке, можно указать следующие: С т е ф е н с о н Р., Введение в ядерную технику, ГИТТЛ, М., 1956; Ядерные реакторы. II. Техника ядерных реакторов, ИЛ, М., 1957; Ка п Ф., Физика и техника ядерных реакторов, ИЛ, М., 1960; П е т р о в П. А., Ядерные энергетические установки, ГЭИ, 1956; статьи, опубликованные в журналах «Атомная энергия» и «Вопросы ядерной энергетики». —Прим. ред.

<sup>2)</sup> Здесь и далее под атомной ракетой понимается ракета с атомным двигателем —Прим. ред.

ном реакторе. Поскольку ракеты движутся, подчиняясь закону сохранения количества движения, желательно, чтобы рабочее тело выбрасывалось из атомной ракеты с возможно более высокой скоростью. Для этого необходимо, чтобы рабочее тело имело высокую температуру и малый молекулярный вес. В силу последнего обстоятельства атомная ракета предпочтительнее, так как рабочее тело в данном случае выбирается без учета его характеристик горения и поэтому можно использовать вещества с низким молекулярным весом, как, например, чистый водород.

Изучая использование ядерного источника тепла в ракетном двигателе, следует рассмотреть также и применение такого двигателя в ракете. Для этой цели в книге будет использована общая схема одноступенчатой ракеты, показанная на фиг. 1.1. Не следует



Ф и г. 1.1. Схема ракеты с атомным двигателем.

слишком удивляться тому, что эта схема очень похожа на схему обычной ракеты, за исключением секции, где находится атомный ракетный двигатель. Полезный груз, который несет ракета, может быть расположен в носовом отсеке перед баками с рабочим телом, для того чтобы максимально использовать рабочее тело в качестве защиты от излучения реактора и достичь наибольшей удаленности полезного груза от реактора. В состав полезного груза (см. разд. 3.1) может входить экипаж (в случае ракеты для запуска спутника с людьми), так что проблемы защиты от излучения необходимо учитывать. Баки для рабочего тела, представляющие собой тонкостенные металлические баллоны под давлением, расположены перед отсеком насосной системы подачи. Турбонасосный агрегат, реактор и система управления двигателем располагаются в хвостовом отсеке ракеты.

Для наших целей принята следующая схема действия установки в целом: рабочее тело подается в реактор центробежными насосами с турбинным приводом, как это обычно делается в ЖРД больших ракет. Жидкое рабочее тело в реакторе испаряется и нагревается до необходимой температуры, а затем выбрасывается через сверхзвуковое сопло для получения необходимой реактивной тяги, за счет которой движется ракета.

При рассмотрении обобщенной схемы ракеты необходимо учитывать требования к стартовой площадке, подготовку системы

к запуску и другие важные факторы, не влияющие непосредственно на летные характеристики летательного аппарата. Специфика систем наведения применительно к атомным ракетам здесь не рассматривается, поскольку это вопрос из другой области; предполагается, что соответствующие системы наведения могут быть разработаны. Однако некоторые частные вопросы наведения ракет, влияющие на конструкцию атомного двигателя или системы управления (например, программирование тяги), будут рассмотрены.

### 1.3. КРУГ ВОПРОСОВ, ОСВЕЩАЕМЫХ В КНИГЕ

Для того чтобы создать достаточно полезную книгу о такой обширной области, как атомные ракетные двигатели, необходимо исключить из рассмотрения некоторые вопросы, а также принять ориентировку на определенный уровень знаний читателя. Как уже упоминалось выше, в книге не будут рассматриваться характеристики летательных аппаратов и двигателей обычных ракет, в которых используется химическое топливо. Из рассмотрения исключены также все вопросы, связанные с конструкцией и анализом работы реакторов с низкой энергоплотностью (стационарных энергетических реакторов). Для того чтобы свести к минимуму количество элементарных сведений, предполагалось, что читатель обладает основными познаниями в физике реакторов, хорошо разбирается в гидромеханике и знаком с основными процессами теплообмена. Знакомство с особенностями работы обычных ракет будет полезно, но не является необходимым для полного понимания излагаемого материала.

Вначале излагаются основные характеристики ракеты с тем, чтобы определить параметры, которые должны характеризовать данную конструкцию собственно ракеты и двигателя. Далее выведен метод определения общей характеристики ракеты с использованием этих параметров. Применение такого метода анализа систем затем обсуждается в конкретной связи с определением тех областей значений общих характеристик, при которых использование атомных ракет представляется выгодным, и с выбором оптимальных значений различных параметров конструкции. В следующем разделе, посвященном теплообмену и течению жидкости и газа, дается обзор основ процессов переноса тепла путем конвекции и теплопроводности для теплообменников различной геометрии. Рассматриваются также вопросы, связанные с потерями давления в жидкости и стабильностью потоков. Далее рассматриваются различные материалы с точки зрения основных требований к тепловыделяющим элементам, замедлителям, конструкционным материалам, а также приводятся их физические и ядерные свойства. Кроме того, рассматриваются специальные вопросы, касающиеся температурных напряжений и деформаций, ползучести, коррозии

и эрозии. В главе, посвященной ядерной физике, сжато излагается нейтронная теория применительно к ядерным реакторам и рассматриваются случаи конкретной геометрии реакторов. Материал этой главы, так же как, впрочем, и вся книга, излагается с инженерной точки зрения. Дается анализ переходных режимов реакторов и выводятся уравнения, используемые в анализе процессов управления реакторами. Изложены проблемы нагрева под воздействием нейтронного и  $\gamma$ -излучений, проблемы защиты от этих излучений, а также методы подхода к решению этих проблем. В разделе, посвященном управлению ядерными реакторами, излагаются вопросы запуска, стационарного режима и остановки типичных реакторов. Рассмотрены математические методы и методы моделирования, которые применяются для исследования систем управления. Далее обсуждаются некоторые проблемы испытаний атомных ракет и ракетных двигателей и дается определение соответствующих различных критериев этих испытаний. В книге также идет речь о нормальной радиации и опасности для здоровья, связанной с испытаниями реакторов, а также опасности, которая может возникнуть при аварии реактора или атомной ракеты во время испытаний. И, наконец, для того чтобы наметить перспективу в рассматриваемой области, излагаются некоторые возможности усовершенствованных систем с атомными двигателями, обладающих высокими характеристиками.

Хотя многое из изложенного в книге может показаться полетом фантазии какому-либо степенному инженеру прошлых лет, но, вероятно, уместно здесь вспомнить исполненные оптимизма слова покойного доктора Годдарда, который в 1919 г. писал: «Эти разработки, несомненно, сопряжены со многими трудностями, однако ничего невозможного в них нет».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bonestell C., Ley W., *The Conquest of Space*, ch. 2, 49 ff., Viking Press, New York, 1949.
2. Murray R. L., *Introduction to Nuclear Engineering*, ch. 19, sec. 19.5, Prentice-Hall, New York, 1954.
3. Tsien H. S., *Rockets and Other Thermal Jets Using Nuclear Energy*, in Clark Goodman (ed.), *The Science and Engineering of Nuclear Power*, vol. II, ch. 11, Addison-Wesley, Mass., 1949.
4. Shepherd L. R., Cleaver A. V., *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 7 (5) (6) (1948); 8 (1), (2) (1949).
5. Charpie R. A., et al. (eds); *Reactors, Progress in Nuclear Energy*, ser. II, vol. I, McGraw-Hill, New York, 1956.
6. Ядерные реакторы. I. Физика ядерных реакторов, ИЛ, М., 1957; Ядерные реакторы. II. Техника ядерных реакторов, ИЛ, М., 1957.



## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАКЕТЫ

Прежде чем приступить к рассмотрению проблем использования ядерной энергии в ракетах, необходимо выяснить ряд особенностей газодинамики ракетных двигателей и полета баллистических ракетных аппаратов. В настоящей главе дается вывод и анализ основных уравнений, описывающих явления, которые относятся к излагаемым вопросам. Представляют интерес физические и химические характеристики наиболее эффективных из возможных жидких рабочих тел для атомных ракет. Они также рассматриваются в данной главе и оцениваются на основе предварительно выведенных уравнений газодинамики.

### 2.1. ДВИЖЕНИЕ РАКЕТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

#### Свободное движение

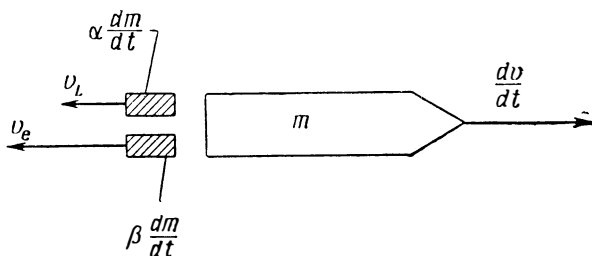
При полете в условиях «свободного» движения на ракетный летательный аппарат действует только одна сила—сила тяги, создаваемая двигателем.

По определению, в некоторой системе координат, начало которой жестко связано с телом, находящимся в состоянии свободного движения (падения), воздействия имеют место в пространстве, свободном от внешних сил, независимо от того, движется ли тело по замкнутой орбите вокруг Земли или в межгалактическом пространстве (полем, созданным самим телом, пренебрегаем). Силовое поле, вызванное массой самого тела, существует в этой гипотетической системе координат, но оно незначительно в случае ракетных летательных аппаратов не слишком больших размеров. Наша Земля свободно движется вокруг Солнца, следовательно, на ее обитателей поле солнечного тяготения не действует; однако огромная масса Земли создает мощное локальное силовое поле, напряженность которого на земной поверхности обычно называют силой тяжести.

Ракетный летательный аппарат приводится в движение силой реакции, возникающей вследствие направленного отбрасывания массы из ракетного аппарата. Классические примеры, которые приводятся в более популярных книгах, описывают силы и дви-

жения, возникающие в том случае, если некто выходит из лодки на пристань или в случае движения лодки в направлении, обратном направлению выбрасывания большого камня.

Принципы, лежащие в основе этих явлений и полета ракеты, одни и те же: если масса  $m$  (человек) покидает массу  $M$  (лодку) с относительной скоростью  $v$ , то масса  $M$  будет двигаться в обратном направлении со скоростью  $V = (m/M)v$  (иногда это приводит к тому, что «масса  $m$ » падает в воду...). Предположим теперь, что ракетный летательный аппарат, масса которого  $m$  (фиг. 2.1), движется со скоростью  $v$  относительно некоторой фиксированной точки пространства, теряя массу с постоянной скоростью  $-dm/dt$ . Предположим далее, что доля  $\alpha$  отбрасываемой массы имеет относительно



Ф и г. 2.1. Силы, действующие на ракету за пределами поля земного тяготения.

ракеты постоянную скорость  $v_L$ , и доля  $\beta$  отбрасываемой массы — постоянную относительную скорость  $v_e$ . Это отбрасывание массы вызывает изменение скорости летательного аппарата  $dv$  за время  $dt$ . Простое уравнение баланса сил сразу приводит к выражению

$$m \frac{dv}{dt} = - \frac{dm}{dt} (\alpha v_L + \beta v_e). \quad (2.1)$$

Исключив величину  $dt$ , приведем это выражение к более знакомому виду уравнения сохранения количества движения

$$mdv = - dm (\alpha v_L + \beta v_e). \quad (2.2)$$

Интегрирование этого уравнения в пределах от произвольной начальной скорости  $v_0$  до скорости  $v_0 + \Delta v_b$ , которая будет достигнута к концу активного участка полета за время работы двигателя  $t_b$ , дает связь между величинами массы и скорости летательного аппарата

$$\int_{v_0}^{v_0 + \Delta v_b} \frac{dv}{\alpha v_L + \beta v_e} = - \int_{m_0}^{m_b} \frac{dm}{m}, \quad (2.3)$$

или, окончательно,

$$\frac{\Delta v_b}{\alpha v_L + \beta v_e} = \ln \frac{m_0}{m_b}, \text{ или } \frac{m_0}{m_b} = \exp \frac{\Delta v_b}{\alpha v_L + \beta v_e}, \quad (2.4)$$

где  $m_0$  — начальная масса летательного аппарата, а  $m_b$  — конечная масса летательного аппарата (масса ракеты в конце активного участка полета). Это так называемое уравнение отношения масс для условий свободного движения или для движения за пределами земного тяготения<sup>1)</sup>. К концу активного участка полета полная энергия, выделяемая в ракетном двигателе, частично переходит в кинетическую энергию летательного аппарата, а частично тратится с выбрасываемым рабочим телом.

### Поле земного тяготения

Хотя уравнения движения за пределами земного тяготения при правильном их использовании весьма полезны для сравнительного анализа летательных аппаратов и также могут использоваться для описания предельной летной характеристики данного летательного аппарата, эти уравнения, строго говоря, не применимы для большинства ракет, представляющих практический интерес в настоящее время, т. е. для ракет, которые будут запускаться с Земли, а следовательно, в сфере действия земного притяжения. При взлете под углом  $\theta$  между осью ракеты и горизонтальной плоскостью (или плоскостью, касательной к местной гравитационной поверхности равного потенциала), как показано на фиг. 2.2, основное уравнение движения ракеты имеет вид<sup>2)</sup>

$$m \left( \frac{dv}{dt} + g \sin \theta \right) = - \frac{dm}{dt} (\alpha v_L + \beta v_e). \quad (2.5)$$

Здесь принимается, что направление вектора силы тяги совпадает с осью ракеты. Интегрируя уравнение (2.5) в вышеуказанных пределах, получаем

$$(\alpha v_L + \beta v_e) \int_{m_0}^{m_b} \frac{dm}{m} = \int_{v_0}^{v_0 + \Delta v_b} dv + \int_{t_0}^{t_0 + t_b} g \sin \theta dt, \quad (2.6)$$

или

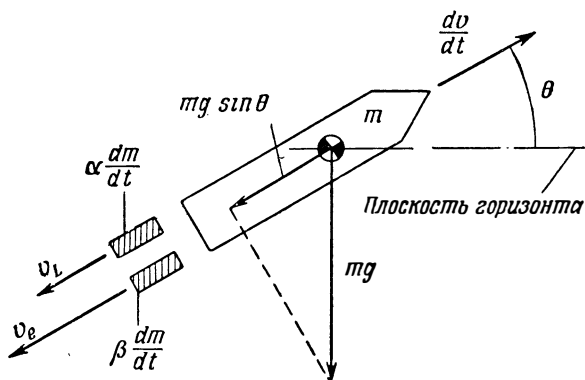
$$\frac{m_0}{m_b} = \exp \frac{\Delta v_b + t_b g \sin \theta}{\alpha v_L + \beta v_e}, \quad (2.7)$$

где  $g \sin \theta$  — среднеинтегральная по времени величина ускорения под действием местного гравитационного поля, умноженная на

<sup>1)</sup> Впервые это соотношение было получено в несколько ином виде выдающимся русским ученым К. Э. Циолковским. — *Прим. перев.*

<sup>2)</sup> Здесь  $g$  — ускорение силы тяжести.

синус мгновенного угла наклона траектории полета. Как видно из уравнения (2.7), при прочих равных условиях скорость летательного аппарата по сравнению со скоростью в условиях отсутствия гравитационных полей уменьшается. В данном случае часть энергии ракетного двигателя расходуется на преодоление воздействия гравитационного поля, а часть — на накопление потенциальной энергии ракеты, определяемой высотой над поверхностью Земли. Оставшаяся доля энергии распределяется между кинетической энергией ракеты и кинетической и остаточной внутренней энергией истекающих газов.



Ф и г. 2.2. Силы, действующие на ракету в поле земного тяготения.

В случае ракетного летательного аппарата, тяга которого программирована таким образом, что создаваемое ускорение постоянно, уравнения отношения масс будут такими же, как и для рассмотренного выше случая постоянной тяги. Движение с постоянным ускорением создает более благоприятные условия для полета человека на ракете, чем движение с постоянной тягой (при постоянном секундном расходе топлива). Однако с технической точки зрения оно менее удобно, так как для уменьшения тяги по мере расходования топлива необходимо непрерывно дросселировать поток топлива через двигатель и, следовательно, его мощность. Такое дросселирование приводит к неполному использованию эксплуатационных возможностей насосов, трубопроводов, клапанов и собственно ракетного двигателя на протяжении всего активного участка полета, за исключением момента взлета, когда секунднй расход топлива максимален. Это в свою очередь приводит к увеличению времени работы двигателя<sup>1)</sup> по сравнению со случаем постоянного секунднго расхода топлива (приближенно это соответствует постоянству тяги). Летные характеристики ракетных летательных

<sup>1)</sup> И относительному утяжелению двигателя.—Прим. ред.

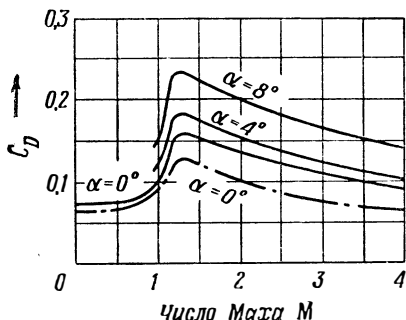
аппаратов с постоянным ускорением, которые мы не будем рассматривать, подробно проанализированы в других работах [3]. Ракеты с программированным изменением тяги, иным, чем это необходимо для обеспечения постоянства тяги или ускорения, потребуют отдельного анализа в каждом конкретном случае.

### Влияние атмосферы

Интересующие нас атомные ракеты при запуске находятся в поле действия земного притяжения, но, кроме того, во время полета они будут испытывать воздействие земной атмосферы. Полет в атмосфере требует затраты энергии на преодоление сил трения и лобового сопротивления, действующих на летательный аппарат. Сумма этих сил обычно записывается в виде

$$D = C_D A_f \frac{\rho_a v^2}{2g}, \quad (2.8)$$

где  $\rho_a$ —местная плотность воздуха;  $g$ —ускорение силы тяжести;  $A_f$ —площадь мидела<sup>1)</sup> летательного аппарата (рассматривается бескрылая ракета);  $C_D$ —безразмерный коэффициент лобового сопротивления.



Ф и г. 2.3. Коэффициент лобового сопротивления неоперенной ракеты типа RM-10 при различных величинах угла атаки.

Экспериментально установлено, что величина  $C_D$  зависит преимущественно от формы летательного аппарата (особенно от формы носка), скорости полета и угла между осью летательного аппарата и касательной к траектории полета<sup>2)</sup>. На фиг. 2.3 показана зависимость  $C_D$  от скорости полета [4].

Изменение скорости движения воздуха, обтекающего летательный аппарат в полете при угле атаки, отличном от нуля, вызывает появление подъемных сил, действующих на летательный аппарат. Эти силы можно определить из выражения, аналогичного выражению для сил лобового сопротивления<sup>3)</sup>.

$$L = C_L A_f \frac{\rho_a v^2}{2g}. \quad (2.9)$$

Изменение коэффициента подъемной силы  $C_L$  в зависимости от угла атаки и скорости полета для одной из типичных ракет показано

<sup>1)</sup> Наибольшее поперечное сечение.

<sup>2)</sup> Угол атаки.—Прим. перев.

<sup>3)</sup> Где  $C_L$ —безразмерный коэффициент подъемной силы.—Прим. перев.

на фиг. 2.4. Добавление таких несущих поверхностей, как крылья и стабилизаторы, вызывает значительное увеличение подъемной силы при малых углах атаки и появление эффектов взаимодействия между крыльями и корпусом ракеты. Вопросы аэродинамики, хотя они и представляют большую важность для анализа летательного аппарата и для исследования проблем наведения и устойчивости ракет, выходят за рамки этой книги и рассматриваются лишь постольку, поскольку аэродинамические факторы сильно влияют на летные характеристики, а следовательно, и на требования к двигательным установкам ракетных летательных аппаратов. Наиболее важное следствие воздействия аэродинамических сил заключается в потере скорости или необходимости затраты энергии на преодоление сил лобового сопротивления.

Предположим, что подъемная сила равна нулю; тогда уравнение движения для ракеты, летящей в атмосфере, будет иметь следующий вид:

$$\Delta v_b + t_b g \sin \theta + \int_{t_0}^{t_0+t_b} \frac{Dg dt}{m} = (\alpha v_L + \beta v_e) \ln \frac{m_0}{m_b}. \quad (2.10)$$

При постоянном секундном расходе топлива  $w_p = dm/dt$

$$m = m_0 - w_p (t - t_0). \quad (2.11)$$

С другой стороны, в соответствии с уравнением (2.1) сила тяги при работе двигателя на расчетном режиме определяется выражением

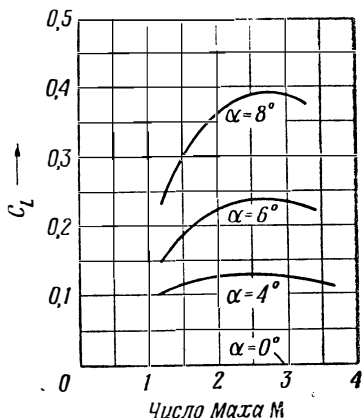
$$F = \frac{w_p (\alpha v_L + \beta v_e)}{g}. \quad (2.12)$$

Используя эти уравнения, соотношение (2.10) можно представить в следующем виде:

$$\frac{m_0}{m_b} = \exp \frac{\Delta v_b + t_b g \sin \theta}{(\alpha v_L + \beta v_e) (1 - \xi)}, \quad (2.13)$$

где  $\xi$  — среднеинтегральная по времени величина отношения силы лобового сопротивления к силе тяги.

Тяга летательного аппарата может уменьшаться за счет появления атмосферного противодавления в выходном сечении сопла



Фиг. 2.4. Коэффициент подъемной силы неоперенной ракеты типа RM-10 при различных величинах угла атаки.

ракетного двигателя. В сопле, рассчитанном для работы на больших высотах или в вакууме, истекающие газы могут расширяться в выходном сечении сопла до очень низких статических давлений. При таком глубоком расширении скорость истечения увеличивается (см. разд. 2.2), что улучшает тяговую характеристику. Однако, если такое сопло будет работать при давлении окружающей среды, заметно превышающем расчетное давление в выходном сечении сопла, целостность истекающей струи будет нарушаться и скорость газа на выходе из сопла будет ниже, чем в случае неразрывного истечения. Если переписать уравнение движения с учетом этого эффекта, то в уравнении отношения масс в знаменателе экспоненты появится поправочный коэффициент. Этот коэффициент определяется как отношение среднеинтегральной по времени скорости истечения к идеальной скорости истечения (в вакуум) через такое же сопло. В окончательном виде уравнение отношения масс будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{m_0}{m_b} = \exp \frac{\Delta v_b + t_b g \sin \theta}{(\alpha v_L + \beta v_e) (1 - \zeta) \chi} = e^{\xi}, \quad (2.14)$$

где  $\xi$  — показатель экспоненты.

При постоянном секундном расходе топлива полное время работы ракетного двигателя связано с отношением веса запаса топлива  $m_p$  к полному начальному весу ракеты  $m_0$  уравнением

$$t_b = (\alpha v_L + \beta v_e) \frac{m_p}{a_0 m_0}, \quad (2.15)$$

где  $a_0$  — начальное ускорение летательного аппарата.

Вводя это соотношение в окончательное уравнение отношения масс и преобразуя левую часть, получаем трансцендентное уравнение для  $m_p/m_0$

$$\frac{m_p}{m_0} = 1 - \exp \left[ - \frac{\Delta v_b + (\alpha v_L + \beta v_e) \frac{m_p}{a_0 m_0} g \sin \theta}{(\alpha v_L + \beta v_e) (1 - \zeta) \chi} \right]. \quad (2.16)$$

Аналитическое решение этого уравнения получить невозможно, однако численные методы решения позволяют определить единственный набор значений отношения  $m_p/m_0$  для эквивалентного набора значений  $\Delta v_b$  для любых данных параметров характеристик продуктов сгорания и заданных значений коэффициента лобового сопротивления и коэффициента  $\zeta$ . Более подробный анализ характеристик летательного аппарата дается в гл. 3.

Для определения величин  $\zeta$  и  $\chi$ , а также и  $g \sin \theta$  необходимо знать скорость летательного аппарата и его положение в пространстве в зависимости от времени и изменение плотности атмосферы с высотой. Последнее приближенно описывается уравнением

$$\rho_a(h) = 0,075 \exp(-7,4 \cdot 10^{-8} h^{1,15}) \text{ фунт/фут}^3, \quad (2.17)$$

которое графически изображено на фиг. 2.5 для стандартной атмосферы [5]. Величина  $g$  по высоте изменяется следующим образом:

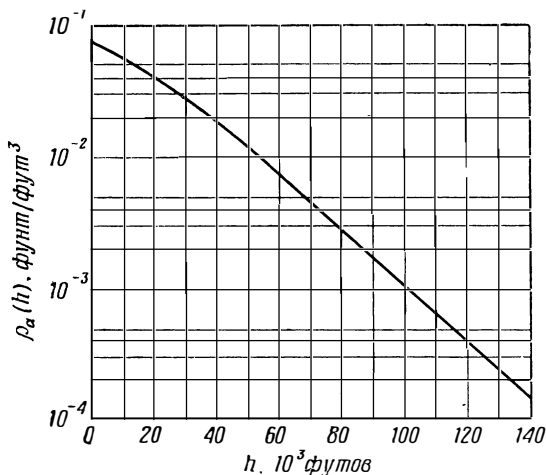
$$g(h) = g_0 \left( \frac{R_e}{R_e + h} \right)^2, \quad (2.18)$$

где  $R_e$  — радиус земного шара, а  $g_0$  — ускорение силы тяжести на уровне моря ( $h = 0$ ).

Для случая запуска летательного аппарата с поверхности земли связь между его высотой, временем работы двигателя и скоростью можно найти, проинтегрировав уравнение

$$\frac{d^2h}{dt^2} = a(t), \quad (2.19)$$

где  $a(t)$  — мгновенное значение вертикального ускорения. Для летательного аппарата с постоянной тягой (приближенно этому



Ф и г. 2.5. Плотность земной атмосферы как функция высоты.

соответствует постоянный секундный расход) можно показать, что  $a(t)$  определяется выражением

$$a(t) = a_0 \left[ 1 + K \frac{t}{t_b} - \frac{\zeta(v, h)}{1 - \frac{a_0 t}{\alpha v_L + \beta v_e}} \right] \sin \theta(t) - g(h), \quad (2.20)$$

где  $K = (a_b - a_0)/a_0$ , а  $a_0$  и  $a_b$  — соответственно начальная и конечная (к моменту прекращения работы двигателя) величины ускорения летательного аппарата. Действием сил, обусловленных кривизной



траектории полета ракеты и вращением земли; мы в данном случае пренебрегаем. Приведенный здесь анализ имеет своей целью скорее продемонстрировать трудности, связанные с учетом влияния атмосферы, нежели охватить все особенности баллистических траекторий.

Поскольку  $\zeta(v, h)$  зависит от мгновенной скорости и плотности атмосферы (или, что то же самое, от высоты), то ясно, что решить уравнения (2.19) и (2.20) в замкнутой форме невозможно. Однако можно выполнить ряд последовательных численных приближений, используя всякий раз величины  $\zeta(v, h)$ , полученные из предыдущего приближения. Таким методом можно быстро подойти к истинному решению; действительно, зачастую достаточно определить  $\zeta(v, h)$  из уравнений, связывающих скорость, высоту и время и полученных интегрированием уравнения (2.20), если пренебречь членом, содержащим  $\zeta$ .

Так, например, принимая, что  $\theta(t) = \text{const} = 90^\circ$  (вертикальный подъем) и что  $g$  не меняется с высотой, можно совместно решить уравнения (2.19) и (2.20). При этом мы получим

$$a(t) = \frac{d^2h}{dt^2} = a_0 \left( 1 + K \frac{t}{t_b} \right) - g, \quad (2.21)$$

$$v(t) = \frac{dh}{dt} = a_0 \left( t + \frac{K}{2} \frac{t^2}{t_b} \right) - gt \quad \text{для } v(0) = 0, \quad (2.22)$$

$$h(t) = \frac{a_0}{2} \left( t^2 + \frac{K}{3} \frac{t^3}{t_b} \right) - \frac{gt^2}{2} \quad \text{для } h(0) = 0. \quad (2.23)$$

Пользуясь законом изменения плотности с высотой [уравнение (2.17)] или данными фиг. 2.5, а также зависимостями между скоростью, высотой и временем, взятыми в форме уравнений (2.22) и (2.23), можно из уравнения (2.8) и кривых, подобных приведенным на фиг. 2.3, определить лобовое сопротивление для данной конструкции летательного аппарата. Зная лобовое сопротивление как функцию времени, уже несложно оценить среднеинтегральную по времени величину  $\zeta$  и использовать ее в уравнениях движения летательного аппарата. В целях экономии времени уточненное решение лучше получать на вычислительных машинах.

### Многоступенчатые ракеты

Многоступенчатая ракета состоит из нескольких ракетных летательных аппаратов, поставленных друг на друга и запускаемых последовательно таким образом, что двигатель каждой следующей ступени включается при начальной скорости, равной конечной скорости, достигнутой к моменту выгорания топлива предыдущей ступени. Таким образом, каждая отдельная ракета является как бы ступенью для подъема следующих составных частей ракеты. Отсюда и название «многоступенчатая ракета».

При такой комбинации ракет конечная скорость, достигнутая к моменту выключения двигателя последней ступени, может во много раз превосходить конечную скорость обычной ракеты.

Максимально достижимая скорость ракеты определяется в основном величиной отношения веса топлива к общему весу ракеты. При прочих равных условиях максимум этого отношения определяется предельными возможностями конструкции. Практика показала, что очень трудно создать надежную в смысле прочности ракету, у которой вес топлива составлял бы больше 85—90% общего начального веса ракеты. В настоящее время для ракет практический верхний предел составляет приблизительно 90%.

Уравнение отношения масс для  $i$ -й ступени  $n$ -ступенчатой ракеты имеет вид

$$\frac{m_{0i} + \sum_1^{i-1} m_{0j}}{m_{bi} + \sum_1^{i-1} m_{0j}} = e^{\xi_i}, \quad (2.24)$$

где ступени пронумерованы, начиная от наименьшей (последней) до самой крупной (стартовой) ступени. Если сделать подстановки

$$\lambda_i = \frac{1}{m_{0i}} \sum_1^{i-1} m_{0j} \quad \text{и} \quad \delta_i = \frac{m_{bi}}{m_{0i}},$$

то уравнение (2.24) приводится к виду

$$\frac{1 + \lambda_i}{\delta_i + \lambda_i} = e^{\xi_i}, \quad (2.25)$$

где  $\lambda_i$  — отношение полного начального веса всех  $(i-1)$  ступеней, включая полезный груз, к полному начальному весу  $i$ -й ступени, а  $\delta_i$  — отношение сухого веса (вес после выгорания топлива) к полному начальному весу одной  $i$ -й ступени. Величина  $\lambda_i$  получила название коэффициента полезной нагрузки [6], а  $\delta_i$  — это параметр конструкции, определяющий допустимую весовую долю топлива  $i$ -й ступени. Теперь интересно выяснить, какой показатель будет определяющим при стремлении получить максимальную скорость в конце активного участка полета при заданном весе:  $\lambda_i$  или  $\delta_i$ , изменяющийся по  $i$ . Для получения максимальной скорости в конце активного участка полета необходимо обеспечить максимальное значение  $\xi_i$ , а следовательно, в конечном счете максимальную величину  $\Delta v_b$ . Решая уравнение (2.25) относительно  $\xi_i$ , после преобразования и дифференцирования по  $i$  получаем

$$\frac{d\xi_i}{di} = \left[ \frac{\delta_i - 1}{(\lambda_i + 1)(\lambda_i + \delta_i)} \right] \frac{d\lambda_i}{di}. \quad (2.26)$$

Для нахождения оптимума функции следует приравнять ее первую производную нулю. Поскольку выражение в скобках всегда конечно, за исключением тривиального случая  $\delta_i=1$  (при этом  $\xi_i=0$ ), то очевидно, что нулю должна равняться производная  $d\lambda_i/di$ , а это может быть лишь в том случае, когда  $\lambda_i$  или постоянна или равна 0. Легко доказать, что этому условию соответствует максимум, а не минимум функции [7]. Для постоянной  $\lambda_i$  и фиксированного значения  $\delta_i$  экспонента в уравнении отношения масс будет тоже постоянной; таким образом, оптимальная характеристика многоступенчатой ракеты складывается из оптимальных характеристик каждой ступени, обеспечивающих получение соответственно пропорциональных, равномерно распределенных долей заданной конечной скорости.

### Баллистический полет, искусственные спутники и условия выхода ракеты из сферы земного притяжения

После выгорания топлива в полете за пределами земной атмосферы на ракету действует главным образом гравитационное поле Земли. Влияние других астрономических тел например Луны, относительно мало в случае, когда ракетный летательный аппарат, запущенный с поверхности Земли, возвращается на Землю. Однако при точных расчетах возмущений орбит искусственных спутников влиянием Луны пренебрегать нельзя.

Вывод общих уравнений движения тела по эллиптической орбите вокруг неподвижной или вращающейся Земли подробно рассмотрен во многих источниках [8, 9], и мы не будем его повторять. Можно показать, что если выгорание топлива заканчивается на высоте  $h_b$  над поверхностью Земли и ракета в этот момент движется под углом  $\theta_b$  к горизонту, то баллистическую дальность полета ракеты приближенно можно вычислить, предположив, что Земля имеет сферическую форму и не вращается, из следующего уравнения:

$$S = 2R_e \operatorname{tg} \left\{ \left[ \frac{g_0 R_e}{(v_b \cos \theta_b)^2} - 1 \right] \operatorname{ctg} \theta_b \right\} + h_b \operatorname{ctg} \theta_b, \quad (2.27)$$

где  $h_b \ll R_e$ ,  $R_e$ —радиус земного шара,  $v_b$ —скорость ракеты в момент окончания работы двигателя. Если пренебречь величиной  $h_b \operatorname{ctg} \theta_b$ , которая мала по сравнению с  $S$ , то оптимальную величину угла  $\theta_b$ , соответствующую максимальной дальности полета, можно определить, дифференцируя уравнение (2.27) по углу  $\theta_b$  и приравнявая производную  $dS/d\theta_b$  нулю. Решая полученное уравнение относительно  $\theta_{b \max}$ , получаем

$$\theta_{b \max} = \operatorname{ctg} \left( 1 - \frac{v_b^2}{g_0 R_e} \right)^{1/2}. \quad (2.28)$$

Подставив уравнение (2.28) в уравнение (2.27), получим приближенное выражение для максимальной дальности баллистического полета

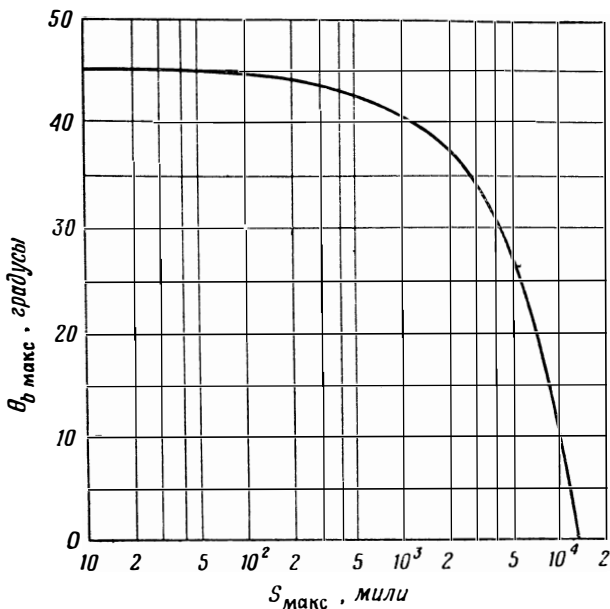
$$S_{\text{макс.}} = 2R_e \operatorname{tg} \left[ \frac{2g_0 R_e}{v_b^2} \left( 1 - \frac{v_b^2}{g_0 R_e} \right)^{1/2} \right] + h_b \left( 1 - \frac{v_b^2}{g_0 R_e} \right)^{-1/2}. \quad (2.29)$$

Из уравнений (2.28) и (2.29) можно получить связь между оптимальным значением угла  $\theta_b$  и максимальной дальностью полета. Эта зависимость изображена графически на фиг. 2.6. На фиг. 2.7 показана максимально достижимая дальность баллистического полета в функции скорости ракеты в конце активного участка полета в соответствии с уравнением (2.29).

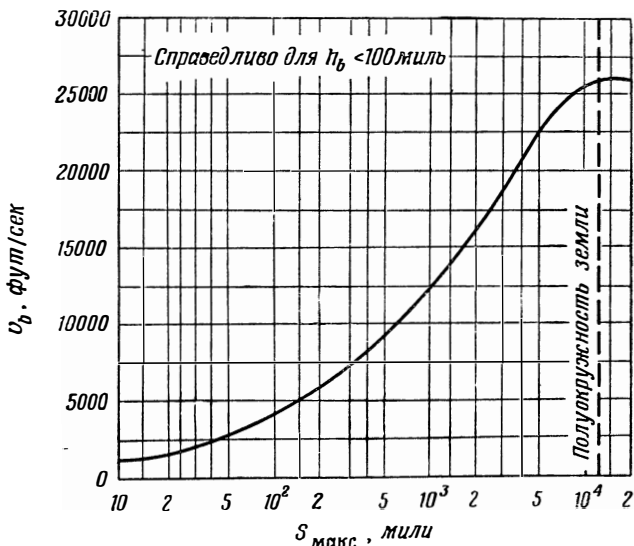
Определение характеристик баллистического полета с учетом вращения Земли значительно осложняется тем, что дальность и оптимальный угол в конце активного участка полета зависят от географических широт местонахождения ракеты в конце активного участка полета и места падения ракеты. Строго говоря, вышеприведенные уравнения справедливы только для случая невращающейся Земли. Поправки, учитывающие вращение Земли, по величине обычно не превышают 10% значений, подсчитанных без учета вращения.

В научно-популярной литературе и в ряде работ, специально посвященных ракетам, рассматриваются возможности запуска искусственных спутников Земли и вылета ракеты за пределы земного тяготения [10,12]. Обсуждение преимуществ и недостатков искусственных спутников и других «внеземных» летательных аппаратов выходит за рамки данной книги. Однако здесь уместно вкратце рассмотреть основные энергетические требования и требования, предъявляемые к скорости подобных летательных аппаратов.

Рассмотрим вертикально запущенную ракету, двигатель которой прекращает работу уже за пределами земной атмосферы, так что влиянием лобового сопротивления после выключения двигателя можно пренебречь. Для того чтобы ракета смогла выйти за пределы гравитационного поля Земли, кинетическая энергия летательного аппарата, поднимающегося вертикально, в конце активного участка полета должна равняться кинетической энергии, которую имела бы ракета на той же высоте, если бы она падала из бесконечности с начальной скоростью около 0. Эта кинетическая энергия должна равняться потенциальной энергии летательного аппарата, удаленного в бесконечность, за вычетом потенциальной энергии, которой обладает данный летательный аппарат на рассматриваемой высоте в поле земного притяжения. Из этого простого энергетического баланса (вращением Земли пренебрегаем) можно определить скорость, необходимую для преодоления земного тяготения. Вспомнив, что ускорение си-



Ф и г. 2.6. Связь оптимального угла наклона траектории в конце активного участка полета с максимальной дальностью полета.



Ф и г. 2.7. Связь максимальной баллистической дальности полета ракеты со скоростью в конце активного участка полета.

лы тяжести изменяется с высотой в соответствии с уравнением (2.18)

$$g(h) = g_0 \left( \frac{R_e}{R_e + h} \right)^2,$$

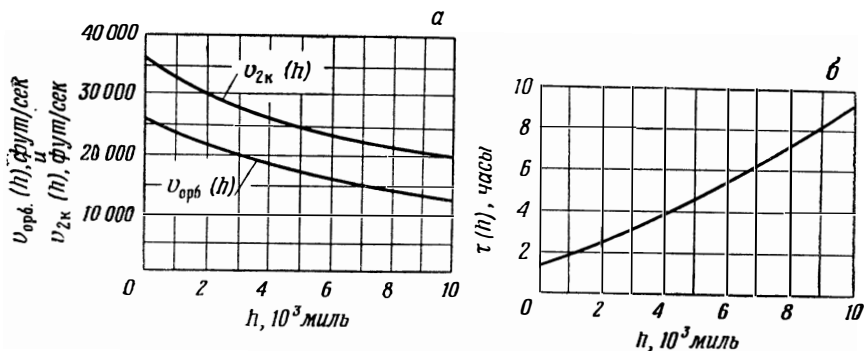
можно записать уравнение баланса энергии для ракеты, которая выходит из поля земного притяжения на высоте  $h$  над поверхностью Земли,

$$E_k = \frac{m}{2} [v_{2к}(h)]^2 = mg_0 \int_h^{\infty} \left( \frac{R_e}{R_e + h} \right)^2 dh = mg_0 R_e \frac{R_e}{R_e + h}. \quad (2.30)$$

Отсюда скорость ухода, или вторая космическая скорость, равна

$$v_{2к}(h) = R_e \left( \frac{2g_0}{R_e + h} \right)^{1/2}. \quad (2.31)$$

На уровне моря ( $h=0$ ) вторая космическая скорость равна приблизительно 36 700 фут/сек (11 200 м/сек). С увеличением



Ф и г. 2.8. Орбитальные характеристики.

высоты значение второй космической скорости медленно убывает (фиг. 2.8, а).

Для того чтобы вывести летательный аппарат на стабильную круговую орбиту на высоте  $h$ , центростремительное ускорение, возникающее за счет кривизны траектории, должно в точности равняться ускорению силы тяжести на данной высоте. Таким образом,

$$\frac{[v_{орб.}(h)]^2}{R_e + h} = g_0 \left( \frac{R_e}{R_e + h} \right)^2. \quad (2.32)$$

Отсюда можно определить орбитальную скорость спутника

$$v_{орб.}(h) = R_e \left( \frac{g_0}{R_e + h} \right)^{1/2} = \frac{v_{2к}}{\sqrt{2}}. \quad (2.33)$$

Для того чтобы вывести ракету с массой  $m$  на стабильную орбиту, необходима определенная энергия, равная сумме орбитальной кинетической энергии и потенциальной энергии на данной высоте над поверхностью Земли. Эта энергия определяется из уравнения

$$E_k + E_p = E_{\text{полн.}} = \frac{m}{2} [v_{\text{орб.}}(h)]^2 + mg_0 \int_0^h \left( \frac{R_e}{R_e + h} \right)^2 dh. \quad (2.34)$$

Время одного оборота  $\tau(h)$  можно определить из уравнения (2.33), имея в виду, что  $[\tau(h)] [v_{\text{орб.}}(h)] = 2\pi (R_e + h)$ ,

$$\tau(h) = 2\pi \frac{R_e + h}{R_e} \left( \frac{R_e + h}{g_0} \right)^{1/2}. \quad (2.35)$$

На фиг. 2.8 показаны изменения орбитальной скорости и периода обращения в зависимости от высоты. Интересно отметить, что периоды обращения для высот до нескольких тысяч километров над поверхностью Земли не превышают нескольких часов. Таким образом, спутник, орбита которого сравнительно недалеко от Земли, может совершать около 10 оборотов в течение суток. Предполагая использование таких летательных аппаратов в качестве внеземных станций наблюдения, следует иметь в виду, что хотя они и обеспечат широкий обзор поверхности земного шара, но детали местности, находящейся под такими спутниками, будут проноситься с относительной скоростью около 8 км/сек. Более благоприятные условия для наблюдения можно обеспечить, если спутник будет вращаться на орбите с периодом одного оборота 24 часа, причем плоскость такой орбиты должна располагаться между 60° северной широты и 60° южной широты. При этом скорость движения спутника относительно поверхности Земли не будет превышать 1600 км/час, и спутник будет просто перемещаться с юга на север и обратно вдоль фиксированного меридиана. В частном случае, когда плоскость орбиты совпадает с плоскостью экватора, спутник будет «висеть» в пространстве над фиксированной точкой земной поверхности. К сожалению, орбита, для которой период обращения равен 24 час., расположена над поверхностью Земли на высоте приблизительно 36 000 км.

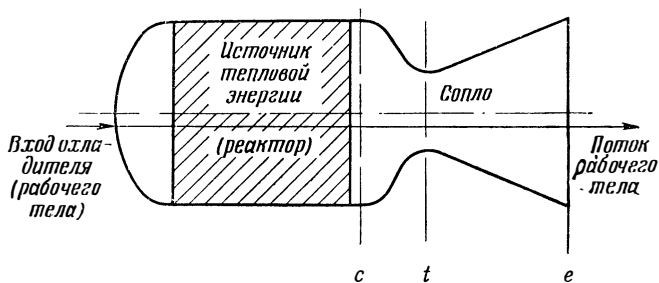
## 2.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПЛА

Выше уже было показано [уравнение (2.16) и др.], что летные характеристики ракеты зависят, во-первых, от скорости истечения продуктов сгорания и, во-вторых, от характеристик выбранной траектории полета. Эффективная скорость истечения продуктов сгорания из сопла определяется в основном их термодинамическими свойствами, геометрией сопла ракетного двигателя и ра-

бочим процессом в двигателе. Таким образом, эффективная скорость истечения связывает параметры, определяемые внешней баллистикой летательного аппарата, и внутренние параметры двигательной установки. Это обстоятельство имеет фундаментальное значение для анализа ракетного летательного аппарата, и ему в данной книге будет уделено соответствующее внимание.

### Изоэнтропическое расширение

Рассмотрим ракетный двигатель, схема которого показана на фиг. 2.9. В случае адиабатического расширения газов при истечении из активной зоны через сверхзвуковое сопло<sup>1)</sup> на основании закона сохранения энергии можно определить теоретическую



Ф и г. 2.9. Схема ракетного двигателя.

$$v_{ei}^2 - v_c^2 = 2Jg c_p (T_c - T_e), \quad (2.36)$$

(идеальную) скорость газа в выходном сечении сопла по уравнению где  $J$  — механический эквивалент тепловой энергии, равный 778 фут·фунт/Бте (426,99 кгм/ккал), температуры в градусах абсолютной шкалы,  $c_p$  — среднеинтегральная по температуре удельная теплоемкость при постоянном давлении в интервале температур от  $T_e$  до  $T_c$ . Как известно [13 — 15], температура связана со статическим давлением соотношением

$$\frac{T_e}{T_c} = \left( \frac{P_e}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \quad (2.37)$$

где  $\gamma$  — средняя величина отношения удельной теплоемкости при постоянном давлении к удельной теплоемкости при постоянном объеме в данном интервале температур. Простое сопоставление уравнений (2.36) и (2.37) показывает, что

$$v_{ei}^2 - v_c^2 = 2Jg c_p \eta_c T_c, \quad (2.38)$$

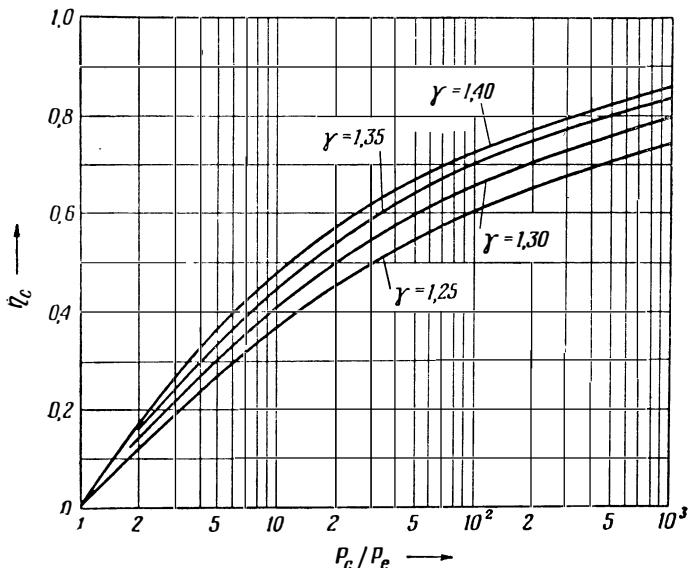
<sup>1)</sup> Сопло Лавалья. — Прим. перев.



где  $\eta_c$  — термический к.п.д. соответствующего идеального цикла Карно, величина которого определяется из следующего соотношения:

$$\eta_c = 1 - \frac{T_e}{T_c} = 1 - \left( \frac{P_e}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (2.39)$$

Этот к.п.д. идеального цикла изображен графически на фиг. 2.10 как функция перепада давлений в сопле ракетного двигателя для различных значений  $\gamma$ .



Ф и г. 2.10. Характеристики процесса расширения в сопле.

Из основных термодинамических соотношений

$$c_p - c_v = \frac{R}{J\mathfrak{M}} \quad \text{и} \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (2.40)$$

следует, что

$$c_p = \frac{R}{J\mathfrak{M}} \frac{\gamma}{\gamma-1}, \quad (2.41)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная, равная

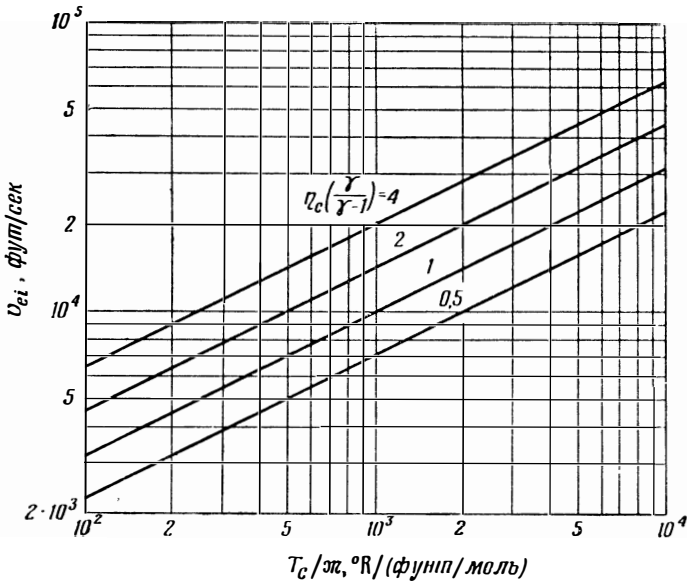
$$1545 \frac{(\text{фунт/фут}^2)/\text{фут}^3}{(\text{фунт/моль})^\circ\text{R}}; (1,9865 \text{ кал/моль} \cdot \text{град}),$$

$\mathfrak{M}$  — усредненный по температуре молекулярный вес рабочего тела. Подставив уравнение (2.41) в уравнение (2.38) для

идеальной скорости истечения рабочего тела, получим

$$v_{ei}^2 - v_c^2 = \frac{2\gamma g}{\gamma - 1} \frac{R}{M} T_c \eta_c = v_{\max. i}^2 \eta_c. \quad (2.42)$$

Максимальная теоретическая скорость истечения  $v_{\max. i}$  соответствует бесконечной величине степени расширения (расширение до давления, равного 0). При этом термический к. п. д. идеального цикла Карно равен 1. График зависимости идеальной скорости истечения от величины  $T_c/M$  для различных значений параметра



Ф и г. 2.11. Идеальная скорость истечения в зависимости от величины отношения температуры газа в камере к молекулярному весу (температура в градусах Ренкина,  $n^{\circ}R = 1,8n^{\circ}K$ )

$\eta_c/(\gamma-1)$  (в предположении, что скорость рабочего тела в камере мала по сравнению со скоростью в сечении сопла) приведен на фиг. 2.11.

Из уравнения (2.42) непосредственно следует, что для получения высокой скорости истечения необходима высокая температура рабочего тела и большая степень расширения  $P_c/P_e$  или рабочие тела с низким молекулярным весом. Именно этот последний фактор дает потенциальное преимущество атомным ракетам перед ракетами, в которых источником выделения энергии служит химическая реакция горения. Средний молекулярный вес оптимальных смесей для таких типичных ракетных топлив, как кислород + керосин или азотная кислота + анилин, лежит в пределах от 20 до 30. А двухатомный газообразный водород обладает

молекулярным весом, равным 2. Поскольку теплоноситель (охладитель) для ядерного реактора можно выбирать без учета его характеристик горения, то желательно для этой цели использовать газы с малым молекулярным весом. При использовании водорода можно получить скорость истечения, приблизительно в 3 раза превышающую скорость обычной ракеты при той же максимальной температуре газа. Поскольку величина скорости истечения входит в показатель экспоненты уравнения отношения масс, то атомная ракета обладает колоссальным преимуществом в весовом отношении по сравнению с обычной ракетой при прочих одинаковых характеристиках.

В соответствии с законом сохранения массы уравнение неразрывности для потока топлива можно записать следующим образом:

$$\rho_e F_e v_{ei} = \rho_c F_c v_c = \rho_t F_t v_t, \quad (2.43)$$

где индексы относятся к соответствующим сечениям, показанным на фиг. 2.9. Символом  $F$  обозначена площадь, нормальная к оси потока, а  $\rho$  — местная плотность газа. Скорость газа в критическом сечении сопла равна местной скорости звука и определяется следующим образом:

$$v_t = \left( \gamma g \frac{R}{M} T_t \right)^{1/2}, \quad \text{или} \quad v_t = \left( \frac{2\gamma g}{\gamma+1} \frac{R}{M} T_c \right)^{1/2}. \quad (2.44)$$

Для идеальных газов

$$P = \frac{\rho RT}{M}. \quad (2.45)$$

Из уравнений (2.37), (2.43) и (2.44) можно получить геометрическое соотношение

$$\frac{F_t}{F_e} = \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{1/(\gamma-1)} \left( \frac{P_e}{P_c} \right)^{1/\gamma} \left\{ \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{P_e}{P_c} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \right\}^{1/2}. \quad (2.46)$$

Это соотношение используется при определении размеров сопла, необходимых для получения данной тяги. Соответственно, преобразуя предыдущие уравнения, можно получить следующее соотношение для площади критического сечения при любом весовом расходе:

$$\omega = F_t P_c \left[ \frac{\gamma g M}{RT_c} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \right]^{1/2}. \quad (2.47)$$

Идеальная тяга для случая изэнтропического расширения будет равна

$$N_i = \frac{\omega v_{ei}}{g} + (P_e - P_a) F_e. \quad (2.48)$$

С помощью уравнений (2.42), (2.46) и (2.47) теоретическую тягу,

отнесенную к единице расхода рабочего тела, которую принято называть идеальной тягой  $I_{spi}$ , можно выразить в зависимости от ряда условий нагрева рабочего тела, термодинамических свойств газа и давлений окружающей среды и в выходном сечении сопла. Для работы двигателя в вакууме ( $P_a = 0$ ) это соотношение будет иметь вид

$$I_{spi} = \frac{N_i}{\omega} = \left[ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{R}{Mg} T_c \eta_c + \left( \frac{v_c}{g} \right)^2 \right]^{1/2} + \left( \frac{P_e}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left( \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{R}{Mg} \frac{T_c}{\eta_c} \right)^{1/2}. \quad (2.49)$$

### Реальные сопла

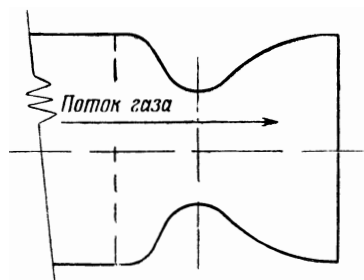
Практически идеальный изэнтропический процесс осуществить невозможно. Процесс в сопле происходит с потерями за счет трения о стенки, появления радиальной составляющей скорости расширяющегося газа, явлений диссоциации и рекомбинации рабочего тела вдоль сопла, а также за счет влияния конечной толщины пограничного слоя и ударных волн в сверхзвуковой области течения.

Радиальная скорость газа не создает тяги. Использование конических сопел приводит к тому, что течение продуктов сгорания осуществляется вдоль конических линий или поверхностей тока так, что усредненная по сечению осевая скорость получается меньшей, чем в случае течения, направленного за критическим сечением строго параллельно оси. Простые геометрические рассуждения показывают, что это уменьшенное значение скорости можно найти из соотношения

$$\frac{v_{\text{конич.}}}{v_{\text{парал.}}} = \frac{1 + \cos \psi}{2}, \quad (2.50)$$

где  $2\psi$ —угол при вершине конуса. Для  $\psi = 20^\circ$  этот коэффициент равен 0,97; это указывает, что в данном случае теряется только 3% от скорости истечения. Для высокоскоростных ракет даже такая малая потеря нежелательна и ее следует избегать путем применения профилированных сопел, обеспечивающих параллельность истечения продуктов сгорания в выходном сечении сопла. Такие сопла, обеспечивающие параллельность потока, позволяют получить скорость истечения, близкую к максимальной, без потерь за счет геометрии сопла. В принципе параллельность потока достигается путем соответствующего поворота потока перед выходным сечением сопла. Для этого сопло должно быть спрофилировано так, чтобы перед выходным сечением стенка была параллельна оси. При этом, для того чтобы обеспечить нормальное расширение после критического сечения без чрезмерного

увеличения длины сопла, необходимо профиль стенки непосредственно за критическим сечением делать выпуклым во внешнюю сторону. Примерная форма такого сопла показана на фиг. 2.12. Детальный расчет подобного сопла—сложная и трудная задача, решение которой основано на методе характеристик для сверхзвукового потока. Изложение этого вопроса можно найти в работах по сверхзвуковой аэродинамике [16] и в обширной литературе, посвященной основам конструирования ракетных двигателей [17—20]. Основные потери в соплах описанного типа возникают за счет скачков уплотнения при сверхзвуковом режиме течения. Для больших сопел эти потери составляют, как правило, не более 1% средней скорости истечения.



Ф и г. 2.12. Профилированное сопло.

Тепловое излучение в пространство газов в закритической части сопла незначительно. Излучение абсолютно черного тела, например, при температуре  $1700^\circ\text{K}$  соответствует потере всего лишь  $0,04\text{ Мвт}$  на  $1\text{ кв. фут}$  площади излучающей поверхности ( $0,43\text{ Мвт}$  на  $1\text{ м}^2$ ); в данном случае этой площадью является поперечное сечение сопла. В то же

время интенсивность переноса кинетической энергии через типичное ракетное сопло есть величина порядка  $1000\text{ Мвт}$  на  $1\text{ кв. фут}$  площади поперечного сечения сопла ( $10\,800\text{ Мвт}$  на  $1\text{ м}^2$ ). Очевидно, что потери за счет теплового излучения в данном случае пренебрежимо малы.

Химические процессы диссоциации и рекомбинации приводят к изменению молекулярного веса смеси, к выделению и поглощению тепла в закритической части сопла. Обычно по мере продвижения газа по соплу молекулярный вес увеличивается. Это ведет к повышению плотности в данном сечении сопла и, следовательно, к увеличению секундного расхода через единицу площади проходного сечения по сравнению с величиной расхода, полученной по обычным теоретическим уравнениям. Эти процессы более подробно рассматриваются в разд. 2.3.

Трение газа о стенки сопла сопровождается теплоотдачей в стенку; таким образом, течение газа становится неадиабатическим. Для больших сопел влияние трения сказывается меньше, потому что количество тепла, отдаваемого в стенку, пропорционально площади поверхности сопла, в то время как общее количество переносимой газом энергии, отнесенное к единице времени, пропорционально объему сопла. Поскольку течение в реальном сопле не является адиабатическим, температура массы газа в любой точке

будет ниже расчетной, а плотность соответственно будет выше. Это увеличение плотности приводит к большему массовому секунднему расходу через единицу площади поперечного сечения по сравнению с тем расходом, который вычисляется по теоретическим уравнениям, таким, как уравнение (2.47). Скорости течения в пограничном слое конечной толщины изменяются от нуля на поверхности стенки до полной скорости свободного потока на границе между «буферным» слоем и турбулентным ядром потока [21]. Таким образом, при наличии пограничного слоя конечной толщины (а это имеет место у реальных газов) эффективная площадь, через которую поток движется с полной скоростью, в действительности получается меньше, чем теоретическая площадь; отсюда следует, что массовый секундный расход через единицу площади будет меньше, чем в идеальном случае.

Правильный расчет площади критического сечения сопла, необходимой для обеспечения заданного расхода, затрудняется еще двумя обстоятельствами. Одно из них—это известный эффект сужения потока, возникающий за счет действия вектора количества движения, направленного по радиусу к оси в докритической части сопла, которая служит переходом от камеры сгорания ракетного двигателя к критическому сечению. Это ведет к тому, что плотность газа в критическом сечении, а следовательно, и в потоке несколько превышает расчетное значение. Другое обстоятельство связано с тем, что *истинное* критическое сечение—это поверхность, на которой скорость потока равна скорости звука, а она может и не совпадать с минимальным поперечным сечением сопла. В большинстве реальных сопел поверхность  $M=1$  является выпуклой к выходному сечению и пересекается со стенками сопла либо в минимальном сечении, либо немного ниже по потоку. Следовательно, *истинная* площадь критического сечения несколько больше, чем геометрическая площадь плоского минимального сечения, а это означает, что через единицу геометрической площади критического сечения массовый секундный расход больше, нежели в идеальном случае.

Таким образом, в результате влияния всех этих факторов в реальном сопле массовый секундный расход отличается от расхода через идеальное сопло, причем, как правило, реальный расход больше идеального. Это создает определенные трудности для конструктора, который должен определить размеры сопла, необходимые для получения заданной тяги. Обычно в практике ракетного двигателестроения пользуются так называемым коэффициентом расхода  $v_d$ , который определяется как отношение действительного и теоретического расходов через единицу площади геометрического поперечного сечения и находится путем экспериментального исследования процесса истечения через сопла продуктов сгорания, подобных тем, которые будут использоваться в проектируемом

двигателе. При этом должно обеспечиваться также и подобие условий истечения.

Наряду с изменением расхода в результате влияния вышеупомянутых факторов несколько уменьшается скорость истечения. И в данном случае для приведения расчетной теоретической скорости истечения к ее действительному значению используется коэффициент скорости сопла. Этот коэффициент представляет собой отношение действительной скорости истечения к теоретической

$$v_v = \frac{v_{ea}}{v_{ei}}. \quad (2.51)$$

С учетом этого уравнение (2.42) можно записать в следующем виде:

$$v_{ea} = v_v \left( \frac{2\gamma g}{\gamma - 1} \frac{R}{\mathfrak{M}} T_c \eta_c + v_c^2 \right)^{1/2}. \quad (2.52)$$

Используя поправочные коэффициенты  $v_v$  и  $v_d$ , действительную удельную тягу при работе двигателя в вакууме можно выразить следующим образом:

$$I_{sp} = \frac{N_a}{\dot{w}} = v_v \left[ \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{R}{\mathfrak{M}g} T_c \eta_c + \left( \frac{v_c}{g} \right)^2 \right]^{1/2} + \frac{1}{v_d} \left( \frac{P_e}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left( \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{R}{\mathfrak{M}g} \frac{T_c}{\eta_c} \right)^{1/2}. \quad (2.53)$$

Заметим, что для двигателя, в котором  $v_c \ll v_e$ ,

$$I_{sp} = \frac{v_{ei}}{g} \left[ v_v + \frac{1}{v_d} \left( \frac{1}{\eta_c} - 1 \right) \frac{\gamma-1}{2\gamma} \right]. \quad (2.54)$$

Действительная удельная тяга связана с эффективной скоростью истечения следующим соотношением:

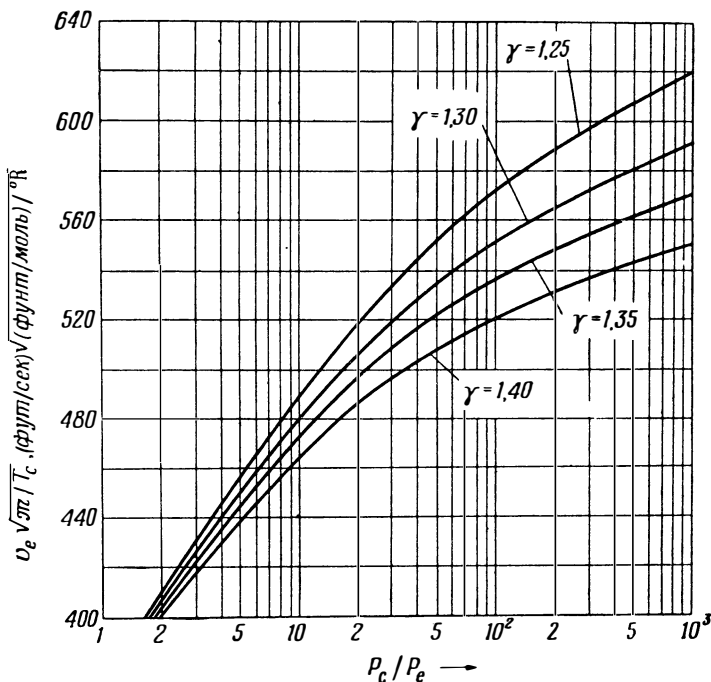
$$v_e = g I_{sp}. \quad (2.55)$$

Именно эту эффективную скорость и нужно использовать при расчетах характеристик летательного аппарата, как описано в предыдущем разделе. На фиг. 2.13 показано изменение величины параметра  $v_e \sqrt{\mathfrak{M}/T_c}$  в зависимости от перепада давлений  $P_e/P_c$  для различных значений отношения удельных теплоемкостей  $\gamma$  при коэффициентах скорости и расхода, выбранных равными 0,98 и 1,05 соответственно.

При использовании жидкого рабочего тела тепловыделение в ракетном двигателе должно быть достаточным для подогрева, парообразования и последующего нагрева газообразного рабочего тела до максимальной температуры, т. е.

$$P_r = K \left( \frac{v_{\text{макс. } i}^2}{2Jg} + H_v \right) \dot{w}, \quad (2.56)$$

где  $H_v$  — теплота парообразования жидкого рабочего тела, а  $J$  и  $K$  — соответственно механический и электрический эквиваленты тепла, равные  $J=778 \text{ фут} \cdot \text{фунт}/\text{Бте}$  ( $426,99 \text{ кгм}/\text{ккал}$ ) и  $K=1,055 \times 10^{-3} \text{ Мвт-сек}/\text{Бте}$  ( $4,186 \cdot 10^{-3} \text{ Мвт-сек}/\text{ккал}$ ).



Ф и г. 2.13. Скорость истечения из реального сопла в зависимости от перепада давлений в сопле при  $v_d=1,05$  и  $v_b=0,98$ .

### 2.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗМОЖНЫХ РАБОЧИХ ТЕЛ АТОМНЫХ РАКЕТ

Получив и рассмотрев основные уравнения, характеризующие работу летательного аппарата и сопла ракетного двигателя, далее необходимо рассмотреть свойства рабочих тел, которые представляют интерес с точки зрения их применения в атомных ракетных двигателях. Поскольку основным критерием в данном случае является низкий молекулярный вес, то есть смысл говорить о водороде, гелии, литии, бериллии и боре, а также об их диссоциирующих соединениях, таких, как различные углеводороды [например,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $(\text{CH}_2)_n$ ] и гидриды металлов (например,  $\text{LiH}$  и  $\text{BH}$ ). Газообразный азот как рабочее тело не представляет интереса вследствие того, что его молекулы исключительно устойчивы и не



диссоциируют сколько-нибудь заметно при температурах ниже  $6000^{\circ}\text{F}$  ( $3300^{\circ}\text{C}$ ). Даже при условии полной диссоциации молекулярный вес азота равнялся бы приблизительно 14, т. е. в 7 раз превышал бы молекулярный вес водорода. Однако некоторые легко диссоциирующие водородные соединения азота, такие, как  $\text{NH}_3$  и  $\text{N}_2\text{H}_4$ , могут оказаться полезными в качестве рабочего тела для атомных ракетных двигателей. Другими представляющими интерес соединениями являются вода и некоторые диссоциирующие спирты.

Поскольку нагрев газов осуществляется в ядерном реакторе, а не в процессе горения, нет никакой необходимости применять химически реагирующую смесь.

В последующем изложении мы будем рассматривать только однокомпонентные рабочие тела.

### Жидкости

Проблемы транспортировки, хранения и использования твердых или газообразных рабочих тел для атомных ракет настолько сложны по сравнению с подобными же проблемами в случае использования жидкостей, что мы ограничимся здесь рассмотрением только жидких рабочих тел. Это исключает уже упоминавшиеся литий, бериллий и бор, которые в нормальном состоянии являются твердыми веществами. Следует также отметить, что природные литий и бор являются сильными поглотителями тепловых нейтронов, а это не благоприятствует их применению в качестве рабочих тел для ядерных реакторов. Бериллий—превосходный замедлитель нейтронов, очень дорог и не имеет реальных преимуществ по сравнению с диссоциированным аммиаком или любым потенциально полезным углеводородом. Так что в дальнейшем в качестве рабочего тела он не будет рассматриваться.

Крайней противоположностью бериллия по своим свойствам является гелий, который с большим трудом поддается сжижению, так как точка кипения гелия чрезвычайно низка ( $4,17^{\circ}\text{K}$  при 1 атм), а теплота парообразования очень мала ( $5,99$  ккал/кг, т. е. почти в 100 раз меньше, чем для воды). Эти два обстоятельства вызывают затруднение с точки зрения производства, эксплуатации и хранения гелия. Вследствие того, что теплота парообразования гелия очень мала, потребовалось бы большое количество вещества, не участвующего в создании тяги, для сохранения жидкого гелия, находящегося на борту атомной ракеты, от воздействия излучений ядерного реактора двигательной установки, поглощение которых сопровождается выделением тепла. Вследствие этого гелий, несмотря на его инертную природу, в дальнейшем тоже не будет рассматриваться как рабочее тело для атомных ракет. Перечень возможных веществ, таким образом, сократился до одного элемента—водорода и его соединений.

В настоящем разделе подробно рассматриваются некоторые из основных свойств жидкого водорода и его соединений. Для удобства наиболее необходимые физические, тепловые и химические свойства этих жидкостей сведены в табл. 2.1. На фиг. 2.14 и 2.15 показаны удельные веса жидкостей и упругость их паров в зависимости от температуры.

**Вода.** Вода ( $H_2O$ )—это прозрачная, бесцветная жидкость, которую мы все хорошо знаем. И, вероятно, включение ее в перечень рабочих тел для атомных ракет вызовет некоторое удивление. Однако это объясняется доступностью воды, простотой ее хранения, транспортировки и эксплуатации. Коррозии емкостей, служащих для хранения воды, можно избежать, если не применять таких активных чистых металлов, как алюминий и железо. В баках из нержавеющей стали, меди или анодированного алюминия воду можно хранить практически бесконечно долго. Вода—превосходный замедлитель нейтронов вследствие своей высокой ядерной плотности и также того, что из каждых трех ядер два являются ядрами водорода.

**Спирты<sup>1)</sup>.** Два типичных представителя спиртов—метилловый спирт  $CH_3OH$  и этиловый спирт  $C_2H_5OH$ —бесцветные жидкости, по некоторым свойствам сходные с водой. Их точки затвердевания и кипения ниже, чем у воды, но диапазон температур, при которых спирты находятся в жидком состоянии, значительно шире, чем у воды. Коррозии металлических емкостей при хранении эти жидкости не вызывают, однако смесь паров спирта и воздуха в определенном интервале концентраций спирта очень огнеопасна. Продолжительное вдыхание паров спирта опасно для здоровья.

Чистые «стопроцентные» спирты—превосходные обезвоживающие агенты и ими можно «сжечь» кожу, так как при попадании такого спирта на кожу происходит местная дегидратация (обезвоживание). Для персонала, работающего с чистым спиртом, необходимо оборудовать душевые установки и обмывочные пункты. Благодаря высокой ядерной плотности водорода и углерода в метиловом и этиловом спиртах последние служат хорошими замедлителями нейтронов.

**Углеводороды<sup>1)</sup>.** Углеводороды от  $CH_4$  до  $(CH_2)_n$  являются потенциально пригодными для использования в качестве рабочего тела в атомных ракетных двигателях при условии, что первичное соединение достаточно заметно диссоциирует, проходя через высокотемпературную зону реактора. Возможность применения различных углеводородов обеспечивает большой выбор температур кипения и затвердевания; здесь мы имеем буквально сотни потенциально

<sup>1)</sup> Диссоциация спиртов и углеводородов приводит к выпаданию в определенном диапазоне температур углерода (коксование), что может серьезно затруднить работу соответствующих элементов силовой установки.—Прим. ред.

Свойства некоторых возможных

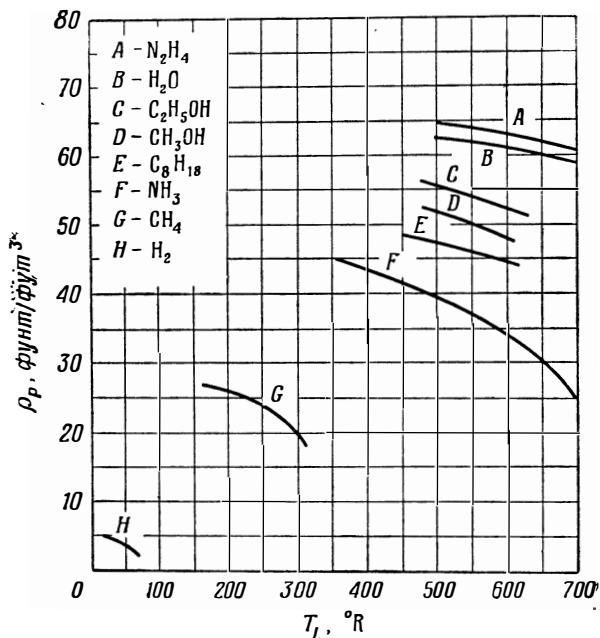
Свойство	Рабочее			
	водород	аммиак	гидразин	метиловый спирт
Химическая формула	$H_2$	$NH_3$	$N_2H_4$	$CH_3OH$
Молекулярный вес $M$	2,016	17,03	32,05	32,04
Температура плавления, °С	-259,2	-77,7	1,4	-98
Температура кипения, °С	-252,78	-33,4	114,1	64,51
Теплота парообразования при 1 атм, ккал/кг	110,32	329,84	337,12	264,88
Теплоемкость жидкости $c_p$ , ккал/кг·град	1,75 (-258°С) 2,33 (-253°С)	1,05 (-60°С) 1,48 (100°С)	0,75 (26,7°С)	0,57 (0°С) 0,60 (20°С)
Вязкость жидкости $\mu$ , $10^{-6}$ кг·сек/м <sup>2</sup>	1,26 (-253°С)	26,88 (-33,3°С)	113,82 (1,7°С) 98,70 (20°С)	83,10 (0°С) 60,90 (20°С)
Теплопроводность жидкости $\lambda$ , ккал/м·час·град	0,101 (-253°С)	0,432 (7,2°С)	. . . . .	0,179 (20°С)
Критическое давление, кг/см <sup>2</sup>	13,2	115,0	145	81,1
Критическая температура, °С	-239,9	132,3	387,5	240
Примерная относительная стоимость	4—5	1	3	1

## жидких рабочих тел

тело

этиловый спирт	метан	пропан	октан	вода
$C_2H_5OH$	$CH_4$	$C_3H_8$	$C_8H_{18}$	$H_2O$
46,07	16,04	44,09	114,23	18,02
-114,5	-182,5	-189,9	-56,7	0
78,3	-161,5	-42,6	125,7	100
205,52	138,88	104,48	71	539,1
0,54, (0° C) 0,58 (25° C)	0,811 (-173° C) 0,861 (-143° C)	0,576(0° C)	0,52 (20° C) 0,63 (93,3° C)	1,0 (0—100° C)
180,18 (0° C) 122,22 (20° C)	. . . . .	. . . . .	71,82(0° C) 55,02 (20° C)	182,28(0° C) 101,64 (20° C)
0,156 (20° C)	. . . . .	. . . . .	0,122 (21°—40° C)	0,474 (0° C) 0,565 (60° C)
65,1	47,3	43,4	25,4	225,65
243,1	-82,1	96,9	296,7	374,15
1	2	1,5	1	1

пригодных для наших целей соединений. Так же как и для спиртов, основное осложнение при хранении—это образование горючей смеси паров углеводорода и воздуха. В частности, метан образует взрывчатые смеси в очень широком диапазоне концентраций [22]. С точки зрения коррозии жидкие углеводороды не опасны и могут довольно долго храниться в емкостях из малоуглеродистой стали. Вдыхание паров углеводородов особой опасности для здоровья не

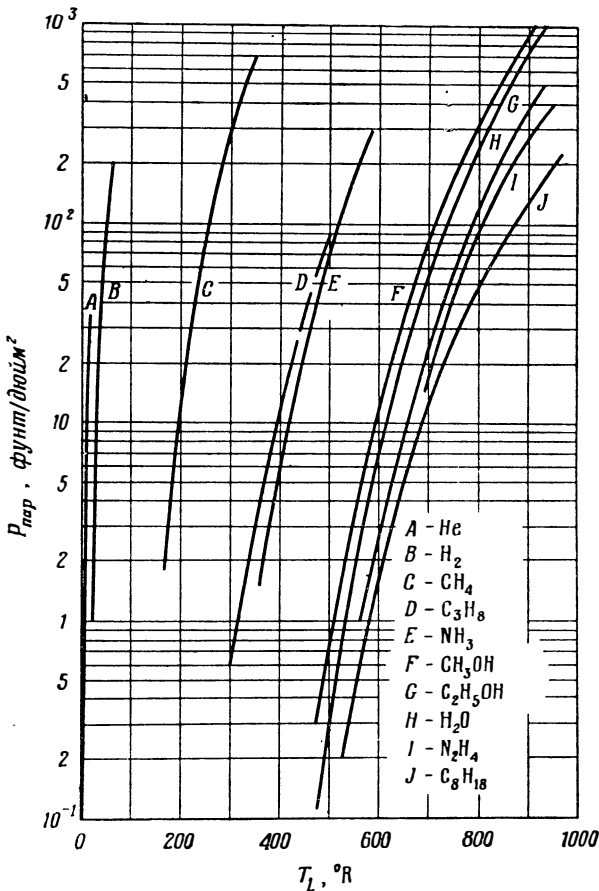


Ф и г. 2.14. Удельные веса различных жидких рабочих тел в зависимости от температуры жидкости.

представляет. Подобно большинству других водородных соединений, жидкие углеводороды являются превосходными замедлителями нейтронов.

**Нитросоединения.** Очевидно, наиболее пригодными соединениями азота и водорода являются аммиак  $NH_3$  и гидразин  $N_2H_4$ . И тот и другой представляют собой бесцветные ядовитые жидкости. Продолжительное вдыхание паров гидразина или аммиака может повлечь за собой временную слепоту, обморок и шок. Чистый аммиак—сильный обезвоживающий агент, и он может причинить тяжелые ожоги при попадании на кожу. Смесь паров аммиака с воздухом не огнеопасна, тогда как пары гидразина с воздухом образуют сильно взрывчатые смеси. При определенных условиях гидразин может самопроизвольно разлагаться с выделением боль-

шого количества энергии. Свойства гидразина как жидкости сходны со свойствами воды. Аммиак может находиться в жидком состоянии при нормальном давлении (1 атм) только при температуре ниже  $-28^{\circ}\text{F}$  ( $-33,4^{\circ}\text{C}$ ), и поэтому его следует хранить либо под



Ф и г. 2.15. Упругость паров различных жидких рабочих тел в зависимости от температуры жидкости.

давлением, либо в охлажденном состоянии. Присутствие азота ухудшает свойства этих соединений как замедлителей по сравнению с ранее рассмотренными веществами, так как поглощение тепловых нейтронов благодаря наличию азота в молекуле такого соединения примерно в 2—3 раза больше, чем у водорода.

**Водород.** Жидкий водород обладает рядом свойств, весьма благоприятных для его использования в качестве рабочего тела в атом-

ном двигателе, но вместе с тем у него есть и нежелательные характеристики. Малый молекулярный вес обеспечивает превосходство над всеми остальными рабочими телами с точки зрения получения удельной тяги; однако исключительно низкая температура (в жидком состоянии водород может находиться<sup>1)</sup> лишь при температуре ниже  $-423^{\circ}\text{F}$  ( $-253^{\circ}\text{C}$ ) сильно затрудняет хранение водорода и обращение с ним, так как при такой температуре металлы становятся очень хрупкими, а воздух отвердевает. Кроме того, производство жидкого водорода стоит сравнительно дорого.

При хранении жидкого водорода недостаточно только обеспечить надежную теплоизоляцию емкостей; может оказаться необходимым обеспечение постоянного охлаждения для отвода тепла, выделяющегося при превращении молекулярной структуры водорода из *орто*-фазы в *пара*-фазу, если это превращение не было осуществлено в сжижающей установке. Коррозии жидкий водород не вызывает; газообразный водород легко образует с воздухом горючие смеси [22], и в этом отношении он опасен. Для здоровья жидкий водород опасен, в основном, в том смысле, что он может вызывать тяжелое обморожение, даже при непродолжительном соприкосновении. В жидком состоянии водород имеет высокую ядерную плотность и является хорошим замедлителем, сравнимым в некоторых отношениях с водой. Однако низкая температура снижает его эффективность и жидкий водород сам по себе является далеко не лучшим замедлителем по сравнению с другими из рассмотренных рабочих тел.

### Газы

Все рассмотренные выше рабочие тела в принципе применяются в атомном ракетном двигателе в газообразном состоянии<sup>1)</sup>. Жидкое рабочее тело испаряется либо за счет радиационного нагрева еще до того, как оно достигнет активной зоны реактора, либо на первых сантиметрах пути через активную зону реактора. Рабочее тело в газообразном состоянии истекает из сопла, создавая силу тяги, за счет которой движется летательный аппарат.

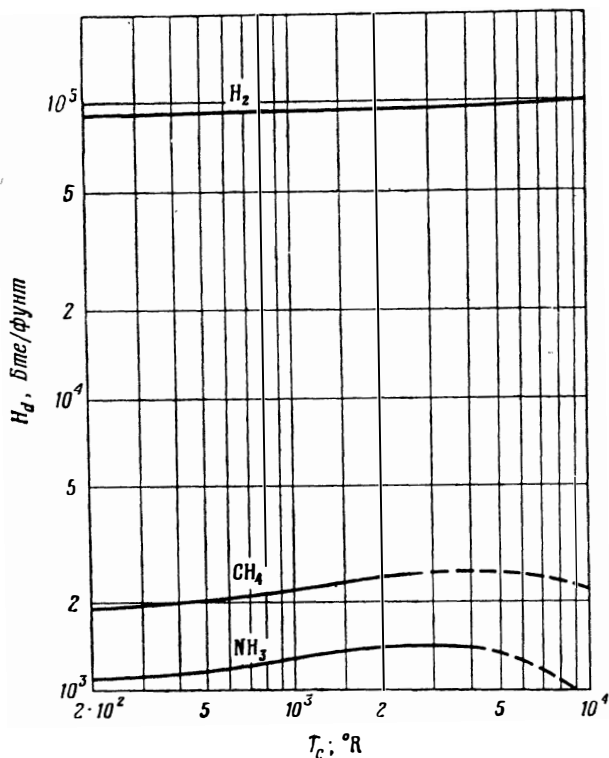
Основная часть тепла подводится к рабочему телу уже тогда, когда оно находится в газообразном состоянии. Термин «газы» в данном случае употребляется по отношению к рабочему телу после подведения к нему количества тепла, необходимого для парообразования при обычных условиях независимо от того, работает ли теплообменник реактора при докритических или сверхкритических давлениях.

В данном разделе будут рассмотрены основные характеристики газов, образующихся путем парообразования из жидких рабочих тел, о которых говорилось ранее. Их наиболее интересные физиче-

<sup>1)</sup> При атмосферном давлении. — *Прим. ред.*

ские, тепловые и химические свойства изображены графически в зависимости от температуры на фиг. 2.16—2.20.

Ниже достаточно подробно рассматриваются диссоциация и рекомбинация с целью показать методы точного определения молекулярного веса и других необходимых характеристик газа, движущегося через реактор и сопло.



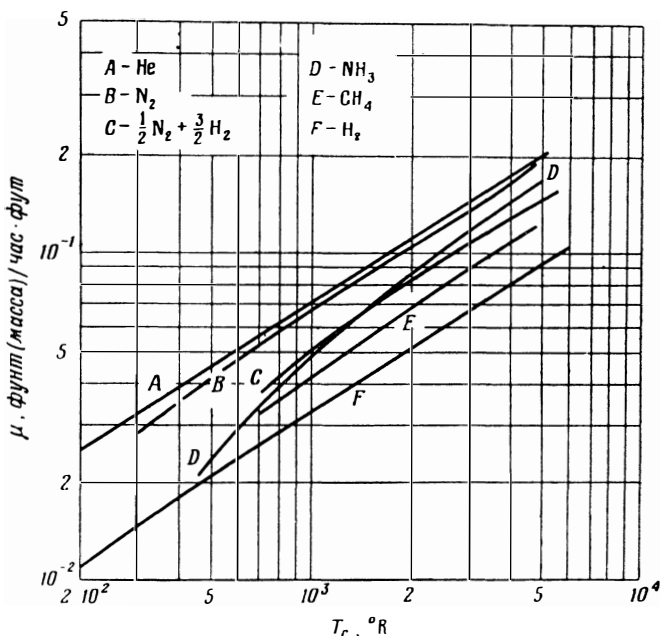
Ф и г. 2.16. Теплота диссоциации некоторых газообразных рабочих тел в зависимости от температуры газа.

**Вода.** Водяной пар издавна используется в качестве рабочего тела в паросиловых установках. Как известно, нагретый до высокой температуры пар весьма активен в коррозионном отношении, особенно в присутствии кислорода (воздуха). Вода—исключительно устойчивое вещество; она диссоциирует при средних давлениях только когда температура превышает  $4000^\circ F$  ( $2200^\circ C$ ). Однако даже при более низких температурах в паре присутствуют гидроксильные радикалы и свободные молекулы кислорода, которые усиливают окисляющую способность пара при средних температу-



рах. Вследствие устойчивости молекулярной структуры воды молекулярный вес водяного пара при повышенных температурах и давлениях остается близким к 18.

**Спирты.** Спирты при среднем давлении разлагаются при температурах<sup>1)</sup> выше 3000° F (1650° C), образуя в основном водород и окись углерода, а также ацетилен, высшие углеводороды, гидроксильные радикалы и свободный кислород. Таким образом, газовая



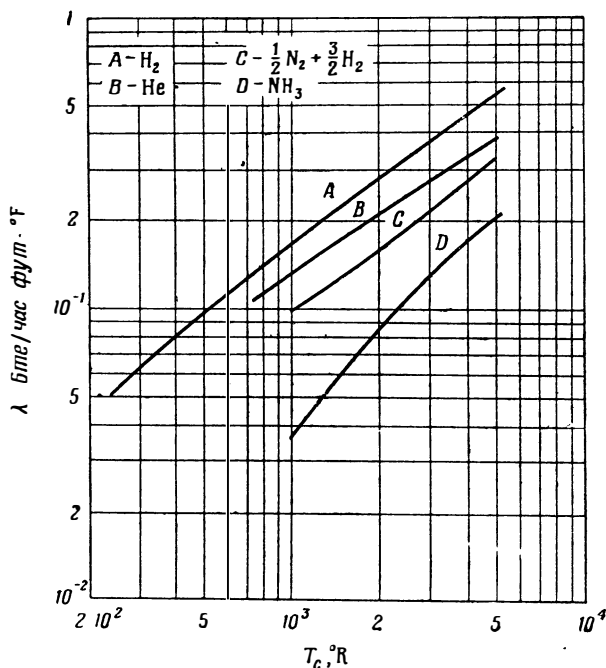
Ф и г. 2.17. Вязкость газобразных рабочих тел в зависимости от температуры газа.

смесь содержит в себе как окисляющие, так и восстанавливающие компоненты и способна реагировать с большинством материалов. Поскольку образование и разрушение активных радикалов является как гетерогенной (влияние стенок), так и гомогенной (в газовой фазе) реакцией, то не лишено основания предположение о том, что эти оба вида реакций, вызывающих коррозию, будут взаимно уравновешиваться на физических границах системы, так что газовая смесь будет либо окислительной, либо восстановительной, но не той и другой одновременно при любых данных давлении и температуре. Молекулярный вес продуктов разложения спиртов колеб-

<sup>1)</sup> Рассмотренные выше спирты уже при температурах порядка 400—500° C начинают заметно разлагаться.—Прим. ред.

лется от 9 до 10 или, грубо говоря, равен половине молекулярного веса воды.

**Углеводороды.** Потенциально пригодные углеводороды разлагаются<sup>1)</sup> при температуре выше 3500° F (1927° C) и давлении порядка нескольких атмосфер, образуя водород, свободный углерод, ацетилен и небольшое количество высших углеводородов. Эта газовая смесь часто обладает высокой восстановительной способностью

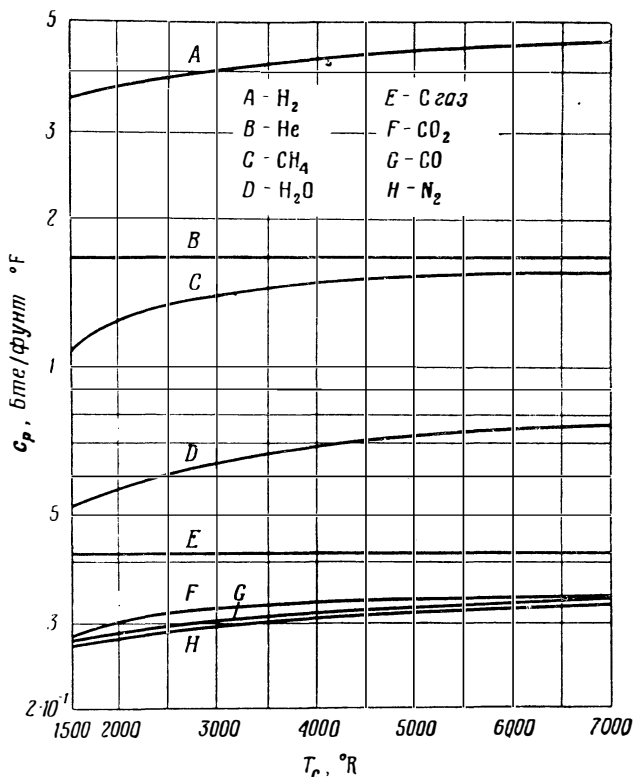


Ф и г. 2.18. Теплопроводность газообразных рабочих тел в зависимости от температуры.

при избытке водорода и может оказывать разрушающее воздействие на вещества, в состав которых входит углерод (например, дерево, пластмассы, различные твердые углеводороды и собственно углерод). Нагретый до высокой температуры водород взаимодействует также с некоторыми металлами, образуя гидриды, а у других металлов вызывает межкристаллитную коррозию и растрескивание. Последнее явление иногда называют водородной «хрупкостью». Однако, если газовая смесь богата углеродом, присутствующий в ней свободный углерод может конденсироваться в газовой фазе

<sup>1)</sup> Рассмотренные выше углеводороды заметно разлагаются уже при температурах порядка 400—500°С.—Прим. ред.

и оседать на стенках канала, по которому движется газ. Это может привести либо к уменьшению весового расхода, либо к закупорке каналов. Скрытая теплота испарения углерода равняется 28 000 Бте/фунт (15 500 ккал/кг), и, следовательно, при его конденсации выделяется большое количество тепла. Молекулярный вес



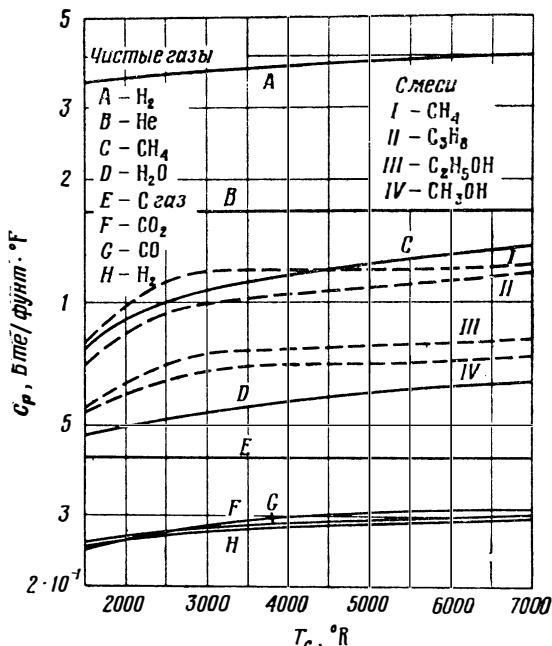
Ф и г. 2.19. Теплоемкость чистых газов при постоянном давлении.

смеси продуктов разложения углеводородов при повышенных температурах и давлениях, представляющих для нас интерес, колеблется от 5,5 до 8.

**Соединения азота.** Как аммиак, так и гидразин быстро разлагаются при температурах выше 2500° F (1372° C) и средних давлениях, образуя азот и водород. Поскольку двухатомную молекулу азота нельзя получить при разложении одной молекулы аммиака, а три атома водорода, высвобождающиеся при этом, могут образовать лишь одну двухатомную молекулу, то мгновенные продукты разложения должны содержать некоторое количество одноатомного

азота и одноатомного водорода. В связи с этим аммиак проявляет себя как газ с высокой восстановительной способностью при температурах, более низких по сравнению с теми температурами, при которых проявляется разрушающее воздействие всех других рабочих тел, за исключением воды.

Механизм диссоциации гидразина пока еще недостаточно изучен, однако диссоциация, вероятно, проходит через стадию, анало-



Ф и г. 2.20. Средняя теплоемкость чистых газов и смесей в равновесных условиях при 100 атм. Пу нктирными кривыми изображены теплоемкости газовых смесей.

гичную диссоциации аммиака, прежде чем произойдет полное разрушение молекулы. Таким образом, характеристики химической активности продуктов диссоциации гидразина не должны значительно отличаться от соответствующих характеристик для аммиака. Свободный водород, присутствующий в продуктах диссоциации, вступает в реакцию с углеродом и многими его соединениями, а также с большинством металлов, за исключением молибдена и платины. Молекулярные веса продуктов разложения равны соответственно: 8,5 для аммиака, 10,5 для гидразина.

**Водород.** Водород сравнительно устойчив до температур порядка 4000° F (2200° C) при средних давлениях, оставаясь в двухатомном состоянии. Нагретый до высокой температуры водород

обладает высокой восстановительной способностью и реагирует с углеродом (графитом), некоторыми металлами и многими углеводородными соединениями. Предполагают, что при взаимодействии с графитом происходит межкристаллитная химическая коррозия вещества, связывающего зерна графита. При этом поверхность графита становится рыхлой и зернистой со слабой силой сцепления на поверхности раздела графита и газа. При достаточно высокой скорости движения газообразного водорода вдоль такой поверхности поток газа будет сдувать слабо удерживающиеся зерна графита, обнажая при этом новые межкристаллические связи и открывая к ним доступ горячего водорода. Молекулярный вес водорода при тех температурах и давлениях, которые чаще всего имеют место в ракетных двигателях и реакторах, приблизительно равен 2.

### Диссоциация и рекомбинация

Для определения характеристик газообразного рабочего тела, поступающего из реактора в сопло, необходимо знать состав этого газа, а следовательно, степень диссоциации газа на выходе его из реактора. Для точного расчета размеров сопла и параметров рабочего тела требуется знать также состав газа вдоль сопла. Правильное определение этих характеристик производится на основании вычислений, включающих подсчет скоростей рекомбинации в быстро расширяющемся газовом потоке.

**Равновесное состояние.** В связи с тем, что время пребывания газов в ядерном реакторе, служащем источником тепловой энергии для ракетного двигателя, довольно велико (50 мсек) по сравнению со временем диссоциации любого из рассмотренных газов при температурах выше 3000° F (1650° C), разумно предположить, что на выходе из реактора (на входе в сопло) газ находится в состоянии химического равновесия.

Рассмотрим реакцию диссоциации — рекомбинации в газовой фазе, происходящую следующим образом:



где  $A_i$  —  $i$ -й компонент из  $j$  реагирующих веществ;  $B_i$  —  $i$ -й компонент из  $k$  продуктов реакции;  $m_i$ ,  $n_i$  — соответствующие числа молей компонентов. Константа равновесия этой реакции, происходящей при давлении  $P$  (в атмосферах), находится из уравнения

$$K_p = \frac{\prod_1^k N_i^{n_i}}{\prod_1^j m_i^{m_i}} P^{(\sum_1^k n_i - \sum_1^j m_i)}, \quad (2.58)$$

где символ  $\Pi$  означает «произведение» вида

$$\prod_1^r \alpha_i = \alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_{r-1} \alpha_r.$$

Здесь  $N_i$  и  $M_i$  — соответственно мольные доли продуктов диссоциации  $B_i$  и исходных веществ  $A_i$  в равновесной смеси. Мольные доли определяются следующим образом:

$$M_i = \frac{m_i}{\sum_1^j m_i + \sum_1^k n_i} \quad \text{и} \quad N_i = \frac{n_i}{\sum_1^j m_i + \sum_1^k n_i}. \quad (2.59)$$

Из этого определения легко видеть, что

$$\sum_1^j M_i + \sum_1^k N_i = 1. \quad (2.60)$$

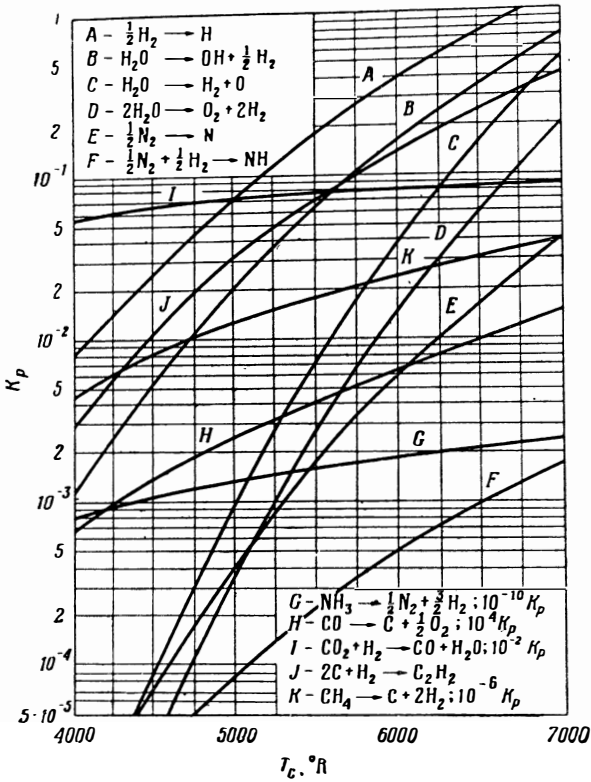
Для многих простых реакций составлены таблицы констант равновесия  $K_p$  [23—25]<sup>1)</sup>, являющихся, вообще говоря, функциями температуры. Зависимости величин  $K_p$  от температуры для нескольких реакций, представляющих для нас интерес, изображены на фиг. 2.21.

Определение величин  $M_i$  и  $N_i$  часто является довольно трудоемким делом. Одно уравнение с  $j+k$  неизвестными ( $M_i$  и  $N_i$ ) мы имеем из выражения (2.60). Для многоэлементной системы из  $e$  элементов можно составить  $e-1$  уравнение для  $M_i$  и  $N_i$  с помощью массового баланса или атомного баланса полной системы.

Отношение полного числа атомов любого данного элемента к полному числу атомов любого другого элемента как в начальной смеси исходных веществ, так и в смеси, получившейся после реакции, должно быть одним и тем же. Другие уравнения можно получить, используя уравнение (2.58).

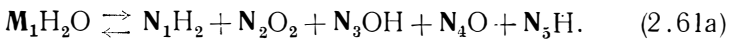
Поскольку нельзя рассчитывать на то, что значения  $K_p$  можно найти и для полной многоэлементной, многокомпонентной реакции, необходимо выбрать  $j+k-e$  реакций диссоциации—рекомбинации, которые соответствуют решаемой задаче и для которых известны значения констант равновесия. Для этих реакций можно записать  $j+k-e$  уравнений равновесия, следуя уравнению (2.58). Сделав это, мы получим систему из  $j+k$  уравнений с  $j+k$  неизвестными, позволяющую получить полное решение задачи для любых давлений и температур. Давление входит в уравнения непосредственно, в то время как температура—косвенно, через величины  $j+k-e$  констант равновесия (см. фиг. 2.21).

<sup>1)</sup> Некоторые данные по константам равновесия и методы их расчета приведены, например, в книге М. Х. Карапетьянца «Химическая термодинамика», Госхимиздат, 1953.—Прим. ред.



Ф и г. 2.21. Константы равновесия различных реакций.

В качестве примера применения такой методики рассмотрим диссоциацию воды



Применив уравнение (2.60), получим

$$M_1 + N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = 1. \quad (2.61б)$$

Атомный баланс для полной системы запишется в следующем виде:

$$\frac{2M_1 + 2N_1 + N_3 + N_5}{M_1 + 2N_2 + N_3 + N_4} = \frac{\text{Число атомов Н}}{\text{Число атомов О}} = 2. \quad (2.61в)$$

Поскольку здесь  $j=1$  и  $k=5$ , то всего имеем 6 неизвестных. Следовательно, для того чтобы найти решение поставленной задачи, необходимо иметь дополнительно еще 4 уравнения. Можно выбрать 4 простых уравнения реакций (диссоциации — рекомбинации), для которых известны константы равновесия. Такими урав-

нениями могут быть следующие:

$$\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}, \quad \text{здесь } K_{p_1} = \frac{N_2^2}{N_1} P; \quad (2.61\text{г})$$

$$\text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{O}, \quad \text{здесь } K_{p_2} = \frac{N_4^2}{N_2} P; \quad (2.61\text{д})$$

$$\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2, \quad \text{здесь } K_{p_3} = \frac{N_1 \sqrt{N_2}}{M_1} \sqrt{P}; \quad (2.61\text{е})$$

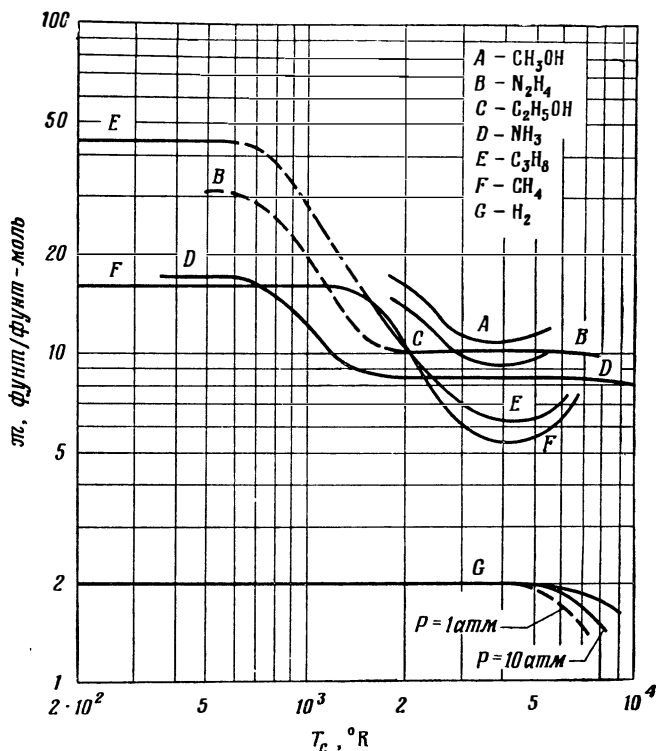
$$\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \frac{1}{2}\text{H}_2 + \text{OH}, \quad \text{здесь } K_{p_4} = \frac{N_3 \sqrt{N_1}}{M_1} \sqrt{P}. \quad (2.61\text{ж})$$

Решение этой системы уравнений особой сложности не представляет, хотя и требует много времени. Уравнение (2.61ж) можно решить относительно  $N_1 = f_1(N_3, M_1)$ . Подставляя отсюда  $N_1$  в уравнение (2.61е), получаем  $N_2 = f_2(N_3, M_1)$ . Повторение этой операции для уравнений (2.61д) и (2.61г) позволяет получить  $N_4 = f_4(N_3, M_1)$  и  $N_5 = f_5(N_3, M_1)$ . Эти четыре равенства можно подставить в уравнения (2.61б) и (2.61в) и получить 2 уравнения с 2 неизвестными  $N_3$  и  $M_1$ . Решив эту систему уравнений, мы определим величины всех  $N_i$ . К сожалению, даже такая простая система приводит к уравнениям шестого порядка, так что если нужно решать данную задачу при большом количестве значений рабочих параметров (т. е.  $P$  и  $T$ ), то целесообразно применять для этой цели вычислительные машины.

**Влияние скорости реакций.** В практике создания обычных ракетных двигателей принято рассчитывать поток продуктов сгорания через сопло в предположении, что газ в потоке либо имеет постоянный состав («заморожен»), либо изменяет состав равновесным образом. В первом случае обычно принимают, что при расширении в сопле на всем его протяжении состав газа не изменяется, т. е. остается таким же, каким он был на входе в сопло. Это предположение достаточно правдоподобно, поскольку частицы газа проходят сопло за очень короткое время (1 мсек или меньше), причем при движении вдоль сопла плотность газа непрерывно уменьшается. Таким образом, частицы газа не имеют ни времени, ни возможности прореагировать между собой после выхода из камеры сгорания. Однако очевидно, что подобное предположение будет неверно применительно к реакциям, для которых время протекания рекомбинации значительно меньше времени пребывания частиц газа в сопле. Второй случай—химически равновесный состав газа, мгновенно изменяющийся в соответствии со статическим давлением и температурой газа в любом сечении сопла—предполагает, что скорости реакций бесконечно велики. Ясно, что ни тот ни другой случай не отражают картины, имеющей место в действительности для реальных газов, но, безусловно, все реальные процессы занимают промежуточное положение между этими крайними случаями.



Расчетная скорость истечения, полученная в предположении о существовании мгновенного равновесия, всегда выше скорости, вычисленной для случая постоянного состава газа в камере сгорания. Таким образом, расчет в предположении о «замороженном» составе хотя и не является правильным, но более надежен. Точное

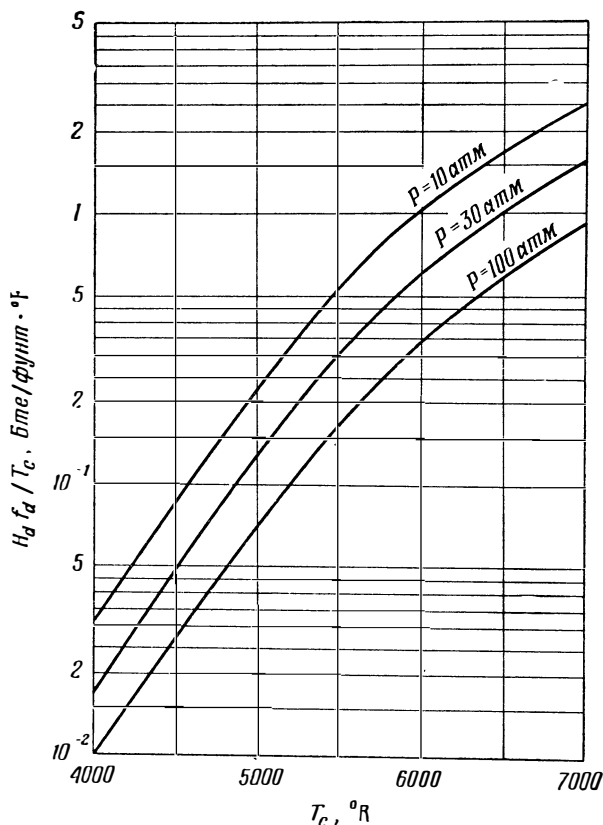


Ф и г. 2.22. Равновесный молекулярный вес газообразных рабочих тел при  $P=100$  атм.

решение, учитывающее изменение состава газа вдоль сопла, требует введения дополнительных уравнений для скорости реакций в систему уравнений мольного баланса, используемых для расчетов в предположении о мгновенно равновесном характере истечения. Этот расчет не нашел широкого применения, отчасти из-за большой сложности, но главным образом вследствие отсутствия достаточного количества данных по кинетике различных реакций рекомбинации, представляющих для нас интерес.

Для точного расчета скорости истечения газа по этому методу необходимо знать скорость газа перед входом в сопло; следова-

тельно, расчет может быть выполнен лишь для конкретной геометрии сопла. Дело в том, что условия в критическом сечении (а значит, и в последующих сечениях вдоль сопла) должны определяться из кинетически равновесных свойств газа в критическом сечении, которые в свою очередь зависят от профилей скорости и температуры в сечениях, расположенных до критического сечения. По этой

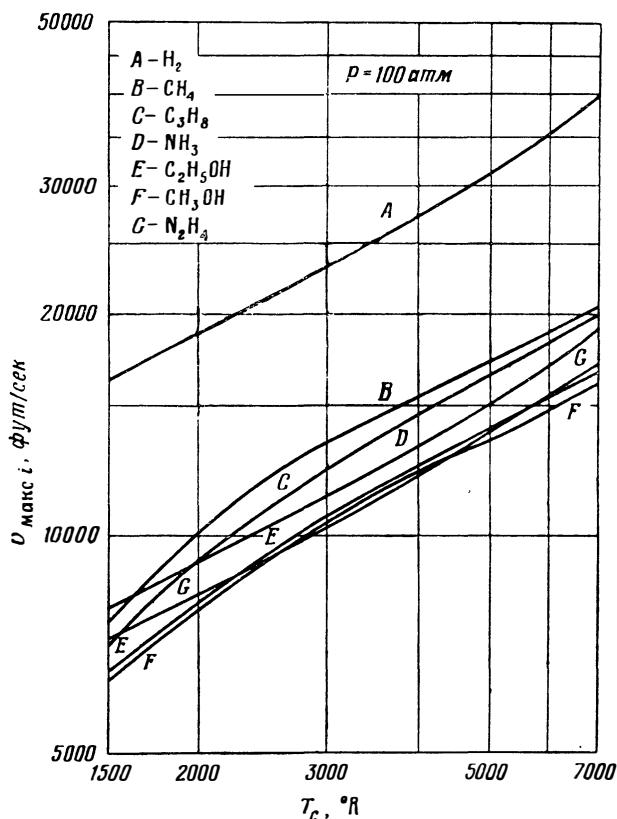


Ф и г. 2.23. Параметр диссоциации водорода.

причине не представляется возможным выполнить расчеты кинетического равновесия, пригодные для всех возможных случаев.

Кинетика реакции диссоциации водорода  $H_2 \rightleftharpoons 2H$  и реакции водяного газа  $H_2O + CO \rightleftharpoons CO_2 + H_2$  хорошо изучена [26—30]. Для рекомбинации водорода характерны высокие значения констант скорости реакции, а время протекания реакций весьма мало (порядка микросекунд) по сравнению со временем пребывания водорода в типичных соплах. Поэтому вычисленный кинетически равно-

весный состав хорошо совпадает с результатом вычисления состава на основе предположения о мгновенном равновесии. Для реакции рекомбинации водяного газа мы имеем обратную картину. В данном случае образование  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2$  происходит вдоль сопла настолько медленно, что газовая смесь ведет себя, как «замороженная», т. е. сохраняет при течении по соплу тот же состав, какой она имела



Ф и г. 2.24. Максимальная теоретическая скорость истечения газообразного рабочего тела.

на входе в сопло. Для более полного ознакомления с расчетами, относящимися к обоим этим случаям, и трудностями, с которыми они сопряжены, мы рекомендуем обратиться к литературе, указанной в конце главы. Для наших же целей можно принять, что диссоциация водорода происходит мгновенно, а все другие реакции рассматриваются как «замороженные» в равновесном состоянии, имевшем место на входе в сопло (на выходе из реактора).

**Истечение.** На фиг. 2.22 представлены графически как функции температуры молекулярные веса рассматриваемых газов, находящихся в равновесном состоянии, причем вычисления выполнены по методам, изложенным в предыдущем разделе.

В случае мгновенно равновесного расширения водорода в сопле можно использовать средние величины молекулярного веса и усредненные расчетные значения показателя изэнтропы расширения для вычисления скорости истечения по уравнениям адиабатического потока, выведенным ранее. Температура в выходном сечении сопла настолько низка (меньше  $1500^{\circ}\text{F}$  ( $815^{\circ}\text{C}$ )), что можно сделать предположение о полной рекомбинации в газовом потоке, поэтому такую величину показателя изэнтропы расширения мы имеем право определять, пользуясь лишь одним балансом энергии, который основан на величине мольной доли водорода, продиссоциировавшей на входе в сопло. Из уравнения (2.40) получаем

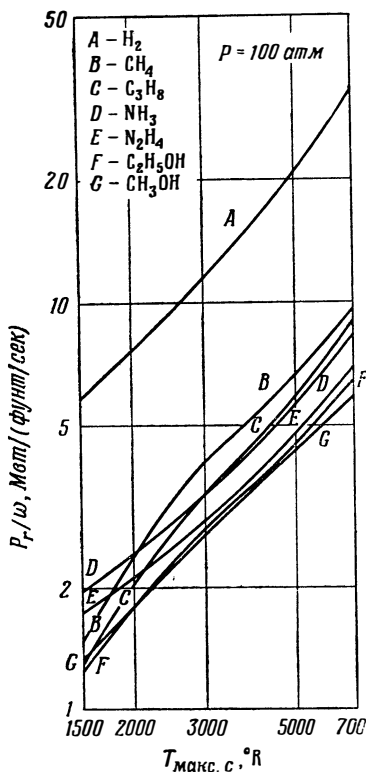
$$\gamma = -\frac{\mathfrak{M}c_p}{\mathfrak{M}c_p - \frac{R}{J}} = \frac{\mathfrak{M}c_p}{\mathfrak{M}c_p - 1,99} \quad (2.62)$$

Для расширения до низких температур эффективная теплоемкость газа находится по формуле

$$c_p' = c_p + \frac{H_d f_d}{T_c} \quad (2.63)$$

где  $H_d$ —теплота диссоциации (см. фиг. 2.16), а  $f_d$ —весовая доля продиссоциировавшего водорода. Уравнения (2.62) и (2.63) позволяют определить среднюю величину показателя изэнтропы. Значения параметра  $H_d f_d / T_c$  при различных давлениях в камере ракетного двигателя показаны на фиг. 2.23 в виде функций температуры.

Используя величины  $c_p$ , представленные на фиг. 2.20, вместе с величинами  $c_p$  для водорода, полученными на основе данных фиг. 2.21 и 2.23, можно вычислить идеальную максимальную скорость истечения для всех рассматриваемых рабочих тел. Результаты таких расчетов показаны на фиг. 2.24, на которой теоретическая



Фиг. 2.25. Удельный расход мощности, т. е. мощности, необходимой для создания единичного весового расхода рабочего тела.

максимальная скорость истечения показана как функция температуры. Для того чтобы облегчить расчеты для всех рабочих тел, давление в камере принято равным 100 атм. Эффективная скорость истечения зависит как от теоретической максимальной скорости истечения, так и от коэффициента расхода и коэффициента скорости сопла. Данные, приведенные на вышеуказанных фигурах, и имеющиеся в тексте уравнения, позволяют определить эффективную скорость истечения для любого из рассмотренных рабочих тел при любых условиях, соответствующих атомным ракетным двигателям.

Воспользовавшись данными фиг. 2.24, данными табл. 2.1 по теплоте парообразования, а также соотношением (2.56), можно определить потребление энергии на единичный расход потока. Это удельное потребление энергии изображено графически на фиг. 2.25 как функция максимальной температуры газа для всех рассматриваемых рабочих тел.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Le y W., *Rockets, Missiles, and Space Travel*, 2nd printing, chap. 3, p. 62—63, Viking Press, New York, 1951.
2. Z i m H. S., *Rockets and Jets*, chap. II, p. 14 ff., Harcourt Brace, New York, 1945.
3. К о о y J. M., J., U y t e n b o g a a r t J. W. H., *Ballistics of the Future*, chap. IX, p. 209—239, McGraw-Hill, New York, 1946.
4. а) E s e n w e i n F. T., O b e r y L. J., S c h u e l l e r C. F., *Aerodynamic Characteristics of NACA RM-10 Missile in 8-by 6-foot Supersonic Wind Tunnel at Mach Numbers from 1,49 to 1,98*, *NACA RM E 50 D28*, July, 1950; б) P i l a n d R. O., *Drag Measurements on a 1/6 Scale, Finless, Sting Mounted NACA RM-10 Missile in Flight at Mach Numbers from 1,1 to 4,04 Showing Some Reynolds Number and Heating Effects*, *NACA RM L54H09*, October 1954; в) S t o n e y W. E., Jr., R o y a l l J. F., *Zero-lift Drag of a Series of Bomb Shapes at Mach Numbers from 0,60 to 1,10*, *NACA RM L56D16*, July 1956.
5. W o o d K. D., *Airplane Design*, 10th ed., p. A1 : 2—A1 : 4, published by author at Boulder, Colo., 1954. Data taken from C. N. Warfield, Tentative Tables for the Properties of the Upper Atmosphere, *NACA TN 1200*.
6. S u t t o n G. P., *Rocket Propulsion Elements*, chap. 8, p. 247, John Wiley, New York, 1949.
7. L e i t m a n G., *Optimum Pay—load—ratio Relation for Multiple-stage Rockets*, NAVORD Rept. 5064, U. S. Naval Ordnance Test Station, China Lake, Calif., April 17, 1956.
8. R a u s c h e r M., *Introduction to Aeronautical Dynamics*, chap. 2, p. 31—42, John Wiley, New York, 1953.
9. См. [3], chap. VI, p. 112—167.
10. См. [1], chaps. 11 and 12, p. 281—345.
11. *Symposium on Satellite Vehicles*, Second International Congress on Astronautics, London, 1951, as published in *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 10 (6), 245 (November 1951).
12. *On the Utility of an Artificial Unmanned Earth Satellite*. *J. Am. Rocket Soc.*, 25 (2), 71 (1955).

13. Dodge B. F., Chemical Engineering Thermodynamics, chap. VII, p. 261 ff., McGraw-Hill Series in Chemical Engineering, McGraw-Hill, New York, 1944.
14. Young V. W., Young G. A., Elementary Engineering Thermodynamics, 3-d. ed., chap. IV, p. 48ff., McGraw-Hill, New York, 1947.
15. Zucrow M. J., Principles of Jet Propulsion and Gas Turbines, chap. 3, p. 67 ff., John Wiley, New York, 1948.
16. Liepmann H. W., Puckett A. E., Introduction to Aerodynamics of a Compressible Fluid, chap. 13, p. 210ff., John Wiley, New York, 1947.
17. Dillaway R. B., A Philosophy for Improved Rocket Nozzle Design, Am. Rocket Soc. Paper 362 November, 1956.
18. Foelsh K., The Analytical Design of an Axially Symmetric Nozzle for a Parallel and Uniform Jet, *JAS*, **16** (1), 161, 188 (1949).
19. Puckett A. E., Supersonic Nozzle Design, *J. Appl. Mechanics*, **13** (4), 265 (1946).
20. Beckwith I. E., Moore J. A., An Accurate and Rapid Method for the Design of Supersonic Nozzles, *NACA TN* 3322, February 1955.
21. Schlichting H., Boundary Layer Theory, chap. II, p. 22—27, chap. VII, p. 94—113, McGraw-Hill, New York, 1955.
22. Lewis B., Elbe G., Combustion, Flames and Explosions of Gases, appendix B, p. 749—763, Academic Press, New York, 1951.
23. Lewis B., Elbe G., Combustion Flames and Explosions of Gases, appendix A, p. 739—748, Academic Press, New York, 1951.
24. Hirschfelder J. O., McClure F. T., Curtis C. F., Thermochemistry and the Equation of State of the Propellant Gases, NDRC Rept. A-48 OSRD-547, table XXXI, p. 54—56, May 1942.
25. Huff V. N., Sanford G., Morrell V. E., General Method and Thermodynamic Tables for Computation of Equilibrium Composition and Temperature of Chemical Reactions, NACA Rept. 1037, 1951.
26. Penner S. S., Altman D., Adiabatic Flow of Hydrogen Gas through a Rocket Nozzle with and without Composition Change, *J. Franklin Inst.*, **245**, 421—432 (1948).
27. Altman D., Penner S. S., Chemical Reaction during Adiabatic Flow through a Rocket Nozzle, *J. Chem. Phys.*, **17**, 56 (1949).
28. Penner S. S., Maintenance of Near Equilibrium during Isentropic Expansions through a Nozzle, *J. Am. Chem. Soc.*, **71**, 788 (1949).
29. Krieger F. J., Chemical Kinetics and Rocket Nozzle Design, *J. Am. Rocket Soc.*, **21**, 179—185, November 1951.
30. Lewis B., Elbe G., Combustion, Flames and Explosions of Gases, chap. III, p. 83—88, Academic Press, New York, 1951.

## ВЕСОВОЙ АНАЛИЗ РАКЕТНЫХ СИСТЕМ

Сравнительную выгоду того или иного конкретного положения, лежащего в основе конструирования или определяющего рабочий параметр какого-либо элемента ракетного летательного аппарата, можно определить, лишь проанализировав его влияние на летные характеристики ракеты в целом. Так, например, высокое давление в камере сгорания обеспечивает высокую скорость истечения и высокую удельную тягу; однако для достижения высокого давления в камере сгорания для подачи топлива требуется турбонасосный агрегат бóльших габаритов, мощности и веса, чем в случае низкого давления. Выбор *оптимального* рабочего давления для достижения максимальной скорости летательного аппарата в конце активного участка полета может быть сделан только на основе анализа возможных летных характеристик ракет в широком диапазоне давлений в камере сгорания. Влияние изменения давления в топливных баках, начального ускорения ракеты, веса полезного груза и многих других параметров следует определять таким же образом.

Весовой анализ ракетной системы представляет собой попытку определить влияние изменения параметров путем нахождения связи между обобщенными уравнениями весов и характеристик для каждого элемента ракеты и основными уравнениями движения летательного аппарата, приведенными в гл. 2.

### 3.1. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ РАКЕТНОЙ СИСТЕМЫ

Для того чтобы проанализировать летные характеристики ракетного летательного аппарата в целом, необходимо знать зависимость весов его узлов от некоторого характерного параметра летного качества ракеты.

Весовой анализ ракеты возможен только потому, что веса всех ее основных элементов сильно зависят либо от мощности реактора (следовательно, от тяги или общего веса), либо от общего количества энергии, выделяющейся за время активного участка полета (следовательно, от веса рабочего тела или суммарного импульса ракеты).

Полный вес ракеты с атомным двигателем складывается из веса рабочего тела ( $m_p$ ), веса баков и относящихся к ним элементов конструкции ( $m_t$  и  $m_s$ ), веса насосной системы подачи ( $m_e$ ), веса атомного ракетного двигателя и веса рамы двигателя ( $m_r$  и  $m_j$ ) и пассивного веса ( $m_d$ ). Каждая из этих составных частей будет последовательно рассмотрена в данном разделе.

Читатель, вероятно, обратит внимание на отсутствие веса аэродинамических стабилизаторов, которые были характерны для ракет времен второй мировой войны типа «Фау-2» и ряда других. На современных больших ракетах устойчивость в полете обеспечивается без внешних стабилизаторов. Наиболее эффективно это достигается за счет боковых усилий, возникающих при отклонении истекающей из сопла газовой струи подвижными газовыми рулями, которые установлены в струе, или за счет изменения направления вектора тяги путем смещения продольной оси двигателя относительно оси летательного аппарата [1,2].

### Необходимый запас рабочего тела

Жидкое рабочее тело необходимо для охлаждения атомного реактора, являющегося источником тепла, и для создания силы тяги, за счет которой движется летательный аппарат (см. гл. 2). Вес жидкого рабочего тела обозначается символом  $m_p$ . Вес рабочего тела пропорционален общему расходу энергии ракетной системы в целом в силу того, что этот вес определяет максимально возможный расход энергии. Количество энергии, которое можно выделить в реакторе, ограничивается тем количеством тепла, которое может быть воспринято рабочим телом в летательном аппарате.

Не весь запас рабочего тела, находящегося на борту ракеты, можно использовать для создания тяги. Некоторое его количество остается в системе подачи, после того как рабочее тело из баков полностью израсходовано. Некоторое количество рабочего тела расходуется на охлаждение различного вспомогательного оборудования. Часть рабочего тела расходуется на привод турбонасосов. При этом оно предварительно подогревается до температуры порядка  $1500^\circ \text{F}$  ( $815^\circ \text{C}$ ) в активной зоне реактора, затем проходит через турбину и через сопла выбрасывается в атмосферу (или в космическое пространство) с большой степенью расширения. Это делается для того, чтобы выиграть как можно больше в увеличении тяги за счет той доли рабочего тела, которая не проходит через сопло двигателя. Еще одним источником потерь является испарение рабочего тела в баках. Это происходит частично за счет внутреннего разогрева, вызванного излучением от реактора, частично за счет теплоотдачи к топливу от стенок бака, которые в свою очередь нагреваются от аэродинамического трения при быстром движении ракеты в атмосфере. Потери, возникающие за счет воздействия излучения, можно



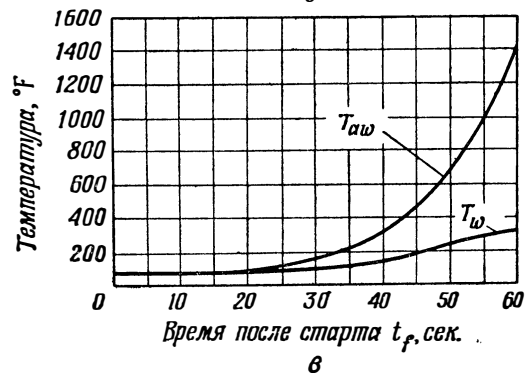
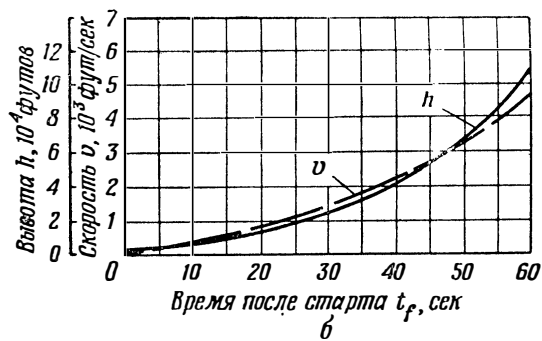
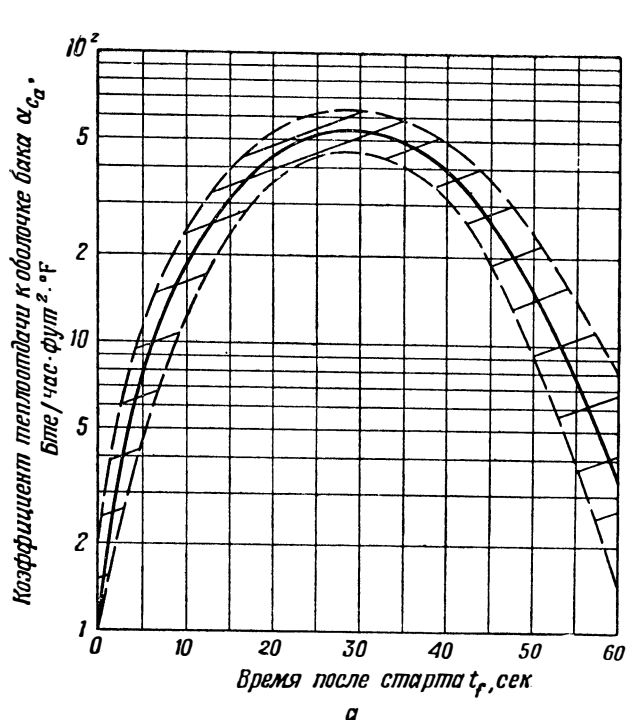
свести к минимуму путем экранирования, а потери за счет аэродинамического нагрева можно уменьшить, применив теплоизоляцию баков.

Сумма всех вышеперечисленных потерь составляет некоторую долю  $\alpha$  от общего веса рабочего тела. В случае двигателя с постоянной тягой, с постоянным секундным расходом потока это означает, что доля потока  $\alpha$  не участвует непосредственно в создании силы тяги. Заметим, что большая часть этой доли не проходит через реактор; таким образом, проектируя реактор, не следует рассчитывать его на полный секундный расход, равный отношению веса запаса рабочего тела к времени работы двигателя.

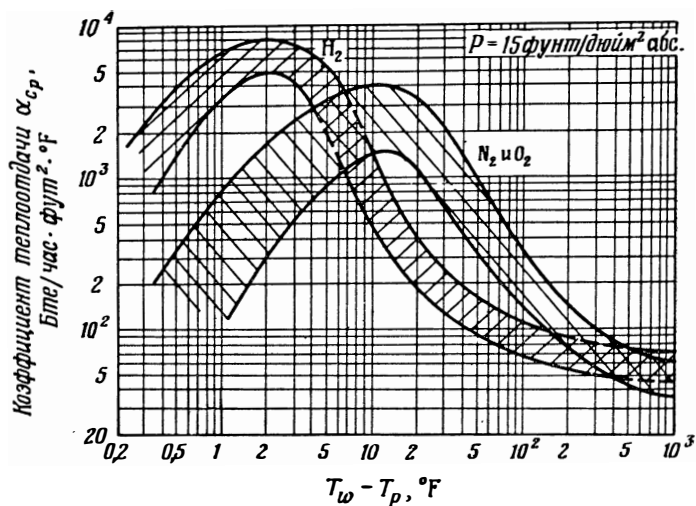
В случае вертикального запуска и подъема через атмосферу с ускорением от  $g/3$  до  $g$ , (диапазон оптимальных ускорений для больших ракет), как показывают эксперименты [3, 4] и расчет, максимальная температура боковой поверхности ракеты (баков) за счет аэродинамического нагрева достигает приблизительно  $300^\circ\text{F}$  ( $150^\circ\text{C}$ ). Для определения количества тепла, передаваемого от стенки рабочему телу, необходимо знать коэффициенты теплоотдачи и температуры обеих сторон стенок баков. Были проведены соответствующие измерения нагрева оболочки ракет, летящих через атмосферу по вертикальной траектории [3]. Типичные результаты таких испытаний показаны на фиг. 3.1: на фиг. 3.1, *a* коэффициент теплоотдачи от воздуха к стенке изображен в виде функции времени после взлета; на фиг. 3.1, *b* показано изменение температуры стенки бака и «равновесная» температура окружающего воздуха (температура «адиабатической стенки»). Теплоотдача от стенки к находящимся в состоянии относительного покоя рабочим телам (жидкие азот, кислород, водород) не изучалась достаточно широко, поэтому имеющиеся данные [3] расходятся; однако данные, приведенные на фиг. 3.2, где коэффициент теплоотдачи от стенки к жидкости изображен как функция разности температуры стенки и температуры кипения жидкости, вполне пригодны для приближенной оценки теплоотдачи к глубоко охлажденным жидкостям в баках с однослойной обшивкой.

В первом приближении данные, приведенные для жидких азота и кислорода, можно использовать для жидкого метана и других жидкостей, имеющих сравнимые точки кипения. Теплоотдача к воде исследована достаточно широко. Типичные кривые коэффициента теплоотдачи к воде при свободной конвекции приведены на фиг. 3.3 в зависимости от разности температур [6, 7]. Данные, приведенные для области свободной конвекции в жидкости, можно применять для воды, для углеводов при комнатной температуре, для гидразина и спиртов. Данные фиг. 3.3 для области пленочного кипения воды применимы также для аммиака.

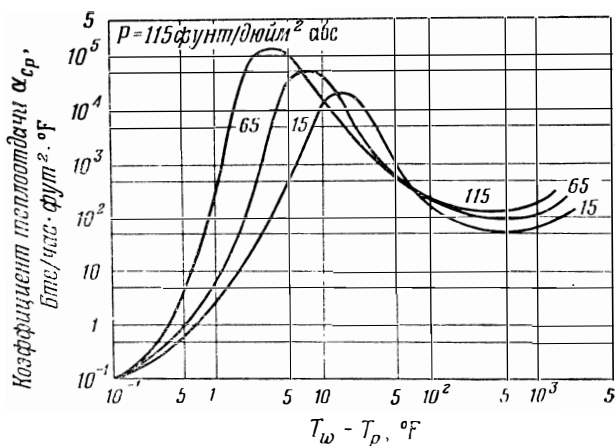
Пренебрегая неустановившимися эффектами (например, теплоемкостью стенки) и тепловым сопротивлением стенки бака, можно



Ф и г. 3.1. Результаты испытаний ракеты «Фай-2» при вертикальном полете через атмосферу [3].  
 а—теплоотдача к оболочке ракеты; б—изменение высоты и скорости полета ракеты; в—типичное изменение температуры оболочки ракеты.



Ф и г. 3.2. Теплоотдача при вынужденной конвекции к жидким (кипящим в состоянии на кривой насыщения)  $H_2$ ,  $N_2$  и  $O_2$ .  $T_w$  и  $T_p$ —соответственно температуры стенки и жидкостей в состояниях на кривой насыщения



Ф и г. 3.3. Теплоотдача к воде при кипении в условиях естественной конвекции  $T_w$  и  $T_p$ —соответственно температуры стенки и кипящей воды

выразить удельный тепловой поток в жидкое рабочее тело следующим образом:

$$\frac{q}{F_t} = k(T_{aw} - T_p), \quad (3.1)$$

где  $T_{aw}$ —температура «адиабатической стенки» для воздуха (равновесная температура воздуха) (см. гл. 4);  $T_p$ — температура жидкого рабочего тела;  $k$ — коэффициент теплопередачи, определяемый по формуле

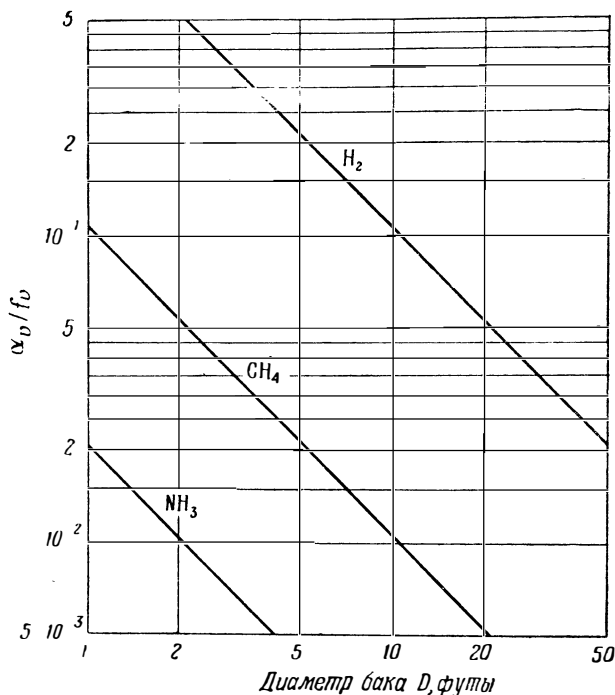
$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_{ca}} + \frac{1}{\alpha_{cp}}. \quad (3.2)$$

Величины коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_{ca}$  и  $\alpha_{cp}$  можно найти по данным фиг. 3.1—3.3, исходя из температурных условий конкретной задачи.

Принимая, что рабочее тело помещено в цилиндрическом баке диаметром  $D$ , долю испаряющегося рабочего тела можно выразить следующим образом:

$$\alpha_v = \frac{m_{pv}}{m_p} = \frac{4f_v}{DQ_pH_v} \int_0^{\tau_h} \frac{q}{F_t} dt, \quad (3.3)$$

где  $Q_p$ —удельный вес рабочего тела;  $H_v$  — теплота парообразования жидкости;  $\tau_h$ — время эффективного нагрева. Коэффициент  $f_v$ — это доля подведенного тепла, затраченная на собственно парообразование рабочего тела;  $(1-f_v)$ — доля тепла, затраченного на нагревание жидкости. Для приближенных расчетов теплоотдачи изменение температур оболочки ракеты и воздуха по времени полета можно принять таким, как изображено на фиг. 3.1. Для этих условий значения коэффициентов теплоотдачи от воздуха к стенке и от стенки к жидкости можно найти из данных фиг. 3.1.—3.3, что позволяет применить численный метод решения уравнения (3.3). Для более точного аналитического решения нужно точно знать траекторию полета ракеты. Таким образом, долю рабочего тела, испаряющегося за счет аэродинамического нагрева оболочки бака, можно найти как функцию диаметра бака. Кривые, изображающие величину отношения  $\alpha_v/f_v$  как функцию диаметра бака для различных рабочих тел, приведены на фиг. 3.4. Заметим, что на этой фигуре не показаны подобные зависимости для воды, гидразина, метилового и этилового спиртов, а также для углеводородов при комнатной температуре (например, бензина); для этих рабочих тел потери рассматриваемого вида пренебрежимо малы, даже если допустить, что все тепло, поступающее через стенку, уходит на испарение рабочего тела ( $f = 1,0$ ). Для жидкого водорода при коэффициенте расхода тепла на испарение  $f_v = 0,2$  потери не превышают 5%, если диаметр бака не больше 5 футов (1,5 м).



Ф и г. 3.4. Испарение рабочего тела под воздействием аэродинамического нагрева баков.

### Баки и связанные с ними элементы конструкции

Ракета в полете должна иметь на борту запас рабочего тела, следовательно, необходим один или несколько баков. Вес таких баков складывается из веса оболочек и веса силовых элементов, необходимых для крепления баков в ракете и придания им жесткости. В современной практике конструирования больших ракет часто используется давление газа в баках, чтобы сделать оболочки баков несущими для передачи тягового усилия на носовую часть ракеты. Точный анализ [8] показывает, что бак с двойными стенками для больших ракет нежелателен в весовом отношении; к тому же в предыдущем разделе было показано, что даже в случае глубоко охлажденных рабочих тел, таких, как жидкий водород, потери рабочего тела за счет испарения в больших баках с одинарной стенкой невелики. Сам по себе бак — это металлический баллон под давлением, и элементы жесткости в данном случае нужны только на крышках днищ и в местах соединения бака с носовым отсеком и с двигательной установкой. Таким образом, вес дополнительных

элементов может быть сведен до минимума. Вес таких элементов конструкции можно выразить в виде функции веса оболочки бака  $m_t$

$$m_s = A_1 m_t . \quad (3.4)$$

Практика показала, что величина  $A_1$  лежит в пределах 0,1—0,3. Площадь поверхности цилиндрического бака с эллиптическими днищами (при отношении полуосей эллипсоида 2 : 1) находится из следующей зависимости:

$$F_t = \pi D_t^2 (B + 0,69), \quad (3.5)$$

где  $B = L_t / D_t$  — отношение длины бака к диаметру. При условии постоянного давления  $P_t$  в баке необходимая толщина стенки бака указанных размеров равняется

$$\delta_t = \frac{f_s P_t D_t}{2\sigma_t} , \quad (3.6)$$

где  $f_s$  — коэффициент запаса прочности,  $\sigma_t$  — предел текучести материала стенки бака.

Давление внутри бака в любом его поперечном сечении равно сумме давления наддува и гидростатического давления соответствующего столба жидкости, которое зависит от ускорения ракеты. Таким образом, величина давления изменяется по высоте бака от минимального значения на поверхности жидкости до максимального значения в нижнем сечении столба жидкости. Оптимальная конструкция (с точки зрения минимального веса) требует выбора такого закона изменения давления наддува в баке, чтобы обеспечивалось постоянство давления на выходе из бака на протяжении всего времени полета. В такой системе давление в баке к моменту его полного опорожнения будет одинаково по высоте бака, так как оно будет создаваться за счет давления одного лишь газа; таким образом, бак следует проектировать со стенками постоянной толщины.

Общий объем такого бака будет равен

$$V_t = \frac{\pi}{4} D_t^3 \left( B + \frac{1}{3} \right) . \quad (3.7)$$

Небольшая доля этого объема  $f_u$  в верхней части бака всегда должна оставаться незаполненной, для того чтобы обеспечить свободное пространство на случай температурного расширения жидкого рабочего тела в баке, а также, чтобы можно было собирать и удалять пары без потерь жидкого рабочего тела. Таким образом, объем, занимаемый рабочим телом, равен

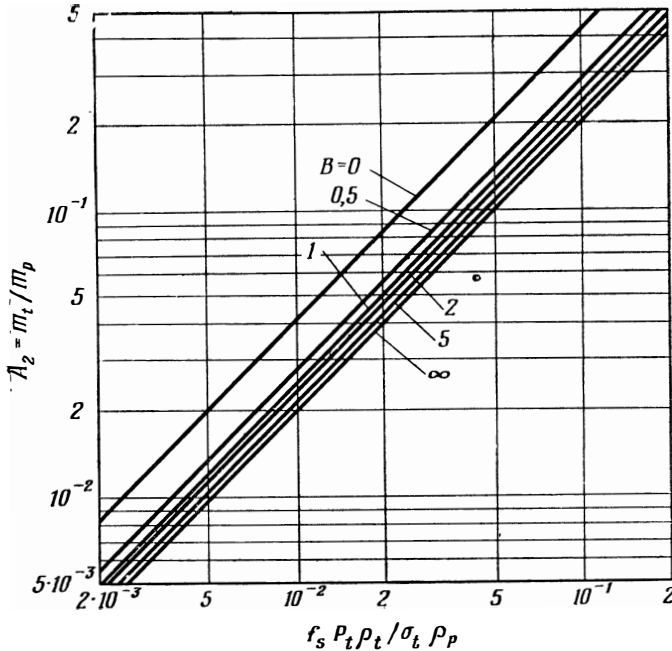
$$V_p = (1 - f_u) V_t . \quad (3.8)$$

Уравнения (3.5)—(3.8) позволяют, зная соответствующие значения

удельных весов материалов, получить соотношение между весом оболочки бака и весом запаса рабочего тела

$$\frac{m_t}{m_p} = \frac{2f_s P_t}{(1-f_u)\sigma_t} \frac{B+0,69}{B+\frac{1}{3}} \frac{q_t}{q_p} = A_2. \quad (3.9)$$

Величины  $A_2$  приведены на фиг. 3.5. в виде функции параметра  $f_s P_t q_t / \sigma_t q_p$  при  $f_u=0$  для нескольких значений  $B$ .



Ф и г. 3.5. Отношение веса бака к весу рабочего тела в зависимости от параметра конструкции  $f_s P_t q_t / \sigma_t q_p$ .

Таким образом, полный вес оболочки бака и связанных с ним элементов конструкции будет равен

$$m_t + m_s = A_3 m_p, \quad (3.10)$$

где

$$A_3 = A_2 (A_1 + 1).$$

### Насосная система подачи

Насосная установка необходима для того, чтобы подавать жидкое рабочее тело из бака, где оно находится под сравнительно низким давлением, в ядерный реактор; работающий при

высоком давлении. Трубопроводы и клапаны, связанные с насосом и системой привода турбины, принято рассматривать как часть системы подачи. Применяя общие расчетные уравнения, нельзя точно проанализировать веса турбины и насоса в широком диапазоне рабочих параметров. Следовательно, для получения вида функциональной зависимости, описывающей изменение весов этих составных частей системы, должны быть применены методы размерного анализа. Найденные таким способом уравнения затем можно применять к конкретным задачам, зная веса существующего оборудования с одинаковыми или сравнимыми рабочими характеристиками.

Для геометрически подобных насосов с одинаковой максимальной окружной скоростью рабочего колеса и, следовательно, для данной скорости потока расход пропорционален площади проходного сечения насоса, т. е. квадрату некоторого характерного линейного размера  $D$ . Вес насоса (кожух, рабочее колесо и т. д.) пропорционален площади поверхности и средней толщине стенок его деталей, т. е.  $D^2\delta$ . Толщина стенок в свою очередь прямо пропорциональна произведению рабочего давления, создаваемого насосом, и диаметра проходного сечения. Этот простой размерный вывод показывает, что вес геометрически подобных насосов при постоянной максимальной окружной скорости рабочего колеса связан с давлением на выходе и объемным расходом следующим образом:

$$m_{\text{нас.}} \sim P_d Q_f^{3/2}. \quad (3.11)$$

Для получения весового соотношения, пригодного для широкого диапазона расходов и давлений на выходе, необходимо изучить характер изменения оптимальной геометрии насоса в зависимости от этих двух параметров. Один из характерных параметров жидкостного насоса называется коэффициентом быстроходности (удельной скоростью)  $N_s$ . Эта величина прямо пропорциональна произведению числа оборотов насоса и квадратного корня из секундного расхода, деленному на перепад давлений жидкости на выходе и на входе в степени 0,75. Однако повышение давления жидкости в насосе пропорционально квадрату числа оборотов насоса, так что

$$N_s \sim \frac{NQ_f^{1/2}}{(P_d - P_0)^{3/4}} \sim \frac{Q_f^{1/2}}{(P_d - P_0)^{1/4}}, \quad (3.12)$$

где  $P_0$  — давление на входе в насос. Опыт создания высокопроизводительных насосов показал, что наиболее эффективные геометрические формы рабочего колеса изменяются в зависимости от коэффициента быстроходности. При малых значениях коэффициента быстроходности выгоднее центробежные насосы, а при высоких — предпочтительнее осевые (аксиальные) насосы. Между этими двумя крайними случаями находится множество конструкций с частично радиальным, частично аксиальным направлением потока. Таким



образом, оптимальная конфигурация насоса изменяется от дискообразной формы при малых  $N_s$  до цилиндрической — при высоких  $N_s$ .

Очевидно, что геометрическое подобие в широком диапазоне коэффициентов быстроходности или объемных расходов не сохраняется. Следовательно, и вышеизложенный размерный анализ будет неверен в той же степени, в какой является неверным предположение о геометрическом подобии насосов при различных возможных расходах и давлениях жидкости. В центробежных насосах с малым значением  $N_s$  диаметр рабочего колеса велик по сравнению с диаметром входа жидкости на колесо и площадь проходного сечения пропорциональна не  $D^2$ , а произведению высоты каналов крыльчатки на ее диаметр.

На корпус и крыльчатку на диаметре  $D$  действует давление и центробежная сила; таким образом, их вес пропорционален  $D^3$ , как и раньше. При переходе от центробежных насосов к осевым отношение площади поверхности деталей насоса к объему насоса уменьшается для насосов равной объемной производительности; следовательно, в осевом насосе расходуется меньше конструкционного материала на единицу объемного секундного расхода, чем в центробежном. Это изменение, которое нельзя описать аналитически, приводит к уменьшению зависимости веса насоса от секундного расхода потока по сравнению с зависимостью, которая выражена уравнением (3.11). Для данного секундного расхода потока мощность прямо пропорциональна повышению давления жидкости в насосе, так что веса ведущего вала и шестерен также пропорциональны давлению на выходе (для  $P_d \gg P_0$ ). Веса многих деталей насоса, таких, как опоры вала, подшипники, фланцы, уплотнения, опоры корпуса и т. д., мало зависят от давления на выходе. В результате общий вес насоса зависит от давления на выходе насоса в меньшей степени, чем это дано уравнением (3.11).

Размерный анализ веса турбины, подобный вышеизложенному анализу для насоса, позволяет получить соотношение

$$m_{\text{турб.}} \sim (P_d Q_j)^{3/2} \quad (3.13)$$

для геометрически подобных турбин с одинаковым числом оборотов и одинаковыми давлениями газа. Рассмотрение геометрических и других изменений, подобных тем, о которых говорилось в связи с насосами, показывает, что вес турбины при оптимальной характеристике меньше зависит от давления на выходе насоса и объемного секундного расхода, чем это следует из уравнения (3.13).

Простой геометрический анализ показывает, что вес трубопровода связан с объемным секундным расходом следующим образом:

$$m_{\text{трубопр.}} = \frac{2L_0}{\sigma v_j} P_f Q_j \sim P_f Q_j, \quad (3.14)$$

где  $L$ ,  $\rho$  и  $\sigma$  — соответственно длина трубопровода, удельный вес и предел прочности на разрыв материала трубопровода;  $P_f$  — давление жидкости;  $v_j$  — скорость движения жидкости по трубопроводу. Заметим, что  $m_{\text{труб.}}$  не зависит от диаметра трубопровода.

Вес клапанов пропорционален их размерам и толщине стенок, т. е. в этом случае также имеет место соотношение

$$m_{\text{клап.}} \sim P_f Q_j. \quad (3.15)$$

Давление жидкости в большей части трубопроводов равняется давлению на входе в насос, а давление в тех частях, которые соединяют насос с ядерным реактором, равно давлению на выходе из насоса.

Принимая во внимание все эти обстоятельства, получим функциональную зависимость для веса насосной системы подачи в виде

$$m_e = A_4 Q_j P_d^{2/3} + A_5. \quad (3.16)$$

Константа  $A_5$  введена в эту зависимость как слагаемое для того, чтобы учесть, что при расходе, приближающемся к нулю, вес турбо-насосного агрегата, складывающийся из веса опорных кронштейнов и других деталей крепления, будет конечным вследствие того, что все детали насоса должны иметь конечную толщину стенок. Типичные значения этих констант, полученные на основе весов насосных систем подачи современных ракет [9, 10], равны

$$A_4 = 1 \frac{\text{фунт} \cdot \text{сек}}{\text{фут}^3} / \left( \frac{\text{фунт}}{\text{дюйм}^2} \right)^{2/3}$$

$$A_5 = 100 \text{ фунт} = 45,35 \text{ кг}.$$

Расход рабочего тела через насос должен включать в себя то количество, которое проходит через реактор и создает тягу (обозначим его через  $\beta$ ), и то количество, которое отводится от реактора на привод турбин насоса (обозначим его через  $\alpha_1$ ). Тогда объемный секундный расход через насос будет равен

$$Q_j = \frac{(\beta + \alpha_1) \omega_p}{\rho_p}, \quad (3.17)$$

где  $\rho_p$  — удельный вес жидкого рабочего тела, а  $\omega_p$  — полный секундный расход рабочего тела в ракете, равный общему весу рабочего тела, деленному на время работы системы. Если принять, что часть рабочего тела, не участвующая непосредственно в создании силы тяги, выбрасывается из ракеты с нулевой скоростью ( $v_L = 0$ ), получим выражение для силы тяги ракетного двигателя в следующем виде:

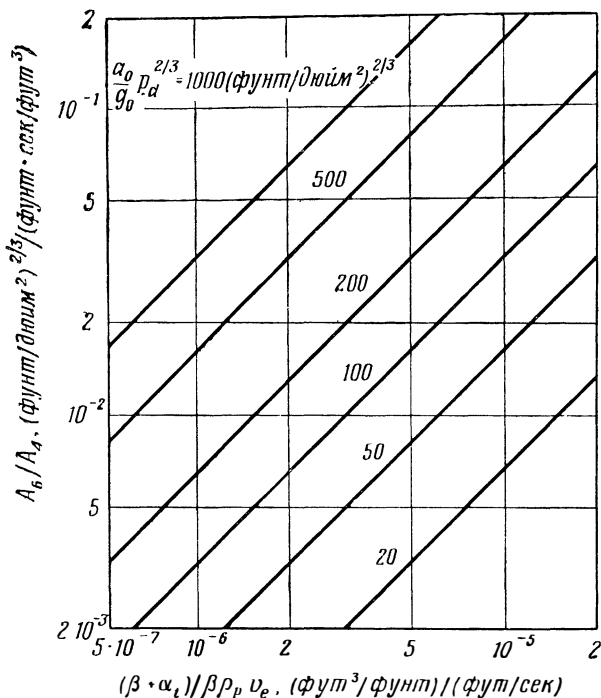
$$N = \frac{\beta \omega_p v_e}{g} = \frac{a_0}{g_0} m_0, \quad (3.18)$$

где  $a_0$  — начальное ускорение ракеты. Из уравнений (3.16) — (3.18)

можно получить выражение для веса насосной системы подачи

$$m_e = A_4 \frac{\beta + \alpha_t}{\rho_p \beta v_e} a_0 P_d^{2/3} m_0 + A_5 = A_6 m_0 + A_5. \quad (3.19)$$

Зависимость коэффициента  $A_6/A_4$  от величины  $(\beta + \alpha_t)/\rho_p \beta v_e$  для различных значений  $(a_0/g_0) P_d^{2/3}$  приведена на фиг. 3.6.



Ф и г. 3.6. Весовые коэффициенты насосной системы подачи.

Мощность, потребная для привода насоса, выражается через произведение объемного секундного расхода на величину напора, создаваемого насосами (предполагаем, что давление на входе в насос мало по сравнению с давлением на выходе из насоса). Эта мощность равняется

$$N_p = \frac{c, 262 (\beta + \alpha_t) \omega_p P_d}{\eta_p \rho_p} \text{ л. с.}, \quad (3.20)$$

где  $\eta_p$  — к. п. д. насоса. Эта величина должна равняться мощности на валу турбины, которая в свою очередь равна

$$N_t = 1,415 c_{pt} \Delta T_t \eta_t \alpha_t \omega_p \text{ л. с.} \quad (3.21)$$

Здесь мы предполагаем, что турбина приводится во вращение нагретым газообразным рабочим телом, поступающим из реактора;  $\Delta T_t$  — падение температуры газа в турбине,  $c_{pt}$  — средняя удельная теплоемкость газа в этом интервале температур,  $\eta_t$  — к. п. д. турбины. Количество рабочего тела, потребного для привода турбины турбонасосного агрегата, можно найти по уравнениям (3.20) и (3.21) следующим образом:

$$\frac{\alpha_t}{\beta + \alpha_t} = \frac{w_t}{w_p} = \frac{0,185 P_d}{\eta_p \eta_t \Delta T_t Q_p c_{pt}}, \quad (3.22)$$

где  $w_t$  — секундный расход газа, идущего на привод турбины. Несколько типичных значений  $\alpha_t$  приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Типичные параметры газа, поступающего в турбину привода насоса

	Рабочее тело				
	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	NH <sub>3</sub>	C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH
Удельная теплоемкость газа, $c_p$ ккал/кг·°C .	3,55	0,95 <sup>1)</sup>	0,84 <sup>1)</sup>	0,80 <sup>1)</sup>	0,62 <sup>1)</sup>
Удельный вес в жидком состоянии, г/см <sup>3</sup> . . .	0,07	0,416	0,688	0,753	0,881
Доля, идущая на привод турбины, $\alpha_t$ . . .	0,047	0,030	0,021	0,020	0,022
Рабочие параметры насосной системы . . . .	$P_d = 70 \text{ атм} \quad \beta + \alpha_t = 1$ $\Delta T_t = 760 \text{ °C} - 480 \text{ °C} = 280 \text{ °C} \quad \eta_p \eta_t = 0,5$				

1) Удельная теплоемкость полностью диссоциированных продуктов в данном интервале температур  $\Delta T_t$ .

Высокое давление на выходе насоса в системе атомного ракетного двигателя желательно по нескольким причинам. Как показано в гл. 4, местный коэффициент теплоотдачи от стенки тепловыделяющего элемента в реакторе к охлаждающему газу в большой степени зависит от давления в системе. Высокому давлению соответствуют большие значения коэффициента теплоотдачи и высокая энергоплотность в активной зоне реактора. Это позволяет применять небольшие по размерам активные зоны и легкие по весу реакторы, а следовательно, обеспечивает высокую энергопроизводительность на единицу веса системы. Кроме того, поскольку массовый секундный расход рабочего тела, отнесенный к единице площади проходного

сечения в активной зоне, пропорционален разности квадратов статических давлений на входе и на выходе из активной зоны, высокое давление в системе позволяет уменьшить возникающие от перепада давлений нагрузки на элементы конструкции активной зоны. В некоторых случаях может оказаться желательным также, чтобы реактор работал при давлении выше критического давления для данного рабочего тела. При этом исключаются все осложнения, связанные с течением двухфазной смеси жидкости и газа. Внутреннее динамическое взаимодействие между частицами жидкости и пузырьками сжимаемого газа в двухфазном потоке часто приводит к снижению предельных значений скоростей, при которых наступает кризис течения при движении по длинным трубопроводам, проходкам или другим теплообменным каналам большой протяженности. Высокое давление в системе также обеспечивает уменьшение размеров сопел ракетных двигателей в силу того, что массовый расход через единицу площади критического сечения при этом получается больше. Это особенно важно при проектировании сопел с большим отношением площадей выходного и критического сечений сопла (более 20 : 1). В атомных ракетных двигателях давления на выходе насоса (рабочие давления в реакторе) могут достигать 100—150 атм. Точное определение оптимального давления в системе зависит от конкретных условий задачи и необходимых летных характеристик ракеты.

### Атомный ракетный двигатель и силовая рама двигательной установки

В ядерном реакторе активная зона обычно окружена слоем вещества (замедлителя), которое замедляет быстрые нейтроны, вылетающие из активной зоны, до тепловой энергии, а наружная оболочка, называемая отражателем, возвращает их обратно в активную зону уже как тепловые нейтроны, способствует сохранению нейтронов и, следовательно, уменьшает критическую массу делящегося материала. Однако значительная часть положительного эффекта от такого отражателя была бы утрачена в случае размещения его снаружи силовой оболочки реактора, воспринимающей усилия давления, ибо тепловые нейтроны, возвращающиеся от отражателя в активную зону, непроизводительно поглощались бы материалом силовой оболочки, не обладающим замедляющей способностью. Следовательно, как активная зона реактора, так и отражатель должны располагаться внутри силовой оболочки реактора. Сопло присоединяется к выходному отверстию силовой оболочки реактора. Тяга, возникающая при истечении рабочего тела из сопла, передается летательному аппарату через жестко или шарнирно закрепленную силовую раму, которая соединена с оболочкой таким образом,

чтобы максимально облегчить подвод теплоносителя (рабочего тела) в реактор из насосной системы подачи.

Отдаваемая мощность ядерного реактора ракетного двигателя определяется уравнением (2.56), имеющим в данном случае вид

$$P_r = \left[ \frac{0,678}{g_i} \left( \frac{v_{\text{макс. i}}}{10^3} \right)^2 + 1,055 \cdot 10^{-3} H_v \right] (\beta + \alpha_l) \omega_p = A_7 \omega_p.$$

Величины  $A_7$  приведены в разд. 2.3, фиг. 2.25. Эта мощность имеет место при объемной скорости тепловыделения  $K_c$  в активной зоне, объем которой равен  $V_c$ ; таким образом, величину мощности можно выразить в виде

$$P_r = K_c V_c. \quad (3.23)$$

Средняя энергоплотность активной зоны, разумеется, зависит от средней величины коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{cg}$  внутри активной зоны и удельной поверхности теплообмена  $F_{sp}$ , приходящейся на единицу объема активной зоны. Если  $T_r$  — постоянная температура в активной зоне реактора,  $T_0$  — температура охлаждающего газа (рабочего тела) на входе в реактор, а  $T_e$  — его температура на выходе из реактора, то средняя энергоплотность выразится следующим образом:

$$K_c = 1,16 \cdot 10^{-6} F_{sp} \alpha_c \Delta T_{LM}, \quad (3.24)$$

где  $\Delta T_{LM}$  — среднелогарифмическая разность температур (см. гл. 4), равная

$$\Delta T_{LM} = \frac{(T_r - T_0) - (T_r - T_e)}{\ln \frac{T_r - T_0}{T_r - T_e}}. \quad (3.25)$$

Численный коэффициент в уравнении (3.24) представляет собой переводный множитель от *ккал/час* к мегаваттам.

Возможные значения средних коэффициентов теплоотдачи в активной зоне для каждого из рассматриваемых газов можно подсчитать, пользуясь изложенными в следующей главе данными, в частности уравнением

$$\alpha_{cg} = \frac{\int_{T_0}^{T_e} \alpha_c(T) dT}{T_e - T_0}. \quad (3.26)$$

Удельная поверхность теплообмена в активной зоне зависит исключительно от совершенства конструкции теплообменника, причём худшей конструкции соответствуют низкие значения  $F_{sp}$ , а лучшей конструкции — высокие значения  $F_{sp}$ . Этот параметр рассматривается в дальнейшем в гл. 4.

Вес активной зоны, очевидно, равен произведению ее среднего удельного веса  $\rho_c$  на объем, так что

$$m_c = \rho_c V_c = \frac{\pi}{4} D_c^2 L_c \rho_c. \quad (3.27)$$

Вес отражателя равен

$$m_{отр.} = \rho_{отр.} V_{отр.}; \quad (3.28)$$

объем отражателя для цилиндрической активной зоны приблизительно равняется

$$V_{отр.} \approx \frac{3\pi}{2} D_c^2 L_c \frac{\delta_{отр.}}{D_c} = 6 \frac{\delta_{отр.}}{D_c} V_c \quad (3.29)$$

для  $D_c > 6\delta_{отр.}$ .

Объем материала силовой оболочки реактора определяется тем же способом, что и объем материала оболочки бака для рабочего тела. Силовая оболочка должна выдерживать внутреннее давление  $P_c$ ; материал, из которого она выполнена, имеет предел прочности  $\sigma_{sh}$ , причем при проектировании предусматривается коэффициент запаса прочности  $f_s$ . Тогда приблизительно объем материала силовой оболочки, включая переходную коническую часть до критического сечения сопла, можно вычислить по следующей зависимости:

$$V_{sh} \approx \pi \frac{f_s P_c}{\sigma_{sh}} D_c^2 L_c = 4 \frac{f_s P_c}{\sigma_{sh}} V_c, \quad (3.30)$$

а его вес будет равен

$$m_{sh} = \rho_{sh} V_{sh}. \quad (3.31)$$

Комбинируя уравнения (3.23), (3.24), (3.27) — (3.31), получим соотношение между весом ядерного реактора и его мощностью

$$\frac{m_r}{P_r} = \frac{\rho_c + 6\rho_{отр.} \frac{\delta_{отр.}}{D_c} + 4\rho_{sh} f_s \frac{P_c}{\sigma_{sh}}}{1,16 \cdot 10^{-6} F_{sp} \cdot g \Delta T_{LM}} = A_8. \quad (3.32)$$

При хорошо проведенном расчете и тщательном выполнении конструкции можно достичь величины  $A_8$  меньше 3 фунт/Мвт (1,36 кг/Мвт). Вес реактора можно связать с общим весом летательного аппарата, используя уравнения (3.18), (3.32) и (2.56),

$$m_r = A_9 m_0 + A_{10}, \quad (3.33)$$

где  $A_9$  — фиксированный вес, соответствующий минимальному критическому размеру реактора, а

$$A_9 = A_7 A_8 \frac{a_0}{\beta v_e}. \quad (3.34)$$

Нормальные значения величины  $A_9$ , лежат в пределах от 500 до

4000 фунтов (от 227 до 1810 кг) в зависимости от типа рассматриваемого реактора.

При определении веса сопла рассматривается только расширяющаяся его часть от критического сечения до выходного сечения. Вес переходной части сопла от выхода из активной зоны до критического сечения уже был включен ранее в уравнение для веса силовой оболочки. Нагрузки от давления вдоль большей части расширяющейся секции крупного сопла невелики независимо от давления в рабочей камере; следовательно, толщину стенок сопла в этой части можно делать постоянной и равной минимальной величине, определяемой из условий охлаждения и сохранения устойчивости под осевой нагрузкой от усилия тяги. Вес этой части сопла поэтому приближенно можно принимать пропорциональным ее поверхности. Для сопел геометрически подобных форма площадь поверхности прямо пропорциональна отношению площадей критического сечения и выходного сечения  $\varepsilon$ , так что для веса сопла можно записать

$$m_{\text{сопло}} \sim \varepsilon D_i^2. \quad (3.35)$$

Полная тяга приближенно пропорциональна произведению давления в реакторе на площадь критического сечения. Эта пропорциональность в сочетании с зависимостью, приведенной для площади поверхности сопла (участок расширения), позволяет получить функциональную связь для веса этой части сопла в следующем виде:

$$m_{\text{сопло}} \sim \frac{\varepsilon N}{P_c}. \quad (3.36)$$

Используя уравнение (3.18), получим

$$m_{\text{сопло}} = A_{11} \frac{a_0 \varepsilon}{g_0 P_c} m_0 = A_{12} m_0. \quad (3.37)$$

Уравнение (3.37) в применении к типичным современным соплам с малыми значениями  $\varepsilon$  дает для величины  $A_{11}$  интервал значений от 0,05 до 0,25 дюйм<sup>-2</sup> (0,00775 — 0,0387 см<sup>-2</sup>).

Размеры и вес шарнирно или жестко закрепленной рамы, воспринимающей усилие тяги, очевидно, определяется величиной силы тяги, т. е. можно записать

$$m_{\text{рама}} \sim N. \quad (3.38)$$

Это соотношение вместе с уравнением для тяги (3.18) дает для веса силовой рамы следующую зависимость:

$$m_{\text{рама}} = A_{13} \frac{a_0}{g_0} m_0 = A_{14} m_0. \quad (3.39)$$

Простой расчет на прочность показывает, что типичные значения  $A_{13}$  лежат в диапазоне от  $10^{-3}$  кг/кг (для жесткой



конструкции) до  $3 \cdot 10^{-3}$  кг/кг (для шарнирно закрепленной рамы, допускающей угловые перемещения двигателя).

Суммируя все эти весовые соотношения, окончательно получим, что уравнение для веса атомного ракетного двигателя вместе с силовой рамой имеет вид

$$m_r + m_f = A_{15}m_0 + A_{10}, \quad (3.40)$$

где

$$A_{15} = A_9 + A_{12} + A_{14}.$$

### Пассивный вес

Несмотря на такое название, это наиболее важная часть веса ракетного аппарата, поскольку она включает в себя вес того груза, ради транспортировки которого и строится ракета. Пассивный вес складывается из весов всего находящегося на борту ракеты оборудования, не участвующего непосредственно в создании тяги. Сюда входит оборудование для управления и наведения ракеты и средства связи, вспомогательные источники электропитания, полезный груз, экипаж (если таковой имеется) и отсек, в котором он размещается, система защиты экипажа, полезного груза и оборудования от излучений, элементы конструкции, необходимые для крепления полезного груза и других предметов в корпусе ракеты, включая сам корпус ракеты, выполненный в соответствии с требованиями аэродинамики (обшивка ракеты). Этот вес обозначается символом  $m_d$ .

### 3.2. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Анализ размеров, веса и летных характеристик различных атомных ракет позволяет выбрать оптимальные параметры конструкции для обеспечения заданной летной характеристики. В данном случае оптимальный вариант летательного аппарата совсем не обязательно должен иметь минимальный вес. Так, например, атомные ракеты, работающие на жидком водороде, хотя и будут более легкими по сравнению с ракетами, двигатели которых работают на других рабочих телах, могут оказаться значительно больше по размерам за счет низкого удельного веса водорода. Если решающими факторами являются удобство хранения, транспортировки и эксплуатации, тогда для определенного диапазона летных характеристик оптимальными могут оказаться рабочие тела с большим удельным весом, так что в этом случае ракета будет более тяжелой, но меньшей по объему [11]. Точное определение наилучшего летательного аппарата для конкретного назначения, естественно, не является чисто математической задачей, поскольку многое в этом вопросе зависит от суждений конструктора ракеты и заказчика-потребителя. Несмотря на это, анализ характеристики летательного аппарата нередко

выполняется путем исследования веса ракеты, который соответствует заданным летным характеристикам. Делается это отчасти потому, что уравнения движения ракеты легко обрабатываются через весовые соотношения (см. гл. 2), а отчасти потому, что полный вес ракеты — это реальный параметр, по которому можно оценить достоинства ракеты. На этой основе довольно легко сравнить атомную ракету и обыкновенную ракету, работающую на химическом топливе, путем сопоставления весов ракет обоих видов, необходимых для того, чтобы сообщить данному пассивному весу или полезному грузу некоторую заданную скорость. Такое сравнение позволяет определить область оптимальных летных характеристик для каждого типа ракет. Можно провести и другое исследование, вскрывающее влияние изменения отдельных параметров конструкции: удельного веса реактора, рабочего давления, начального ускорения летательного аппарата, давления в баках и др. Это исследование часто называют отысканием оптимума, хотя не всегда возможно достичь действительного оптимального значения в математическом смысле (максимума или минимума).

### Скорость ракеты с атомным двигателем в конце активного участка полета

Полный вес атомной ракеты равен сумме весов всех ее компонентов

$$m_0 = m_p + m_t + m_s + m_e + m_r + m_f + m_d. \quad (3.41)$$

Используя весовые соотношения, выведенные в предыдущем разделе, это выражение можно преобразовать к следующему виду:

$$m_0 (1 - A_8 - A_{15}) = m_p (1 + A_3) + m_d + A_5 + A_{10} = m_p (1 + A_3) + m_L, \quad (3.42)$$

где  $m_L$  — сумма всех постоянных весов полностью снаряженной ракеты. Разделив обе части уравнения (3.42) на  $m_0$ , можно связать его с уравнением для скорости ракеты в конце активного участка, подставив значение  $m_p/m_0$  из уравнения (2.16). После ряда преобразований получим окончательное уравнение, связывающее отношение общего веса ракеты к пассивному весу и экспоненту скорости ракеты,

$$\frac{m_0}{m_d} = \frac{1 + \frac{C_3}{m_d}}{C_1 - C_2 (1 - e^{-\xi})} \quad \text{или} \quad \frac{m_0}{m_L} = \frac{1}{C_1 - C_2 (1 - e^{-\xi})}. \quad (3.43)$$

Здесь коэффициенты  $C_i$  — не что иное, как комбинации различных коэффициентов уравнений весовых соотношений для состав-

ных частей ракеты

$$\begin{aligned} C_1 &= 1 - (A_6 + A_{15}), \\ C_2 &= A_3 + 1, \\ C_3 &= A_5 + A_{10}. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Следует отметить, что отношение начального веса  $m_0$  к пассивному весу  $m_d$  есть функция величины пассивного веса, приближающаяся к минимальному предельному значению по мере приближения величины пассивного веса к бесконечности. Для сравнения ракет по их объемам уравнения (3.42) и (3.43) можно преобразовать так, чтобы получить в явном виде объем рабочего тела, отнесенный к единице пассивного веса,

$$\frac{V_p}{m_L} = \frac{1}{Q_p} \frac{m_p}{m_0} \frac{m_0}{m_L} = \frac{1 - e^{-\xi}}{Q_p [C_1 - C_2 (1 - e^{-\xi})]}. \quad (3.45)$$

Согласно уравнению (2.16), показатель экспоненты  $\xi$  выражается следующим образом:

$$\xi = \frac{\Delta v_b + g \sin \theta t_b}{(\alpha v_L + \beta v_e)(1 - \xi) \chi} = \frac{\Delta v_b + g \sin \theta \frac{\alpha v_L + \beta v_e m_p}{a_0 m_0}}{(\alpha v_L + \beta v_e)(1 - \xi) \chi}. \quad (3.46)$$

Уравнение (3.43) можно преобразовать к виду, удобному для решения относительно  $\xi$  при любом отношении начального веса к пассивному весу. В преобразованном виде это уравнение будет выглядеть так:

$$\xi = \ln \frac{C_2}{C_2 - C_1 + \frac{m_d}{m_0} \left(1 + \frac{C_3}{m_d}\right)} = \ln \frac{C_2}{C_2 - C_1 + \frac{m_L}{m_0}}. \quad (3.47)$$

Теперь оно позволяет изучить влияние изменения начального веса на скорость ракеты в конце активного участка полета при постоянной величине пассивного веса и показывает, что эта скорость достигает максимума при конечной величине пассивного веса по мере увеличения начального веса до бесконечности. Эта максимальная величина равна

$$\xi_{\max} = \ln \frac{C_2}{C_2 - C_1}. \quad (3.48)$$

Для справочных целей коэффициенты уравнений весовых соотношений отдельных частей ракеты приведены в табл. 3.2, чтобы показать их зависимость от параметров конструкции ракеты и двигательной установки. Развернутые выражения для коэффициентов  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  можно найти по табл. 3.2 и из уравнений (3.44). Полностью эти выражения приведены в табл. 3.3

Таблица 3.2

**Сводная таблица коэффициентов уравнений весовых соотношений  
отдельных элементов ракет**

$A_1$  — вес элементов жесткости конструкции бака и креплений, приходящийся на единицу веса оболочки бака ( $\sim 0,15$  фунт/фунт.)

$$A_2 = \frac{2f_s P_t}{(1-f_u) \sigma_t} \frac{3B+2,07}{3B+1} \frac{Q_t}{Q_p}$$

$$A_3 = (1+A_1) A_2$$

$A_4$  — коэффициент в уравнении весовых соотношений для насоса  
 $\left[ \sim 1 \frac{\text{фунт} \cdot \text{сек}}{\text{фунт}^3} / \left( \frac{\text{фунт}}{\text{дюйм}^2} \right)^{2/3} \right]$

$A_5$  — фиксированный (минимальный) вес насосной системы подачи  
 ( $\sim 100$  фунтов)

$$A_6 = A_4 (\beta + \alpha_t) \frac{a_0 P_d^{2/3}}{Q_p \beta v_e}$$

$$A_7 = (\beta + \alpha_t) \left[ \frac{0,678}{g} \left( \frac{v_{\text{макс. } i}}{10^3} \right)^2 + 1,055 \cdot 10^{-3} H_p \right]$$

$$A_8 = \frac{Q_c + 6Q_{\text{отр.}} \frac{\delta_{\text{отр.}}}{D_c} + 4Q_{sh} f_s \frac{P_c}{\sigma_{sh}}}{1,16 \cdot 10^{-6} F_{sp} \alpha_{cg} \Delta T_{LM}}$$

$$A_9 = A_7 A_8 \frac{a_0}{\beta v_e}$$

$A_{10}$  — минимальный критический вес реактора ( $\sim 2000$  фунтов)

$A_{11}$  — коэффициент в уравнении весов для сопла ( $\sim 0,15$  дюйм<sup>-2</sup>)

$$A_{12} = A_{11} \frac{a_0 \varepsilon}{g_0 P_c}$$

$A_{13}$  — коэффициент в уравнении весов для силовой рамы двигателя [ $10^{-3}$  для жесткой конструкции,  $3 \cdot 10^{-3}$  для шарнирно закрепленной]

$$A_{14} = A_{13} \frac{a_0}{g_0}$$

$$A_{15} = A_9 + A_{12} + A_{14}$$

$$A_{16} = A_7 \frac{g_0}{\beta v_e}$$

$A_{17}$  — вес обычного ракетного двигателя, работающего на химическом топливе, отнесенный к единице тяги ( $\sim 0,0167$  фунт/фунт).

Хотя по виду они весьма громоздки, но подстановка приемлемых значений параметров конструкции показывает, что для всех рассматриваемых нами рабочих тел величины данных коэффициентов лежат в следующих пределах:

$$0,5 < C_1 < 1,0; \quad 1,0 < C_2 < 1,4.$$

Типичные значения этих коэффициентов

$$C_1 \approx 0,9 \text{ и } C_2 \approx 1,1.$$

Коэффициент  $C_3$  представляет собой сумму постоянных весов узлов двигательной установки и обычно его величина равняется приблизительно 1000 фунтов ( $\approx 450$  кг).

Таблица 3.3

Сводная таблица коэффициентов уравнений движения ракет

$$C_1 = 1 - A_6 - A_{15} = 1 - A_4 (\beta + \alpha_t) \frac{a_0 P_d^{2/3}}{Q_p \beta v_e} - A_{11} \frac{a_0 \varepsilon}{g_0 P_c} - \frac{a_0}{\beta v_e} (\beta + \alpha_t) \times$$

$$\times \left[ \frac{0,678}{g} \left( \frac{v_{\text{макс.и}}}{10^3} \right)^2 + 1,055 \cdot 10^{-3} H_v \right] \frac{Q_c + 6Q_{\text{отр.}} \frac{\delta_{\text{отр.}}}{D_c} + 4Q_{sh} f_s \frac{P_c}{\sigma_{sh}}}{1,16 \cdot 10^{-6} F_{sp} \alpha_{cg} \Delta T_{LM}} - A_{13} \frac{a_0}{g_0}$$

$$C_2 = C_5 = C_{12} = 1 + (1 + A_1) \frac{2f_s P_t}{(1 - f_u) \sigma_t} \frac{3B + 2,07 Q_t}{3B + 1} \frac{Q_p}{Q_p}$$

$$C_3 = A_5 + A_{10}$$

$$C_4 = 1 - A_6 - A_{12} - A_{14} = 1 - A_4 (\beta + \alpha_t) \frac{a_0 P_d^{2/3}}{Q_p \beta v_e} - A_{11} \frac{a_0 \varepsilon}{g_0 P_c} - A_{13} \frac{a_0}{g_0}$$

$$C_5 = C_2$$

$$C_6 = A_{16} = (\beta + \alpha_t) \frac{g_0}{\beta v_e} \left[ \frac{0,678}{g} \left( \frac{v_{\text{макс.и}}}{10^3} \right)^2 + 1,055 \cdot 10^{-3} H_v \right]$$

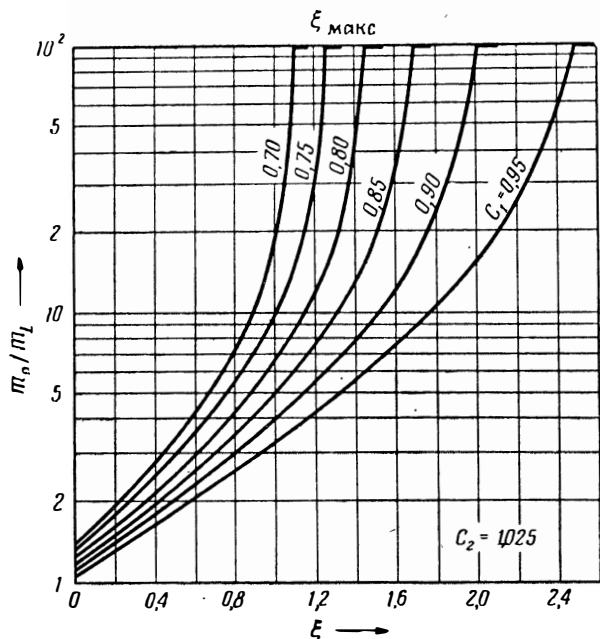
$$C_{11} = 1 - A_6 - A_{17} = 1 - A_{17} - A_4 (\beta + \alpha_t) \frac{a_0 P_d^{2/3}}{Q_p \beta v_e}$$

$$C_{12} = C_2$$

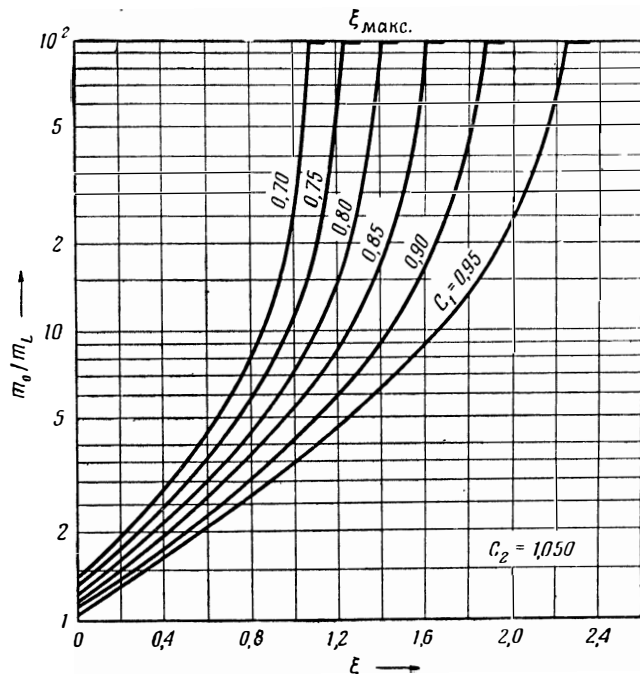
$$C_{13} = A_5$$

Кривые, иллюстрирующие изменение  $m_0/m_L$  в зависимости от  $\xi$  для нескольких значений  $C_1$ , показаны на фиг. 3.7—3.12. На каждой фигуре приведены кривые для различных значений коэффициента  $C_2$ . На этих фигурах показана также предельная величина  $\xi_{\text{макс.}}$ . Для того чтобы проанализировать летную характеристику атомной ракеты, необходимо подсчитать коэффициенты  $C_1$  и  $C_2$  по формулам, приведенным в табл. 3.3, используя проектные параметры ракеты и реактора и свойства выбранного рабочего тела.

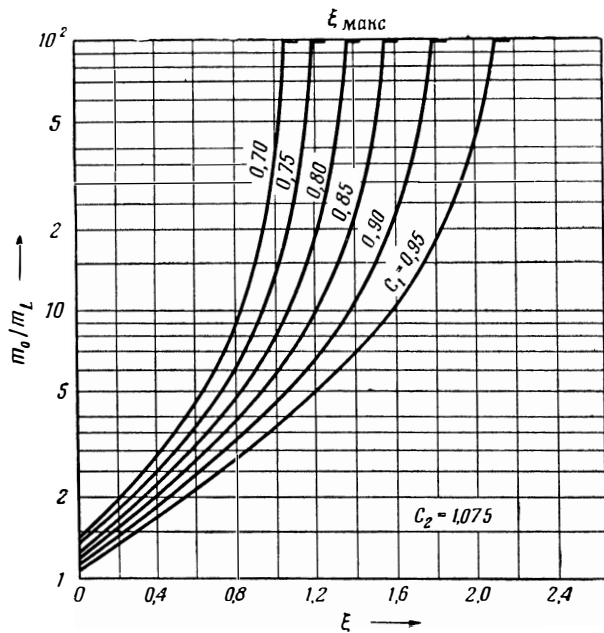
Отношение начального веса к сумме пассивного веса и постоянного веса двигательной установки можно найти для любого значения  $\xi$  по кривым, приведенным на фиг. 3.7—3.12, или по уравнению (3.43). Для данной величины этого отношения из уравнения (3.42) можно определить значение отношения веса рабочего тела  $m_p$  к начальному весу  $m_0$ . Располагая этими данными и зная параметры траектории полета, мы можем определить второе слагаемое числи-



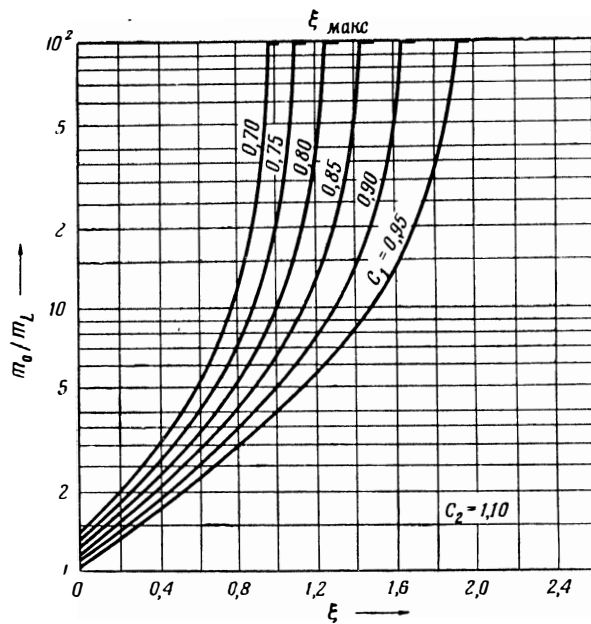
Ф и г. 3.7. Обобщенная характеристика ракеты при  $C_2 = 1,025$ .



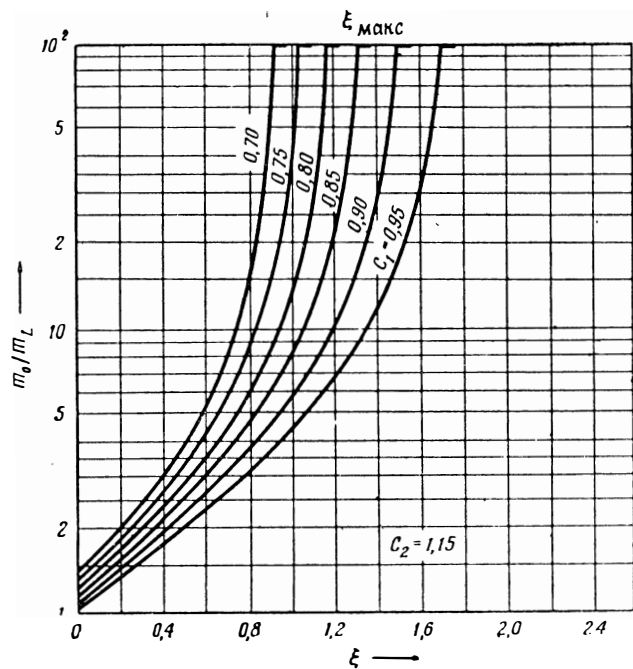
Ф и г. 3.8. Обобщенная характеристика ракеты при  $C_2 = 1,050$ .



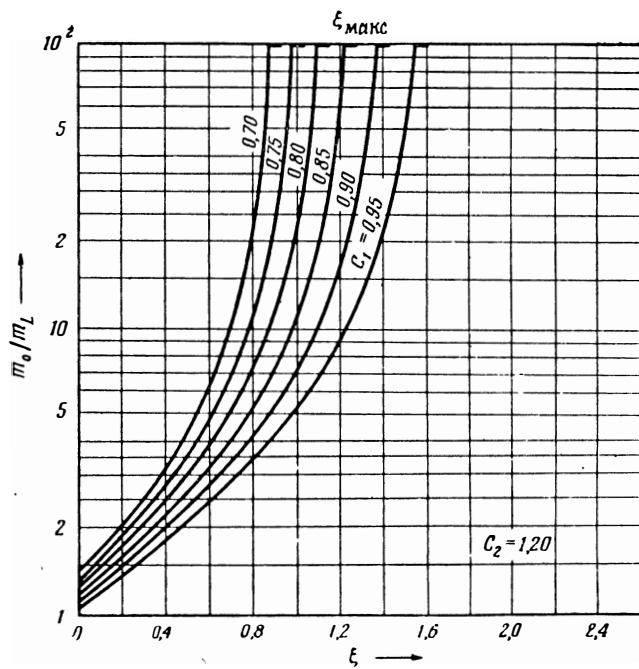
Ф и г. 3.9. Обобщенная характеристика ракеты при  $C_2 = 1,075$ .



Ф и г. 3.10. Обобщенная характеристика ракеты при  $C_2 = 1,10$ .

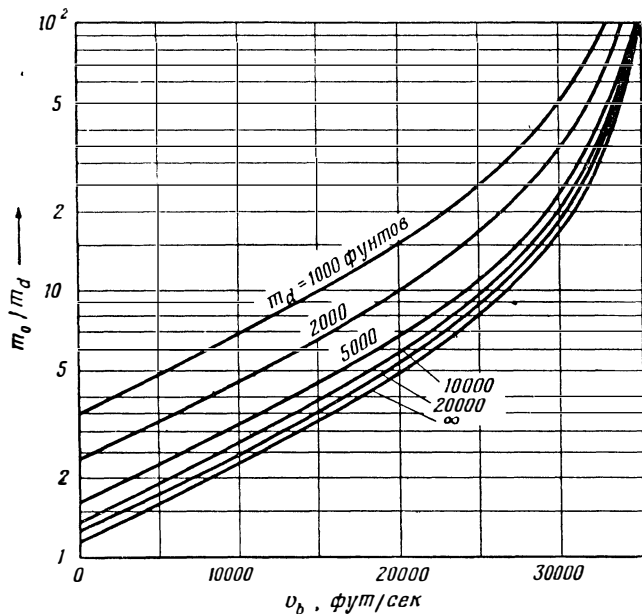


Ф и г. 3.11. Обобщенная характеристика ракеты при  $C_2 = 1,15$ .

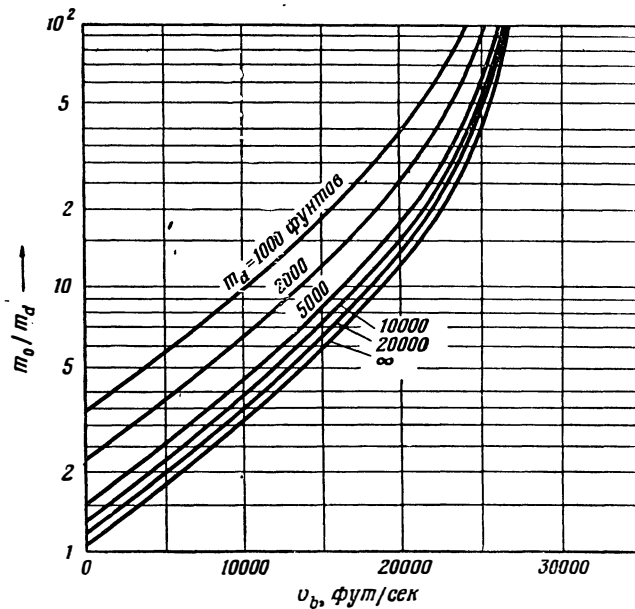


Ф и г. 3.12. Обобщенная характеристика ракеты при  $C_2 = 1,20$ .



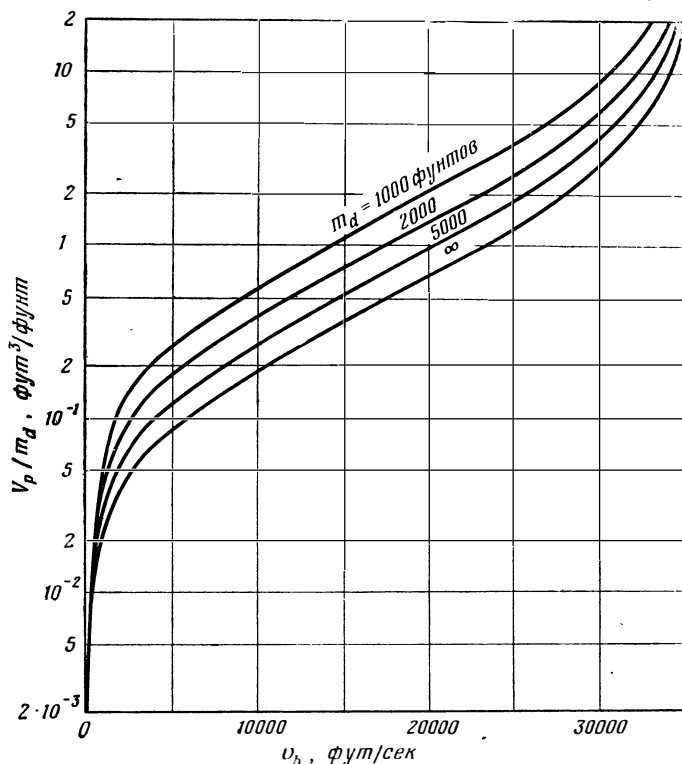


Фиг. 3.13. Скорость атомной ракеты в конце активного участка полета в зависимости от отношения  $m_0/m_d$ . Рабочее тело — водород; максимальная скорость в конце активного участка полета  $v_{b\text{макс.}} = 36\,200$  фут/сек (11000 м/сек); рабочие параметры приведены в табл. 3.4.



Фиг. 3.14. Скорость атомной ракеты в конце активного участка полета в зависимости от отношения  $m_0/m_d$ . Рабочее тело — аммиак; максимальная скорость в конце активного участка полета  $v_{b\text{макс.}} = 28\,300$  фут/сек (8630 м/сек); рабочие параметры приведены в табл. 3.4.

теля в уравнении (3.46). Характеристику рабочего тела (эффективную скорость истечения) можно определить методами, изложенными в разд. 2.2 и 2.3. Подсчитав лобовое сопротивление и другие атмосферные воздействия, мы можем определить  $v_b$  для ракеты по известной величине  $\xi$  для каждого значения отношения  $m_0/m_L$ . Затем для данной системы параметров конструкции реактора и насоса можно определить отношение начального веса к пассивному весу

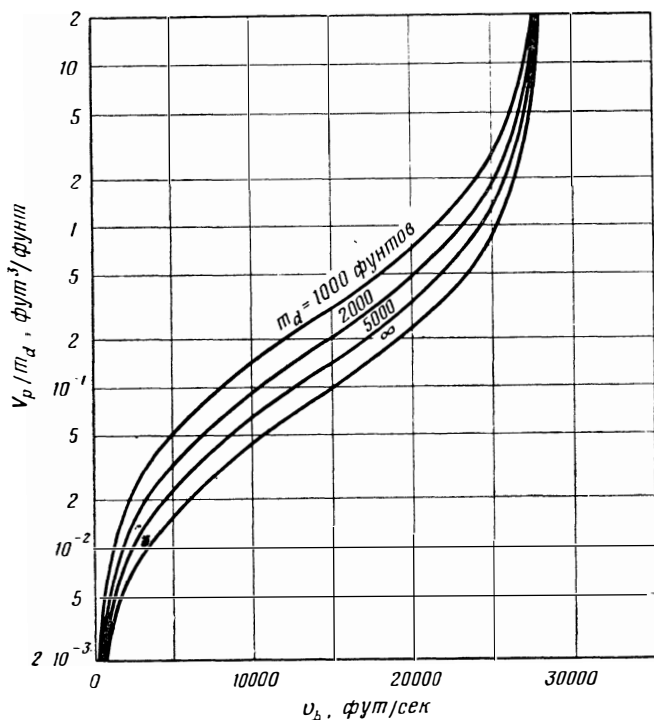


Ф и г. 3.15. Скорость атомной ракеты в конце активного участка полета в зависимости от объема рабочего тела, приходящегося на единицу пассивного веса ракеты.

Рабочее тело—водород; параметры водорода как рабочего тела приведены в табл. 3.4.

$m_0/m_d$  для любого значения отношения  $m_0/m_L$  [уравнение (3.43) и табл. 3.2]. Для иллюстрации этого метода на фиг. 3.13 и 3.14 показаны скорости двух типичных одноступенчатых атомных ракет в конце активного участка полета, определенные вышеизложенным методом. Для сравнения выбраны наиболее часто предлагаемые к использованию в атомных ракетах рабочие тела [11—13]: водо-

род и аммиак. Кривые показывают отношение начального веса  $m_0$  к пассивному весу  $m_d$  для различных величин пассивного веса в зависимости от скорости ракеты в конце активного участка полета. На фиг. 3.15 и 3.16 приведены кривые изменения отношения объема рабочего тела к пассивному весу [по уравнению (3.45)] в зависимо-



Ф и г. 3.16. Скорость атомной ракеты в конце активного участка полета в зависимости от объема рабочего тела, приходящегося на единицу пассивного веса ракеты. Рабочее тело—аммиак; параметры аммиака как рабочего тела приведены в табл. 3.4.

сти от скорости летательного аппарата в конце активного участка полета для обоих указанных рабочих тел.

Следует отметить, что работающие на аммиаке ракеты в широком диапазоне скоростей, достигаемых к концу активного участка полета, меньше по размерам, чем ракеты, рабочим телом в которых служит водород, хотя по весу они много тяжелее. Принятые параметры конструкции и рабочего процесса этих ракет приведены в табл. 3.4.

Параметры атомных ракет, работающих на водороде и аммиаке

Реактор [уравнения (3.24) — (3.32)]

$$\frac{m_r}{V_c} = 200 \text{ фунт}^- \text{ на } 1 \text{ фут}^3 \text{ активной зоны}$$

$$\frac{P_r}{V_c} = K_c = 100 \text{ Мвт на } 1 \text{ фут}^3 \text{ активной зоны (разд. 4.4)}$$

$$P_c = P_d = 1000 \text{ фунт} \cdot \text{дюйм}^2$$

$$A_8 = 2 \text{ фунт/Мвт}$$

Емкость для рабочего тела [уравнение (3.9)]

$$P_t = 15 \text{ фунт/дюйм}^2 \text{ для } H_2;$$

$$P_t = 50 \text{ фунт/дюйм}^2 \text{ для } NH_3$$

$$f_s = 1,7 \quad Q_t = 175 \text{ фунт/фут}^3 \text{ (алюминий)}$$

$$f_u = 0,02 \quad \sigma_t = 30\,000 \text{ фунт/дюйм}^2$$

$$B = 5$$

Летные характеристики [уравнение (3.46)]

$$\frac{a_0}{g_0} = 1,5 \quad f_v = 0,2 \text{ (фиг. 3.4)} \quad \sin \theta = 0,3$$

$H_2$	$NH_3$
$\alpha_v = 0,02$ (фиг. 3.4) $\alpha_t = 0,05$ (табл. 3.1) $\beta = 0,93$ $\zeta = 0,04$	$\alpha_v = 0$ (фиг. 3.4) $\alpha_t = 0,02$ (табл. 3.1) $\beta = 0,98$ $\chi = 0,98$ $\zeta = 0,02$

## Рабочее тело (разд. 2.2 и 2.3)

$H_2$	$NH_3$
$T_c = 5000^\circ R (2780^\circ K)$ (см. [11—13])	$T_c = 5000^\circ R (2780^\circ K)$ (см. [11—13])
$\gamma = 1,35$ (фиг. 2.20) $\varepsilon = 20$	$\gamma = 1,34$ (фиг. 2.20) $\varepsilon = 20$
$v_L = 0$ $\frac{P_c}{P_e} = 330$ [ур. (2.46)]	$v_L = 0$ $\frac{P_c}{P_e} = 320$ [ур. (2.46)]
$v_e = 27\,800$ фут/сек (фиг. 2.13, 2.22)	$v_e = 13\,400$ фут/сек (фиг. 2.13, 2.22)
$v_{\text{макс.}i} = 31\,300$ фут/сек (фиг. 2.24)	$v_{\text{макс.}i} = 15\,200$ фут/сек (фиг. 2.24)
$\frac{A_7}{\beta + \alpha_t} = 20,7$ Мвт-сек/фунт (фиг. 2.25)	$\frac{A_7}{\beta + \alpha_t} = 6,05$ Мвт-сек/фунт (фиг. 2.25)
$Q_p = 4,4$ фунт/фунт <sup>3</sup>	$Q_p = 43$ фунт/фунт <sup>3</sup>

## Значения различных коэффициентов (табл. 3.2 и 3.3)

$$A_1 = 0,15 \text{ фунт/фут} \quad A_4 = 1 \text{ (фунт} \cdot \text{сек/фут}^3 / (\text{фунт/дюйм}^2)^{2/3}$$

$$A_5 = 100 \text{ фунт} \quad A_{10} = 2000 \text{ фунт}$$

$$A_{11} = 0,15 \text{ дюйм}^{-2} \quad A_{13} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ фунт/фунт}$$

$H_2$	$NH_3$
$C_1 = 0,875$	$C_1 = 0,940$
$C_2 = 1,082$	$C_2 = 1,028$
$C_3 = 2100$	$C_3 = 2100$
$C_4 = 0,951$	$C_4 = 0,985$
$C_5 = C_2$	$C_5 = C_2$
$C_6 = 0,0253$	$C_6 = 0,0148$

### Сравнительная скорость в конце активного участка полета ракеты, работающей на химическом топливе

Для того чтобы определить относительные преимущества атомных и обычных ракет, необходимо иметь обобщенные уравнения весовых соотношений и движения для ракет, работающих на химическом топливе, аналогичные полученным для ракет с атомным двигателем.

Сделать это довольно просто, так как ранее выведенные уравнения для всех узлов силовой установки атомной ракеты, за исключением собственно двигателя, вполне применимы для случая системы, работающей на химическом топливе. Подробный анализ и обсуждение обычных ракетных двигателей не входят в задачи данной книги. Достаточно будет указать, что вес двигателя для крупных ракет на химическом топливе можно приближенно выразить следующей зависимостью:

$$m_r + m_f = A_{17} m_0 \frac{a_0}{g_0}, \quad (3.49)$$

где  $m_r$  и  $m_f$  — по аналогии соответственно веса двигателя и его силовой рамы. Данные по существующим крупным баллистическим ракетам, таким, как «Фау-2» и «Викинг», показывают, что величина  $A_{17}$  равняется 0,0167 кг/кг. В эту формулу не входит фиксированный минимальный вес, потому что в данном случае не существует минимальных критических размеров камер сгорания (как в случае ядерного реактора). Это обстоятельство значительно упрощает изображение кривых характеристик, так как для всех величин пассивного веса требуется всего лишь одна кривая, если фиксированный вес насосной системы подачи мал по сравнению с пассивным весом ракеты.

Используя уравнения весовых соотношений, полученные ранее для атомных ракет, совместно с уравнением (3.49), можно определить начальный вес ракеты с двигателем, работающим на химическом топливе,

$$m_0 (1 - A_6 - A_{17}) = m_p (1 + A_3) + m_d + A_5 = m_p (1 + A_3) + m_L. \quad (3.50)$$

Поскольку уравнения отношения масс, приведенные в гл. 2, справедливы для любой ракеты, отношение начального веса к пассивному можно определять так же, как это делалось раньше, т. е.

$$\frac{m_0}{m_d} = \frac{1 + \frac{C_{13}}{m_d}}{C_{11} - C_{12} (1 - e^{-\xi})} \quad \text{или} \quad \frac{m_0}{m_L} = \frac{1}{C_{11} - C_{12} (1 - e^{-\xi})}, \quad (3.51)$$

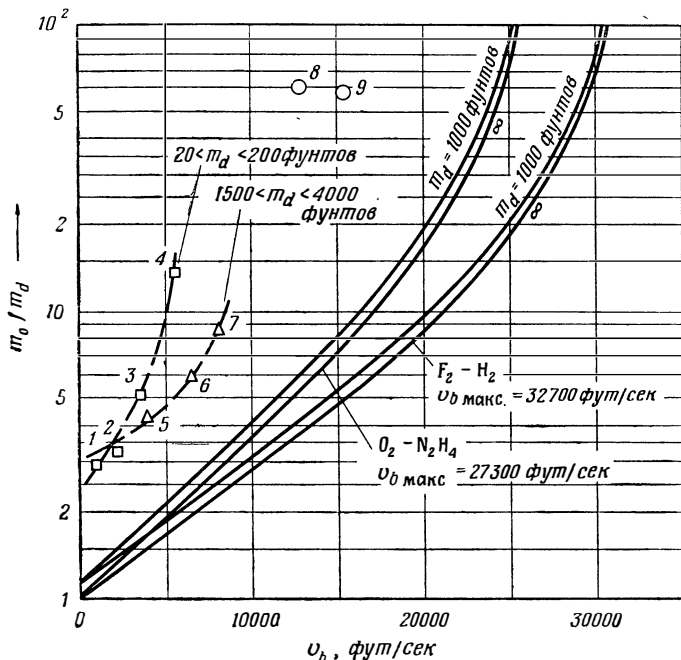
где

$$C_{11} = 1 - A_6 - A_{17},$$

$$C_{12} = A_3 + 1,$$

$$C_{13} = A_5.$$

Нельзя сравнивать характеристики ракеты, двигатель которой работает на химическом топливе, и ракеты с атомным двигателем на основе кривых обобщенных характеристик, подобных тем, которые

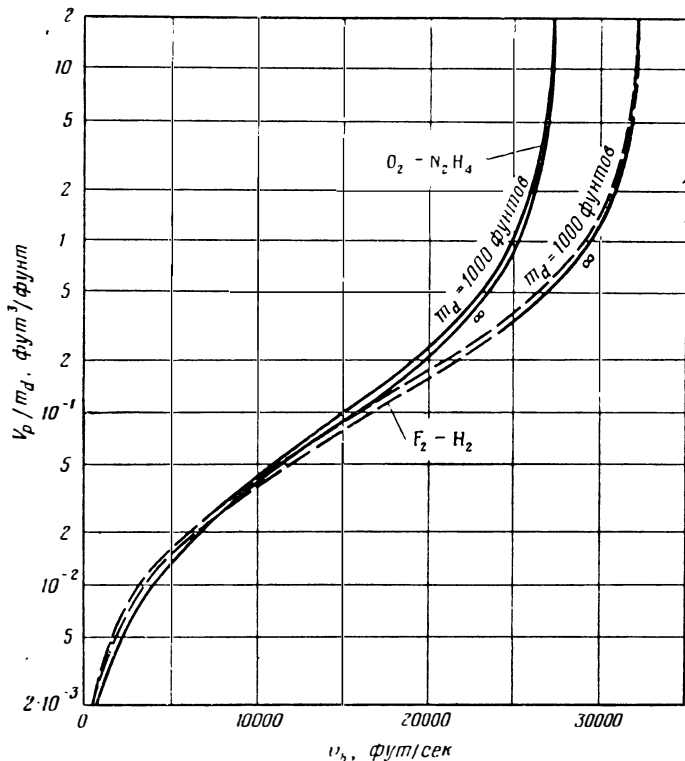


Фиг. 3.17. Скорость в конце активного участка полета ракет на химическом топливе в зависимости от отношения  $m_0/m_d$ .

Рабочие параметры ракет приведены в табл. 3.5. 1—BMW X-4 (WW-II) (Германия); 2—«Тайфун» (Германия); 3—«Аэробис» без бустера (США); 4—WAC (США); 5—«Вассерфаль» (Германия); 6—«Викинг» (США); 7—A-4 («Фау-2») (Германия); 8—WAC + «Фау-2» (2-ступенчатая) (США); 9—A-9+A-10 (2-ступенчатая) (Германия).

приведены на фиг. 3.7—3.12 для атомных ракет. Такое сравнение можно осуществить, лишь имея кривые реальных характеристик для конкретных ракет, подобные тем, которые показаны на фиг. 3.13—3.16. По этой причине не представлены обобщенные графики уравнения (3.51). Мы рассмотрим характеристики двух конкретных ракет. Для одной из них топливом служит гидразин+жидкий кислород.

Свойства этой комбинации [14] типичны для смесей, применяемых в современных мощных ракетных двигателях. В другой ракете используется смесь с оптимальным весовым соотношением жидкого фтора и жидкого водорода. Характеристики [15], соответствующие этому двухкомпонентному топливу, приблизительно можно считать



Фиг. 3.18. Скорость в конце активного участка полета ракет на химическом топливе в зависимости от объема топлива, приходящегося на единицу пассивного веса ракеты.

Рабочие параметры ракет приведены в табл. 3.5.

практическим пределом характеристик ракет на химическом топливе. На фиг. 3.17. показаны кривые отношения начального веса  $m_0$  к пассивному весу  $m_i$  для одноступенчатых ракет в зависимости от скорости, достигаемой в конце активного участка полета. Для каждой из упомянутых ракет на химическом топливе кривые получены в соответствии с методикой, изложенной в предыдущем разделе. Заметим, что расхождение кривых при всех приведенных значениях пассивного веса весьма незначительно, так как величина  $A_3$  — постоянный вес насосной системы подачи — всегда мала по срав-



Таблица 3.5

**Характеристики типичных ракет, работающих  
на смесях фтора с водородом и кислорода с гидразином**

Двигатель (уравнение (3.49), разд. 2.2 и табл. 3.2)	
$P_{c1} = 500$ фунт/дюйм <sup>2</sup> $\varepsilon = 20$	$P_{c1} = 750$ фунт/дюйм <sup>2</sup> $v_d = 1,05$ [уравнение (2.54)] $v_v = 0,98$ [уравнение (2.54)]
Топливный бак [уравнение (3.9)]	
$P_t = 70$ фунт/дюйм <sup>2</sup> $f_s = 1,7$ $f_u = 0,02$	$B = 5$ $Q_t = 500$ фунт/фут <sup>3</sup> (хромистая сталь или инконель X) $\sigma_t = 90,000$ фунт/дюйм <sup>2</sup>
Летные характеристики [уравнение (3.46)]	
$\frac{a_0}{g_0} = 1,5$	$\sin \theta = 0,3$
$F_2 - H_2$	$O_2 - N_2H_4$
$\zeta = 0,02$ $\chi = 0,96$ $\alpha_v = 0,01$ $\beta = 0,97$	$\zeta = 0,01$ $\chi = 0,98$ $\alpha_v = 0$ $\beta = 0,98$
$\alpha_t = 0,02$	
Топливо (см. [14] и [15], разд. 2.2 и 2.3)	
$F_2 - H_2$	$O_2 - N_2H_4$
Соотношение компонентов смеси (окислитель/горючее) 15,7 $Q_p = 43$ фунт на 1 фут <sup>3</sup> смеси $T_c = 7750^\circ R$ (4300° K) $\gamma = 1,16$ $v_L = 0 \frac{P_c}{P_e} = 170$ [уравнение (2.46)] $v_{ei} = 13\,700$ фут/сек $v_e = 14\,300$ фут/сек [уравнение (2.54)]	Соотношение компонентов смеси (окислитель/горючее) 0,7 $Q_p = 65$ фунт на 1 фут <sup>3</sup> смеси $T_c = 5750^\circ R$ (3200° K) $\gamma = 1,23$ $v_L = 0 \frac{P_c}{P_e} = 215$ [уравнение (2.46)] $v_{ei} = 10\,300$ фут/сек $v_e = 10\,000$ фут/сек [уравнение (2.54)]

## Продолжение таблицы 3.5

Различные коэффициенты (табл. 3.2 и 3.3)

$$A_1 = 0,15 \text{ фунт/фунт} \qquad A_5 = 100 \text{ фунт}$$

$$A_4 = 1 \text{ (фунт} \cdot \text{сек/фунт}^3) / (\text{фунт/дюйм}^2)^{2/3} \qquad A_{17} = 0,0167 \text{ фунт/фунт}$$

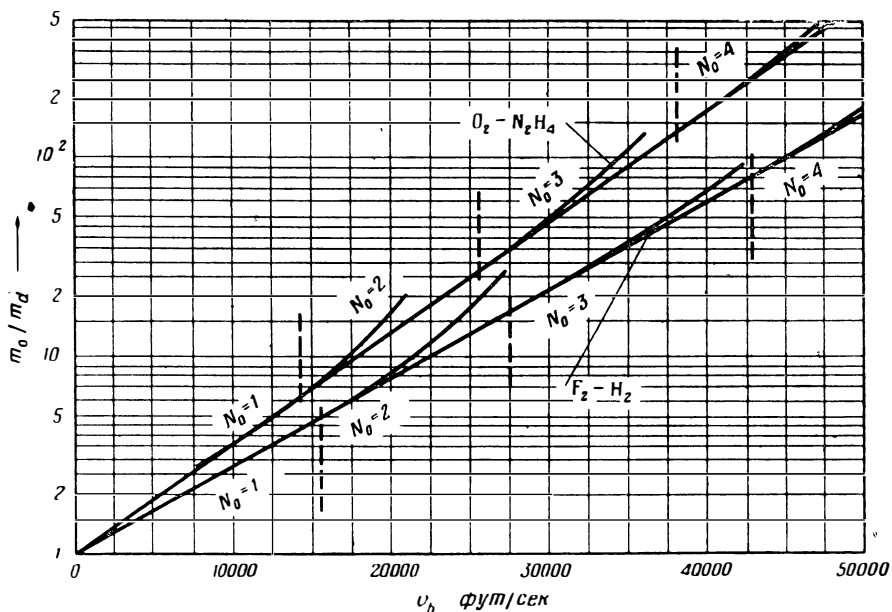
Для $F_2 - H_2$	Для $O_2 - N_2H_4$
$C_{11} = 0,9684$	$C_{11} = 0,9691$
$C_{12} = 1,0379$	$C_{12} = 1,0251$
$C_{13} = 100 \text{ фунт}$	$C_{13} = 100 \text{ фунт}$

нению с пассивным весом во всем рассматриваемом диапазоне изменений последнего. На фиг. 3.17 показаны также отдельные точки и кривые, соответствующие некоторым старым и современным ракетам с обычными двигателями.

На фиг. 3.18 для сравнения приведены величины объемов топлива, отнесенных к единице пассивного веса, для обеих рассматриваемых ракет. Соответствующие значения параметров собственно ракеты и двигателя, необходимых для вычисления констант в уравнениях характеристик, приведены в табл. 3.5.

Основное различие между параметрами конструкции атомной ракеты и ракеты на химическом топливе заключается в выборе давления в рабочей камере. Нет смысла увеличивать давление в камере сгорания обычного двигателя выше 50 *атм*. Однако вес ядерного реактора сильно зависит от давления в рабочей камере вследствие того, что средний коэффициент теплоотдачи в активной зоне реактора резко меняется с давлением (см. гл. 4). Поэтому для атомного ракетного двигателя могут быть выгодными давления порядка 100 *атм*. Скорость истечения газов для химических ракет была взята из данных, приведенных в работах [14] и [15]. Из фиг. 3.17 и 3.18 очевидно, что для одноступенчатых ракет с двигателями, работающими на химическом топливе, точка перегиба кривой для весовой зависимости достигается при скоростях в конце активного участка полета порядка 17 000 и 21 000 *фут/сек* (5185 и 6400 *м/сек*) для ракет, двигатели которых работают на смесях кислорода с гидразином и фтора с водородом соответственно. Если желательно получить более высокие конечные скорости, то минимальное соотношение начального веса и пассивного веса будет иметь место в случае ракеты из двух или более ступеней.

Конечные скорости многоступенчатых ракет на химическом топливе определяются в соответствии с методами, изложенными в разд. 2.1, по параметрам конструкции и топливной смеси. Отношение начального веса всех ступеней к пассивному весу в зависимости от скорости



Ф и г. 3.19. Скорость в конце активного участка полета многоступенчатых ракет на химическом топливе в зависимости от отношения  $m_0/m_d$ .

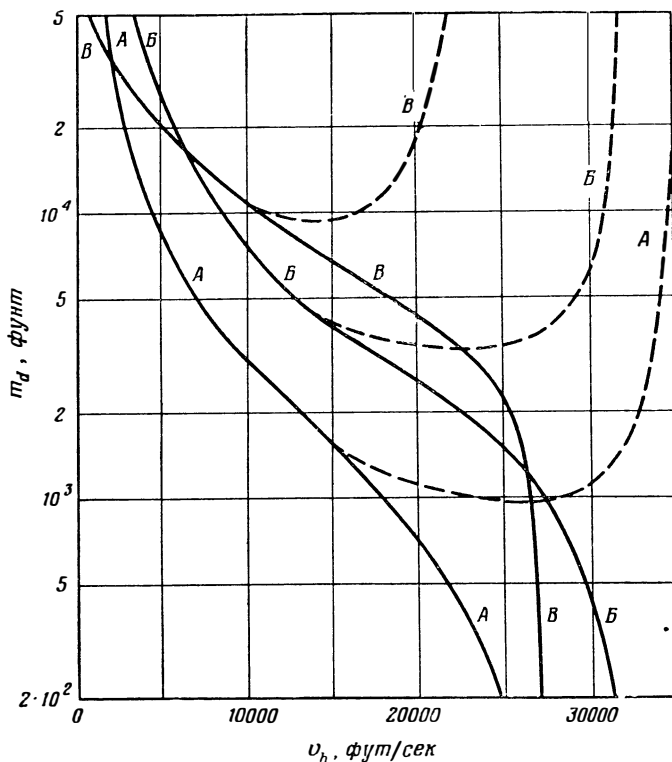
Рабочие параметры ракет приведены в табл. 3.5;  $N_0$ —число ступеней для минимального начального веса.

в конце активного участка полета изображено на фиг. 3.19. Для каждой кривой указана оптимальная скорость, достигаемая в конце активного участка полета, при соответствующем числе ступеней.

### Область, особенно интересная для исследования

Непосредственное сравнение тех параметров летных характеристик, при которых ракеты с атомными двигателями превосходят обычные ракеты или, наоборот, уступают им, представляет особенно интересную область. Такое исследование рабочих параметров помогает определить те диапазоны летных характеристик, в которых атомные и обычные ракеты, работающие на химическом топливе, представляют наибольший практический интерес. Подобное исследование должно базироваться на изучении конкретных летательных аппаратов, так как число и сложность переменных,

определяющих летные характеристики летательного аппарата, так велики, что в общем виде решение получить невозможно. В качестве примера подобного исследования можно показать сравнение ракет, характеристики которых приведены на фиг. 3.13—3.19. Наложением кривых, определяющих характеристики обыч-

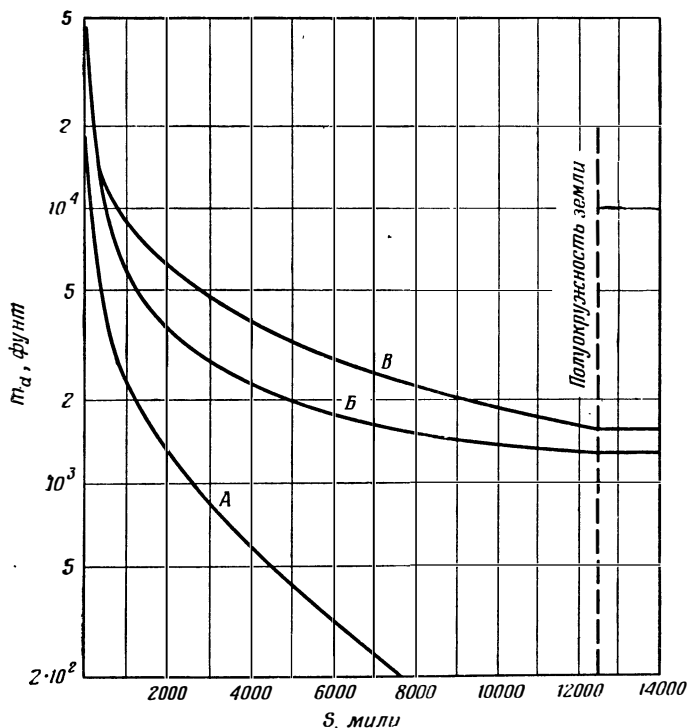


Ф и г. 3.20. Кривые «равной эффективности».

Более высокая скоростная характеристика ракеты на химическом топливе лежит в области под рассматриваемой кривой «равной эффективности». А — атомная ракета на водороде по сравнению с ракетой, работающей на химическом топливе (кислород+гидразин); Б — атомная ракета на водороде по сравнению с ракетой, работающей на химическом топливе (фтор+водород); В — атомная ракета на аммиаке по сравнению с ракетой, работающей на химическом топливе (кислород+гидразин). — — — — — одноступенчатые атомные ракеты по сравнению с одноступенчатыми ракетами на химическом топливе; — — — — — одноступенчатые атомные ракеты по сравнению с многоступенчатыми ракетами на химическом топливе.

ных и атомных ракет, можно найти точки равных отношений начального веса к пассивному весу и равных скоростей в конце активного участка полета для различных значений пассивного веса. Они будут лежать на пересечении соответствующих кривых для атомных и обычных ракет. После определения этих точек можно

вычертить кривую пассивного веса для ракет с равным отношением начального веса к пассивному весу как функцию скорости ракеты в конце активного участка полета. Подобные кривые могут быть названы кривыми «равной эффективности». Такие кривые для сравнения одноступенчатых атомных ракет с одноступенчатыми и многоступенчатыми ракетами, работающими на химическом топливе, о которых шла речь выше, приведены на фиг. 3.20.



Фиг. 3.21. Кривые «равной эффективности» одноступенчатых ракет в зависимости от баллистической дальности полета  $S$ . Более высокая характеристика ракеты на химическом топливе лежит в области под рассматриваемой кривой «равной эффективности». А—атомная ракета на водороде по сравнению с ракетой, работающей на химическом топливе (кислород+гидразин); Б—атомная ракета на водороде по сравнению с ракетой, работающей на химическом топливе (фтор+водород); В—атомная ракета на аммиаке по сравнению с ракетой, работающей на химическом топливе (кислород+гидразин).

Такие графики иногда становятся более наглядными, если проводить сравнение по баллистической дальности полета ракеты, а не по скорости, достигаемой в конце активного участка полета, так как баллистическая дальность полета сильно зависит от указанной скорости] при значениях последней выше 20 000 *фут/сек*

(6100 м/сек). Связь между истинной баллистической дальностью и скоростью в конце активного участка полета для оптимального начального угла наклона баллистической траектории показана на фиг. 2.7. Используя этот график, можно перестроить кривые «равной эффективности» (фиг. 3.20) в зависимости от баллистической дальности полета (фиг. 3.21).

### Нахождение наивыгоднейших значений

Оптимальные величины любого данного параметра конструкции правильнее всего определять, исследуя зависимость летной характеристики ракеты от рассматриваемого параметра. Общего метода нахождения оптимальных значений не существует. Исследование каждого параметра следует проводить методом, позволяющим наилучшим образом выявить связь параметра с указанной характеристикой ракеты. Ниже приведено несколько примеров подобного анализа для иллюстрации методов нахождения оптимальных значений.

#### ОБОСНОВАНИЕ ТРЕБОВАНИЯ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГОПЛОТНОСТИ

Одним из параметров, значения которых выбирает конструктор атомной ракеты, является величина выходной мощности реактора на единицу объема активной зоны, т. е. косвенным образом мощность, отнесенная к единице веса реактора. На первый взгляд может показаться, что увеличение удельной мощности ( $Mвт/кг$ ) ведет к непрерывному повышению скорости ракеты в конце активного участка полета. Чтобы выяснить справедливость этого предположения, необходимо записать уравнения для скорости таким образом, чтобы в них была отражена зависимость от удельной мощности ракеты. Это можно осуществить, если рассматривать вес реактора отдельно от веса сопла и силовой рамы двигателя.

Согласно уравнению (3.32), вес реактора связан с его мощностью соотношением

$$m_r = A_8 P_r. \quad (3.52)$$

Коэффициент  $A_8$  — не что иное, как величина, обратная удельной мощности реактора. Используя уравнения (2.56) и (3.18), можно получить следующее выражение для мощности реактора в ракетах, где не используемое непосредственно для создания тяги рабочее тело выбрасывается со скоростью, равной нулю вдоль оси ( $v_L = 0$ ),

$$P_r = A_7 \frac{a_0}{\beta v_e} m_0. \quad (3.53)$$

Сумма весов сопла и силовой рамы из уравнений (3.37) и (3.39) равна

$$m_i = (A_{12} + A_{14}) m_0. \quad (3.54)$$

Подставив выражение (3.53) в (3.52), мы увидим, что можно провести более общее исследование для выяснения влияния начального ускорения на соотношение между скоростью ракеты в конце активного участка полета и удельной мощностью реактора. Для этого следует ввести новый параметр — отношение удельной мощности к начальному ускорению, которое обозначим  $\Omega$ . Чтобы выразить этот параметр в размерности удельной мощности, запишем начальное ускорение через обычное ускорение силы тяжести. Тогда

$$m_r = A_7 A_8 \frac{g_0}{\beta v_e} \frac{a_0}{g_0} m_0 = A_{16} \frac{m_0}{\Omega}, \quad (3.55)$$

где

$$A_{16} = A_7 \frac{g_0}{\beta v_e} \quad \text{и} \quad \Omega = \frac{1}{\frac{A_8 a_0}{g_0}}. \quad (3.56)$$

Решая совместно уравнения (3.54), (3.55) и ранее выведенные уравнения весовых соотношений для других составных частей ракеты и основное уравнение начального веса [уравнение (3.41)], величину начального веса выразим в виде

$$m_0 \left[ 1 - (A_6 + A_{12} + A_{14}) - \frac{A_{16}}{\Omega} \right] = m_p (A_3 + 1) + m_d + A_5. \quad (3.57)$$

Вес рабочего тела, естественно, запишется в виде

$$m_p = m_0 (1 - e^{-\xi}). \quad (3.58)$$

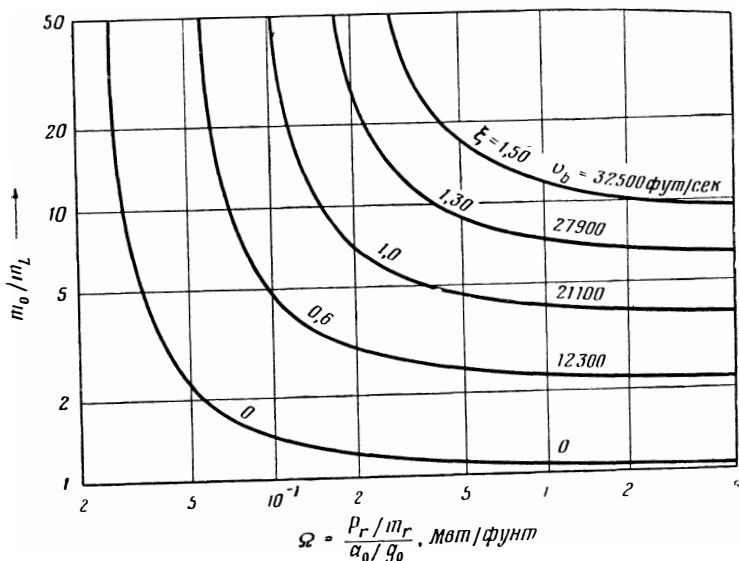
Подставляя это выражение в уравнение (3.57) и преобразуя его, получаем выражение для отношения начального веса ракеты к пассивному весу конструкции в сумме с постоянным весом насосной системы подачи в следующем виде:

$$\frac{m_0}{m_d + A_5} = \frac{m_0}{m_L} = \left[ C_4 - C_5 (1 - e^{-\xi}) - \frac{C_6}{\Omega} \right]^{-1}, \quad (3.59)$$

где

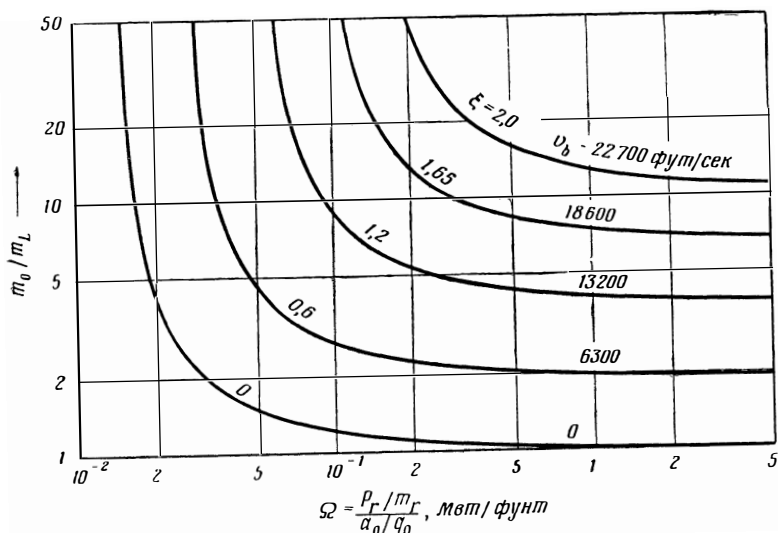
$$\begin{aligned} C_4 &= 1 - (A_6 + A_{12} + A_{14}), \\ C_5 &= A_3 + 1, \quad C_6 = A_{16}. \end{aligned} \quad (3.60)$$

Графически проиллюстрировать влияние параметра  $\Omega$  лучше всего на примере конкретных ракет. Изменение величины отношения  $m_0/m_L$  в зависимости от  $\Omega$  для нескольких значений показателя экспоненты  $\xi$  приведено на фиг. 3.22 и 3.23 для атомных ракет, рабочим телом в которых служат водород и аммиак. Основные параметры конструкции и летные характеристики этих ракет приведены в табл. 3.4. Следует обратить внимание на то, что отношение  $m_0/m_L$  (фиг. 3.22 и 3.23) быстро возрастает по мере приближения  $\Omega$  к 0, а при  $\Omega > 1/2$  мало зависит от изменения  $\Omega$ . Хотя у этих кривых нет ни максимумов, ни минимумов



Ф и г. 3.22. Изменение отношения  $m_0/m_L$  в зависимости от удельной мощности реактора.

Рабочее тело—водород; параметры водорода как рабочего тела приведены в табл. 3.4.



Ф и г. 3.23. Изменение отношения  $m_0/m_L$  в зависимости от удельной мощности реактора.

Рабочее тело—аммиак; параметры аммиака как рабочего тела приведены в табл. 3.4.



(а следовательно, и оптимального значения в строгом смысле), очевидно, что некоторого улучшения весового качества ракеты для данной скорости в конце активного участка полета можно достичь, если удельную мощность реактора, отнесенную к единице ускорения, сделать больше ( $1/g$ ) *Мвт/фунт*. С другой стороны, увеличение удельной мощности реактора усложняет проектирование и конструирование реактора. Ясно, что практически оптимальное значение  $\Omega$ —это то значение, для которого отношение начального веса ракеты к пассивному весу не находится на круто поднимающейся части кривых фиг. 3.22 и 3.23 и является настолько низким, насколько это возможно, чтобы не слишком усложнять проблемы проектирования.

### ДАВЛЕНИЕ В СИСТЕМЕ И НАЧАЛЬНОЕ УСКОРЕНИЕ

Нахождение оптимального давления в системе и начального ускорения несколько проще, чем только что рассмотренное определение оптимальной удельной мощности реактора. Вспомним, что общие уравнения веса ракеты и скорости в конце активного участка полета, выведенные ранее в этом разделе, связывают отношение начального веса ракеты к сумме пассивного веса и постоянного веса с показателем экспоненты  $\xi$  и коэффициентами  $C_1$  и  $C_2$ . Из развернутых выражений для  $C_1$  и  $C_2$ , приведенных в табл. 3.2 и 3.3., видно, что  $C_2$  не зависит ни от начального ускорения, ни от давления в реакторе, или, что то же самое, от давления на выходе из насосной установки, в то время как в выражение для  $C_1$  входят члены, зависящие от обоих этих параметров. Однако зависимость  $C_1$  от давления в реакторе в соответствии с уравнением, приведенным в табл. 3.3, дается в неявном виде, так как и эффективная скорость истечения рабочего тела и средний по температуре коэффициент теплоотдачи в активной зоне сами являются функциями рабочего давления в реакторе.

Эффективная скорость истечения мало зависит от давления в системе, когда последнее выше  $10 \text{ атм}$ , в случае если применяются сопла с достаточно большим отношением площадей выходного и критического сечений. Однако коэффициент теплоотдачи в активной зоне сильно изменяется с давлением в активной зоне во всем практическом диапазоне давлений. Из уравнений, выведенных в гл. 4, видно, что это изменение приблизительно пропорционально давлению в степени 0,8. Введем эту зависимость в уравнение для  $C_1$  и примем, что вес оболочки реактора, находящейся под давлением, мал по сравнению с весом активной зоны и отражателя (что вообще соответствует действительности); тогда влиянием давления на величину члена, учитывающего вес силовой оболочки, можно пренебречь. Теперь функциональную связь между  $C_1$ ,  $a_0$  и давлением  $P_c$ , которое практически равно давлению  $P_d$ , можно записать в следующем

виде:

$$C_1 = 1 - B_1 a_0 P_d^{2/3} - B_2 a_0 P_c^{-1} - B_3 a_0 - B_4 a_0 P_c^{-0,8}. \quad (3.61)$$

Коэффициенты  $B_i$  содержат другие коэффициенты, которые входят в уравнение для  $C_1$ , приведенное в табл. 3.3. Далее можно определить влияние давления в системе на летную характеристику ракеты, исследовав влияние давления на  $C_1$  по уравнению (3.61) и используя уже известную зависимость скоростной характеристики от  $C_1$ , которая описывается уравнениями (3.43) и (3.45), а также показана на фиг. 3.7—3.12.

Сравнительно легко получить и общее решение для определения оптимального давления. Из уравнения (3.43) легко видеть, что минимальной величине отношения  $m_0/m_L$  соответствует максимальное значение  $C_1$  для любых заданных значений  $\xi$  и  $C_2$ . Из уравнения (3.61) следует, что максимальная величина  $C_1$  получается в том случае, когда сумма членов, содержащих  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_4$ , минимальна. Таким образом, для получения оптимального рабочего давления в системе необходимо, чтобы сумма

$$B_1 a_0 P_d^{2/3} + B_2 a_0 P_c^{-1} + B_4 a_0 P_c^{-0,8} = \Phi_1(P) \quad (3.62)$$

была минимальной. Дифференцируя уравнение (3.62) и приравнявая полученное выражение нулю, получим соотношение

$$\frac{3}{2B_1 a_0} \frac{d\Phi_1}{dP} = P_d^{-0,33} - \frac{3B_2}{2B_1} P_c^{-2} - 1,2 \frac{B_4}{B_1} P_c^{-1,8} = 0, \quad (3.63)$$

из которого можно найти оптимальное значение давления  $P_c$ . Решить это уравнение очень трудно. Однако его можно преобразовать к виду, позволяющему решить его численно:

$$P_d^{1,67} = \frac{1,5B_2 + 1,2B_4 P_c^{0,2}}{B_1}, \quad (3.64)$$

или

$$P_d = \left( \frac{1,5B_2 + 1,2B_4 P_c^{0,2}}{B_1} \right)^{0,6}. \quad (3.65)$$

Хотя это уравнение не дает явного вида зависимости, но величина члена, в который входит  $P_c^{0,2}$ , настолько незначительно зависит от изменения  $P_c$ , что можно обеспечить быструю сходимость, и часто для определения оптимального значения  $P_c$  бывает достаточно выполнить всего одну итерацию. Вид функций коэффициентов  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_4$  ясен по аналогии между уравнением (3.61) и уравнением для  $C_1$ , приведенным в табл. 3.3,

$$\begin{aligned} B_1 &= A_4 \frac{\beta + \alpha_t}{\beta_{0p} v_e}, \\ B_2 &= A_{11} \frac{\varepsilon}{g_0}, \end{aligned} \quad (3.66)$$

$$B_4 = P^{*0,8} \frac{\beta + \alpha_t}{\beta v_e} \left[ \frac{0,678}{g} \left( \frac{v_{\text{макс.и}}}{10^3} \right)^2 + 1,055 \cdot 10^{-3} H_0 \right] \times \\ \times \frac{Q_c + 6Q_{\text{отр.}} \frac{\delta_{\text{отр.}}}{D_c} + 4Q_{sh} f_s \frac{P_c}{\sigma_{sh}}}{1,16 \cdot 10^{-6} F_{sp} \Delta T_{L.A.} (\alpha_{cg})_{P^*}},$$

где  $(\alpha_{cg})_{P^*}$  — средний коэффициент теплоотдачи активной зоны при некотором произвольно выбранном давлении  $P^*$ . Подставив в уравнения (3.65) и (3.66) значение соответствующих величин из табл. 3.4, получим, что оптимальное давление в камере для двух рассматриваемых ракет, в одной из которых используется в качестве рабочего тела водород, а в другой — аммиак, равняется приблизительно 1600 и 3740 фунт/дюйм<sup>2</sup> (112,5 и 263 кг/см<sup>2</sup>) соответственно. Отметим, что эти значения отличаются от ранее принятых; это указывает на то, что первоначальные предположения не соответствовали оптимуму.

Оценка оптимального начального ускорения гораздо сложнее, так как параметр  $a_0$  входит как в выражение для показателя экспоненты  $\xi$  [уравнение (3.46)], так и в уравнение для  $C_1$  [уравнение (3.61)]. В данном случае так же, как и при определении давления, минимальной величине отношения  $m_0/m_L$  соответствует максимум знаменателя уравнения (3.43). Таким образом, необходимо, чтобы величина, выражаемая уравнением

$$C_2 e^{-\xi} - (B_1 a_0 P_d^{2/3} + B_2 a_0 P_c^{-1} + B_4 a_0 P_c^{-0,8}) = \Phi_2(a_0), \quad (3.67)$$

была минимальной, так как именно этому условию соответствует оптимальное значение начального ускорения. К сожалению, дифференцирование данного уравнения по  $a_0$  приводит к неявному трансцендентному уравнению

$$C_2 \frac{g \sin \theta}{(1-\xi) \chi} \frac{e^{\xi} - 1}{a_0^2} = B_1 P_d^{2/3} + B_2 P_c^{-1} + B_3 + B_4 P_c^{-0,8} \quad (3.68)$$

для оптимального значения  $a_0$ . Заметим, что показатель экспоненты  $\xi$  является функцией как  $e^{\xi}$  (через  $m_p/m_0$ ), так и  $a_0$ . Аналитическое решение этого уравнения относительно  $a_0$  получить невозможно, и поэтому следует прибегнуть к численным методам решения путем последовательных приближений, выполняемых либо с помощью счетных машин, либо вручную.

Другим способом нахождения оптимальной величины ускорения является численно-графический метод последовательных приближений, при котором используются уже рассмотренные графики обобщенных характеристик. В данном случае, как и при отыскании оптимального давления, влияние  $a_0$  на величину  $C_1$  можно легко оценить из уравнения (3.61). Как уже говорилось, влияние  $C_1$

на летные характеристики ракеты показано на фиг. 3,7—3,12 и описывается уравнениями (3.43) и (3.45).

Поскольку обобщение зависимости для скорости в конце активного участка возможно только по отношению к величине  $\xi$  — показателю экспоненты уравнения отношения масс — и так как эта величина является функцией и ускорения и скорости в конце активного участка полета, то последняя будет изменяться вместе с отношением начального веса к пассивному весу при изменении начального ускорения. Следовательно, для того чтобы сравнивать ракеты, обладающие одинаковыми летными характеристиками (т. е. равными скоростями в конце активного участка полета), но различными начальными ускорениями, необходимо сравнивать эти ракеты при различных величинах отношений начального и пассивного весов и различных показателях экспоненты одновременно, если пользоваться уравнениями (3.43) и (3.45) или кривыми, приведенными на фиг. 3.7—3.12. В связи с тем, что такое сравнение можно провести, только используя величину скорости ракеты в конце активного участка полета как специфический размерный параметр, необходимо знать величину лобового сопротивления, параметры атмосферы, траекторию, а также значения коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  для данной ракеты. А это значит, что решение уже лишается всякой общности.

Значительная сложность всей этой процедуры не позволяет привести здесь конкретного примера, однако можно сделать некоторые замечания общего порядка, которые помогут ориентироваться в данной области. Если рассматривать только  $C_1$ , то очевидно, что оптимальной величиной  $a_0$  будет минимальное значение  $a_0$  [уравнение (3.62)]. При вертикальном старте  $a_0$  должно быть больше  $g_0$ , в противном случае ракета просто не взлетит. Это условие определяет минимум, о котором идет речь. Из уравнения для показателя экспоненты в отношении масс [уравнение (3.46)] можно заключить, что член, в который входит  $a_1$ , важен лишь в том случае, когда он сравним по величине с расчетной скоростью ракеты в конце активного участка полета. Влияние этого члена уменьшается обратно пропорционально увеличению начального ускорения, следовательно, при некотором увеличении  $a_0$  достигается определенная нечувствительность в отношении к этому параметру. Однако для больших ракет дальнего действия скорость в конце активного участка полета обычно больше величины члена, в который входит  $a_1$ , даже в том случае, когда  $a_0 = g_0$  (в основном потому, что большой дальности полета соответствует малая величина  $\sin \theta$ ), так что в первом приближении при расчете больших ракет этим членом можно пренебречь и считать, что скорость ракеты в конце активного участка полета в основном зависит лишь от  $C_1$ . Результаты многих расчетов, выполненных с помощью автоматических счетных машин, позволяют утверждать, что для больших ракет оптимальное значение начального ускорения лежит в пределах от  $1,2g_0$  до  $2,0g_0$ .

### 3.3. НЕДОСТАТКИ ВЕСОВОГО АНАЛИЗА

Изложенные в настоящей главе методы весового анализа служат полезным пособием при изучении идеализированных характеристик ракетных летательных аппаратов (или любых других рассматриваемых систем) и выяснении важности различных параметров, характеризующих систему.

Результаты весового анализа не следует истолковывать как точное описание рассчитанного режима работы исследуемой системы, так как подобный анализ — это лишь расчет характеристик в *предположении, что все агрегаты работают идеально*. Практическими соображениями относительно надежности системы и возможных источников неисправностей при сравнении характеристик сопоставляемых систем мы вообще пренебрегаем. Подобные факторы почти всегда неаналитические и не поддаются математической обработке при помощи методов, изложенных в данной главе. Так, например, в связи с этим сравнение характеристик ракетных летательных аппаратов (см. разд. 3.2) делалось без учета трудностей обеспечения надежной работы многоступенчатой ракеты сравнительно с одноступенчатой. Следовательно, сопоставление общих статистических характеристик рассматриваемых атомной и обыкновенной ракет не является вполне удовлетворительным.

Другой недостаток изложенного анализа заключается в том, что конечные результаты часто очень сильно зависят от первоначально принятых предположений об условиях, при которых работает исследуемая система. Так, например, расчеты показывают, что приведенный в табл. 3.4 начальный вес атомной ракеты с водородом в качестве рабочего тела будет всегда (для любой дальности или скорости в конце активного участка полета) больше начального веса ракеты на химическом топливе (фтор + водород), приведенного в табл. 3.5, *если* давление в баке с рабочим телом у ракеты, работающей на водороде, взять равным  $50 \text{ фунт/дюйм}^2$  ( $3,52 \text{ кг/см}^2$ ), а не  $15 \text{ фунт/дюйм}$  ( $1,05 \text{ кг/см}^2$ ), как было принято. Это является следствием того обстоятельства, что использование жидкого водорода всегда связано с применением емкостей больших объемов. Можно привести еще один пример — расчет сравнительной характеристики в предположении, что газообразное рабочее тело нагревается в ядерном реакторе ракеты до  $6500^\circ \text{ R}$  ( $3620^\circ \text{ K}$ ), а не до  $5000^\circ \text{ R}$  ( $2780^\circ \text{ K}$ ), как дано в табл. 3.4. При такой высокой температуре оба вида атомных ракет как на водороде, так и на аммиаке превосходят в весовом отношении ракеты на химическом топливе, о которых шла речь (одно- и многоступенчатые), для всех дальностей полета и при значениях пассивного веса больше нескольких тысяч фунтов.

В связи с этим становится очевидным, что справедливость весового анализа почти целиком зависит от обоснованности и правильности исходных предположений. Если выбрать сравнительно выгодную

(относительно реально достижимых пределов) величину скорости истечения или веса двигателя или любого другого параметра, то характеристики, полученные в результате анализа, будут также сравнительно совершенными, если сопоставить их с реальными характеристиками. Здесь следует подчеркнуть, что кривые характеристик и кривые «равной эффективности», приведенные на фиг. 3.13—3.23, справедливы *только* для идеальной работы систем при условиях, соответствующих данным табл. 3.4 и 3.5. Принятые в этих таблицах величины рабочих параметров не обязательно являются реальными; некоторые из них взяты чисто произвольно, а другие выбраны, как наиболее часто встречающиеся в литературе. Выбор других величин приведет к другим значениям характеристик, к другим результатам сравнения.

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что методы весового анализа пригодны для исследования поведения лишь идеализированной системы; этот анализ не является конечной целью, но он может быть очень полезен, если его результаты оценить и использовать надлежащим образом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кооу J. M. J., Уйтенбогаарт J. W. H., *Ballistics of the Future*, chap. XI, secs. 3, 9, 10, p. 291—298, 342—364, McGraw-Hill, New York, 1946.
2. Goddard R. H., *Rocket Development*, Prentice-Hall, New Jersey 1948.
3. Fisher W. W., Norris R. H., *Trans. ASME*, 71 (59), 457 (1949).
4. Snodgrass R. B., *J. Am. Rocket Soc.*, 25 (12), 701 (1955).
5. a) Mulford R. N., Nigon J. P., Heat Exchange between a Copper Surface and Liquid Hydrogen and Nitrogen, LA-1416, Los Alamos Scientific Laboratory, May 21, 1952; b) Haselden G. G., Peters J. I., *Trans. Inst. Chem. Engrs.* (London), 27, 201 (1949).
6. McAdams W. H., *Heat Transmission*, 2d ed., p. 241—249, McGraw-Hill Series in Chemical Engineering, McGraw-Hill, New York, 1942.
7. Farber E. A., Scoria R. L., *Trans. ASME*, 70 (5), 369 (1948).
8. a) Gatland K. W., Kunesch A. M., Dixon A. E., *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 10 (6), 288, (1951); b) Sutton G. P., *Rocket Propulsion Elements*, 2d ed., chap. 8, p. 300, John Wiley, New York, 1956.
9. Megreblian R. V., A Study of the Influence of Specific Impulse and Density on the Performance of Rocket Vehicles, p. 14—15, 27, Rept. 1-31, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, Calif., December 29, 1950.
10. The Effect of Selected Parameters on the Design of Rocket Engine Pumping Plants, Rept. SPD-230, M. W., Kellogg Company, Jersey City, New Jersey, May 15, 1949.
11. Shepherd L. R., Cleaver A. V., The Atomic Rocket-2, *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 7 (6), 238 (1948).

12. Tsien H. S., Rockets and Other Thermal Jets Using Nuclear Energy, in Clark Goodman (ed.). The Science and Engineering of Nuclear Power, vol. II, chap. 11, p. 183—184, 187—190, Addison-Wesley, Mass., 1949.
13. Cleaver A. V., Interplanetary Flight. Is the Rocket the Only Answer?, *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 6 (5), 143 (1947).
14. Sutton G. P., Rocket Propulsion Elements, 1st ed., table 4-3, p. 101, fig. 4-6, p. 104, John Wiley, New York, 1949.
15. Sanford G., Huff V. N., Theoretical Performance of Liquid Hydrogen and Liquid Fluorine as a Rocket Propellant, *NACA RM E52L11*, February 6 1953.

**ТЕПЛОБМЕН И ГИДРО- И ГАЗОДИНАМИКА**

В связи с тем, что ядерный реактор с технической точки зрения представляет собой практически неограниченный по мощности источник тепла, проблема проектирования активной зоны сводится к наиболее эффективному использованию этого источника. Для атомных ракет задача состоит в том, чтобы нагреть рабочее тело, обладающее малым молекулярным весом, до возможно более высокой температуры. Поэтому расчеты и проектирование требуют понимания процессов переноса тепла и особенностей геометрических форм, которые могли бы быть использованы для реализации этих процессов. В данной главе изложены соответствующие методы решения задач теплообмена. Некоторые другие схемы использования и преобразования энергии, выделяющейся при реакции деления, рассматриваются в гл. 9. В данной главе излагаются вопросы переноса тепла посредством конвекции и теплопроводности с приложением их к различным геометрическим формам. Кроме того, рассматриваются энергоплотность активной зоны, трение в жидкости, потери давления и устойчивость течений.

**4.1. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН**

Проблемы конвективного теплообмена освещены довольно подробно различными авторами [1—3], поэтому мы не будем развивать теоретическую сторону вопроса. В настоящем разделе будет дан краткий обзор и выводы [4], относящиеся к тем областям теории, которые находят применение при рассмотрении активной зоны ядерного реактора ракетного двигателя.

Конвективный теплообмен, подобно трению в жидкости, представляет собой явление, связанное с пограничным слоем; предполагается, 1) что перенос тепла к жидкости или от жидкости осуществляется посредством молекулярной теплопроводности через ламинарный слой, который всегда существует около поверхности стенки, и 2) что тепловой поток пропорционален разности температур поверхности и омывающей жидкости. Таким образом, соотношение для конвективного теплообмена между твердой поверхностью и жидко-



стью имеет вид

$$\frac{q}{F} = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = \alpha (T_w - T_b). \quad (4.1)$$

Из уравнения (4.1) можно получить выражение для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = -\frac{\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{T_w - T_b}, \quad (4.2)$$

где  $q/F$  — удельный тепловой поток;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $T_w$  — температура стенки;  $T_b$  — статическая температура массы жидкости;  $y$  — координатная ось, нормальная к поверхности раздела жидкости и стенки.

Данные по теплообмену удобно обрабатывать с применением безразмерных комплексов (критериев подобия). Следуя этой установившейся практике, мы можем записать уравнение (4.2) через число Нуссельта

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D}{\lambda} = \frac{-\left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{\frac{T_w - T_b}{D}}, \quad (4.3)$$

где  $D$  — характерный линейный размер данной геометрической формы теплообменника. Исходя из приведенного уравнения для числа Нуссельта и уравнения энергии для стационарного течения жидкости, можно показать [5,6], что

$$\text{Nu} = F_1 \left( \text{Re}, \text{Pr}, \text{M}, \frac{\Delta T_{\text{ад.}}}{T_w - T_b} \right) \quad (4.4)$$

для данной геометрии системы, где  $\text{Re} = \rho u_b D / \mu$  — число Рейнольдса;  $\text{Pr} = \mu c_p / \lambda$  — число Прандтля;  $\text{M} = u_b / a$  — число Маха;  $\Delta T_{\text{ад.}}$  — повышение температуры при адиабатическом торможении;  $\rho$  — плотность жидкости;  $u_b$  — средняя скорость течения жидкости;  $\mu$  — абсолютная вязкость жидкости;  $a$  — местная скорость звука.

При теплоотдаче к жидкости, движущейся с малыми скоростями, число Маха и температурный фактор  $\Delta T_{\text{ад.}} / (T_w - T_b)$  практически равны нулю и из пяти безразмерных переменных в уравнении (4.4) остаются только первые три:  $\text{Nu}$ ,  $\text{Re}$  и  $\text{Pr}$ . Следовательно, число Нуссельта и в свою очередь коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  не зависят от величины перепада температур, которым обуславливается тепловой поток в соответствии с уравнением (4.1). При высоких скоростях течения, однако, температурный фактор становится конечной величиной [ $\Delta T_{\text{ад.}} / (T_w - T_b)$  в уравнении (4.4)] и число Нуссельта уже зависит от перепада температур, т. е. уравнение (4.1) в данном случае применять уже нельзя. Следовательно, необходимо получить такое уравнение теплообмена, в котором перепад температур и коэффициент

теплоотдачи не зависели бы друг от друга при любых скоростях потока.

Примем как постулат, что конвективный теплообмен при нагревании жидкости за счет трения можно выразить в следующем виде:

$$\frac{q}{F} = \alpha' (T_w - T_{aw}), \quad (4.5)$$

где  $\alpha'$  — коэффициент теплоотдачи при нагреве за счет трения жидкости<sup>1</sup>,  $T_{aw}$  — адиабатическая температура стенки. Накладывая граничные условия в случае изолированной пластины

$$T_w = T_{aw} \text{ и } \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$$

и комбинируя уравнения (4.3) и (4.4), получаем

$$\frac{T_{aw} - T_b}{\Delta T_{ад.}} = \frac{T_{aw} - T_b}{T_t - T_b} = \frac{T_{aw} - T_b}{u_b^2 / 2gJc_p} = F_2(\text{Re}, \text{Pr}, \text{M}), \quad (4.6)$$

где  $T_t$  — температура торможения потока.

Если обозначить это отношение разностей температур через  $r$  и назвать его коэффициентом восстановления температуры, то

$$r = \frac{T_{aw} - T_b}{u_b^2 / 2gJc_p} = F_2(\text{Re}, \text{Pr}, \text{M}), \quad (4.7)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести

$[(32,2 \text{ (фунт-масса/фунт-сила) (фунт/сек}^2) = 9,81 \text{ м/сек}^2)]$ ,  
 $J$  — механический эквивалент тепла

$(778 \text{ фут} \cdot \text{фунт/Бте} = 426,99 \text{ кдж/ккал})$ .

Очевидно, что для нахождения видоизмененного перепада температур  $T_{aw} - T_b$  необходимо знать коэффициент восстановления температуры, определение которого не связано с теплообменом.

Теоретические и экспериментальные исследования [6—8] ламинарного и турбулентного режимов течения жидкости показали, что коэффициент теплоотдачи при трении  $\alpha'$  не зависит от видоизмененного перепада температур. Более того, он тождествен коэффициенту теплоотдачи для случая течения жидкости с малой скоростью, если его вычислить при тех же значениях  $\text{Re}$  и  $\text{Pr}$ , т. е.  $\alpha = \alpha'$ . Таким образом, уравнения теплообмена при вынужденной конвекции запишутся в виде

$$\frac{q}{F} = \alpha (T_w - T_{aw}), \quad (4.8)$$

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D}{\lambda} = F_1(\text{Re}, \text{Pr}, \text{M}), \quad (4.9)$$

$$r = \frac{T_{aw} - T_b}{T_t - T_b} = F_2(\text{Re}, \text{Pr}, \text{M}). \quad (4.10)$$

<sup>1</sup>) Отнесенный к разности температуры стенки и адиабатической температуры стенки.—Прим. ред.

Теперь остается только произвести вычисления по уравнениям (4.9) и (4.10) для различных геометрий и параметров потока.

### Коэффициенты восстановления температуры

При расчете потоков, движущихся с малыми дозвуковыми скоростями (а такие потоки представляют наибольший интерес при расчете теплообменников), не обязательно пользоваться коэффициентом восстановления температуры, но существуют определенные условия, при которых его необходимо учитывать. Наиболее распространенной величиной, которую обычно называют просто коэффициентом восстановления температуры, является *местный* коэффициент восстановления температуры, вычисляемый по местным значениям скорости потока и температуры на границе пограничного слоя и местным значениям адиабатической температуры стенки. Если речь идет о скорости и температуре невозмущенного свободного потока и средней адиабатической температуре стенки, то им будет соответствовать *общий* коэффициент восстановления температуры. Третий вид, соответствующий скорости и температуре невозмущенного свободного потока и местному значению адиабатической температуры стенки, называется *местным* коэффициентом восстановления температуры *свободного потока*.

Для ламинарного течения жидкости вдоль плоской пластины коэффициент восстановления был подсчитан теоретически и определен экспериментально [4] для диапазонов чисел Прандтля от 0,72 до 1,2, чисел Маха от 0 до 10 и для значений  $n$ —показателя экспоненты при температуре в выражениях для вязкости и коэффициента теплопроводности—от 0,5 до 1,25. Результаты показывают, что коэффициент восстановления температуры не зависит от чисел Рейнольдса и Маха и его величина с достаточной точностью равняется корню квадратному из числа Прандтля

$$r = \frac{T_{aw} - T_b}{u_b^2 / 2gJc_p} = \sqrt{Pr} \quad \text{ламинарный поток).} \quad (4.11)$$

Решения такого рода уравнения, однако, не дают значения температуры, при котором следует вычислять число Прандтля, поскольку оно являлось независимым параметром.

Для турбулентного течения аналитические решения отличаются от решений для ламинарного пограничного слоя, но с хорошим приближением можно считать, что при больших числах Рейнольдса коэффициент восстановления температуры равен корню кубическому из числа Прандтля

$$r = \sqrt[3]{Pr} \quad \text{(турбулентный поток).} \quad (4.12)$$

В связи с тем, что знание коэффициента восстановления температуры имеет большое значение для решения задач аэродинамиче-

ского нагрева, были проведены обширные теоретические и экспериментальные исследования в этой области при различных режимах течения и различных геометриях. Поэтому для более детального ознакомления с вопросом следует обратиться к соответствующей литературе<sup>1)</sup>.

### Пограничный слой

Поскольку мы постулировали, что процесс конвективного теплообмена связан с пограничным слоем, необходимо рассмотреть уравнения пограничного слоя и их значение.

При рассмотрении потоков, в которых разности температур вызывают изменения плотности, в уравнение движения вязкой жидкости необходимо включать подъемные силы и рассматривать их как приложенные массовые силы. Вводя эти силы в уравнение Навье—Стокса для стационарного движения сжимаемой жидкости и записывая уравнения сплошности и энергии, мы получим<sup>2)</sup>:

уравнение сплошности

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0; \quad (4.13)$$

уравнения Навье—Стокса (уравнения движения)

$$\rho \frac{Du}{dt} = X - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x \beta \Delta T + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \boldsymbol{\omega} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right], \quad (4.14a)$$

$$\rho \frac{Dv}{dt} = Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y \beta \Delta T + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \boldsymbol{\omega} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right], \quad (4.14б)$$

$$\rho \frac{Dw}{dt} = Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z \beta \Delta T + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \boldsymbol{\omega} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right], \quad (4.14в)$$

где  $\rho g \beta \Delta T$  — подъемная сила, отнесенная к единице объема;  $\rho$  — значение плотности до подогрева;  $\mathbf{g}$  — вектор ускорения силы тяжести с компонентами по осям координат  $g_x, g_y, g_z$ ;  $\beta$  — коэффициент объемного расширения;  $\Delta T = T - T_b$  — перепад темпера-

<sup>1)</sup> А. А. Г у х м а н и Н. В. И л ю х и н, Основы учения о теплообмене при течении газа с большой скоростью, стр. 192—198, Машгиз, 1951. — *Прим. ред.*

<sup>2)</sup> Вывод этих уравнений см. например у В. Ш л и х т и н г а, Теория пограничного слоя, ИЛ, 1956. — *Прим. ред.*

тур между более нагретой и менее нагретой частицами жидкости в свободном потоке;  $\omega = iu + jv + kw$  — вектор скорости;  $\frac{D}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$  — субстанциальная производная;  $p$  — давление;  $X, Y, Z$  — проекции вектора массовых сил на оси координат; уравнение энергии

$$\rho g \frac{D}{dt}(c_p T) = \frac{Dp}{dt} + \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + \Phi \mu, \quad (4.15)$$

где  $\Phi$  — диссипативная функция, которая в развернутом виде имеет вид

$$\Phi = 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2.$$

Систему дополняет уравнение состояния идеального газа

$$\frac{p}{\rho} = g \frac{R}{\mathfrak{M}} T, \quad (4.16)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $\mathfrak{M}$  — молекулярный вес газа.

В случае если свойства газа непостоянны и изменяются с температурой, следует задать температурные зависимости соответствующих свойств

$$\mu = \mu(T), \quad (4.17a)$$

$$c_p = c_p(T), \quad (4.17б)$$

$$\lambda = \lambda(T). \quad (4.17в)$$

После выполнения упрощений, принятых в теории пограничного слоя [9], система уравнений для стационарного двумерного движения сжимаемого газа, физические свойства которого зависят от температуры, примут вид:

уравнение сплошности

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0; \quad (4.18a)$$

уравнение количества движения

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{dp}{dx} + \rho g_x \beta (T - T_b); \quad (4.18б)$$

уравнение энергии

$$\rho g \left[ u \frac{\partial}{\partial x} (c_p T) + v \frac{\partial}{\partial y} (c_p T) \right] = \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + u \frac{dp}{dx}; \quad (4.18в)$$

уравнение состояния газа

$$\frac{P}{\rho} = g \frac{R}{\mu} T; \quad (4.18г)$$

уравнения температурной зависимости соответствующих свойств жидкости

$$\mu = \mu(T), \quad (4.18д)$$

$$c_p = c_p(T), \quad (4.18е)$$

$$\lambda = \lambda(T). \quad (4.18ж)$$

В рамках теории пограничного слоя давление можно рассматривать как известную приложенную силу, следовательно, мы имеем систему из 7 совместных уравнений для 7 неизвестных:  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $\mu$ ,  $c_p$  и  $\lambda$ . Эти уравнения вместе с соответствующей системой граничных условий позволяют найти решение задачи.

Решение этих уравнений при различных предположениях относительно физических свойств газа и граничных условий потока, а также краткий обзор ранних исследований можно найти в работе [10]. Поскольку по теории пограничного слоя имеется обширная литература, остановимся на рассмотрении лишь наиболее важных свойств полученных уравнений.

Исследование уравнений количества движения (4.18б) и энергии (4.18в), которые описывают динамический и тепловой пограничные слои соответственно, показывает заметное сходство их структуры, причем различие заключается лишь в последних двух членах каждого из уравнений. Вообще говоря, это означает, что существует взаимодействие и взаимозависимость между распределением скорости и распределением температуры. В особом случае, когда подъемной силой можно пренебречь, взаимодействие уже не имеет места и поле скоростей не зависит от температурного поля, хотя обратная зависимость температурного поля от поля скоростей остается. Это положение существует при малых перепадах температур и больших скоростях и числах Рейнольдса; подобные течения называются *вынужденными*. Теплообмен при таком течении называется *вынужденной конвекцией*. Течения, в которых преобладает подъемная сила, называются *естественными*, или *свободными*, а соответствующий теплообмен называется *естественной* или *свободной конвекцией*. Такие течения имеют место при больших перепадах температур и малых скоростях движения жидкости. Вынужденные течения можно разделить далее на течения с умеренными скоростями и течения с высокими скоростями движения жидкости в зависимости от того, следует ли учитывать тепловые эффекты от трения и сжатия. В случае умеренных скоростей выделением тепла за счет трения и сжатия можно пренебречь и зависимость температуры от поля скоростей определяется исключительно лишь числом Прандтля. При высоких скоростях течения, однако, следует учитывать работу

трения и работу сжатия; это условие имеет место в том случае, когда перепад температур между жидкостью и телом сравним по величине с повышением температуры за счет трения и сжатия.

В большинстве теплообменников активных зон ракетных ядерных реакторов наиболее часто теплообмен осуществляется путем *вынужденной конвекции*, и поэтому последняя будет рассмотрена более подробно.

### Ламинарное течение

Экспериментально установлено, что при теплообмене путем вынужденной конвекции могут быть два вида течения. В одном случае, скажем при течении по прямой трубе, жидкость движется только в направлении оси со скоростями, остающимися постоянными на цилиндрических поверхностях (поверхностях трубок тока), концентричных с осью трубы. В этом случае, когда цилиндрические слои жидкости скользят один относительно другого, течение называется ламинарным. Второй вид течения наступает при увеличении скорости, когда она достигает и становится больше некоторого критического значения, зависящего от вязкости жидкости и состояния стенок; при этом за счет появления составляющих скорости, нормальных к оси трубы, происходит перемешивание слоев жидкости. В этом случае течение называется турбулентным.

При ламинарном характере течения вязкой жидкости перенос тепла от одного слоя жидкости к другому происходит в основном за счет молекулярной теплопроводности, и в данном случае можно применять закон Фурье вместе с уравнением Ньютона, определяющим вязкость, т. е.

$$\frac{q}{F} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (4.19)$$

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (4.20)$$

где  $\tau$ —напряжение трения.

Для ламинарного течения в прямой трубе можно показать [9] с помощью баланса сил и уравнений (4.19) и (4.20), что на достаточном удалении от входа в трубу распределение скоростей вдоль радиуса трубы имеет вид параболы, а потеря давления вдоль трубы выражается зависимостью

$$p_1 - p_2 = 32\mu \frac{L}{D^2} \bar{u}, \quad (4.21)$$

где  $\bar{u} = 4Q/\pi D^2$  — усредненная по сечению скорость;  $L$ —длина трубы;  $Q$ —объемный расход;  $D$ —диаметр трубы. Уравнение (4.21) известно как уравнение Гагена—Пуазейля для ламинарного течения в трубе.

Явление перехода от ламинарного течения к турбулентному исследовал Рейнольдс [11]; он установил, что этот переход совер-

шается при определенном значении некоторого безразмерного комплекса, названного впоследствии числом Рейнольдса и, как уже указывалось, обозначаемого символом  $Re$ . Это критическое значение числа Рейнольдса частично зависит от условий входа и для трубы с нескругленными краями стенки на входе равно

$$Re_{\text{крит.}} = \frac{\bar{q} \bar{u} D}{\mu} \approx 2300.$$

Ниже этого значения даже сильные возмущения не приведут к установлению турбулентного течения.

Хотя на первый взгляд кажется, что теплообменники с ламинарным режимом течения жидкости имеют преимущество с точки зрения величины потерь давления, однако исследования устойчивости указывают, что при больших изменениях температуры рабочего тела в активной зоне ракетных ядерных реакторов ламинарный режим течения становится неустойчивым, что недопустимо для активных зон ракетных ядерных реакторов с высокой энергоплотностью. Дальнейшее рассмотрение устойчивости течения изложено в разд. 4.6

### Турбулентное течение

В то время как для определения коэффициентов трения и теплоотдачи при турбулентном течении в трубах и каналах с параллельными стенками было проделано много экспериментальных работ, теоретическому анализу механизма турбулентного течения уделялось меньше внимания. Первый большой вклад в создание более ясного представления о теплообмене в турбулентном потоке был сделан Рейнольдсом в 1874 г., когда он выдвинул постулат об аналогии между теплообменом и обменом импульсом в турбулентном течении. Для турбулентного потока в трубе или каналах с параллельными стенками, в случае если градиентами скорости и температуры вдоль оси потока можно пренебречь и рассматривать лишь градиенты в направлении нормали к стенке, эту аналогию можно выразить следующим образом:

$$\frac{-q/F}{\rho c_p \frac{dT}{dy}} = \frac{\tau}{\rho \frac{du}{dy}}, \quad (4.22)$$

где  $q/F$ —удельный тепловой поток, направленный по нормали к стенке,  $\tau$ —напряжение трения.

Поскольку для ламинарного режима течения  $q/F = -\lambda \frac{dT}{dy}$  и  $\tau = \mu \frac{du}{dy}$ , то очевидно, что уравнение (4.22) справедливо тогда, и только тогда, когда число Прандтля равно 1. Следовательно, строго говоря, аналогия Рейнольдса справедлива для ламинарного течения при условии, что число Прандтля, характеризующее физи-



ческие свойства жидкости, равно 1. Для большинства газов число Прандтля близко к единице ( $Pr \approx 0,75$ ) и аналогией Рейнольдса можно пользоваться при технических расчетах, несмотря на то, что вблизи стенки поток является ламинарным.

Распространение аналогии Рейнольдса на жидкости, для которых число Прандтля отличается от единицы, было выполнено Тэйлором [12] в 1919 г., Прандтлем—в 1928 г. и Карманом [14, 15]—в 1934 и 1939 гг. Во второй своей работе, которая имела большую ценность для тех, кто занимался вопросами теплообмена, Карман ввел понятие буферного слоя, расположенного между ламинарным подслоем, граничащим со стенкой, и турбулентным ядром потока (эти понятия были введены Тэйлором и Прандтлем). В тонком ламинарном подслое процессы переноса, по предположению, носят чисто молекулярный характер, в турбулентном ядре применяется аналогия Рейнольдса, а в буферном слое имеет место как молекулярный, так и турбулентный процессы переноса, причем влияние первого из них ослабевает, а влияние второго усиливается по мере увеличения расстояния от стенки. К турбулентной составляющей переноса в буферном слое применяется аналогия Рейнольдса.

Дифференциальные уравнения, вытекающие из этого анализа, выводились различными авторами [16, 17]. Ниже приводится вывод, выполненный Карманом [15].

Напряжение трения  $\tau$  в произвольной плоскости, перпендикулярной оси  $y$ , равно полному количеству движения, переносимому посредством молекулярного и турбулентного обмена, и выражается суммой напряжения ламинарного трения и напряжения Рейнольдса

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} - \rho \overline{v'u'}, \quad (4.23)$$

где  $u'$ ,  $v'$ —флуктуации скорости, параллельные осям  $x$  и  $y$ , а  $\overline{u'v'}$ —усредненная по времени величина турбулентной флуктуации.

Если температура  $T$  жидкости изменяется вдоль оси  $y$ , то удельный тепловой поток, направленный по нормали к оси  $x$ , можно выразить как состоящий из двух частей, обусловленных молекулярной теплопроводностью и турбулентным переносом тепла за счет флуктуаций скорости и температуры, т. е.

$$\frac{q}{F} = -\lambda \frac{dT}{dy} + c_p \rho \overline{v'T'}, \quad (4.24)$$

где  $\overline{v'T'}$ —усредненные по времени флуктуации скорости и температуры.

Второй член уравнения (4.23) учитывает дополнительную турбулентную вязкость, а второй член уравнения (4.24)—дополнительную турбулентную теплопроводность. Если среднюю величину  $\overline{v'u'}$  записать как  $\epsilon \frac{du}{dy}$ , а  $\overline{v'T'}$ —как  $\epsilon_h \frac{dT}{dy}$ , где  $\epsilon$  и  $\epsilon_h$ —коэффи-

циенты турбулентной вязкости и турбулентного переноса, то, вводя кинематическую вязкость  $\nu = \mu/\rho$  и коэффициент температуропроводности  $a = \lambda/\rho c_p$ , получим основные уравнения

$$\frac{\tau}{\rho} = (\nu + \varepsilon) \frac{du}{dy}, \quad (4.25a)$$

$$\frac{q}{\rho c_p} = -(a + \varepsilon_h) \frac{dT}{dy}. \quad (4.25b)$$

Далее, используя аналогию Рейнольдса, правильно будет принять, что для потоков, в которых влияние молекулярных процессов переноса пренебрежимо мало,  $\varepsilon_h = \varepsilon$ . По Карману можно пользоваться этим допущением, даже если нельзя пренебречь величинами  $\nu$  и  $a$ , т. е.

$$\frac{\tau}{\rho} = (\nu + \varepsilon) \frac{du}{dy}, \quad (4.26a)$$

$$\frac{q}{\rho c_p} = -(a + \varepsilon) \frac{dT}{dy}. \quad (4.26b)$$

Из уравнений (4.26) можно видеть, что прямая пропорциональность между напряжением трения и переносом тепла будет иметь место при одном из следующих условий:

- 1)  $\nu$  и  $a$  пренебрежимо малы по уравнению с  $\varepsilon$ ,
- 2)  $\nu$  и  $a$  численно равны.

В случае турбулентного течения в трубах или каналах условие 1, как правило, удовлетворяется, за исключением сравнительно небольшой области вблизи твердых стенок, следовательно, уравнения (4.26) можно применять к ядру потока с развитой турбулентностью.

Условие 2 приближенно удовлетворяется в газах, так как их кинематическая вязкость и теплопроводность имеют один и тот же порядок величины. Однако для жидкостей  $\nu$  гораздо больше  $a$ . Для некоторых жидкостей число Прандтля ( $Pr = \nu/a$ ) достигает 200. Вследствие этого аналогией Рейнольдса нельзя непосредственно применять в случае теплообмена между твердыми телами и жидкостями.

В последние годы были проведены теоретические и экспериментальные исследования теплообмена при высоких значениях числа Прандтля. Мы отсылаем читателя к работам Дейслера [16] и Рэнни [17], в которых разбираются решения уравнений (4.25).

Экспериментальные и теоретические исследования в области турбулентных течений, так же как и в области ламинарных, широко освещены в литературе и мы не будем излагать их далее. В следующем разделе будет дано несколько полуэмпирических уравнений, которыми можно пользоваться при технических расчетах.

Из уравнений (4.26) при выполнении 1-го или 2-го условия (что значительно облегчает обработку экспериментальных данных по теплообмену) следует, что в случае численного равенства  $\nu$  и  $a$  или, что то же самое, в случае, когда  $Pr = \mu c_p / \lambda = \nu/a = 1$ , уравнения

(4.26) принимают вид

$$\frac{\tau}{\varrho} = (v + \varepsilon) \frac{du}{dy}, \quad (4.27a)$$

$$\frac{q}{\varrho F c_p} = (v + \varepsilon) \frac{dT}{dy}. \quad (4.27b)$$

Примем, что  $\tau$  и  $q/F$  постоянны; обозначим через  $u_w$  и  $T_w$  значения скорости и температуры у стенки, а через  $u$  и  $T$  — значения скорости и температуры в некоторой произвольной точке жидкости. Проинтегрируем уравнения (4.27), после чего получим

$$u - u_w = \frac{\tau}{\varrho} \int_0^y \frac{dy}{v + \varepsilon}, \quad (4.28a)$$

$$T - T_w = \frac{q/F}{\varrho c_p} \int_0^y \frac{dy}{v + \varepsilon}. \quad (4.28b)$$

Отсюда следует, что профили скоростей и температур, измеряемых относительно их значений у стенки, являются подобными. Приближенно подобие будет сохраняться и в случае, если  $q/F$  и  $\tau$  не являются постоянными величинами, а изменяются приближенно подобным образом. Если мы обозначим далее среднюю скорость потока относительно стенки через  $U_{ср.}$ , а средний перепад температур через  $T_w - T_{ср.}$ , то уравнения (4.28) сведутся к следующему:

$$\frac{U_{ср.}}{\tau/\varrho} = \varrho c_p \frac{T_w - T_{ср.}}{q/F}. \quad (4.29)$$

Полагая, что коэффициент трения  $C_f = \tau/(\varrho/2) U_{ср.}^2$  и коэффициент, относящийся к теплоотдаче,  $C_\alpha = q/F \varrho c_p U_{ср.} (T_w - T_{ср.})$ , можно привести уравнения для напряжения трения и теплообмена к следующему виду:

$$\tau = \frac{C_f}{2} \varrho U_{ср.}^2, \quad (4.30a)$$

$$\frac{q}{F} = C_\alpha \varrho U_{ср.} (T_w - T_{ср.}) c_p. \quad (4.30b)$$

Подставляя уравнения (4.30) в уравнение (4.29), получаем важное соотношение

$$\frac{C_f}{2} = C_\alpha, \quad (4.31)$$

которое позволяет сделать следующие выводы:

1) если напряжение трения  $\tau$  пропорционально  $n$ -й степени скорости  $U_{ср.}$ , то удельный тепловой поток  $q/F$  пропорционален  $(n-1)$ -й степени;

2) шероховатость увеличивает трение и теплоотдачу в одной и той же мере.

Следует оговориться, что вследствие допущений о равенстве числа Прандтля единице и сходстве законов изменения напряжения трения и теплового потока, уравнение (4.31) является приближенным.

Исследования соотношения между тепловым потоком и напряжением трения проводились различными авторами. Обзор этих работ выполнен Рубезиным [18].

### Течение через пористую стенку

При проектировании активных зон ракетных ядерных реакторов необходимо стремиться к созданию конструкции, обеспечивающей высокую энергоплотность. Поэтому всегда заманчива возможность использования пористой конструкции с целью обеспечения эффективного отвода тепла от твердых поверхностей [19]. Такая конструкция обладала бы преимуществом высокой энергоплотности при малых перепадах температуры между твердым телом и охлаждающей жидкостью. Были проведены исследования [20] с целью изучить предельный случай отвода тепла от пористой стенки газобразным охладителем, когда площадь поверхности, приходящаяся на единицу объема пористого элемента, настолько велика, что температуру газа в любой точке на пути через пористую стенку можно считать равной температуре окружающего твердого тела. Исследование [20], которое вкратце изложено ниже, рассматривает вопросы распределения температуры в стенке и сопротивления потока.

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Для этой задачи принимаем, что:

1) в пористой стенке температуры газа и твердого тела приблизительно равны;

2) течение газа и тепловой поток одномерные и установившиеся. Влияние конвективного теплообмена, которым мы пренебрегаем, могло сказываться на изменении температуры газа вблизи выхода из стенки, но на условиях внутри стенки оно не сказывается;

3) перенос тепла за счет теплопроводности имеет место только в твердом теле стенки;

4) теплопроводности газа и твердого тела, а также удельная теплоемкость газа считаются постоянными.

На фиг. 4.1, *a* изображен одномерный поток газа через пористую стенку толщиной  $L$ , имеющий массовую скорость  $G$ . Если обозначить количество тепла, выделяющегося за единицу времени в единице объема стенки через  $Q$ , то тепловой баланс (фиг. 4.1, *b*) для элементарного объема стенки и газа запишется в виде

$$\text{для стенки:} \quad \frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{G c_p}{\lambda_s} \frac{dT}{dx} + \frac{Q}{\lambda_s} = 0, \quad (4.32)$$

для газа:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{Gc_p}{\lambda_g} \frac{dT}{dx} = 0. \quad (4.33)$$

Граничные условия:

$$\text{при } x = -\infty \quad T = T_0, \quad (4.34)$$

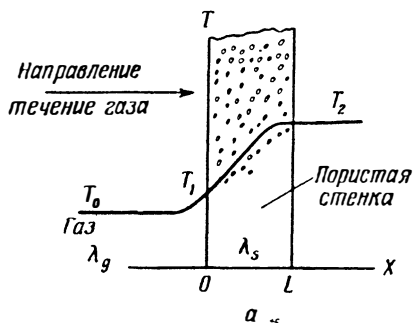
$$\text{при } x = 0 \quad T = T_1, \quad (4.35)$$

причем

$$\left( \lambda_g \frac{dT}{dx} \right)_{\text{газ}} = \left( \lambda_s \frac{dT}{dx} \right)_{\text{стенка}} \quad (4.36)$$

$$\text{при } x = L \quad T = T_0 + \frac{QL}{Gc_p} = T_2, \quad (4.37)$$

где  $T$  — температура;  $G$  — массовая скорость газа;  $c_p$  — удельная теплоемкость газа;  $\lambda_s$  — кажущаяся (средняя) теплопроводность



$$Gc_p T - \lambda_s \frac{dT}{dx} \left( \text{Единица площадь} \right) = Gc_p \left( T + \frac{dT}{dx} dx \right) - \lambda_s \left( \frac{dT}{dx} + \frac{d^2 T}{dx^2} dx \right)$$

б

Ф и г. 4.1. Одномерное течение газа через пористую стенку.

а — распределение температуры; б — тепловой баланс элементарного объема пористой стенки.

пористого твердого тела;  $\lambda_g$  — теплопроводность газа;  $Q$  — тепловыделение в стенке;  $x$  — расстояние вдоль оси;  $L$  — толщина стенки. Единицы измерения выбраны в одной системе.

Для вышеприведенных граничных условий решения уравнений (4.32) и (4.33) имеют вид  
стенка: при  $0 \leq x \leq L$

$$\frac{T - T_0}{\frac{QL}{Gc_p}} = \frac{x}{L} + \frac{1 - \exp\left[-\frac{Gc_p L}{\lambda_s} \left(1 - \frac{x}{L}\right)\right]}{\frac{Gc_p L}{\lambda_s}}; \quad (4.38)$$

газ: при  $-\infty < x < 0$

$$\frac{T - T_0}{\frac{QL}{Gc_p}} = \frac{1 - \exp\left(-\frac{Gc_p L}{\lambda_s}\right)}{\frac{Gc_p L}{\lambda_s}} \exp\left(\frac{Gc_p L}{\lambda_g} \frac{x}{L}\right). \quad (4.39)$$

Из рассмотрения уравнения (4.38) видно, что постоянство температуры по стенке, желательное для уменьшения температурных напряжений, можно обеспечить при высокой теплопроводности твердого тела.

#### ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ.

Эксперименты с пористыми металлами [21] показали, что градиент давления идеального газа при стационарном изотермическом течении через умеренно мелкопористую среду можно выразить следующим соотношением:

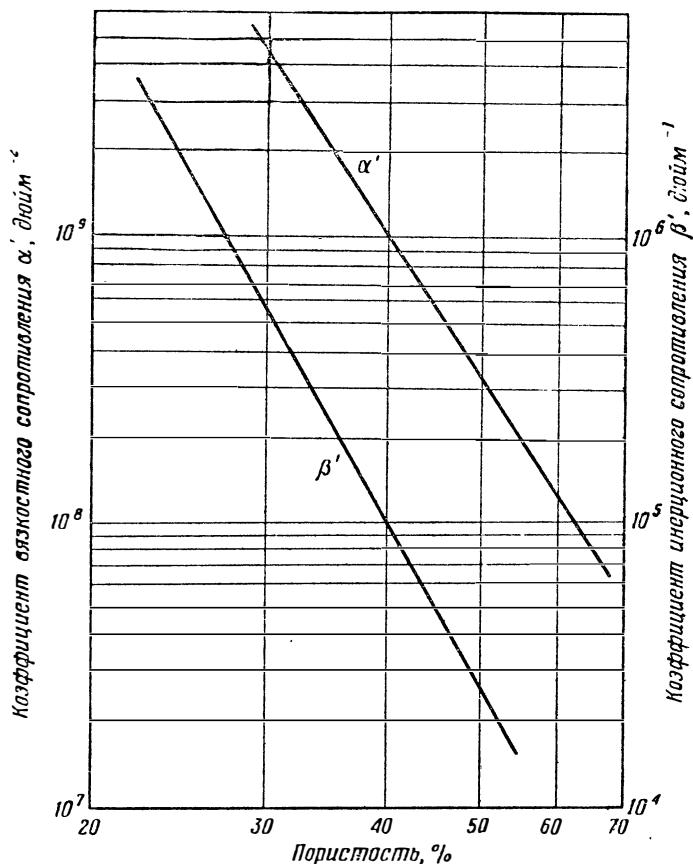
$$\frac{-d(p^2)}{dx} = \alpha' (2bT\mu)G + \beta' \frac{2bT}{g} G^2, \quad (4.40)$$

где  $b = R/\mathcal{M}$ —газовая постоянная данного газа;  $\mu$ —вязкость газа;  $g$ —ускорение силы тяжести;  $\alpha'$  и  $\beta'$ —параметры, характеризующие линейные размеры структуры пористого материала. Они соответственно называются коэффициентами вязкостного и инерционного сопротивления материала. Вязкостный коэффициент  $\alpha'$ , имеющий размерность  $[L^{-2}]$ , характеризует гидравлическое сопротивление материала при режиме «ползущего» движения, когда инерционными силами можно пренебречь. Инерционный коэффициент  $\beta'$ , имеющий размерность  $[L^{-1}]$ , является мерой дополнительного сопротивления, возникающего за счет микроускорений жидкости в пустотах пористого материала. На фиг. 4.2 приведены кривые коэффициентов  $\alpha'$  и  $\beta'$  при различной пористости материала.

Чтобы получить решение задачи о потере давления, нужно проинтегрировать уравнение (4.40) по толщине нагретой стенки, подставляя в каждой точке соответствующие величины температуры газа из уравнения (4.38) и величины вязкости газа, принимая при этом, что коэффициенты  $\alpha'$  и  $\beta'$  не зависят от температуры. Как пока-

зывают опытные данные, это последнее предположение вполне оправдывается.

Устойчивость течения через пористые среды рассматривается в разд. 4.6.



Ф и г. 4.2. Коэффициенты вязкостного и инерционного сопротивлений в зависимости от пористости материала.

### Экспериментальные зависимости

Как уже говорилось в разд. 4.1, применение теории подобия к дифференциальным уравнениям, описывающим теплопередачу при вынужденной конвекции и движение жидкости, приводит для случая теплоотдачи от твердой поверхности к жидкости в подобных системах к соотношению (4.9), т. е.

$$\text{Nu} = \frac{\alpha l}{\lambda} = F_1(\text{Re}, \text{Pr}, \text{M}). \quad (4.41)$$

Для дозвуковых потоков (этот случай представляет наибольший интерес для расчета теплообменного устройства ядерного реактора) уравнение (4.41) приводится к виду

$$\text{Nu} = \frac{\alpha L}{\lambda} = F_2(\text{Re}, \text{Pr}). \quad (4.42)$$

Экспериментальные данные по изучению конвективного теплообмена привели к следующей форме этого уравнения:

$$\text{Nu} = C \text{Re}^m \text{Pr}^n, \quad (4.43)$$

где  $C$ ,  $m$  и  $n$  — эмпирические константы.

В общем случае, имея конкретные геометрические формы и проектные условия, всегда следует обращаться к оригинальной технической литературе, чтобы использовать все достижения в области теплоотдачи. Однако многие важные случаи исследованы достаточно тщательно и для них получены надежные зависимости. Остановимся на них подробнее.

#### ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ В ГЛАДКИХ ТРУБАХ

Мак-Адамс [1] на основе обработки результатов различных исследований получил следующее соотношение:

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{1/3}, \quad (4.44)$$

где свойства газа берутся при средней температуре пограничного слоя, равной среднему арифметическому из средней температуры стенки и средней по объему температуры жидкости. Так как во многих случаях возникает необходимость указывать температуру, при которой берутся свойства жидкости, то уравнение (4.44) и другие подобные уравнения записываются в следующем виде:

$$\frac{\alpha D}{\lambda_f} = 0,023 \left( \frac{DG}{\mu_f} \right)^{0,8} \left( \frac{c_{pf} \mu_f}{\lambda_f} \right)^{1/3}, \quad (4.45)$$

где индекс  $f$  указывает, что свойства жидкости берутся при средней температуре пограничного слоя  $T_f = (T_w + T_b)/2$ .

Уравнение (4.45) справедливо для  $\text{Re} > 10\,000$  и  $\text{Pr} \geq 1$ , т. е. его можно применять для газов<sup>1)</sup>, воды, жидких углеводородов и других жидких неметаллов. Однако его следует применять только для полностью стабилизированного потока, который имеет место либо в длинных трубах, либо в трубах с участком предварительной стабилизации длиной 50 и более диаметров.

Работы последних лет в области теплообмена при высоких температурах [22, 23] показали, что для различных газов (воздух, водород, гелий) наилучшее соответствие результатов эксперимента с теоретической зависимостью достигается в том случае, если ввести в уравнение отношение длины канала к его диаметру. Тогда зависимость

<sup>1)</sup> Для газов уравнение (4.45) можно применять при  $\text{Pr} \geq 0,7$ .—Прим. ред.



имеет вид

$$\frac{\alpha D}{\lambda_f} = 0,034 \left( \frac{q_f V_b D}{\mu_f} \right)^{0,8} \left( \frac{c_p \mu_f}{\lambda_f} \right)^{0,4} \left( \frac{L}{D} \right)^{-0,1}, \quad (4.46)$$

где  $V_b = GT_b / \rho_f T_f$  — средняя массовая скорость, а  $L$  — длина трубы. Другие обозначения идентичны обозначениям, принятым в уравнении (4.45). Иногда бывает неудобно брать различные свойства потока и жидкости при разных температурах. Поэтому при расчете теплообменников полезно располагать зависимостью, которая позволяла бы наиболее удобным образом учитывать изменение этих свойств с температурой. Такая попытка была предпринята для течения газа в круглой трубе с резким сужением на входе. Полученные зависимости имеют следующий вид:

в случае постоянной температуры стенки

$$St Pr^{2/3} = 0,020 Re^{-0,2} \left( \frac{T_w}{T_b} \right)^n \left( 1 + \frac{6}{L/D} \right); \quad (4.47)$$

в случае постоянного подвода тепла на единицу длины трубы или постоянного перепада температур в направлении потока

$$St Pr^{2/3} = 0,021 Re^{-0,2} \left( \frac{T_w}{T_b} \right)^n \left( 1 + \frac{6}{L/D} \right), \quad (4.48)$$

где  $n = -0,575$ , если газ подогревается;  $n = -0,15$ , если газ охлаждается;  $St$  — число Стантона ( $\alpha / G c_p$ ); другие обозначения те же, что и в предыдущих случаях. Свойства газа следует брать при  $T_b$ .

#### ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ В КАНАЛАХ НЕКРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

Хотя вышеприведенные зависимости основаны на изучении течения в трубах круглого сечения, их можно применять и для течений по каналам некруглого сечения, если при вычислении числа Рейнольдса пользоваться соответствующим эквивалентным диаметром.

Установлено [25], что этот эквивалентный, или гидравлический, диаметр равняется

$$D_e = \frac{4F}{C}, \quad (4.49)$$

где  $F$  — площадь поперечного сечения потока, а  $C$  — смоченный периметр.

#### ЛАМИНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ПРИ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЯХ ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ

Для ламинарного течения жидкостей ( $Re < 2100$ ), числа Прандтля которых лежат в диапазоне от 0,5 до 300, в круглых трубах при постоянной температуре стенки получена зависимость

$$\frac{\alpha_a D}{\lambda_b} = 1,62 (1 + 0,015 Gr^{1/3}) \left( \frac{\mu_b}{\mu_f} \right)^{1/3} \left( \frac{4w c_p b}{\pi \lambda_b L} \right)^{1/3}, \quad (4.50)$$

где  $G\Gamma$  — число Грасгофа, используемое для правильного учета влияния естественной конвекции. Этот безразмерный комплекс определяется соотношением

$$G\Gamma = \frac{\beta \Delta T D^3 \rho_f g}{\mu_f^2}, \quad (4.51)$$

где  $\beta$  — коэффициент объемного теплового расширения;  $\Delta T$  — средний перепад температур между стенкой и жидкостью;  $g$  — ускорение силы тяжести.

В данном уравнении коэффициент теплоотдачи определяется из соотношения

$$q = \omega c_{pb} (T_2 - T_1) = \alpha_a \pi DL \left( T_w - \frac{T_1 + T_2}{2} \right), \quad (4.52)$$

где  $\omega$  — весовой расход потока;  $T_1$  — средняя температура жидкости на входе;  $T_2$  — средняя температура жидкости на выходе. Другие обозначения те же, что и в предыдущих случаях.

#### ОБЪЕМ, ЗАПОЛНЕННЫЙ ШАРАМИ

В случае течения через объем, произвольно заполненный шарами, приведенные уравнения следует применять с осторожностью. Так же как и в случае других соотношений теплообмена, конструктор должен полностью отдавать себе отчет в том, при каких условиях эксперимента было получено то или другое конкретное уравнение. Для течения через объем, заполненный шарами, принято корректировать зависимости, описывающие теплообмен, посредством коэффициента  $j$  [26], который в данном случае равняется

$$j_a = \frac{\alpha}{c_p G} \left( \frac{c_p \mu}{\lambda} \right)_f^{2/3}, \quad (4.53)$$

где величины те же, что и в предыдущих выражениях.

Кроме того, в данном случае используется видоизмененное число Рейнольдса; оно вычисляется по площади сухой поверхности шара  $F_p$

$$Re = \frac{GV \sqrt{F_p}}{\mu}. \quad (4.54)$$

Эффективный диаметр шара равен

$$D_p = \sqrt{\frac{F_p}{\pi}} = 0,567 \sqrt{F_p}. \quad (4.55)$$

Принимая во внимание эти равенства, получим, что коэффициент  $j$  для теплообмена при течении через объем, заполненный шарами

[26], при видоизмененном числе Рейнольдса  $Re = GV\sqrt{F_p}/\mu > 620$  равен

$$j_\alpha = 1,346 \left( \frac{GV\sqrt{F_p}}{\mu} \right)^{-0,41}, \quad (4.56)$$

что приводит к следующему уравнению теплообмена:

$$St = \frac{\alpha}{c_p G} = 1,346 \left( \frac{GV\sqrt{F_p}}{\mu} \right)^{-0,41} \left( \frac{c_p \mu}{\lambda} \right)^{-2/3}. \quad (4.57)$$

Другое соотношение [27], полученное на основе экспериментов с более плотным заполнением проходного сечения, для значений числа Рейнольдса от 200 до 2000 имеет вид

$$St = 0,58 \left( \frac{GD_p}{\mu} \right)^{-0,30} \left( \frac{c_p \mu}{\lambda} \right)^{-0,70}. \quad (4.58)$$

Здесь свойства жидкости берутся при среднеобъемной температуре жидкости.

#### ОБТЕКАНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ПОСТОЯННЫХ ДАВЛЕНИИ И ТЕМПЕРАТУРЕ

Предыдущее рассмотрение касалось в основном течения в трубах и каналах. Однако во многих случаях необходимо знать теплоотдачу к поверхностям или от поверхностей, не связанную с особенностями течения по каналу. Приведенные ниже зависимости [23] позволяют рассчитать трение и теплопередачу от двумерного потока, движущегося с большой скоростью, к поверхностям с локально постоянными давлением и температурой как для ламинарного, так и для турбулентного пограничных слоев. При расчете используются уравнения для случая постоянства свойств среды, которые затем приспособливают к условиям, когда свойства изменяются таким образом, что их можно ввести в уравнения при соответствующим образом выбранной определяющей температуре.

**Течение с ламинарным пограничным слоем.** Местное напряжение трения на стенке рассчитывается по соотношению

$$\tau_w = C_f \rho \frac{V_s^2}{2}, \quad (4.59)$$

где  $V_s$ —скорость потока вне пограничного слоя, а коэффициент трения  $C_f$  определяется по формуле

$$C_f = 0,664 Re^{-1/2}. \quad (4.60)$$

Здесь  $Re = \rho V_s x / \mu$ , где  $x$ —расстояние, измеряемое от переднего края плоскости или поверхности.

Значения физических параметров подставляются в оба эти уравнения при определяющей температуре

$$T^* = T_s + 0,50(T_w - T_s) + 0,22(T_{aw} - T_s), \quad (4.61)$$

где  $T_s$ ,  $T_w$  и  $T_{aw}$  — температура на внешней границе пограничного слоя, температура стенки и адиабатическая температура стенки соответственно. Коэффициенты теплоотдачи  $\alpha$  определяются из уравнения (4.8), т. е.

$$\frac{q}{F} = \alpha (T_w - T_{aw}),$$

в котором адиабатическая температура стенки определяется по уравнению (4.7), коэффициент восстановления температуры подсчитывается по уравнению (4.11), а число Прандтля берется при данной определяющей температуре, вычисляемой по уравнению (4.61). Коэффициент теплоотдачи в уравнении (4.8) вычисляется из соотношения для местного значения числа Нуссельта

$$Nu = \frac{\alpha x}{\lambda} = 0,332 Re^{1/2} Pr^{1/3}, \quad (4.62)$$

в котором параметры жидкости берутся при определяющей температуре.

Эти соотношения пригодны для жидкостей с существенно постоянной удельной теплоемкостью. В случаях переменной удельной теплоемкости в уравнение следует вводить вместо температур энтальпии. Для ознакомления с уравнениями, в которые введены энтальпии, мы отсылаем читателей к работе [28].

**Течение с турбулентным пограничным слоем.** Коэффициент трения следует рассчитывать по одному из приведенных ниже соотношений для случая постоянства свойств:

$$C_f = 0,0296 Re^{-0,2} \quad \text{Блазиус}; \quad (4.63)$$

$$C_f = 0,370 (\lg Re)^{-2,584} \quad \text{Шульц — Грунов}; \quad (4.64)$$

$$\bar{C}_f = 0,455 (\lg Re)^{-2,58} \quad \text{Прандтль — Шлихтинг}, \quad (4.65)$$

где  $C_f$  — местный коэффициент трения;  $\bar{C}_f$  — средний коэффициент трения;  $Re$  определяется точно так же, как и для уравнения (4.60).

Коэффициент восстановления температуры следует вычислять из уравнения (4.12), где  $r = \frac{3}{2} Pr$ , коэффициент теплоотдачи — из уравнения аналогии Рейнольдса для турбулентного теплообмена и трения,

$$St = \frac{\alpha}{\rho c_p V_s} = \frac{C_f}{2} Pr^{-2/3}, \quad (4.66)$$

причем величины физических параметров в этих уравнениях следует брать при определяющей температуре, вычисляемой по уравнению (4.61). Так же как и в случае ламинарного пограничного слоя, если удельные теплоемкости непостоянны, вместо температур следует использовать энтальпии.

## СРЕДНИЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ НАПОР (ПЕРЕПАД)

При проектировании теплообменника активной зоны реактора важно знать полную теплоотдачу. Эту величину можно получить, интегрируя исходное уравнение

$$dq = \alpha dF \Delta T. \quad (4.67)$$

Если поперечное сечение потока постоянно и скорость течения не меняется, то коэффициент теплоотдачи будет зависеть от физических свойств жидкости и, следовательно, от температуры. Поскольку и температура и перепад температур связаны с полным тепловым потоком  $q$  посредством уравнений баланса энергии и массы, то, следовательно,  $\alpha$  и  $\Delta T$  зависят от  $q$ . Поэтому можно разделить геометрические и тепловые переменные и записать уравнение (4.67) в следующем виде:

$$\int \frac{dq}{\alpha \Delta T} = \int dF. \quad (4.68)$$

Вообще, аналитически проинтегрировать это выражение весьма сложно, но в ряде случаев вполне возможно получить решение в замкнутой форме. Однако при многих расчетах теплообменников желательно точно определить условия на входе и на выходе потока. Для таких случаев удобно определять полный тепловой поток по уравнению вида

$$q_A = KF \Delta T_M, \quad (4.69)$$

где  $q_A$ —полный тепловой поток;  $K$ —полный коэффициент теплопередачи;  $\Delta T_M$ —некоторый средний перепад температур, соответствующий конкретному типу конструкции. Чтобы оценить этот средний перепад температур, рассмотрим теплообменник, работающий на принципе прямотока или противотока (фиг. 4.3, а), где две жидкости разделены стенкой и тепло передается от более нагретой жидкости к более холодной. Пренебрегая изменениями кинетической энергии по сравнению с изменениями энтальпий и принимая, что тепловые потери системы в целом отсутствуют, запишем баланс тепловой энергии для этих жидкостей

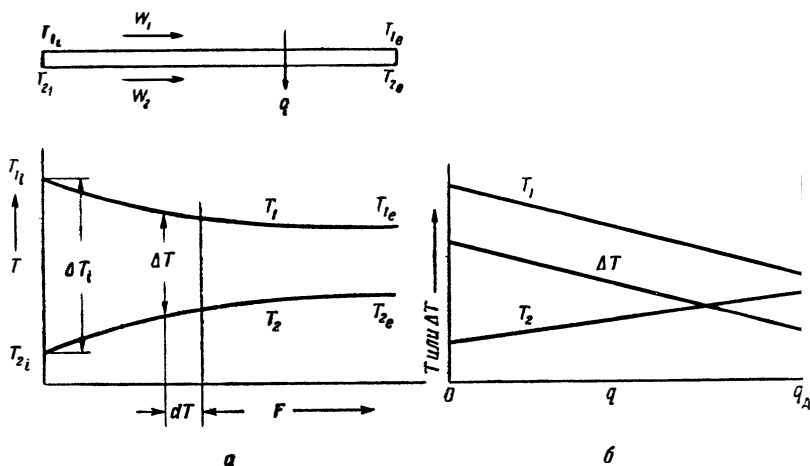
$$dq = w_1 c_{p1} dT_1 = \pm w_2 c_{p2} dT_2, \quad (4.70)$$

где  $w$ —массовый расход, который в случае противотока берется со знаком «+», а в случае прямотока—со знаком «-».

Если предположить, что удельные теплоемкости постоянны, то, проинтегрировав уравнение теплового баланса, мы увидим, что  $q$  линейно зависит от температуры. Перепад температур  $\Delta T = T_1 - T_2$  также связан с  $q$  линейной зависимостью (фиг. 4.3, б). Из фиг. 4.3, б следует

$$\frac{d(\Delta T)}{dq} = \frac{\Delta T_e - \Delta T_i}{q_A}, \quad (4.71)$$

где индексы «e» и «i» соответствуют условиям на выходе и на входе в теплообменник соответственно. Вводя в уравнение (4.71)



Ф и г. 4.3. Теплообмен при прямотоке.

полный коэффициент теплопередачи  $K$  и исключая  $dq$ , получаем

$$\frac{d(\Delta T)}{K\Delta T} = \frac{(\Delta T_e - \Delta T_i) dF}{q_A} \quad (4.72)$$

Полагая  $K$  постоянным, можно проинтегрировать это уравнение

$$\frac{1}{K} \int_{\Delta T_i}^{\Delta T_e} \frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = \frac{(\Delta T_e - \Delta T_i)}{q_A} \int_0^F dF, \quad (4.73)$$

$$\frac{1}{K} \ln \frac{\Delta T_e}{\Delta T_i} = \frac{\Delta T_e - \Delta T_i}{q_A} F.$$

Сопоставляя полученное выражение с уравнением (4.69), видим, что

$$\Delta T_M = \frac{\Delta T_e - \Delta T_i}{\ln \frac{\Delta T_e}{\Delta T_i}} = \Delta T_{LM} \quad (4.74)$$

есть среднелогарифмический перепад температур. При условии постоянства  $K$  и удельных теплоемкостей и отсутствия изменений кинетической энергии среднелогарифмический температурный перепад можно применять для расчета адиабатических систем с прямотоком и противотоком. В том случае, когда одна из жидкостей поддерживается при постоянной температуре, направление потоков не играет роли, а в случае когда лишь одна жидкость омывает стенку при заданной температуре, полный коэффициент теплопередачи  $K$  в уравнении (4.69) заменяется на коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ .

Если же  $K$  зависит от температуры, то интегрирование уравнения (4.72) следует выполнять с учетом характера этой зависимости. Для линейной зависимости  $K$  от температуры, как показал Колбёрн, уравнение (4.69) приобретает вид

$$q_A = F \frac{K_i \Delta T_e - K_e \Delta T_i}{\ln \frac{K_i \Delta T_e}{K_e \Delta T_i}}. \quad (4.75)$$

Для простого случая, когда имеется лишь одна жидкость и поверхность находится при постоянной температуре, уравнение (4.75) можно применять, заменив  $K_e$  и  $K_i$  на  $\alpha_e$  и  $\alpha_i$  соответственно.

#### 4.2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Теория теплопроводности, так же как и проблемы течения жидкостей, довольно широко освещена в литературе [1—3]<sup>1)</sup>, поэтому нет смысла рассматривать ее в настоящем разделе. Однако для цельности изложения следует привести основные уравнения теплопроводности и некоторые полезные методы анализа.

В наиболее общей форме процесс распространения тепла в трехмерном теле путем теплопроводности с учетом влияния нестационарных процессов выделения тепла можно описать хорошо известным дифференциальным уравнением<sup>2)</sup>.

$$Q + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4.76a)$$

где  $\lambda_i$ —коэффициент теплопроводности материала в  $i$ -м направлении;  $\rho$ —удельный вес среды, в которой распространяется тепло;  $c_p$ —удельная теплоемкость;  $T$ —температура;  $t$ —время;  $Q$ —количество тепла, выделяемого за единицу времени в единичном объеме. В том случае, когда коэффициент теплопроводности материала постоянен, мы получим уравнение теплопроводности Фурье

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{Q}{\rho c_p}, \quad (4.76б)$$

где  $a = \lambda / \rho c_p$ —коэффициент температуропроводности.

Коэффициент температуропроводности представляет собой вполне определенное физическое свойство материала, и, в случае когда внутри тела источники тепла отсутствуют, температуропроводность—единственный теплофизический параметр, который входит в уравнение теплопроводности. Поэтому время, необходимое для

<sup>1)</sup> С теорией теплопроводности можно ознакомиться по следующим работам: А. В. Лыков, Теория теплопроводности, ГЭИ, 1952; Карслоу, Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1947; Г. Гребер, С. Эрк, У. Григулла, Основы учения о теплообмене, ИЛ, 1958.—Прим. ред.

<sup>2)</sup> Вывод этого уравнения см. у М. Якоба, Вопросы теплообмена, ИЛ, 1960.—Прим. ред.

установления температурного равновесия в теле без внутренних источников тепла, зависит только от теплопроводности тела. Металлы и газы обладают более высоким коэффициентом теплопроводности, чем неметаллы и жидкости.

### Стационарная теплопроводность

Для случая стационарной теплопроводности в теле без внутренних источников тепла и в предположении постоянства физических свойств уравнение (4.76б) сводится к уравнению Лапласа

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (4.77)$$

Имеются аналитические решения этого уравнения для простых геометрических форм и граничных условий, однако для большинства встречающихся на практике случаев получить такое решение довольно трудно. Более подробно с методами решения и анализа уравнения (4.77) можно ознакомиться по вышеуказанной литературе.

В большинстве случаев активные зоны ракетных ядерных реакторов в соответствии с требованиями нейтронной физики симметричны, поэтому многие задачи теплопроводности можно решать как одномерные. Это в особенности справедливо для предварительных расчетов, когда нужно исследовать влияния изменений многих основных проектных параметров. В простейшей форме уравнение распространения тепла представляет собой уравнение для определения коэффициента теплопроводности  $\lambda$ , в случае когда тепло не выделяется внутри тела, а только одномерно распространяется в нем, т. е.

$$\frac{dq}{dF} = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (4.78)$$

где  $q$ —тепловой поток,  $F$ —площадь сечения, нормального к направлению теплового потока. Если градиент температуры  $\frac{dT}{dx}$  постоянен по всему сечению  $F$ , то уравнение (4.78) приводится к виду

$$\frac{q}{F} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (4.79)$$

и интегрируется

$$\int_0^L \frac{q}{F} dx = - \int_{T_1}^{T_2} \lambda dT. \quad (4.80)$$

Уравнение (4.80) можно применять для расчета теплообмена теплопроводностью применительно к ряду различных рассмотренных ниже геометрических форм.

**Распространение тепла через плоскую стенку без внутренних источников тепла.** Тепловой поток через однородную стенку, обе



поверхности которой поддерживаются при постоянных температурах, можно получить, проинтегрировав уравнение (4.80). Если  $F$  и  $\lambda$  постоянны, то

$$\frac{L}{F} = \lambda \frac{T_1 - T_2}{q}, \quad (4.81)$$

где  $L$  — толщина стенки.

**Распространение тепла через цилиндрическую стенку без внутренних источников тепла.** Если положить  $x = r$ , то площадь  $F$  можно выразить как функцию  $r$ , т. е.  $F = 2\pi rH$ , где  $H$  — высота цилиндра. Тогда уравнение (4.80) можно применить в следующем виде:

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{2\pi rH} = -\frac{1}{q} \int_{T_1}^{T_2} \lambda dT, \quad (4.82)$$

откуда получим

$$\frac{1}{2\pi H} \ln \frac{r_2}{r_1} = \lambda \frac{T_1 - T_2}{q}, \quad (4.83)$$

если  $\lambda$  не зависит от температуры.

**Распространение тепла через сферическую стенку без внутренних источников.** Если вновь положить  $x = r$ , то  $F = 4\pi r^2$ , так что

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{4\pi r^2} = -\frac{1}{q} \int_{T_1}^{T_2} \lambda dT. \quad (4.84)$$

Интегрируя это уравнение при  $\lambda$ , не зависящем от температуры, получаем

$$\frac{1}{4\pi} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \lambda \frac{T_1 - T_2}{q}. \quad (4.85)$$

Хотя вышеприведенные уравнения имеют некоторое практическое применение при расчетах ядерных реакторов ракетных двигателей, однако при расчете нагрева под воздействием  $\gamma$ -излучения и нейтронов все элементы реактора независимо от того, содержат они ядерное топливо или нет, следует рассматривать как тела с внутренними источниками тепла. В этих случаях необходимо решать общее уравнение (4.76). Ниже даны решения для некоторых, наиболее простых геометрических форм.

**Стенка с внутренними источниками тепла и равным теплопроводом с обеих поверхностей.** В данном случае уравнение (4.76) сводится к одномерному и для стационарного процесса и постоянной теплопроводности приобретает вид

$$\lambda \frac{d^2T}{dx^2} + Q = 0. \quad (4.86)$$

Интегрирование в предположении  $Q = \text{const}$  дает

$$T = -\frac{Qx^2}{2\lambda} + C_1x + C_2. \quad (4.87)$$

Принимая, что теплоотвод от обеих поверхностей стенки одинаков, и отсчитывая  $x$  от средней плоскости стенки, можно записать граничные условия, по которым определяются  $C_1$  и  $C_2$ , в виде

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dx} &= 0 & \text{при} & \quad x = 0, \\ T &= T_2 & \text{при} & \quad x = L. \end{aligned}$$

Окончательно решение имеет вид

$$T - T_2 = \frac{Q}{2\lambda} (L^2 - x^2), \quad (4.88)$$

причем здесь  $L$  — половина толщины стенки.

**Цилиндр с внутренними источниками тепла.** В цилиндрических координатах уравнение (4.76) запишется в виде

$$\frac{Q}{\lambda} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\rho c_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4.89)$$

если принять  $\lambda = \text{const}$ . Для стационарного процесса и для бесконечного цилиндра с внутренним выделением тепла это уравнение сводится к

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{Q}{\lambda} = 0. \quad (4.90)$$

Решая уравнение для случая постоянного тепловыделения  $Q$ , получаем

$$T - T_2 = \frac{Q}{4\lambda} (r_2^2 - r^2), \quad (4.91)$$

где  $r_2$  — внешний радиус цилиндра. С решениями для более сложных геометрических форм и граничных условий читатель может ознакомиться по указанной выше литературе.

### Теплопроводность при нестационарном режиме

В том случае, когда распределение температуры внутри тела зависит от времени, необходимо решать исходное уравнение теплопроводности (4.76), причем получение решения для конкретных геометрических и граничных условий, как правило, сопряжено с большими трудностями. Для примера рассмотрим простой случай.

**Стенка без внутренних источников тепла с одинаковой по всему объему начальной температурой и фиксированной температу-**

**рой поверхностей.** Для одномерного случая при постоянных физических параметрах уравнение (4.76) приводится к виду

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (4.92)$$

Если в начальный момент  $t=0$ , когда температура во всех точках стенки одинакова и равна  $T_0$ , температура поверхностей внезапно изменяется и становится равной  $T_w$ , то решение для  $T$  имеет вид бесконечного ряда (здесь решение справедливо только для  $0 \leq x \leq L/2$ , где  $x$ —расстояние от поверхности плиты вглубь)

$$\frac{T_w - T}{T_w - T_0} = \frac{4}{\pi} \left( e^{-\beta} \sin \frac{\pi x}{L} + \frac{1}{3} e^{-9\beta} \sin \frac{3\pi x}{L} + \dots \right). \quad (4.93)$$

где  $L$ —толщина стенки, а  $\beta = \pi^2 \lambda t / L^2 \rho c_p$ .

Другими случаями, которые часто представляют интерес при расчете реакторов, являются:

1) бесконечная стенка с известным, вполне определенным распределением начальной температуры и заданной постоянной температурой поверхности [25];

2) бесконечная стенка с одной и той же по всей толщине начальной температурой, в которую, начиная с момента  $t=0$ , поступает постоянный или линейно зависящий от времени тепловой поток [25];

3) бесконечная стенка с одной и той же по всей толщине начальной температурой, внезапно погруженная в жидкость, имеющую постоянную температуру и постоянный коэффициент теплоотдачи [1];

4) бесконечно длинный цилиндр с одной и той же начальной температурой по всему объему и постоянной температурой поверхности, с последующим внезапным изменением температуры поверхности до некоторого фиксированного значения, или внезапно погруженный в жидкость с постоянной температурой и постоянным коэффициентом теплоотдачи [1];

5) шар с постоянной начальной температурой и постоянной температурой поверхности, внезапно погруженный в жидкость с постоянной температурой и постоянным коэффициентом теплоотдачи [2].

### Численные методы<sup>1)</sup>

Как уже упоминалось, получить аналитическое решение дифференциального уравнения теплопроводности очень трудно, если не говорить о решениях при простейших геометрических и граничных условиях. Приближенные решения численными, графическими или экспериментальными методами можно получить почти для любого случая. Если последние два метода не особенно пригодны

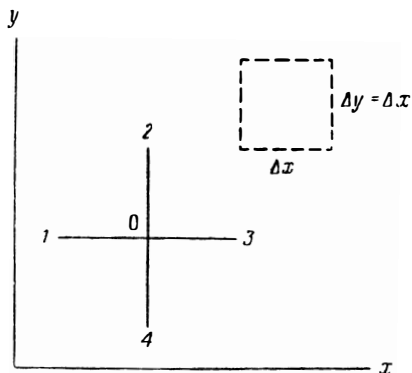
<sup>1)</sup> Эти методы подробно рассмотрены, например, у П. Шнейдера, Инженерные проблемы теплопроводности, ИЛ, 1960.—Прим. ред.

на первых этапах проектирования, когда формы, материалы, граничные условия приходится непрерывно пересматривать, то численные методы, хотя они и громоздки, можно применять для выполнения весьма полезных предварительных расчетов. Эти методы базируются на способе релаксаций, разработанном Саусвеллом для прочностных расчетов и развитом Эммонсом [29] применительно к задачам о теплопроводности при стационарном режиме. Метод Эммонса был обобщен Дюзинберром [30] для нестационарного процесса. По своей сущности численные и графические методы—это просто различные пути решения уравнений в конечных разностях, полученных на базе трудно разрешимых аналитическим путем дифференциальных уравнений.

#### МЕТОД РЕЛАКСАЦИИ ДЛЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ (ДВУМЕРНАЯ ЗАДАЧА)

В случае двумерной задачи о распространении тепла путем теплопроводности прежде всего следует вычертить поперечное сечение рассматриваемого тела, через которое проходит тепловой поток. Затем на изображенное поперечное сечение наносится квадратная

сетка. При этом следует стремиться к тому, чтобы линии этой сетки по возможности совпадали с физическими границами поперечного сечения или с линиями теплового тока (сечениями адиабатических поверхностей). Частота сетки должна быть такой, чтобы поперечное сечение разбивалось на достаточно большое число квадратных ячеек. Каждый узел сетки (точка пересечения линий) изображает собой квадрат<sup>1)</sup> из материала, окружающего ее, а каждый отрезок прямой между двумя узлами изображает тепловое сопротивление между смежными элементарными участками.



Фиг. 4.4. Расположение фиктивных стержней для решения задачи о стационарной теплопроводности методом релаксаций.

Рассмотрим схему, приведенную на фиг. 4.4. Предположим, что тепло распространяется лишь в направлении осей  $x$  и  $y$ , через стержни длиной  $\Delta x$  и  $\Delta y$ . Каждая точка изображает элементарный объем, который воспринимает тепло, распространяющееся в том или другом направлении по стержням, встречающимся в этой точке. Величина

<sup>1)</sup> Строго говоря, параллелепипед с единичной высотой.—Прим. перев.

теплового потока, распространяющегося по любому из стержней. принимается равной тепловому потоку, проходящему через квадратную ячейку со стороной  $\Delta x$ . Следовательно, если принять, что длина ребра элементарного объема в направлении оси  $z$  равна единице, то поток тепла по направлению к точке 0 будет равен

$$q_0 = \lambda (T_1 + T_2 + T_3 + T_4 - 4T_0), \quad (4.94)$$

если коэффициент теплопроводности  $\lambda = \text{const}$ .

В случае стационарного режима без внутренних источников или стоков тепла  $q_0 = 0$  и

$$T_0 = \frac{T_1 + T_2 + T_3 + T_4}{4}. \quad (4.95)$$

Уравнение (4.95) показывает, что в случае теплопроводности при стационарном режиме температура в любой точке (в узле) внутри квадратной сетки должна равняться среднему арифметическому из температур четырех соседних точек. Таким образом, данный метод заключается в том, что вначале мы задаемся значениями температуры в каждом узле сетки, а затем изменяем эти величины, усредняя их относительно значений температур в соседних точках. Эта процедура продолжается до тех пор, пока изменения температур в каждой точке для двух последовательных приближений не будут меньше некоторой наперед заданной величины. Когда это условие выполнено, то говорят, что заданная сходимость достигнута. Иногда удобно преувеличивать или, наоборот, преуменьшать значения температур точек в процессе итерации для того, чтобы быстрее получить окончательные значения температур (достичь сходимости); окончательные значения температур в узловых точках можно получить также, вычерчивая график изменения последовательных пробных значений температур в зависимости от величины, обратной порядковому номеру пробы, и экстраполируя полученную кривую до значения в точке  $1/n=0$ .

После того как определены окончательные значения температур, величину теплового потока, передаваемого вдоль любого стержня между точками, можно получить, складывая перепады температур между всеми противолежащими парами точек и умножая найденную сумму на коэффициент теплопроводности  $\lambda$  и высоту  $z$ . Если среднее расстояние между двумя точками меньше, чем полный промежуток между смежными точками, то разность температур следует умножать на отношение данного среднего расстояния к полному расстоянию между точками<sup>1)</sup>. Иначе говоря,

$$q = \lambda z \sum \Delta T \frac{\text{Среднее расстояние}}{\text{Полное расстояние}}. \quad (4.96)$$

<sup>1)</sup> Относится к случаю, когда физические границы сечения не совпадают с линиями сетки.—Прим. перев.

Для ознакомления с методом решения задачи в случае границы неправильной формы мы отсылаем читателя к работе Дюзинберра [30]. Ниже приводятся некоторые примеры видоизменений разобранного метода.

**1. Поверхность омывается жидкостью при данной температуре и фиксированном коэффициенте теплоотдачи.** В этом случае значения температуры внутри тела определяются так же, как и в вышеизложенном способе. Однако при определении температур на поверхности температуры в двух соседних точках поверхности делятся пополам, поскольку сечение, через которое проходит тепловой поток в данном случае, равно половине сечения, принятого за единицу, а температура жидкости умножается на  $\alpha\Delta x/\lambda$ , где  $\Delta x$ —расстояние между узловыми точками. Таким образом, для точки на поверхности

$$T_s = \frac{\frac{T_1 + T_2}{2} + \frac{T_3}{2} + \frac{\alpha\Delta x}{\lambda} T_f}{2 + \frac{\alpha\Delta x}{\lambda}}, \quad (4.97)$$

где  $T_1$  и  $T_3$ —температуры в соседних точках поверхности;  $T_2$ —температура в соседней точке внутри тела;  $T_f$ —температура жидкости.

**2. Постоянный тепловой поток к поверхности или от нее.** В этом случае

$$T_s = \frac{T_1 + 2T_2 + T_3}{4} \pm \frac{q}{F} \frac{\Delta x}{2\lambda}, \quad (4.98)$$

где знак «плюс» указывает, что тепловой поток направлен от жидкости в стенку, а знак «минус» применяется в случае обратного направления потока тепла.

**3. Выделение тепла внутри твердого тела.** Для этого случая применяется уравнение (4.94), где  $q_0$ —количество тепла, выделяющегося в 1 сек. и отнесенного к единице высоты;  $q_0$  может изменяться по поперечному сечению, как это имеет место в активной зоне ядерного реактора,

$$T_0 = \frac{T_1 + T_2 + T_3 + T_4}{4} + \frac{q_0}{4\lambda}. \quad (4.99)$$

**4. Цилиндрические сечения.** Для цилиндрических сечений удобнее применять цилиндрическую же сетку, соответствующую внешней границе сечений. Для того чтобы элементы сетки имели равную длину и среднюю ширину (как в случае квадрата), натуральные логарифмы последовательных радиусов должны равняться величинам углов, выраженным в радианах. Для решения задачи вначале нужно определить необходимое число концентрических колец  $n$ , на которые будет разбито сечение; радиусы концентрических окруж-

ностей между  $R_1$  и  $R_2$  затем определяются из соотношения

$$r_m = R_1 \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{m/n}, \quad (4.100)$$

где  $m$ —целое число, изменяющееся от 1 до  $n-1$  и определяющее порядок цилиндрической сетки. Угол  $\gamma$  между смежными радиальными линиями сетки должен быть равен

$$\gamma = \frac{1}{n} \ln \frac{R_2}{R_1} \text{ радиан}, \quad (4.101)$$

или

$$\gamma = \frac{57,3}{n} \ln \frac{R_2}{R_1} \text{ град.}$$

Производимая затем процедура подобна применяемой в случае квадратной сетки. Если в теле происходит выделение тепла, уравнение (4.94) продолжает оставаться справедливым, причем  $q_0$  будет означать количество тепла, выделяемого в элементарном объеме единичной высоты, который изображается узловой точкой.

#### ТРЕХМЕРНАЯ ЗАДАЧА

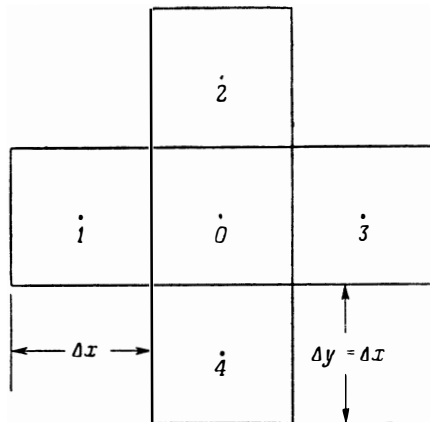
В случае трехмерного распространения тепла путем теплопроводности вычисления можно выполнять подобным же методом, только усреднять нужно будет уже 6 значений температур в точка объемной кубической сетки, смежных с данной. Однако это очень громоздкий метод и он редко применяется в обычных расчетах без использования вычислительных машин, за исключением тех случаев, когда нужно выполнить контрольные расчеты для отдельных исследуемых точек. Задачи подобного рода, так же как и двумерные задачи, чаще решаются на больших вычислительных машинах после соответствующего кодирования программы.

#### Метод релаксаций для теплопроводности при нестационарном режиме

В случае нестационарной теплопроводности задача обычно заключается в отыскании изменения заданного начального распределения температуры через последовательные равные интервалы времени, величина которых выбрана таким образом, чтобы обеспечить необходимую точность решения дифференциальных уравнений, зависящих от времени. Хотя релаксационные методы решения задач стационарной теплопроводности применимы для рассматриваемого случая, однако предварительно необходимо внести некоторые изменения в процедуру деления. Кроме того, двумерная квадратная сетка должна быть заменена объемной кубической сеткой, причем рассматриваемые точки должны размещаться в центрах элементарных

кубов. Рассмотрим устройство из кубических блоков, высота которых  $\Delta x$  (фиг. 4.5). При этом сделаем следующие предположения:

- 1) тепло распространяется только в направления  $x$  и  $y$ ;
- 2) температуры в центральных точках элементарных кубов в момент времени  $t$  равны  $T_n$ , а в момент времени  $t + \Delta t$  равны  $T_{n, \Delta t}$ ;
- 3) начальный градиент температуры  $(T_n - T_0) / \Delta x$  в интервале времени  $\Delta t$  не изменяется;
- 4) температура в точке 0 не зависит ни от каких изменений, происходящих вне элементарных кубов, окружающих эту точку;



Ф и г. 4.5. Расположение кубов для решения задачи о нестационарной теплопроводности методом релаксаций.

- 5) энтальпию куба «0» можно вычислить по температуре в точке 0;
- 6) для теплопроводящего материала  $c_p$  и  $\lambda$  постоянны.

Тепловой баланс составляется путем приравнивания суммарного количества тепла, подведенного от смежных кубов к кубу «0», и количества тепла, аккумулированного в этом кубе,

$$\begin{aligned} \lambda \frac{(\Delta x)^2}{\Delta x} (T_1 + T_2 + T_3 + T_4 - 4T_0) \Delta t &= \\ &= \rho c_p (\Delta x)^3 (T_{0, \Delta t} - T_0), \end{aligned}$$

или

$$T_{0, \Delta t} = \frac{T_1 + T_2 + T_3 + T_4 + (M - 4) T_0}{M}, \quad (4.102)$$

где

$$M = \frac{\rho c_p (\Delta x)^2}{\lambda \Delta t}.$$

Наибольшее допустимое изменение  $T_0$  имело бы место в случае, если  $T_{0, \Delta t}$  была принята равной среднему арифметическому тем-



ператур в смежных точках. Следовательно,  $M \geq 4$  (лучше брать  $M = 5$ ).

При  $M = 5$

$$T_{0, \Delta t} = \frac{T_0 + T_1 + T_2 + T_3 + T_4}{5} \quad (4.103)$$

для интервала времени

$$\Delta t = \frac{qc_p (\Delta x)^2}{5\lambda}.$$

Расчет ведется подобно тому, как это делалось в случае стационарной теплопроводности; при этом, как и прежде, учитываются внутренние источники тепла и условия на поверхности. Решение можно выполнить и от руки, но это более затруднительно, нежели решение задачи о стационарной теплопроводности.

### Методы аналогий

Кроме численных методов решения задач о теплопроводности, разработаны различные экспериментальные методы, использующие «подобные явления». Основное уравнение распространения тепла за счет теплопроводности в однородной среде без внутренних источников тепла имеет вид

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{qc_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4.76б)$$

а в случае стационарного режима

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (4.77)$$

Уравнения (4.76б) и (4.77) описывают не только распространение тепла, они применимы к любому диффузионному процессу, например, распространение тепла, течение жидкости или электрического тока. Поскольку аналитические решения в большинстве случаев получить весьма трудно, были сделаны попытки решить задачу с помощью процессов-аналогов. В частности, многими исследователями для решения задач по теплообмену разработаны методы электрической и гидравлической аналогий, краткое изложение которых можно найти у Рамачандрана [31]<sup>1)</sup>. Рассмотрим некоторые из этих методов.

<sup>1)</sup> На русском языке см., например, Л. И. Гутенмахер, Электрические модели, АН СССР, 1949; Б. С. Петухов, Опытное изучение процессов теплопередачи, Госэнергоиздат, 1952; В. С. Лукьянов, Гидравлический прибор для технических расчетов, Изв. АН СССР, ОТН, № 2, 1939 — *Прим. ред.*

## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ

**Стационарная теплопроводность.** Задачи стационарной теплопроводности можно исследовать, используя подобие температурных и электрических полей. Для этого сооружается контейнер, поперечное сечение которого аналогично исследуемому поперечному сечению, и в него заливают электролит. Стенки контейнера являются электродами. Затем на электроды подается нужное напряжение, и тепловая задача, таким образом, сводится к электрической задаче для той же самой геометрической формы, причем заданные напряжения соответствуют температурам. Далее, с помощью электрического зонда можно установить расположение эквипотенциальных линий, соответствующих изотермам в твердом теле для тепловой задачи. Сила тока в электролите соответствует тепловому потоку, а разность потенциалов между электродами соответствует перепаду температур. В других подобных методах решения задач теплопроводности используются тонкие листы металла или специальной электропроводящей бумаги, вырезанные в соответствии с геометрической формой исследуемой среды, через которую распространяется тепло.

**Неустановившаяся теплопроводность.** Электрическая аналогия для неустановившейся, или нестационарной, теплопроводности основана на сходстве электрической и тепловой цепей, а не на устройстве модели, геометрически подобной рассматриваемому телу [3, 32, 33]. Это вытекает из того, что математические зависимости, описывающие течение электрического тока в цепи с равномерным распределением сопротивлений и емкостей, идентичны зависимостям, отображающим тепловой поток в твердом теле. В табл. 4.1 приведены аналогичные величины электрической и тепловой систем.

Таблица 4.1

Тепло-электрические аналоги

Тепловая цепь			Электрическая цепь		
величина	обозначение	размерность	величина	обозначение	размерность
Температура	$T$	$^{\circ}\text{C}$	Напряжение	$U$	$\text{в}$
Тепловой поток	$q$	$\text{ккал/час}$	Сила тока	$I$	$\text{а}$
Термическое сопротивление	$R_T = \Delta T/q$	$^{\circ}\text{C} \cdot \text{час/ккал}$	Сопротивление	$R_e = \Delta U/I$	$\text{ом}$
Теплоемкость	$C_T = Q_T/\Delta T$	$\text{ккал/}^{\circ}\text{C}$	Емкость	$C_e = Q_e/\Delta U$	$\text{мкф}$
Количество тепла . . .	$Q_T$	$\text{ккал}$	Количество электричества	$Q_e$	$\text{а} \cdot \text{сек}$
Время . . . .	$t$	$\text{час}$	Время . . . .	$t$	$\text{час}$
Постоянная времени . .	$R_T C_T$		Постоянная времени . . .	$R_e C_e$	

## МАГНИТНАЯ И ГИДРАВЛИЧЕСКАЯ АНАЛОГИИ

Еще в 1914 г. Якоб разработал метод магнитной аналогии для решения задач стационарной теплопроводности [3]. Он посыпал лист тонкого картона, вырезанный по форме исследуемого поперечного сечения, железными опилками и помещал его между полюсами электромагнита, форма которых также соответствовала форме исследуемого поперечного сечения. Определение расположения линий теплового потока при этом производилось путем сравнения с расположением силовых магнитных линий.

Еще одна аналогия—это аналогия между ламинарным течением жидкостей и тепловым потоком. При распространении тепла приходится иметь дело с тепловым потоком, термическим сопротивлением, перепадами температур, которые являются причиной возникновения теплового потока, и аккумуляцией тепла. В гидродинамике этим понятиям соответствуют разность уровней, расход жидкости, гидравлическое сопротивление и емкость, в которой накапливается вливающаяся жидкость.

Для ознакомления с другими методами и подробностями применения методов аналогий мы отсылаем читателя к обширной библиографии, приведенной в работе [31].

## 4.3. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Поскольку коэффициент увеличения веса конструкции ракетных систем часто очень велик, то, естественно, что узлы таких ракетных систем должны проектироваться на малый вес. В конструкции теплообменника ядерного реактора ракетного двигателя это требование равносильно, вообще говоря, требованию компактности. Полезным параметром для определения компактности является отношение полной площади теплоотдающей поверхности активной зоны к полному объему активной зоны

$$\xi = \frac{F_T}{V_c}, \quad (4.104)$$

где  $F_T$ —полная площадь теплоотдающей поверхности,  $V_c$ —полный объем активной зоны.

Чем больше это отношение, тем больше теплоотдача на единицу объема, а следовательно (в большинстве систем), и на единицу веса активной зоны, где происходит теплообмен. В конструкциях обычных теплообменников применяются различные способы увеличения поверхностей теплообмена: оребрение, выдавливание углублений и др.; однако в ядерных реакторах, где приходится иметь дело с высокими температурами, из соображений прочности эти способы исключаются.

Для сравнения определим величины параметра  $\zeta$  для геометрических форм, которые могут быть применены в конструкции активной зоны реактора ракетного двигателя.

**Пластинчатая конструкция.** Преимущества подобной конфигурации—простота изготовления и удобство крепления при допущении известной свободы перемещений в случае возможных изменений урановых загрузок. Для сборки из пластин толщиной  $t$  с зазорами высотой  $u$  для прохода омывающего эти пластины потока рабочего тела (фиг. 4.6) отношение теплоотдающей поверхности к объему равно

$$\zeta = \frac{2}{t+u} = \frac{2}{u} \varepsilon, \quad (4.105)$$

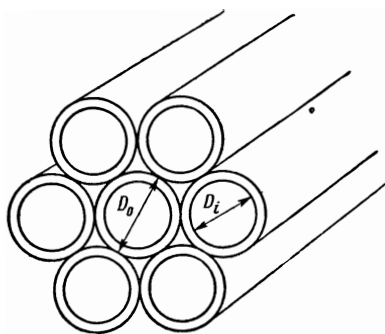
где  $\varepsilon = u/(t+u)$ —доля пустот.

**Сборка из труб.** Активная зона, в которой поток рабочего тела

течет по длинным трубам, сочетает в себе простоту изготовления, свойственную пластинчатым наборам, и структурную прочность. Однако затруднения, связанные с местными перегревами, которые

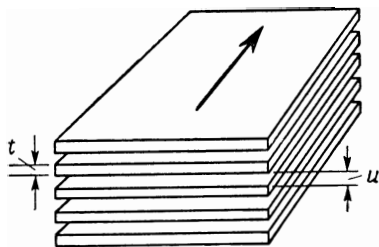
возникают при изменении урановой загрузки, для трубчатой конструкции более серьезны, нежели для пластинчатой; возможность возникновения местных перегревов и полного выхода из строя активной зоны вследствие закупорки труб является серьезным недостатком. Для расположения труб, показанного на фиг. 4.7, отношение теплоотдающей поверхности к объему равняется

$$\zeta = \frac{3\pi \frac{D_i}{6}}{\sqrt{3} \frac{D_0^2}{2}} = \frac{\pi D_i}{\sqrt{3} D_0^2}. \quad (4.106)$$



Ф и г. 4.7. Активная зона в виде пучка труб.

**Сборка из сплошных стержней.** Теплообменник, состоящий из тепловыделяющих элементов в виде сплошных стержней, продольно обтекаемых потоком рабочего тела, характеризуется, подобно пластинчатому теплообменнику, простотой изготовления и не имеет недостатков трубчатых конструкций, связанных с закупоркой труб. Однако изменения урановой загрузки могут вызывать значительные местные изменения температуры, поэтому конструктивное решение крепления стержневой активной зоны сопряжено с определенными трудностями. На фиг. 4.8 показаны два способа расположения



Ф и г. 4.6. Пластинчатая конструкция активной зоны.

стержней, для которых величина отношения площади теплоотдающей поверхности к полному объему равняется:

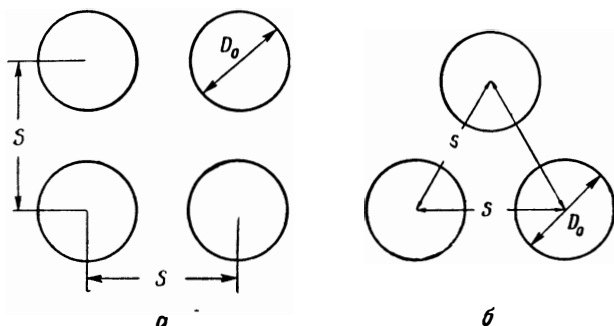
в случае квадратного расположения

$$\zeta = \frac{\pi D_0}{S^2}, \quad (4.107)$$

в случае треугольного расположения

$$\zeta = \frac{2}{3} \frac{\pi D_0}{S^2}. \quad (4.108)$$

Формулами (4.107) и (4.108) можно пользоваться также, если конструкция теплообменника выполнена в виде блока с круглыми



Ф и г. 4.8. Активная зона в виде набора стержней.  
а—квадратное расположение стержней; б—треугольное расположение стержней.

каналами, по которым течет поток рабочего тела. Тогда  $D_0$ —диаметр канала, а  $S$ —расстояние между осями каналов.

**Сборка из шаров.** Активные зоны реакторов с шаровыми тепловыделяющими элементами обладают тем достоинством, что нужно изготавливать тепловыделяющие элементы лишь одной формы, и, кроме того, они позволяют широко варьировать распределение тепловыделяющих элементов по активной зоне. Недостатками подобной конструкции являются трудность крепления активной зоны, возможность местных перегревов и больших температурных напряжений. В табл. 4.2 приведены характеристики лишь нескольких из многих возможных схем расположения шаровых тепловыделяющих элементов. Следует отметить, что некоторые из них исключительно сложны. Отношение площади теплоотдающей поверхности к полному объему активной зоны с шаровыми тепловыделяющими элементами при любой схеме расположения равно

$$\zeta = \frac{6(1-\varepsilon)}{D_p}, \quad (4.109)$$

где  $\varepsilon$ —доля внутренних пустот шаровой укладки, а  $D_p$ —диаметр шаров.

Таблица 4.2

Геометрические соотношения и относительный объем пустот  
для различной укладки шаров [42]

	Тип укладки (кристаллографическая аналогия)				
	куби- ческая	ромби- ческая	ромбоэдрическая		тетрагонально- моноклиная
Расстояние между сляями . . . . .	$R\sqrt{4}$	$R\sqrt{3},$ $R\sqrt{4}$	$R\sqrt{3}$	$2R\sqrt{2/3}$	$R\sqrt{3}$
Число шаров, смежных с дан- ным . . . . .	6	8	12	12	10
Лицевой угол	90°	90°, 60–120°	90°, 60–120°	60–120°	60–120°, 75°31'–104°29'
Углы между гранями . . . . .	90°	90°, 60–120°	54°44'–125°16'	70°32'–109°28'	90°, 63°26'–116°34'
Относительный объем пустот	47,64%	39,54%	25,95%	25,95%	30,19%

## 4.4. ЭНЕРГОПЛОТНОСТЬ

Как уже упоминалось ранее, отношение площади теплоотдающей поверхности к полному объему представляет собой меру компактности активных зон. Однако для сравнения компактности активных зон необходимо исследовать потери энергии на прогаливание рабочего тела через эти активные зоны. В связи с тем, что веса необходимых для этой цели турбонасосных агрегатов могут составлять значительную долю от веса двигательной установки атомной ракеты, то, прежде чем правильно провести сравнение, необходимо исследовать потери давления рабочего тела при его протекании для каждой конкретной конструкции теплообменника. Нужно учитывать еще и возможность того, что интенсивности теплоотдачи для различных конфигураций активной зоны могут быть неодинаковыми. Поэтому удобнее сравнивать активные зоны различной геометрии на основе средней энергоплотности, т. е. отношения выходной мощности реактора к полному объему активной зоны

$$\eta = \frac{P_r}{V_c}, \quad (4.110)$$

где  $P_r$  — полная выходная мощность реактора,  $V_c$  — полный объем активной зоны.

Для предварительных расчетов можно подсчитывать полный тепловой поток по уравнению

$$\frac{Q}{F_T} = \alpha_{\text{ср.}} \Delta T_{LM}, \quad (4.111)$$

где  $Q$  — общее количество отдаваемого тепла;  $\alpha_{\text{ср.}}$  — средний

коэффициент теплоотдачи;  $F_T$  — полная площадь поверхности теплоотдачи;  $\Delta T_{LM}$  — среднелогарифмическая разность температур. Мощность реактора в мегаваттах связана с общим количеством отдаваемого тепла соотношением

$$Q = K(1 - f_e) P_r, \quad (4.112)$$

где  $K$  — переводной коэффициент  $3,413 \cdot 10^6 \text{ Бте/Мвт-час}$  ( $0,86 \times 10^6 \text{ ккал/Мвт-час}$ ) и  $f_e$  — доля энергии деления, уносимой  $\gamma$ -квантами и быстрыми нейтронами. Предположим, что  $f_e = 0$ , т. е. охлаждаемому рабочему телу отдается вся выделяющаяся в реакторе мощность. Тогда, подставляя уравнения (4.111) и (4.112) в уравнение (4.110) и используя уравнение (4.104), получим следующее выражение для энергоплотности:

$$\eta = \frac{1}{K} \alpha_{\text{ср.}} \frac{F_T}{V_c} \Delta T_{LM} = \frac{1}{K} \alpha_{\text{ср.}} \zeta \Delta T_{LM}, \quad (4.113)$$

где используются средние коэффициенты теплоотдачи.

Влияние высокой энергоплотности активной зоны на геометрические размеры лучше всего показать на конкретном примере. Предположим, что нам нужно создать атомный ракетный двигатель мощностью  $5000 \text{ Мвт}$ , использующий в качестве рабочего тела водород; причем энергоплотность активной зоны должна быть  $100 \text{ Мвт/фут}^3$  ( $3533 \text{ Мвт/м}^3$ ) [19], т. е.

$$P_r = 5000 \text{ Мвт},$$

$$\eta = 100 \text{ Мвт/фут}^3$$

Объем активной зоны, следовательно, должен равняться

$$V_c = 50 \text{ фут}^3 (1,4 \text{ м}^3),$$

а диаметр и площадь поперечного сечения, в случае если активная зона имеет форму круглого прямого цилиндра с высотой, равной диаметру, равны

$$D_c = \left( \frac{50 \cdot 4}{\pi} \right)^{1/3} = 4 \text{ фута} (1,22 \text{ м}),$$

$$F_c = 12,5 \text{ фут}^2 (1,16 \text{ м}^2).$$

В гл. 6 показано, что критическая масса сильно зависит от доли пустот в активной зоне, поэтому надо стремиться к тому, чтобы коэффициент  $\varepsilon$  был минимальным. В нашем примере примем  $\varepsilon = 0,30$ . Площадь проходных сечений для рабочего тела в этом случае будет равна

$$F_f = \varepsilon F_c = 3,75 \text{ фут}^2 (0,348 \text{ м}^2).$$

Для того чтобы получить мощность  $5000 \text{ Мвт}$  при максимальной температуре водорода  $5000^\circ \text{ R}$  ( $2780^\circ \text{ K}$ ), секундный расход рабочего тела, определяемый по соотношениям между мощностью

и секундным расходом, которые изображены на фиг. 2.25, должен равняться

$$\omega = \frac{P_r}{20,8} = 240 \text{ фунт/сек (109 кг/сек)}.$$

Массовый расход, отнесенный к единице площади поперечного сечения выбранной нами активной зоны, будет равен

$$G = \frac{\omega}{F_f} = 2,30 \cdot 10^5 \text{ фунт/час} \cdot \text{фут}^2 (11,2 \cdot 10^5 \text{ кг/час} \cdot \text{м}^2).$$

При постоянной температуре стенки тепловыделяющего элемента  $5500^\circ \text{R}$  ( $3060^\circ \text{K}$ ), температуре рабочего тела на входе  $500^\circ \text{R}$  ( $278^\circ \text{K}$ ) и температуре на выходе  $5000^\circ \text{R}$  ( $2780^\circ \text{K}$ ) получим из уравнения (4.74)

$$\Delta T_{LM} = \frac{5000 - 500}{\ln \frac{5000}{500}} = 1950^\circ \text{R}$$

и из уравнения (4.113)

$$\alpha_{\text{ср.}} \zeta = \frac{100 \cdot 3,413 \cdot 10^6}{1950^\circ} = 1,75 \cdot 10^5 \text{ Бте/час} \cdot \text{фут}^3 \cdot ^\circ\text{K} (28,12 \cdot 10^5 \text{ ккал/час} \cdot \text{м}^3 \cdot ^\circ\text{C}). \quad (4.114)$$

Для пластинчатой конструкции активной зоны удельная площадь теплоотдающей поверхности, согласно уравнению (4.105), равна

$$\zeta = \frac{2}{t+u} = \frac{2}{u} \epsilon$$

и для принятой доли пустот  $\epsilon = 30\%$

$$\zeta = \frac{0,60}{u}. \quad (4.115)$$

где  $u$  — ширина зазора между пластинами, а  $t$  — толщина пластины.

Подставляя выражение (4.115) в уравнение (4.114), получаем ограничительное соотношение между коэффициентом теплоотдачи и шириной зазора

$$\frac{\alpha_{\text{ср.}}}{u} = 2,92 \cdot 10^5 \text{ Бте/час} \cdot \text{фут}^3 \cdot ^\circ\text{F} (46,9 \text{ ккал/час} \cdot \text{м}^3 \cdot ^\circ\text{C}). \quad (4.116)$$

Так как для течения в зазоре между параллельными пластинами гидравлический, или эквивалентный, диаметр  $D_e = 2u$ , то

$$\alpha = 1,46 \cdot 10^5 D_e \text{ Бте/час} \cdot \text{фут}^2 \cdot ^\circ\text{FD}_e 7,12 \text{ ккал/час} \cdot \text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}). \quad (4.117)$$

Теперь, используя зависимость (4.45), можно определить величину соответствующего гидравлического диаметра, т. е.

$$\alpha = 0,023 \frac{G^{0,8}}{D_e^{0,2}} \frac{\lambda_f}{\mu_f^{0,8}} \left( \frac{c_{pf} \mu_f}{\lambda_f} \right)^{1/3}$$



и

$$D_e^{1/2} = 15,75 \cdot 10^{-8} G^{0,8} \frac{t}{\mu_f^{0,8}} \left( \frac{c_{pf} \mu_f}{\lambda_f} \right)^{1/3}. \quad (4.118)$$

Средняя температура пограничного слоя, при которой берутся физические свойства рабочего тела, вычисляется на основе средне-логарифмического перепада температур поперек пограничного слоя [уравнение (4.74)]  $1950^\circ \text{R}$ , температуры на входе  $500^\circ \text{R}$  и температуры стенки  $5500^\circ \text{R}$ . В соответствии с определением средней температуры пограничного слоя, на основе которой берутся все физические параметры, входящие в уравнение (4.45),

$$T_f = \frac{2450 + 5500}{2} = 3975^\circ \text{R} \quad (2210^\circ \text{K}).$$

Этой температуре соответствуют следующие значения физических параметров (см. фиг. 2.17, 2.18, 2.20):

$$\begin{aligned} \mu_f &= 0,08 \text{ фунт/час} \cdot \text{фут} \quad (3,36 \cdot 10^{-6} \text{ кг} \cdot \text{сек/м}^2); \\ \lambda_f &= 0,46 \text{ Бте/час} \cdot \text{фут} \cdot ^\circ\text{F} \quad (0,684 \text{ ккал/час} \cdot \text{м} \cdot ^\circ\text{C}); \\ c_{pf} &= 3,78 \text{ Бте/фунт} \cdot ^\circ\text{F} \quad (3,78 \text{ ккал/кг} \cdot ^\circ\text{C}). \end{aligned}$$

Используя эти значения и величину массового расхода, отнесенного к единице поперечного сечения, получаем

$$G = 2,30 \cdot 10^5 \text{ фунт/час} \cdot \text{фут}^2 \quad (11,2 \cdot 10^5 \text{ кг/час} \cdot \text{м}^2);$$

по уравнению (4.118) найдем величину гидравлического диаметра

$$D_e = 0,020 \text{ фута} \quad (6,096 \text{ мм}),$$

что позволит, наконец, определить размеры пластин и зазоров

$$\begin{aligned} u &= 0,010 \text{ фута} = 0,12 \text{ дюйма} = 3,048 \text{ мм}; \\ t &= 0,0233 \text{ фута} = 0,28 \text{ дюйма} = 7,113 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Заметим, что в данном случае отклонение от полученных размеров на  $\pm 0,005$  дюйма ( $0,127 \text{ мм}$ ) приведет к изменению величины зазора на 10% и соответствующему перераспределению расхода в смежных каналах. Полученные размеры типичны, и последствия отклонений от них показывают, что достижение высокой энергоплотности требует исключительной тщательности в детальном расчете и конструировании активной зоны ядерного реактора.

#### 4.5. ТРЕНИЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ И ПОТЕРЯ ДАВЛЕНИЯ

Перепад давлений вдоль теплообменника реактора атомного ракетного двигателя часто является основным источником силовых нагрузок на конструкцию активной зоны, поэтому в высшей степени

важно точно и подробно оценить влияние течения и геометрии активной зоны на величину потерь давления. Это не простая задача, так как дифференциальные уравнения, описывающие течение вязкой сжимаемой жидкости при наличии теплообмена, весьма сложны.

Классический профиль Рэлея [34, 39] соответствует влиянию теплообмена при отсутствии трения, классический профиль Фанно [34] соответствует случаю течения с трением без теплообмена. Задачей комбинированного теплообмена занимались различные исследователи [35, 36], причем они использовали средние значения физических параметров жидкости или средние значения коэффициентов трения и теплоотдачи. Томпсон [37] изучил случай комбинированного теплообмена при переменной площади и постоянной величине либо числа Маха, либо энтропии. Валерино [38] исследовал совместно теплоотдачу при постоянной площади и наличии трения для случая постоянной температуры стенки и получил решения, выраженные через средний коэффициент трения для данного канала.

В данном разделе рассматриваются уравнения потерь давления в каналах постоянного поперечного сечения с учетом и без учета теплообмена.

### Потеря давления от трения в трубах

Если принять в качестве постулата, что для несжимаемой жидкости потеря давления в гладкой трубе пропорциональна длине трубы и что величина  $\Delta P/L$  зависит от диаметра трубы  $D$ , средней скорости  $V_{\text{ср}}$ , плотности жидкости  $\rho$  и абсолютной вязкости жидкости  $\mu$ , то размерное уравнение, связывающее эти переменные, можно записать в следующем виде:

$$\frac{\Delta P}{L} = CD^{\alpha} V_{\text{ср}}^{\beta} \rho^{\gamma} \mu^{\delta}. \quad (4.119)$$

Анализ размерностей [3] приводит уравнение (4.119) к общему выражению потери давления в гладкой трубе как при ламинарном, так и при турбулентном режиме течения

$$\frac{\Delta P}{\frac{\rho V_{\text{ср}}^2}{2}} = 2C \frac{L}{D} \left( \frac{V_{\text{ср}} D \rho}{\mu} \right)^{\alpha+1}. \quad (4.120)$$

Для ламинарного течения из уравнения силового баланса следует, что  $\alpha = -2$  и уравнение (4.120) приобретает вид

$$\frac{\Delta P}{\frac{\rho V_{\text{ср}}^2}{2}} = 64 \cdot \frac{L}{D} \frac{\mu}{V_{\text{ср}} D \rho} = \frac{64}{\text{Re}} \frac{L}{D}. \quad (4.121)$$

Это уравнение известно как закон Пуазейля.

В общем случае показатели степени и значение константы  $C$  следует определять экспериментально. Для турбулентного течения в гладкой трубе при числах Рейнольдса от 5000 до 200 000 было установлено, что уравнение (4.121) принимает вид

$$\frac{\Delta P}{\frac{\rho V_{\text{ср.}}^2}{2}} = \frac{0,184}{\text{Re}^{0,2}} \frac{L}{D}. \quad (4.122)$$

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса или если труба, по которой движется жидкость, негладкая, удобнее записывать уравнение потери давления в следующей форме:

$$\frac{\Delta P}{\frac{\rho V_{\text{ср.}}^2}{2}} = 4f \frac{L}{D}, \quad (4.123)$$

где  $f$  — безразмерный коэффициент трения, определяемый из соотношения

$$f = \frac{\tau_0}{\frac{\rho V^2}{2}}. \quad (4.124)$$

Здесь  $\tau_0$  — напряжение трения на поверхности. Для гладких труб из уравнений (4.121) и (4.122) следует, что

$$f = \frac{16}{\text{Re}} \quad \text{для ламинарного потока}, \quad (4.125)$$

$$f = \frac{0,046}{\text{Re}^{0,2}} \quad \text{для турбулентного потока} \quad (4.126)$$

при  $5000 < \text{Re} < 200\,000$ .

Для более высоких значений чисел Рейнольдса связь между трением и  $\text{Re}$  дает уравнение Кармана — Никурадзе, полученное на основе экспериментальных данных для турбулентного течения несжимаемой жидкости,

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 4 \lg(\text{Re} \sqrt{f}) - 0,40. \quad (4.127)$$

**Некруглые поперечные сечения.** Как уже говорилось на стр. 128, для некруглых поперечных сечений вводится эквивалентный диаметр

$$D_e = \frac{4F}{C}, \quad (4.49)$$

где  $F$  — площадь поперечного сечения канала, а  $C$  — смоченный параметр канала. В этом случае уравнение потерь давления можно переписать в форме, предложенной Якобом [3],

$$\frac{\Delta P}{\frac{\rho V_{\text{ср.}}^2}{2}} = N \frac{L}{D_e} \frac{\mu}{\rho D_e V_{\text{ср.}}}. \quad (4.128)$$

Величины  $N$  и  $D_e$  для различных поперечных сечений приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Эквивалентный диаметр  $D_e$  и константа  $N$  [3]

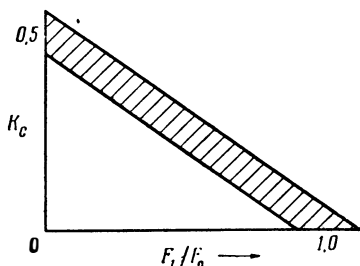
Форма поперечного сечения	$\frac{2b}{2a}$	$\frac{D_e}{2b}$	$N$
Круг (диаметр $D=2b$ ) . . . . .		1	64
Эллипс (большая ось $2a$ , малая ось $2b$ ) . . . . .	0,7	1,17	65
	0,5	1,30	68
	0,3	1,44	73
	0,2	1,50	76
	0,1	1,55	78
Прямоугольник (длинная сторона $2a$ , короткая сторона $2b$ ) . . . . .	0,5	1,30	62
	0,333	1,50	69
	0,25	1,50	73
	0,2	1,67	76
	0,1	1,82	85
	0	2,0	96
Равносторонний треугольник (длина стороны $2b$ )		0,58	53
Квадрат (длина стороны $2b$ ) . . . . .		1	57
Кольцо (ширина $2b$ ) . . . . .		2	96

**Влияние внезапного изменения сечения**

Кроме потерь давления за счет трения, нужно учитывать еще потери, возникающие при внезапном сужении или расширении проходного сечения. Поскольку эти потери связаны с конкретной конструкцией, детали каждого изменения проходного сечения в теплообменнике нужно исследовать индивидуально. Однако для приближенной оценки можно использовать следующие зависимости:

для сужения

$$\Delta p = p_0 - p_1 = \rho_{ср.} \frac{V_1^2 - V_0^2}{2g} + \rho_{ср.} \frac{K_c V_1^2}{2g}; \quad (4.129)$$



Ф и г. 4.9. Коэффициент сужения потока в зависимости от отношения площадей.

для расширения

$$\Delta p = p_0 - p_1 = \rho_{\text{ср.}} \frac{V_1^2 - V_0^2}{2g} + \rho_{\text{ср.}} \frac{(V_0 - V_1)^2}{2g}, \quad (4.130)$$

где индекс «0» относится к условиям до рассматриваемого сечения, а индекс «1» — к условиям за рассматриваемым сечением;  $\rho_{\text{ср.}}$  — средний удельный вес жидкости;  $K_c$  — коэффициент сужения. Приблизительно этот коэффициент изменяется так, как это изображено на фиг. 4.9.

#### Зависимость от давления и температуры течения по каналу постоянного сечения с теплообменом и трением<sup>1)</sup>

Преыдуший анализ касался соотношений для потери давления в несжимаемой жидкости за счет трения, но на его основе нельзя правильно рассчитать режим в активной зоне реактора атомного ракетного двигателя, через которую течет сжимаемая жидкость, воспринимающая тепловой поток. При расчете таких течений необходимо учитывать изменение удельного веса жидкости и влияние теплопередачи через пограничный слой. Уравнения, которые описывают этот процесс для течения по каналу постоянного сечения в направлении оси  $x$ , представляют собой одномерные формы уравнений (4.8), (4.18), (4.20) и (4.124):

уравнение энергии

$$dq = w c_p dT_t = \alpha C (T_w - T_{aw}) dx, \quad (4.131)$$

где  $C$  — смоченный периметр;

уравнение сплошности

$$\rho V = \frac{G}{g}; \quad (4.132)$$

уравнение количества движения

$$dP = -\rho V dV - \frac{4f}{D_e} \frac{1}{2} \rho V^2 dx, \quad (4.133)$$

где  $D_e$  — эквивалентный диаметр,  $D_e = 4F/C$ ;

уравнение состояния идеального газа

$$\rho = \frac{P \mathfrak{M}}{gRT}. \quad (4.134)$$

Комбинируя уравнения (4.131) — (4.134), получаем

$$\left( \frac{gP^2 \mathfrak{M}}{G^2 RT} - 1 \right) \frac{dP}{P} = -\frac{dT}{T} - \frac{f/2}{\alpha/Gc_p} \frac{dT_t}{T_w - T_{aw}}. \quad (4.135)$$

Дифференцируя уравнения (4.132) и (4.134) и сопоставляя их, получаем

$$\frac{dP}{P} = \frac{dT}{T} - \frac{dV}{V}. \quad (4.136)$$

<sup>1)</sup> Эта задача весьма полно решена Романенко [С. В., ДАН СССР, ХСІ (6) (1953); ЖТФ, XXV (6) (1955). — Прим. ред.]

Местная скорость потока, число Маха и температура связаны соотношением

$$V = M \sqrt{\gamma g \frac{RT}{g}}, \quad (4.137)$$

где  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей жидкости. Из этого соотношения следует

$$\frac{dV}{V} = \frac{dM}{M} + \frac{dT}{2T}. \quad (4.138)$$

Из уравнений (4.136) и (4.138) получаем

$$\frac{dP}{P} = \frac{dT}{2T} - \frac{dM}{M}. \quad (4.139)$$

Теперь [40] давление и температура полностью заторможенного потока в зависимости от числа Маха имеют вид

$$T_t = T \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right), \quad (4.140)$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{dT_t}{T_t} - \frac{(\gamma-1) M^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \frac{dM}{M}, \quad (4.141)$$

$$P_t = P \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (4.142)$$

где индекс «*t*» относится к параметрам торможения.

Принимая величину коэффициента восстановления температуры, определяемую из уравнения (4.10), равной

$$r = \frac{T_{aw} - T}{T_t - T} \approx 0,9 \text{ для турбулентного течения,} \quad (4.143)$$

и вводя два температурных параметра,

$$\varepsilon_t = \frac{T_t}{T_i} \quad \text{и} \quad \delta = \frac{T_w}{T_i}, \quad (4.144)$$

где индекс «*i*» относится к условиям входа, а также параметр аналогии Рейнольдса [18] для трения и теплообмена

$$\lambda' = \frac{f/2}{\alpha_i G c_p} \approx \text{Pr}^{2/3} \text{ для течения газа,} \quad (4.145)$$

из уравнений (4.135)–(4.144) можно получить одно дифференциальное уравнение, описывающее течение

$$\left[ \frac{1 - M^2}{\gamma M^3 \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)} \right] dM = \left( \frac{1 + \gamma M^2}{2\gamma M^2} \right) \frac{d\varepsilon_t}{\varepsilon_t} + \frac{\lambda' d\varepsilon_t}{1 + 0,9 \frac{\gamma-1}{2} M^2} \cdot \delta - \varepsilon_t \frac{\delta - \varepsilon_t}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}. \quad (4.146)$$

Поскольку дифференциальное уравнение (4.146) нелинейное и в данном виде его нельзя решить аналитически, необходимо либо сделать определенные допущения с целью его линеаризации, либо применить численные методы решения. Решение этого уравнения численным методом было выполнено [41] для постоянной температуры стенки при  $\gamma=1,3$  и  $\lambda'=0,8$ ; некоторые обобщенные результаты приведены на фиг. 4.10 и 4.11. Эти кривые можно рекомендовать для использования в предварительных проектных расчетах, в случае если числа Маха и температуры на входе невелики [ $M_i \leq 0,10$ ;  $T_i \approx 600^\circ R$  ( $334^\circ K$ )].

#### 4.6. УСТОЙЧИВОСТЬ СИСТЕМЫ

Проблема устойчивости теплообменника—одна из самых важных проблем для конструктора атомной ракеты. Ее возникновение связано со стремлением достичь высокой энергоплотности, которая в сочетании с неустойчивостью потока или теплоотдачи может привести к местным перегревам и выходу из строя активной зоны реактора. Критерии устойчивости, как правило, установить трудно, так как в большинстве случаев при аналитической обработке делается много допущений относительно исследуемой физической модели процесса. С другой стороны, такое исследование может дать ответ на некоторые вопросы, хотя дело осложняется необходимостью учитывать характер распределения энергии деления в принятой модели. В общем случае лучшее приближение к истине, если не считать экспериментального изучения реальной конструкции, дает исследование упрощенных теоретических моделей, допускающих математический анализ, с последующим применением полученных результатов на практике. Эта процедура требует от инженера хорошего понимания существа дела и высокой квалификации.

#### Ламинарные и турбулентные потоки<sup>1)</sup>

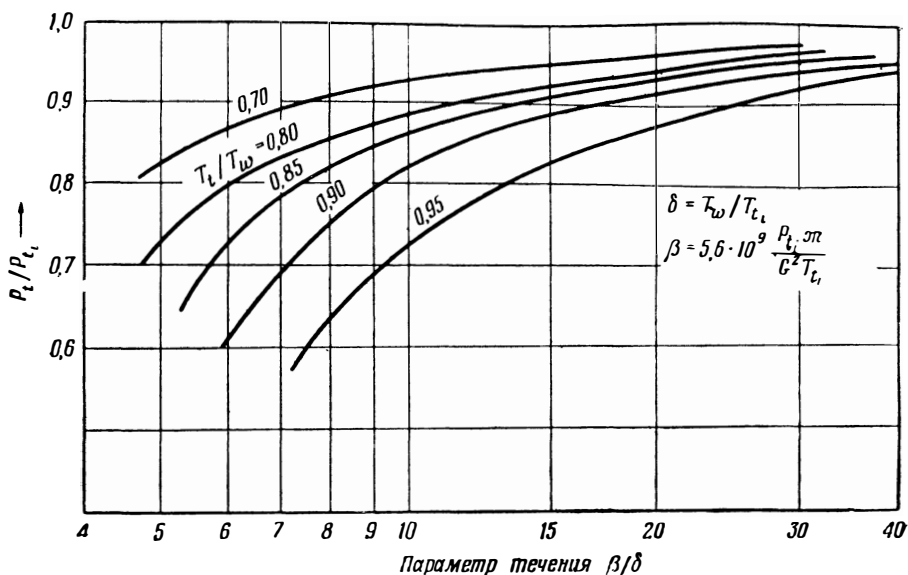
Случай ламинарного течения по капиллярному каналу—это пример упрощенной модели. Если скорость потока постоянна, то, пренебрегая теплопроводностью в направлении оси потока, будем иметь уравнения в безразмерной форме

$$\omega(t) = -\frac{1}{T^{n+1}} \frac{\partial p(x,t)}{\partial x}, \quad (4.147)$$

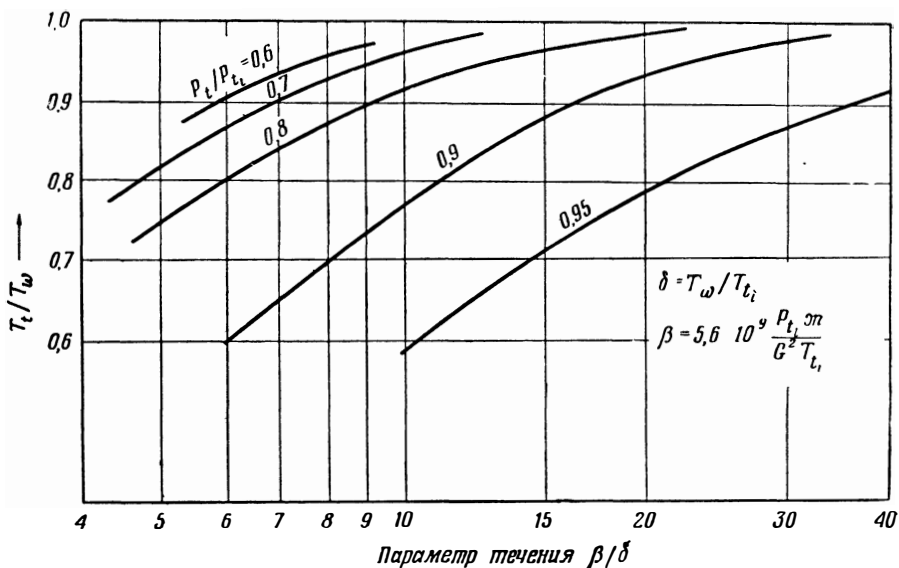
$$q_0 = \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} + \omega(t) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (4.148)$$

$$\mu = T^n, \quad (4.149)$$

<sup>1)</sup> Изложение основано на неопубликованных работах С. Longmire и G. Birkhoff, Лос-Аламосская научно-исследовательская лаборатория.



Ф и г. 4.10. Давление торможения в зависимости от параметра течения.  $T_w$ —температура стенки, °R;  $T_{t_i}$ —температура торможения на входе, °R;  $P_{t_i}$ —давление торможения на входе, фунт/дюйм<sup>2</sup>;  $\mathcal{M}$ —молекулярный вес;  $G$ —массовый расход, фунт/час·фут<sup>2</sup>.



Ф и г. 4.11. Отношение температуры торможения к температуре стенки в зависимости от параметра течения.  $T_w$ —температура стенки, °R;  $T_{t_i}$ —температура торможения на входе, °R;  $P_{t_i}$ —давление торможения на входе, фунт/дюйм<sup>2</sup>;  $\mathcal{M}$ —молекулярный вес;  $G$ —массовый расход, фунт/час·фут<sup>2</sup>.



где  $w(t)$ —массовый расход;  $T$ —температура при условии, что за начало отсчета принята температура на входе;  $p$ —давление;  $t$ —время;  $q_0$ —тепловыделение на единицу длины, приведенное к единице;  $x$ —расстояние, изменяющееся от 0 до 1;  $\mu$ —абсолютная вязкость.

Уравнение (4.147)—это одна из форм известного уравнения Гагена—Пуазейля для ламинарного течения в трубе. Его вывод можно найти в работе [9]. Уравнение (4.148)—это уравнение теплопроводности для движущегося газа. Его вывод дан в работе [3].

Для того чтобы исследовать устойчивость системы из двух или более параллельных капилляров, рассмотрим вначале решения для стационарного случая. Если все величины не зависят от времени и если их обозначить индексами «0», то уравнение (4.148) примет вид

$$T_0 = 1 + \frac{x}{w_0} \quad (4.150)$$

Используя этот результат, можно проинтегрировать уравнение (4.147)

$$\begin{aligned} \Delta p_0 &= - \int_0^1 \frac{\partial p_0}{\partial x} dx = w_0 \int_0^1 \left(1 + \frac{x}{w_0}\right)^{n+1} dx = \\ &= \frac{w_0^2}{n+2} \left[ \left(1 + \frac{1}{w_0}\right)^{n+2} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (4.151)$$

Для малых потоков

$$\Delta p_0 \approx \frac{1}{(n+2)w_0^2} \quad (4.152)$$

для больших потоков

$$\Delta p_0 \approx w_0. \quad (4.153)$$

Поскольку  $n$ —показатель степени температуры в соотношении, связывающем температуру с вязкостью, —больше нуля, то характер зависимости  $\Delta p_0$  от  $w$ , имеет вид, изображенный на фиг. 4.12.

Если  $\Delta p_0$  достаточно велико, то для  $w$ , имеется два решения и, согласно уравнению (4.150), меньшему значению  $w$ , соответствует большее значение температуры на выходе. Из фиг. 4.12 видно также, что для решений применительно к малым потокам капилляры представляют собой «отрицательные» сопротивления. Это соответствует случаю, когда два или больше капиллярных каналов соединены параллельно, причем в одном из капилляров расход больше, а в другом—меньше, и в капилляре с меньшим расходом температура в потоке более высокая. Такое состояние является неустойчивым, и можно показать путем исследования уравнений нестационарного

процесса, что поток через трубку с малым расходом действительно является неустойчивым, в то время как поток с большим расходом — устойчив. Это исследование мы приводить не будем. Взамен этого рассмотрим задачу о ламинарном течении в сравнении с задачей о турбулентном течении при тех условиях, которые можно ожидать в теплообменнике реактора атомного ракетного двигателя.

Рассмотрим течение газа по каналу с постоянным проходным сечением, длина которого  $L$ , давление и температура на входе  $p_i$  и  $T_i$ , а на выходе —  $p_e$  и  $T_e$ . Если принять, что отношение давлений  $p_i/p_e$  близко к единице и что восприятие тепла происходит с постоянной скоростью  $q$  на единицу длины и времени, то уравнение (4.148) будет описывать стационарный процесс теплообмена при постоянной величине удельной теплоемкости и примет вид

$$\frac{dT}{dx} = \frac{aq}{w} = \frac{bq}{qV} \quad \text{для } w = \rho VF = \text{const}, \quad (4.154)$$

где  $a$  и  $b$  — постоянные, не зависящие от  $x$ ,  $q$  и  $w$ ;  $\rho$  — удельный вес;  $V$  — скорость газового потока. Используя упрощение, основанное на пропорциональности, можно записать уравнение (4.154) в следующей форме:

$$\frac{dT}{dx} \sim \frac{q}{w} \sim \frac{q}{qV}. \quad (4.155)$$

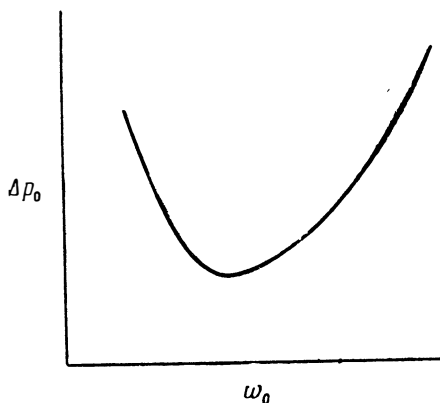
Для канала постоянной длины эту пропорциональность можно распространить и на интегральную форму уравнения (4.155), т.е.

$$T_e - T_i \sim \frac{qL}{w} \sim \frac{q}{w}. \quad (4.156)$$

Вводя безразмерный температурный параметр  $\kappa$ , получаемый делением разности температур на температуру входа  $T_i$ , мы можем преобразовать выражение (4.156) к виду

$$\kappa = \frac{T_e}{T_i} - 1 \sim \frac{q}{wT_i}. \quad (4.157)$$

Для теплообменников атомных ракетных двигателей  $\kappa$  должно равняться приблизительно 10 для получения интересующих нас



Ф и г. 4.12. Падение давления в потоке при ламинарном режиме течения как функция расхода.

рабочих характеристик. Для одинарного канала, как указывает уравнение (4.157),  $\kappa$  зависит от расхода  $\omega$  для любых  $q$  и  $T_i$ .

Однако, даже если значения  $p_i$ ,  $T_i$  и  $p_e$  установились при каком-то стационарном уровне, положение может быть таким, что теплоотдача может стать нестационарной. Происходит это следующим образом. Повышение температуры влечет за собой увеличение вязкости газа  $\mu$  и уменьшение удельного веса  $\rho$ ; в свою очередь эти изменения повлекут за собой уменьшение массового расхода  $\omega$  и величины теплового потока  $q$ , воспринимаемого потоком от стенок канала. Математически это можно выразить так: для достаточно больших значений  $\kappa$   $q$  может быть *убывающей* функцией  $\kappa$  при фиксированном значении  $p_i$ ,  $T_i$  и  $p_e$ . Подобная неустойчивость может привести к аварии за счет чрезмерного нагрева стенок канала.

Количественный анализ этой неустойчивости можно выполнить, если считать, что основной причиной потерь давления при течении по каналу с постоянным проходным сечением является трение. В этом случае градиент давления вдоль канала будет соответствовать приближенному соотношению, приведенному на стр. 153,

$$\begin{aligned} -\frac{dp}{dx} &= B\mu^\beta \rho^{1-\beta} V^{2-\beta}, \\ -\frac{dp}{dx} &\sim \frac{\mu^\beta \omega^{2-\beta}}{\rho}, \end{aligned} \quad (4.158)$$

где  $B$  — константа, а  $\beta$  — равно единице для ламинарного течения (течения Пуазейля), приблизительно 0,20 — для турбулентного течения при  $3000 < Re < 150\,000$  и убывает до нуля при очень больших числах Рейнольдса.

Если предположить, что давление газа почти постоянно, т. е.  $p \approx p_i$ , тогда связь плотности и температуры приближенно можно выразить следующим соотношением:

$$\rho \sim \frac{1}{T}. \quad (4.159)$$

Если принять

$$\mu \sim T^{1/2}, \quad (4.160)$$

то из уравнения (4.158) получим, что

$$-\frac{dp}{dx} \sim \omega^{2-\beta} T^{1+\beta/2}. \quad (4.161)$$

Из уравнений (4.156) и (4.157) следует, что

$$dx \sim T_i \frac{dT}{\kappa}, \quad (4.162)$$

а для заданной  $T_i$

$$dx \sim \frac{dT}{\kappa}. \quad (4.163)$$

Подстановка этой зависимости в уравнение (4.161) дает

$$-dp \sim \frac{\omega^{2-\beta}}{\kappa} T^{1+\beta/2} dT. \quad (4.164)$$

Интегрируя, получаем

$$p_i - p_e \sim \omega^{2-\beta} \kappa^{-1} (T_e^{2+\beta/2} - T_i^{2+\beta/2}). \quad (4.165)$$

Но, согласно уравнению (4.157), для фиксированной  $T_i$   $\omega \sim q/\kappa$ . Тогда

$$p_i - p_e \sim q^{2-\beta} \kappa^{\beta-3} [(1+\kappa)^{2+\beta/2} - 1]. \quad (4.166)$$

Из этого соотношения при фиксированных  $p_i$ ,  $T_i$  и  $p_e$  имеем

$$q^{2-\beta} \sim \frac{\kappa^{3-\beta}}{(1+\kappa)^{2+\beta/2} - 1} = Q(\kappa), \quad (4.167)$$

где

$$\kappa = \frac{T_e}{T_i} - 1.$$

Для того чтобы определить зоны устойчивости и неустойчивости процесса, введем для удобства дальнейшего анализа новую функцию

$$G(\kappa) = \frac{1}{Q(\kappa)}. \quad (4.168)$$

Уже было установлено, что для устойчивости  $q$  должно быть возрастающей функцией  $\kappa$ , что в свою очередь означает, что  $Q(\kappa)$  также должна быть возрастающей функцией  $\kappa$ . В соответствии с уравнением (4.168)  $G(\kappa)$  должна быть в этом случае убывающей функцией  $\kappa$ . Если продифференцировать уравнение (4.168) по  $\kappa$ , то получим

$$\frac{dG(\kappa)}{d\kappa} = \frac{(1+\kappa)^{1+\beta/2}}{\kappa^{4-\beta}} \left[ \left( \frac{3}{2}\beta - 1 \right) \kappa - (3-\beta) + \frac{3-\beta}{(1+\kappa)^{1+\beta/2}} \right]. \quad (4.169)$$

Поскольку  $\kappa > 0$ , то условие устойчивости выполняется в случае, когда выражение в скобках будет меньше нуля. При этом производная  $G'(\kappa)$  будет отрицательной, а следовательно,  $Q(\kappa)$  будет возрастающей функцией  $\kappa$ , т. е.

$$\left( \frac{3}{2}\beta - 1 \right) \kappa - (3-\beta) + \frac{3-\beta}{(1+\kappa)^{1+\beta/2}} < 0,$$

или

$$\frac{1}{(1+\kappa)^{1+\beta/2}} < 1 - \frac{3\beta-2}{6-2\beta} \kappa. \quad (4.170)$$

Для ламинарного режима течения  $\beta=1$  и данное неравенство будет иметь вид

$$\frac{1}{(1+\kappa)^{3/2}} < 1 - \frac{\kappa}{4}. \quad (4.171)$$

Оно будет удовлетворяться приблизительно при  $\kappa < 3,6$ . При  $\kappa > 3,6$  поток будет нестабильным.

В случае турбулентного течения, когда  $\beta$  приблизительно равно 0,20, а в более общем виде при  $0 < \beta < 2/3$ , левая часть уравнения (4.170) меньше единицы, в то время как правая часть — больше единицы. Это означает, что в данном случае поток всегда будет стабильным.

Из рассмотрения этих двух упрощенных моделей в пределах принятых допущений видно, что во избежание неустойчивости режимов течения и теплоотдачи существенно важно, чтобы поток через теплообменник реактора атомного ракетного двигателя был все время турбулентным.

### Течение через пористую среду

Температурную устойчивость пористого источника тепла можно исследовать методом, подобным примененному в случае ламинарного течения (течения Пуазейля), когда оказывалось возможным получить два различных значения расходов при заданном перепаде давления. Это можно продемонстрировать [20] на примере определения соотношения между энергией, потребляемой на перекачку жидкости, теплом, подводимым в поток, массовой скоростью и температурой. Следует заметить, что величина отношения энергии, необходимой для обеспечения данного расхода, к энергии (тепловой), отводимой в жидкость, обычно используется как сравнительный показатель качества теплообменников.

Мощность насоса, необходимая для того, чтобы продавить идеальный газ через пористую стенку, показанную на фиг. 4.1, равна

$$W = -G \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho} = \frac{R}{\mathfrak{M}} T_{\text{ср.}} G \ln \frac{p_1}{p_2}, \quad (4.172)$$

а воспринимаемый газом тепловой поток

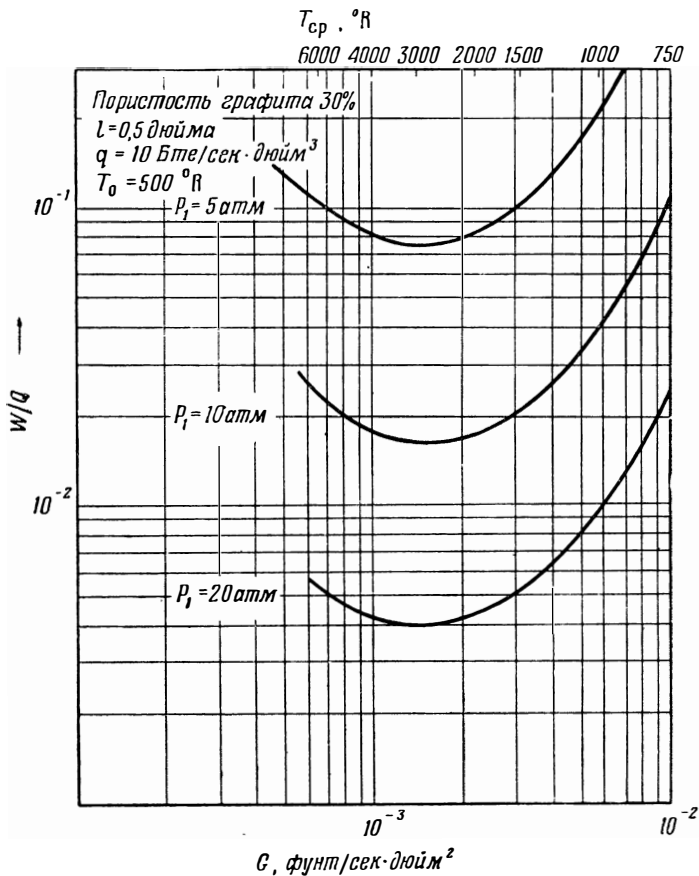
$$Q = G c_p (T_2 - T_0), \quad (4.173)$$

где переменные те же, что и в уравнении (4.37), а  $T_{\text{ср.}}$  определяется следующим образом:

$$T_{\text{ср.}} = \frac{1}{L} \int_0^L T dx \quad (4.174)$$

и может быть подсчитана по уравнению (4.38). Тогда

$$\frac{T_{\text{ср.}} - T_0}{qL/Gc_p} = \frac{1}{2} + \frac{Gc_p L / \lambda_s - 1 + \exp(-Gc_p L / \lambda_s)}{(Gc_p L / \lambda_s)^2}, \quad (4.175)$$



Ф и г. 4.13. Отношение мощности, потребляемой насосом, к мощности, воспринимаемой рабочим телом, как функция массового расхода для различных условий на входе.

откуда можно получить величину сравнительного показателя качества теплообменника

$$\frac{W}{Q} = \frac{R}{c_p} \frac{T_{\text{ср.}}}{(T_2 - T_0)} \ln \frac{p_1}{p_2}, \quad (4.176)$$

а для небольших величин потери давления относительно среднего абсолютного давления

$$\frac{W}{Q} = \frac{\frac{R}{M} T_{cp}}{c_p (T_2 - T_0)} \frac{p_1 - p_2}{p_{cp}}. \quad (4.177)$$

Величины этого отношения были вычислены [20] для различных конкретных материалов и граничных условий (фиг. 4.13).

Исследование кривых фиг. 4.13 показывает, что пористый нагреватель должен работать в точке минимального значения  $W/Q$ . Однако вследствие того, что вязкость газа зависит от температуры, может возникнуть неустойчивость температуры стенки. Если внутри стенки имеет место локальный перегрев, вызванный некоторой неоднородностью пористого материала, то увеличившаяся вязкость приведет к снижению расхода, что в свою очередь поведет к повышению температуры, причем этот процесс будет продолжаться до полного выхода теплообменника из строя. С другой стороны, стабильность может быть увеличена за счет высокой теплопроводности материала стенки, высокой теплоемкости газа и большого расхода. Следовательно, по соображениям обеспечения устойчивости может оказаться целесообразным, чтобы теплообменник работал при высоких расходах, т. е. на режиме, которому соответствуют точки кривой, расположенные вправо от точки оптимума, где над гидравлическим сопротивлением доминирует квадратичный невязкий член уравнения (4.40).

### Кризис течения

Для течения сжимаемой жидкости по каналу постоянного сечения с теплообменом и трением (этот случай представляет наибольший интерес при расчете активной зоны реактора атомного ракетного двигателя) необходимо учитывать возможную опасность наступления кризиса течения. Это явление можно лучше всего проиллюстрировать, рассматривая изменение местного числа Маха вдоль оси  $x$ , направленной по потоку [40],

$$\frac{dM^2}{dx} = \frac{\varphi(x)}{1 - M^2}. \quad (4.178)$$

где в случае канала постоянного поперечного сечения, при постоянной удельной теплоемкости и постоянном молекулярном весе

$$\varphi(x) = M^2 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \left[ (1 + \gamma M^2) \frac{d(\ln T_1)}{dx} + \gamma M^2 \frac{f}{D} \right]. \quad (4.179)$$

Для нашего случая  $x$ —величина положительная и  $\varphi$ —тоже положительна для течения с теплообменом и трением по каналу с постоян-

ным поперечным сечением. В данном случае непрерывный переход течения через  $M=1$  невозможен. Это можно доказать следующим образом. Предположим, что вначале поток дозвуковой и что в некоторой точке канала  $x=x_0$  достигается  $M=1$ . Теперь предположим, что поток за этим сечением стал сверхзвуковым. Это значило бы в соответствии с уравнением (4.178), что в точке  $x_0+\Delta x$  (где  $\Delta x$ —положительная величина)  $dM^2/dx$  есть величина отрицательная. А это противоречит нашему предположению о том, что поток стал сверхзвуковым, так как если  $M^2$  в точке  $x_0+\Delta x$  больше 1, то величина  $dM^2/dx$  в интервале между  $x_0$  и  $x_0+\Delta x$  должна быть положительной.

Следовательно, дозвуковой поток не может перейти в нашем случае в сверхзвуковой. В точке, соответствующей кризису течения,  $dM^2/dx$  равно бесконечности и большинство свойств жидкости изменяется с бесконечной скоростью.

Если в канале возникает кризис течения, то поддерживать стационарный режим в потоке невозможно. После переходного периода изменения параметров потока установится новый стационарный режим течения, при котором кризисные явления уже не будут иметь места. Такое изменение параметров потока обычно заключается в уменьшении начального значения числа Маха, в появлении ударных волн или в том и другом одновременно, что нежелательно для теплообменника высокой энергоплотности.

### Двухфазное течение

Другое серьезное осложнение, весьма опасное для высоконапряженной активной зоны—это возникновение очень резких колебаний давления, появляющихся при определенном режиме течения.

Если жидкое рабочее тело подается в теплообменник активной зоны при давлении и температуре, которые на протяжении некоторого периода нагрева остаются ниже их критических значений, то некоторое количество рабочего тела испарится, а остальная его часть будет продолжать оставаться жидкостью; иначе говоря, поток будет двухфазным. Интенсивность теплообмена и параметры течения в случае двухфазного потока, как правило, исключительно неустойчивы, что приводит к резким колебаниям давления и температуры. Хотя в данной книге и не рассматривается задача о двухфазном течении, однако эту проблему обязательно нужно учитывать при расчете активной зоны атомного ракетного двигателя.

Можно указать, что если давление и температуру жидкого рабочего тела поддерживать выше их критических значений (см. табл. 2.1), то хотя в потоке, вообще говоря, будет значительно изменяться удельный вес вещества, но от двухфазного потока, как такового, мы избавимся.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Mc Adams W. H., Heat Transmission, 3d ed., McGraw-Hill Series in Chemical Engineering, McGraw-Hill, New York, 1954.
2. Eckert E. R. G., Introduction to the Transfer of Heat and Mass, McGraw-Hill, New York, 1950.
3. Jakob M., Heat Transfer, vol. I, John Wiley, New York, 1954.
4. Johnson H. A., Rubesin M. W., Aerodynamic Heating and Convective Heat Transfer—Summary of Literature Survey, *Trans. ASME*, **71**, 447 (July 1949).
5. Eckert E. R. G., Weise W., The Temperature of the Unheated Bodies in a High-Speed Gas Stream, *NACA TM 1000* (January—February 1941).
6. Eckert E. R. G., Heat Transmission of Bodies in Rapidly Flowing Gases, Intelligence T-2 Document Office, Foreign Exploitation Section Wright Field, Dayton, Ohio, 1946.
7. Eckert E. R. G., Drewitz O., Heat Transfer to a Plate in Flow at High Speed, *NACA TM 1045* (May—June 1945).
8. Crocco L., Transmission of Heat from a Plate to a Fluid at a High Velocity, *NACA TM 690* (February 1932).
9. Schlichting H., Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, New York, 1955.
10. Rubesin M. W., Johnson H. A., A Critical Review of Skin Friction and Heat Transfer Solutions of the Laminar Boundary Layer of a Flat Plate, *Trans. ASME*, **71** (4), 383 (1949).
11. Reynolds O., Collected Papers, vol. I, pp. 81—85.
12. Taylor G. I., ARCR and M 272, 1919.
13. Prandtl L., Bemerkung über den Warmenübergang im Rohr, *Physik. Z.*, **29**, 487 (1928).
14. Karman T., Some Aspects of the Turbulence Problem, p. 54, *Proc. Intern. Congr. Appl. Mechanics*, 4th congr. 1934.
15. Karman T., Analogy between Fluid Friction and Heat Transfer, *Trans. ASME*, **61**, 705 (1939).
16. Deissler R. G., Analysis of Turbulent Heat Transfer, Mass Transfer and Friction in Smooth Tubes at High Prandtl and Schmidt Numbers, *NACA Rep.* 1210, 1955.
17. Rannie W. D., Heat Transfer in Turbulent Shear Flow, *JAS*, **23** (5), 485 (1956).
18. Rubesin M. W., A Modified Reynolds Analogy for the Compressible Turbulent Boundary Layer on a Flat Plate, *NACA TN 2917* (1953).
19. Tsien H. S., Rockets and Other Thermal Jets Using Nuclear Energy, in Clark Goodman (ed.), The Science and Engineering of Nuclear Power, vol. II, chap. II, p. 124, Addison-Wesley, Mass.
20. Green L., Jr., Gas Cooling of Porous Heat Source, *J. Appl. Mech.*, **19**, 173 (1952).
21. Green L., Jr., Duwez P., Fluid Flow through Porous Metals, *J. Appl. Mech.*, **18**, 39 (1951).
22. Durham F. P., Neal R. C., Newman H. J., High Temperature Heat Transfer to a Gas Flowing in Heat Generating Tubes with High Heat Flux, *Proc. Reactor Heat Transfer Conference*, Nov. 2, 1956, Distributed by Nuclear Development Corporation of America.
23. Humble L. V., Lowdermilk W. H., Desmon L. G., Measurement of Average Heat Transfer and Friction Coefficient for subsonic Flow of Air in Smooth Tubes at High Surface and Fluid Temperatures *NACA Rep.* 1020, 1951.

24. Kays W. M., London A. L., A Summary of Experimental and Analysis for Gas Flow Heat Transfer and Friction in Circular Tubes, Tech. Rept. 22, Contract N-6-onr-251 Tash Order 6 (NR-090-104), Stanford University, June 1954.
25. Bonilla C. F., An Up-to-date Review of the Principles of Heat Transfer, with Particular Application to Nuclear Power, USAEC, M-4476, 1949.
26. Gamson B. W., Thodos G., Hougen O. A., Heat, Mass and Momentum Transfer in the Flow of Gases through Granular Solids, *Trans. AIChE*, **39** (1), 1 (1943).
27. Denton W. H., Robinson C. H., Tibbs R. S., The Heat Transfer and Pressure Loss in Fluid through Randomly Packed Spheres, vol. I, USAEC, HPC-35, June 1949.
28. Eckert E. R. G., Engineering Relations for Heat Transfer and Friction in High Velocity Laminar and Turbulent Boundary-layer Flow over Surfaces with Constant Pressure and Temperature, *Trans. ASME*, **78** (6), 1273 (1956).
29. Emmons H. W., The Numerical Solution of Heat Conduction Problems. *Trans. ASME*, **65**, 608 (1943); The Numerical Solution of Partial Differential Equations, *Quart. Appl. Math.*, **2**, 173 (1944).
30. Dusenberre G. M., Numerical Analysis of Heat Flow, McGraw-Hill, New York, 1949.
31. Ramachandrah A., Analogic Experimental Methods in Heat Transfer, *Electrotechnics* (23), 110 (March 1951).
32. Paschkis V., Electric Methods for the Solution of Laplace's Equation, *Exp. Stress Analysis*, **2** (2), 39 (1944).
33. Paschkis V., Baker H. D., A Method of Determining Unsteady State Heat Transfer by Means of an Electrical Analogy, *Trans. ASME*, **64**, 105 (1942).
34. Shapiro A. H., Hawthorne W. R., The Mechanics and Thermodynamics of Steady One-Dimensional Gas Flow, *J. Appl. Mech.*, **14** (4), A317 (1947).
35. Hall N., Thermodynamics of Fluid Flow, Prentice-Hall, New York, 1951.
36. Sibulkin M., Koffel W. K., Chart for Simplifying Calculations of Pressure Drop of a High-speed Compressible Fluid under Simultaneous Action of Friction and Heat Transfer, *NACA TN 2076* (March 1950).
37. Thompson A. S., Flow of Heated Gases, NAA-SR-18, North-American Aviation, Calif., 1947.
38. Valerino M. F., Generalized Charts for Determination of Pressure Drop of a High-speed Compressible Fluid in Heat Exchanger Passages, *JAS*, **16** (5), 311 (1949).
39. Foa J. V., Rüdinger G., On the Addition of Heat to Gas Flowing in a Pipe at Subsonic Speeds, *JAS*, **16** (2), 84 (1949).
40. Shapiro A. H., The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, vol. I, Ronald Press, New York, 1953.
41. Durham F. P., Unpublished Calculations Made at the Los Alamos Scientific Laboratory, 1956.
42. Groton L., Fraser H., *J. Geol.*, **43** (8), 785 (1935).

## МАТЕРИАЛЫ

Наилучшие рабочие характеристики ракетного реактора теплообменного типа связаны с ограничениями, накладываемыми материалами отдельных элементов конструкции реактора. Самые благоприятные характеристики имеет такая конструкция, в которой все узлы и материалы, из которых они выполнены, лучшим образом соответствуют предъявляемым к ним требованиям. Для создания такого реактора конструктор должен ясно представлять все особенности работы его элементов, должен знать свойства и возможности материалов, которые он намеревается использовать.

Все эти вопросы рассматриваются в настоящей главе, причем особое внимание уделено температурным напряжениям и деформациям, радиационным разрушениям, коррозии и эрозии—наиболее важным проблемам для ракетных ядерных реакторов большой мощности.

### 5.1. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ

Для того чтобы оценить достоинства того или иного материала, используемого в ядерном реакторе, необходимо знать требования предъявляемые к различным элементам конструкции, и понимать причины, лежащие в основе этих требований. Для ракетных ядерных реакторов особый интерес представляют тепловыделяющие элементы, замедлители, элементы управления и конструкционные материалы. Рассмотрим предъявляемые к ним требования.

#### Тепловыделяющие элементы

Чтобы получить большую производительность активной зоны, тепловыделяющие элементы должны нагревать рабочее тело-теплоноситель до очень высокой температуры. Кроме того, вследствие характеристик, присущих потоку, который обтекает поверхность (см. гл. 4) тепловыделяющих элементов, последние должны выдерживать нагрузки за счет разностей давлений, появляющихся в потоке теплоносителя. Другие требования налагаются условиями работы в поле излучений. Вследствие того, что деление происходит во всем объеме тепловыделяющего элемента и энергия  $\gamma$ -излучения погло-

щается в материалах, в тепловыделяющем элементе создаются внутренние температурные градиенты, вызывающие температурные напряжения. При высокой плотности энерговыделения в активной зоне, которая необходима для создания ракетного двигателя, эти внутренние температурные градиенты, так же как и скорости теплоотвода, будут предельными. При таких условиях работы необходимо рассчитывать на ползучесть материала тепловыделяющего элемента, снимающую температурные напряжения. Другим необходимым требованием к силовой установке ракеты является способность реактора достигать максимальной температуры и мощности за несколько секунд. Таким образом, при наличии ползучести, снимающей температурные напряжения, материал тепловыделяющего элемента должен обладать предельно высокими скоростями ползучести при напряжениях, меньших предела прочности на разрыв при высокой температуре.

Тепловыделяющий элемент содержит делящийся материал, при делении которого в критических ядерных условиях работы реактора выделяется определенная мощность. Поэтому желательно, чтобы конструкционный (основной) материал тепловыделяющего элемента по сравнению с делящимся материалом не сильно поглощал нейтроны. Такое непроизводительное поглощение нейтронов может привести к необходимости резкого увеличения делящегося материала для создания критичности. Более того, желательно, чтобы конструкционный материал способствовал замедлению нейтронов, что позволило бы уменьшить размеры и вес всей реакторной установки.

Необходимо учитывать также возможное взаимодействие рабочего тела с конструкционным материалом тепловыделяющего элемента. Все рабочие тела, представляющие интерес, содержат водород<sup>1)</sup>. К сожалению, при высоких температурах водород, взаимодействуя с некоторыми материалами, делает их хрупкими. с другими образует гидриды, со многими образует летучие соединения. Следовательно, материал тепловыделяющего элемента не должен при высоких температурах вступать с водородом в такие реакции, которые приводили бы к структурным разрушениям или потерям делящегося материала.

Таким образом, хороший материал для тепловыделяющего элемента должен обладать при высокой температуре такой же большой прочностью, как при комнатной, должен иметь хорошую теплопроводность для уменьшения внутренних температурных градиентов, должен слабо поглощать нейтроны, но хорошо их замедлять, должен быть устойчивым против воздействия сильно нагретых рабочих тел. Очевидно, что конструкционный материал тепловыделяющего элемента, отвечающий всем или большинству этих требований, непри-

<sup>1)</sup> См. стр. 13. — *Прим. ред.*

годен, если он теряет эти свойства при наличии делящегося материала. Следовательно, прежде всего конструкционный материал тепловыделяющего элемента должен быть таким, чтобы его свойства не изменялись после введения в тепловыделяющий элемент ядерного топлива.

### Замедлители и отражатели

В гомогенных реакторах с замедлителем в активной зоне замедление нейтронов до тепловых энергий производится главным образом материалом активной зоны. Для реакторов этого типа замедлителем должен служить материал, способный функционировать при высоких температурах и условиях, указанных выше для тепловыделяющих элементов. Среди существующих конструкций гетерогенных реакторов необходимо отметить два типа реакторов: реакторы, активная зона которых состоит из кассет с тепловыделяющими элементами (в этих реакторах замедление производится материалом, помещенным между сборками тепловыделяющих элементов), и реакторы с наружным отражателем, в которых замедление нейтронов производится материалом, окружающим активную зону. К двум последним типам реакторов не предъявляется такое требование стабильности при высоких температурах, как в случае гомогенных реакторов. По определению материалы замедлителя должны иметь низкий атомный вес и небольшое сечение поглощения нейтронов, поскольку замедление нейтронов до тепловых энергий не должно сопровождаться их чрезмерными потерями за счет поглощения.

Нейтроны деления теряют энергию в замедляющем материале за счет столкновения с ядрами замедлителя. Кроме того, за счет поглощения  $\gamma$ -излучения по всему объему замедлителя последний также нагревается. Твердые материалы, используемые в качестве замедлителя в реакторах с активной зоной кассетного типа и в реакторах с наружным отражателем, должны быть способными функционировать при достаточно высоких температурах, при которых происходит отвод тепла жидким или газообразным теплоносителем. Здесь так же, как и в тепловыделяющих элементах, будут возникать внутренние температурные градиенты, создающие температурные напряжения в материале замедлителя. Так как часто удобно использовать входящий поток рабочего тела для охлаждения замедлителя, то последний не должен химически реагировать с рабочим телом как в жидком, так и в газообразном состоянии последнего, даже и при низкой температуре.

В зависимости от конкретной конструкции реактора довольно часто масса замедлителя несет большую часть нагрузки, создаваемой в активной зоне появляющимся перепадом давлений, и передает ее оболочке наружного корпуса высокого давления. В связи с этим замедлитель должен обладать приемлемыми прочностями на разрыв и на сжатие.

Следовательно, хороший замедлитель должен иметь низкий атомный вес; небольшое сечение поглощения нейтронов; хорошую теплопроводность (здесь это, правда, не так важно, как для конструкционных материалов тепловыделяющих элементов); значительную прочность при средних температурах, если используется в гетерогенном реакторе с активной зоной кассетного типа или в реакторах, в которых отражатель служит замедлителем; не должен химически взаимодействовать с теплоносителем, которым обычно служит входящий поток рабочего тела.

### Элементы системы управления

Для правильной работы энергетического реактора необходимо наличие механических средств управления реактивностью, позволяющих производить безопасный пуск, работу и остановку реактора.

Такое управление наиболее удобно осуществлять при помощи сильно поглощающих нейтроны материалов, которые вводятся или выводятся из активной зоны, отражателя или других областей с высоким нейтронным потоком. Основное требование к таким «управляющим» материалам—это большое сечение захвата нейтронов. При захвате нейтрона в результате ядерной реакции испускается или  $\alpha$ -частица, или  $\beta$ -частица (электрон), или  $\gamma$ -квант, так что все материалы стержней управления в известном смысле становятся объемными источниками тепла. Дополнительно к этой тепловой нагрузке  $\gamma$ -излучение деления из активной зоны будет поглощаться материалом стержня управления, причем поглощение, грубо говоря, пропорционально плотности материала. Для того чтобы свести к минимуму нагревание стержней управления, желательно, чтобы материал, из которого они выполнены, либо не испускал лучистую энергию при захвате нейтронов, либо испускал сильно проникающую радиацию, например  $\gamma$ -излучение, обладал небольшой плотностью для уменьшения нагревания от  $\gamma$ -излучения и высокой теплопроводностью для отвода тепла. Для твердых материалов стержней управления желательно, чтобы они могли работать при средних температурах [ $\sim 1500^{\circ}\text{R}$  ( $\sim 560^{\circ}\text{C}$ )] для облегчения теплоотвода.

Вообще стержни управления не несут внешней нагрузки, поэтому к материалам, из которых они выполняются, не предъявляют повышенных требований на прочность; они должны лишь охлаждаться в необходимой степени и обеспечивать структурную целостность во время работы реактора.

### Элементы конструкции

Двумя основными компонентами конструкции любого ракетного ядерного реактора являются наружный корпус высокого давления и внутреннее устройство, поддерживающее активную зону. Корпус

высокого давления можно теплоизолировать от горячей активной зоны, поэтому к материалу, из которого он выполнен, не обязательно предъявляется требование противостоять высоким температурам. Однако поглощение  $\gamma$ -излучения в корпусе вызывает внутренний нагрев и температурные напряжения в материале, вследствие чего необходима система охлаждения корпуса высокого давления. Так как корпус удобно охлаждать входящим потоком рабочего тела, то единственным требованием, предъявляемым к материалу корпуса высокого давления, является его химическая стойкость по отношению к рабочему телу. Очевидно, что для материала корпуса отношение прочности к его плотности должно быть по возможности наибольшим, что необходимо для получения минимального веса корпуса.

Во время работы корпус подвергается нагрузке по окружности за счет внутреннего давления газообразного рабочего тела, приходящего из активной зоны реактора, а также нагружается по направлению вдоль оси как за счет внутреннего давления, так и за счет осевой силы тяги ракетного двигателя. В местах соединений в корпусе, например фланцы или место присоединения сопла, могут возникать местные высокие напряжения, вызванные в основном температурными напряжениями за счет нагрева от поглощения  $\gamma$ -излучения в этих утолщенных участках. Отдельные участки с высокими нагрузками также могут возникнуть в тех местах, где активная зона связана с корпусом, потому что механическая нагрузка, возникающая в активной зоне из-за перепадов давлений, передается через конструкционные элементы корпусу высокого давления.

Конструкция опорного устройства активной зоны вызывает особые затруднения при проектировании реакторной установки. Во время работы это устройство окружено очень горячим, вызывающим коррозию рабочим телом; оно должно выдерживать возникающие перепады давления и разнообразные растягивающие напряжения. Это устройство должно само в достаточной степени охлаждаться в связи с необходимостью отвода тепла, образующегося при поглощении  $\gamma$ -излучения, и не должно коробиться под действием температурных градиентов и нагрузок, чтобы не допускать изменения геометрии тепловыделяющих элементов. Это очень жесткое требование, так как полная нагрузка, создаваемая активной зоной в некоторых конструкциях, может быть чрезвычайно велика. Например, перепад давления  $15 \text{ кг/см}^2$  в цилиндрической активной зоне диаметром  $100 \text{ см}$  создает полную нагрузку около  $100 \text{ т}$ , которая должна быть передана опорным устройством активной зоны внешнему корпусу высокого давления.

К счастью, от материала опорного устройства и корпуса высокого давления не требуется каких-либо особых ядерных свойств, поэтому выбор материалов здесь не ограничивается ядерными характеристиками.

Следовательно, материалы элементов конструкции должны обладать высоким отношением их прочности к плотности, хорошей теплопроводностью и должны быть химически устойчивыми по отношению к рабочему телу независимо от его состояния (газообразное или жидкое), когда это рабочее тело используется в качестве теплоносителя.

## 5.2. СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

Обсудив главные требования, предъявляемые к основным элементам конструкции высокотемпературных ракетных ядерных реакторов, следует рассмотреть характеристики потенциально пригодных для этой цели материалов, для того чтобы определить пределы их применимости. В настоящем разделе, так же как и во всей главе, основное внимание уделяется наиболее интересным характеристикам материалов, используемых в ракетных ядерных реакторах. Представленные здесь сведения нельзя считать исчерпывающими, поэтому читатель отсылается к специальным источникам [1], где он может найти более полные и специфические данные.

### Физические свойства

#### ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Необходимость работать при температурах около  $4500^{\circ}\text{R}$  ( $2200^{\circ}\text{C}$ ) строго ограничивает выбор конструкционных материалов тепловыделяющих элементов. Среди чистых элементов только графит, вольфрам, тантал, молибден, ниобий и рений имеют достаточно высокие температуры плавления и сублимации, что позволяет рассматривать их в качестве возможных материалов для тепловыделяющих элементов. Хотя известны сотни тысяч химических соединений, ясно, что потенциально ценными в качестве материалов для тепловыделяющих элементов ракетных ядерных реакторов являются простые карбиды и нитриды металлов и бориды вольфрама, тантала, ниобия и циркония. К сожалению, еще очень немного известно о физических свойствах этих соединений при высоких температурах, поэтому нельзя сравнивать их с графитом—единственным материалом, поведение которого при высоких температурах довольно хорошо исследовано. Более того, влияние добавления делящегося материала (например,  $\text{U}^{235}$ ) к основному материалу тепловыделяющих элементов не так просто изучить; следовательно, конструктор ракетного реактора имеет в своем распоряжении данные по интересующим конструкционным материалам и программу исследований действия делящихся материалов на материалы тепловыделяющих элементов.

**Графит.** Графит—чрезвычайно изменчивый материал, его характеристики зависят в широких пределах от процесса производства и сырья, использованного для его изготовления; следовательно,



Таблица 5.1

## Физические свойства некоторых конструкционных материалов тепловыделяющих элементов

Материал	Температура плавления, °С	Плотность при комнатной температуре, г/см <sup>3</sup>	Кратковременный предел прочности на разрыв, кг/мм <sup>2</sup>		Модуль Юнга, 10 <sup>6</sup> кг/см <sup>2</sup>		Средний коэффициент линейного расширения, 10 <sup>-6</sup> град <sup>-1</sup>		Теплопроводность, ккал/час·м·град		Коэффициент Пуассона $\nu$	$\bar{\sigma}_1 = \frac{\sigma_r}{\sigma_a} \frac{10^4}{q\psi_2}$	
			$\sigma_a$	°С	$E^{1)}$	°С	$\alpha^{1)}$	°С	$\lambda^{1)}$	°С		$\bar{\sigma}_1$	°С
Графит . . . . .	3500 <sup>2)</sup>	1,65—1,85	1,4—2,8	5	0,028 $\perp$ ; 0,84 $\parallel$	5	5,4 $\perp$ ; 1,8 $\parallel$	5	10,4— 26,8 $\perp$ ; 22,3 $\parallel$	2500	0,2— 0,3	1,42	2500
Вольфрам . . . . .	3410	19,1	42—98 3,5—6,3	840 2500	0,056 $\perp$ ; 0,11 $\parallel$	5	4,62 $\perp$ ; 7,2 $\parallel$	5 1950	163,7 104,2 89,3	5 840 1660	3)	7,8	2500
Рений . . . . .	3170	20,5	63—91 2,8—4,2	840 2500	4,55—5,04 3,78	5 950	6,48 6,84	5 950			3)	14,3	2500
Тантал . . . . .	3000	16,6	35—49 0,7—4,2	840 2500	1,89	5	6,12 8,10	5 2500	46,13 72,4	5 1950	3)	21,1	2500
Молибден . . . . .	2625	10,2	21—35 0,35—0,7	840 2500	3,36 2,8	5 840	5,04 7,2	5 1950	111,6 89,3	5 840 1500	3)	87	2500
Ниобий . . . . .	2415	8,6	21	840			7,2	5	59,5 37,2 <sup>4)</sup> 29,8 <sup>4)</sup>	5 950	3)		
Карбид ниобия NbC	3500	7,8			3,13	5			12,2	5			
Карбиды тантала													
TaC . . . . .	3880	14,5	1,4—2,8	5	2,87	5	8,10	5				85	5
Ta <sub>2</sub> C . . . . .	3390	15,1											
Карбид циркония ZrC	3530	6,8	9,8 11,2	950 1220					17,9		5		
Карбиды вольфрама WC	2600	15,6	35	5	7,14	5	5,42 (a) <sup>5)</sup> ; 7,38 (c)	5				18,5	5
W <sub>2</sub> C . . . . .	2700	17,2			4,2	5	1,26 (a); 11,34	5					

1) Знаки  $\perp$  и  $\parallel$  означают свойства в направлениях, перпендикулярном и параллельном ориентации зерна.

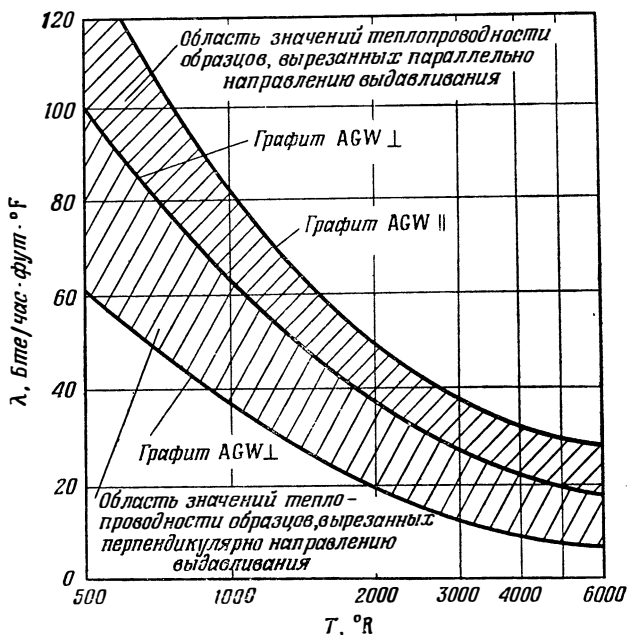
2) Возгоняется.

3) Данных не имеется, но для большинства металлов значения лежат между 0,25 и 0,35.

1) Подсчитанные значения.

5) Значения вдоль осей a и c.

нельзя говорить о свойствах графита вообще, не указывая сорта или типа этого материала. Для наших целей, однако, удобно говорить об общих свойствах и рассматривать характерные значения прочности, теплопроводности и других интересующих нас свойств. Такие сведения непригодны для целей детального проектирования, но весьма существенны в начальной стадии конструирования.



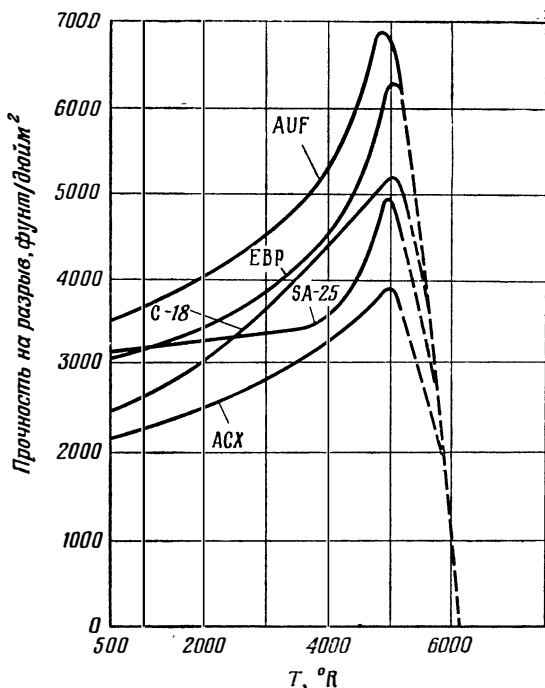
Ф и г. 5.1. Теплопроводность различных сортов графита. Знаки  $\perp$  и  $\parallel$  указывают на то, что образцы вырезаны перпендикулярно или параллельно направлению выдавливания.

Любой окончательный проект должен основываться на результатах экспериментального исследования используемого графита.

Теплопроводность нормального графита при комнатной температуре довольно высока, но быстро падает при увеличении температуры. Типичные значения теплопроводности графита при  $5000^{\circ}\text{R}$  ( $2500^{\circ}\text{C}$ ) приведены в табл. 5.1, а изменение теплопроводности различных сортов графита с температурой показано на фиг. 5.1. Заштрихованная область показывает интервал изменений экспериментально найденных значений теплопроводности.

Вообще прочность графита возрастает вплоть до  $5000^{\circ}\text{R}$ , а затем быстро уменьшается почти до нуля при  $5800\text{--}6000^{\circ}\text{R}$  ( $2950\text{--}3070^{\circ}\text{C}$ ) (фиг. 5.2). Хотя графит обладает высокими скоростями ползучести под действием напряжений при высоких температурах,

структурные разрушения при этих температурах, так же как и при комнатной, связаны с хрупкостью как при растяжении, так и при сжатии. Типичная кривая зависимости удлинения от времени для двух типов графита при одинаковых температурах и напряжениях показана на фиг. 5.3. Модуль Юнга у графита меньше, чем у «нор-



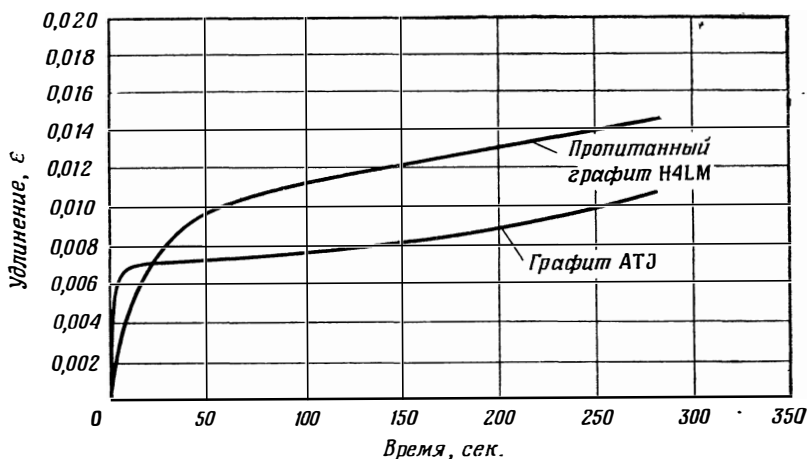
Ф и г. 5.2. Прочность на разрыв различных сортов графита.

мальных» материалов, таких, как сталь, и лишь немного изменяется с температурой по сравнению с изменением теплопроводности. Коэффициент теплового расширения графита сравним с коэффициентом слаборасширяющихся сталей, увеличивается почти в 2 раза при  $5000^{\circ}\text{R}$  и отличается почти вдвое для направлений, перпендикулярного и параллельного ориентации зерна.

В графит можно ввести уран в форме  $\text{UC}_2$  либо непосредственно, либо карбидизацией соли урана, которой пропитан графит, разлагающейся при высокой температуре.

**Вольфрам.** Многие годы вольфрам служит основным материалом для нитей накаливания осветительных ламп. Чистый вольфрам непригоден для использования при высоких температурах, потому что вследствие роста зерен образуется очень хрупкий крупнозер-

нистый вольфрам. При промышленном производстве нитей лам накаливания рост зерен подавляется путем добавления небольших количеств двуокиси тория ( $\text{ThO}_2$ ) к вольфраму перед протяжкой его в проволоку. Добавляемая двуокись тория эффективно приостанавливает диффундирование через границы между зернами и предотвращает «сращивание» мелких зерен. Для применения в реакторах эта методика кажется приемлемой, если вместо  $\text{ThO}_2$  использовать  $\text{UO}_2$ , т. е. вводя топливный материал в основной материал тепловыделяющих элементов.

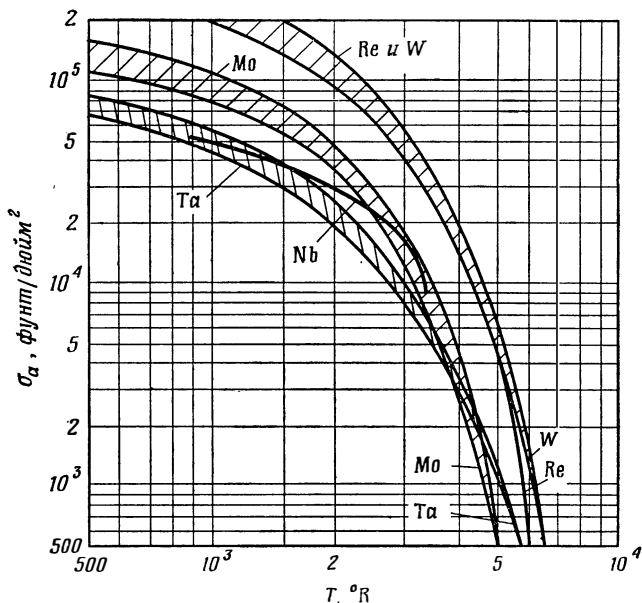


Ф и г. 5.3. Характерные кривые ползучести графита при 5000°R (2500°C) и напряжении 2700 фунт/дюйм² (190 кг/см²).

Металлический вольфрам обладает очень высокой теплопроводностью, которая лишь незначительно (по сравнению с графитом) изменяется с температурой в интервале температур от комнатной до 5000° R (2500° C). Мало что известно о прочности вольфрама при температурах выше 4000° R (1950° C); однако если вольфрам ведет себя так же, как другие металлы, когда они достигают температуры размягчения или плавления, то его прочность должна резко уменьшаться при температурах выше 4000° R. На фиг. 5.4 графически изображена температурная зависимость кратковременной прочности на разрыв вольфрама и некоторых других металлов. Свойства вольфрама являются изотропными до тех пор, пока он не подвергнут протяжке в горячем состоянии. В табл. 5.1 приведены некоторые физические свойства вольфрама при 5000° R.

**Молибден**—еще один материал, который можно использовать для тепловыделяющих элементов высокотемпературных реакторов. В связи с тем, что его точка плавления (см. табл. 5.1) более чем на

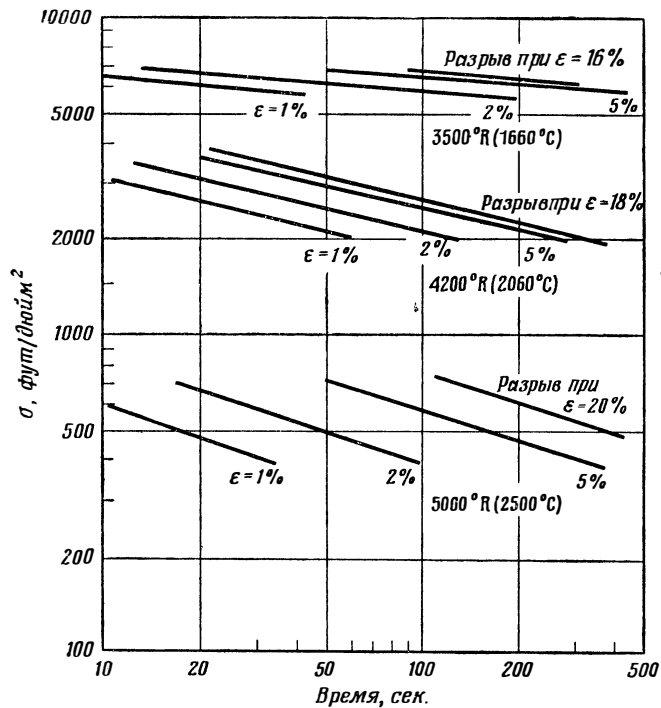
1000° R (555° C) ниже, чем у вольфрама, молибден не может использоваться при температурах, значительно превышающих 4000° R (1950° C). У молибдена, так же как и у вольфрама, при высоких температурах происходит рост зерен; по-видимому, его также можно подавить путем добавления  $\text{ThO}_2$  или  $\text{UO}_2$ . Отметим, что у молибдена при температуре, равной приблизительно  $\frac{2}{3}$  температуры плавления, происходит резкое уменьшение прочности. Теплопроводность



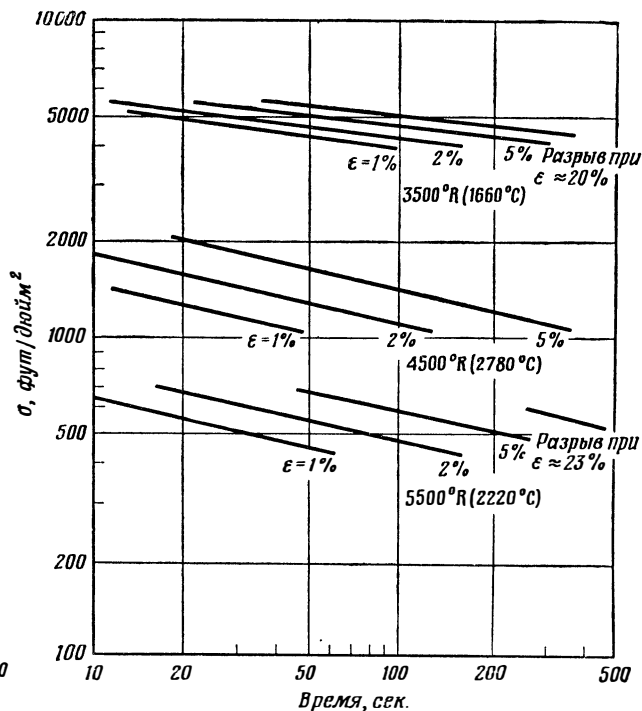
Ф и г. 5.4. Кратковременная прочность на разрыв различных металлов при высокой температуре.

молибдена меньше, чем вольфрама, но больше, чем теплопроводность графита при 5000° R (2500° C). Данные по ползучести молибдена приведены на фиг. 5.5а.

По сравнению с только что рассмотренными материалами, свойства тантала, ниобия и рения изучены очень мало. Рений — редкий металл, в основном отличается высокой температурой плавления. Как указывается на стр. 216, при 2000—4000° R (840—1950° C) тантал, взаимодействуя с водородсодержащими газами, образует гидриды. Как это влияет на структурную прочность танталовых тепловыделяющих элементов, еще не выяснено, но, вероятно, это влияние сильно, потому что гидрид тантала очень хрупок при средних температурах. Как и у молибдена и вольфрама, у тантала при высоких температурах происходит рост зерен, но его можно подавить добавлением таких ингибиторов, как  $\text{UO}_2$  или  $\text{ThO}_2$ . На фиг. 5.4



Ф и г. 5.5а. Ползучесть молибдена.



Ф и г. 5.5б. Ползучесть тантала.

графически изображена температурная зависимость кратковременной прочности на разрыв тантала и ниобия. На фиг. 5.5б приведены данные по ползучести тантала в зависимости от времени и температуры для нескольких значений напряжений. В табл. 5.1 приведены некоторые физические свойства тантала, ниобия и рения.

Нитриды вольфрама, тантала, циркония и ниобия характеризуются в основном чрезвычайной хрупкостью при температурах ниже  $3000^{\circ}\text{R}$  ( $1400^{\circ}\text{C}$ ), склонны к разложению и науглероживаются в присутствии углерода при температуре выше  $4500^{\circ}\text{R}$  ( $2220^{\circ}\text{C}$ ). Вообще, нитриды обладают меньшей механической прочностью и менее устойчивы при повышенных температурах по сравнению с карбидами металлов и, кроме того, их производство сложнее, нежели производство карбидов.

Имеется очень мало данных по прочности, устойчивости и другим физическим характеристикам тугоплавких боридов. Имеющиеся данные указывают, что бориды вольфрама и циркония устойчивы вплоть до  $5000^{\circ}\text{R}$  ( $2500^{\circ}\text{C}$ ) и могут использоваться в качестве конструкционного материала небольшой прочности (в основном на сжатие) при этой температуре. Однако природный бор содержит заметное количество  $\text{B}^{10}$ , обладающего чрезвычайно большим сечением захвата тепловых нейтронов, поэтому тугоплавкие бориды, полученные из природного бора, нельзя использовать в качестве конструкционного материала для тепловыделяющих элементов и опорного устройства активной зоны.

Вследствие отсутствия достаточного количества данных тугоплавкие нитриды и бориды металлов далее не рассматриваются.

Карбиды вольфрама, тантала, циркония и ниобия хорошо противостоят тепловым нагрузкам при температурах выше  $4000^{\circ}\text{R}$  ( $1950^{\circ}\text{C}$ ) и относительно устойчивы при высокой температуре в восстановительной атмосфере водорода. Температуры плавления этих карбидов лежат выше  $5600^{\circ}\text{R}$  ( $2850^{\circ}\text{C}$ ), за исключением карбида вольфрама, который плавится при температуре ниже  $5000^{\circ}\text{R}$  ( $2500^{\circ}\text{C}$ ). В частности, карбид ниобия имеет достаточно высокую температуру плавления, так что его можно рассмотреть для использования при температурах, равных или больших  $6300^{\circ}\text{R}$  ( $3230^{\circ}\text{C}$ ).

Еще не изучено влияние добавления к этим материалам делящегося топлива, например  $\text{UC}_2$ ; однако даже сведения только по основным материалам вполне достаточны для целей предварительного проектирования, в частности для систем, в которых критичность создается относительно небольшой загрузкой делящегося топлива.

Полезные сведения о прочности, теплопроводности и других физических свойствах этих материалов приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.2

## Физические свойства некоторых материалов, используемых в качестве замедлителей

Материал	Температура плавления, °С	Температура кипения, °С	Плотность при комнатной температуре, г/см <sup>3</sup>	Кратковременный предел прочности на разрыв, кг/мм <sup>2</sup>		Модуль Юнга, 10 <sup>6</sup> кг/см <sup>2</sup>		Коэффициент линейного расширения, 10 <sup>-6</sup> град <sup>-1</sup>		Теплопроводность, ккал/час·м·град		Коэффициент Пуассона $\nu$	$\frac{\sigma_T}{\sigma_a} = \frac{104}{4\psi_2}$	
				$\sigma_a$	°С	E 1)	°С	$\alpha_1$ )	°С	$\lambda_1$ )	°С		$\overline{\sigma_1}$	°С
				Бериллий . . . . .	1284	2970	1,85	45,5 21 4,2	5 390 840	2,8-3 2,4-2,6	5 840		10,8 19,8	5 840
Оксид бериллия	2520	3900	2,7	10,5 4,9- 9,1 1,4- 5,6 0,7- 2,8	5 840 1110 1220	2,8 2,1 6,7	5 1110 1220	5,4 10,8	5 1055	78,86 31,25 12,65	5 560 1400	0,35	2,32 18,5	5 840
Графит . . . . .	3500 <sup>2)</sup>		1,65- 1,85	1,4- 2,8 1,75- 3,5	5 840	0,028 ⊥; 0,084	5 840	10,8 ⊥; 1,8	5 840	26,68- 53,37	840	0,2- 0,3	0,067 0,31	5 840
Гидрид циркония ZrH <sub>2</sub> . . . . .	3)		5,6											
Тяжелая вода D <sub>2</sub> O . . . . .	3,8	101,4	1,10							0,52	5			
Циклогексан 4) C <sub>6</sub> H <sub>12</sub> . . . . .	6,6	81,0	0,78							0,119- 0,178	5 5			
Аммиак NH <sub>3</sub> . . . . .	-78	-33,4	0,685)							0,432	5			

1) Возгоняется.

2) Знаки ⊥ и || означают свойства в направлениях, перпендикулярном и параллельном ориентации зерна.

3) Разлагается (см. фиг. 5.6).

4) Приведенные значения типичны для жидких углеводородов с большим числом групп CH<sub>2</sub>.

5) Плотность при 430°R (-34°С) (см. фиг. 2.14).



## ЗАМЕДЛИТЕЛИ И ОТРАЖАТЕЛИ

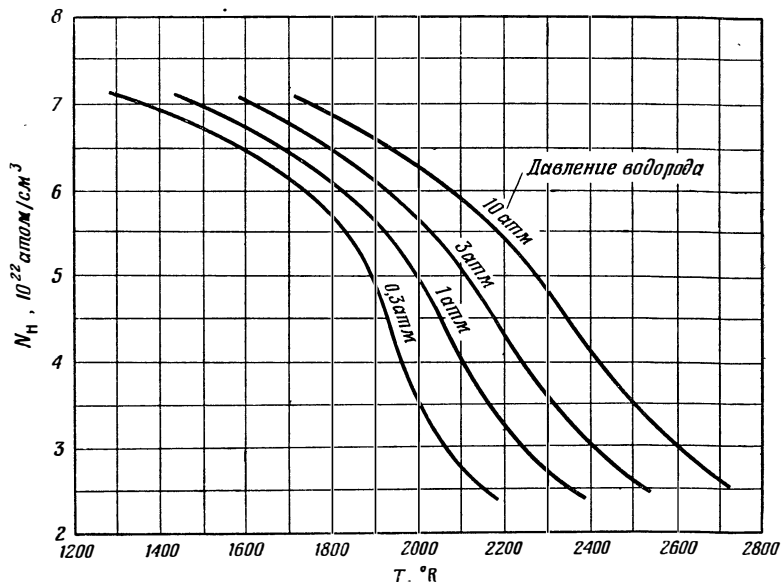
Физические характеристики некоторых материалов, используемых в качестве замедлителей, приведены в табл. 5.2. По причинам, которые будут указаны в следующем разделе, на практике в качестве замедлителей наиболее часто используются углерод, бериллий, окись бериллия, а также многие устойчивые соединения водорода и (или) дейтерия. Физические свойства графита уже обсуждались, так что во избежание повторения не будем останавливаться на них.

Как бериллий, так и окись бериллия являются хорошими материалами для использования как в качестве замедлителя, так и отражателя. Они отличаются плотностью и теплопроводностью. При средних температурах [ $<2000^{\circ}\text{R}$  ( $<840^{\circ}\text{C}$ )] окись бериллия более хрупка и относительно плохо проводит тепло, подобно большинству окислов, тогда как металлический бериллий довольно пластичен и проводит тепло лучше никеля. Эти отличия становятся важными при рассмотрении проблем отвода тепла, выделяющегося в материале замедлителя вследствие торможения нейтронов и поглощения  $\gamma$ -излучения. Простое сравнение материалов-замедлителей, используемых в условиях больших температурных напряжений с необходимым теплоотводом, можно осуществить при помощи параметра  $\sigma_1$ , полученного из обычных уравнений для упругих температурных напряжений [уравнение (5.3)]. Значения этого параметра приведены в табл. 5.2 для всех рассматриваемых материалов. Низкие значения этого параметра означают хорошую сопротивляемость тепловому удару (имеет место только упругая деформация). Проблема ползучести под воздействием тепловых нагрузок более полно будет рассмотрена позднее.

Использование жидких соединений водорода или дейтерия, например углеводородов, спиртов и воды, является наиболее привлекательным, поскольку в жидкостях не возникают температурные напряжения и охлаждение жидкого замедлителя значительно проще по сравнению с твердым. Использование  $\text{H}_2\text{O}$  или  $\text{D}_2\text{O}$  является затруднительным вследствие их низкой точки кипения, а также диссоциации и рекомбинации, происходящих под действием ионизирующего излучения (см. стр. 223). Высококипящие углеводороды можно использовать в качестве замедлителей, но они подвержены радиационным разрушениям после продолжительного облучения нейтронами или  $\gamma$ -квантами. Вообще использование жидких замедлителей для высокотемпературных ракетных ядерных реакторов является наиболее выгодным в прямоточной системе, где замедлитель может служить рабочим телом. Вещество такого замедлителя должно обладать достаточно высокой теплоемкостью и скрытой теплотой парообразования для того, чтобы находиться в жидком состоянии в большей части области замедления. В табл. 5.2 приве-

дены некоторые свойства материалов, которые могут быть использованы в качестве жидких замедлителей.

Использование твердых замедлителей подразумевает работу при достаточно высоких температурах, чтобы обеспечить отвод тепла, возникшего вследствие замедления нейтронов и поглощения  $\gamma$ -излучения, и, кроме того, требует устойчивости материала (в смысле радиационных разрушений) в поле облучения. Поэтому твердые углеводороды не представляют интереса как замедляющие материалы. Гидриды таких металлов, как церий и цирконий, являются



Ф и г. 5.6. Содержание водорода в гидриде циркония в зависимости от температуры (содержание ядер водорода в воде при комнатной температуре  $N_H = 6,78 \cdot 10^{22}$  атом/см<sup>3</sup>).

потенциально пригодными для замедления нейтронов при высоких температурах, особенно при высоком избыточном давлении газообразного водорода, что имеет место почти во всех ракетных ядерных реакторах. Гидриды этих металлов склонны к разложению с выделением водорода при температурах выше  $1500^\circ \text{R}$  ( $560^\circ \text{C}$ ), становясь с увеличением температуры все менее пригодными для замедления нейтронов. Содержание водорода в гидриде циркония показано графически на фиг. 5.6 в зависимости от температуры и избыточного давления водорода. Основной недостаток гидридов этих металлов по сравнению с графитом, бериллием или с  $\text{D}_2\text{O}$ —это их высокая плотность, приводящая к утяжелению реакторов при одинаковой степени замедления нейтронов.

## ЭЛЕМЕНТЫ УПРАВЛЕНИЯ

Вследствие того, что основным требованием, предъявляемым к материалам элементов управления, является хорошее поглощение нейтронов, выбор этих материалов определяется в первую очередь их ядерными характеристиками. Основным интерес представляют соединения бора, кадмия, гадолиния и европия. Бор существует в виде металла, карбида, сплавов с другими металлами, например с медью, и в виде бораля (смесь алюминия и карбида бора) листового и плиточного. Из порошка карбида бора ( $B_4C$ ) можно получать различные изделия путем горячей штамповки и спекания. Карбид бора мало изменяет свои размеры при температурах вплоть до  $3500^\circ R$  ( $1680^\circ C$ ) и обладает хорошей теплопроводностью. Кадмий представляет исторический интерес, поскольку он был использован для стержней управления первого ядерного реактора, пущенного в 1942 г. в Чикагском университете. Его часто использовали в виде чистого металла, но сейчас предлагают использовать его в виде твердых

Таблица 5.3

Физические свойства некоторых материалов, используемых для элементов управления

Материал	Температура плавления, °C	Плотность при комнатной температуре, г/см <sup>3</sup>	Кратковременный предел прочности на разрыв, кг/мм <sup>2</sup>		Модуль Юнга, 10 <sup>6</sup> кг/см <sup>2</sup>		Средний коэффициент линейного расширения, 10 <sup>-6</sup> град <sup>-1</sup>		Теплопроводность, ккал/час × м · град		Коэффициент Пуассона
			$\sigma_a$	°C	E	°C	$\alpha$	°C	$\lambda$	°C	
Бор . . . . .	2300—	2,3	25,2 <sup>1)</sup>	5			2,58	730			
Карбид бора $B_4C$ . . . . .	2550	2,5	7 15,8	5 980			1,44	780	104,2 80,35 52,08	420 840	
Кадмий . . . . .	321	8,65	4,9— 8,4	5	0,49— 0,7	5	9,9	60	78,86 40,18	420	0,3
Окись гадолиния $Gd_2O_3$ . . . . .		7,4									
Гафний . . . . .	2230	13,4	49 30	5 340	0,98	5	1,85	980			

1) Только прочность на сжатие.

или жидких соединений, например борвольфрамата кадмия и диметилкадмия. Гадолиний и европий встречаются главным образом в виде окислов, так что их можно использовать для изготовления стержней управления путем плакирования металлом с обжатием в целях обеспечения надежного сцепления, как это делается, например, при промышленном производстве электрических нагревательных элементов. Физические свойства некоторых из этих материалов приведены в табл. 5.3.

### ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ

Рассмотренные ранее основные материалы тепловыделяющих элементов могут быть использованы для различных элементов конструкции, находящихся при высоких температурах. Представляют непосредственный интерес конструкционные металлы, пригодные для использования при низких температурах [ $< 1000^\circ \text{R}$  ( $< 300^\circ \text{C}$ )] или при высоких температурах, но с охлаждением. Выбор конструкционных материалов для корпуса высокого давления или других низкотемпературных элементов реакторной установки, кроме обычного рассмотрения их прочностных характеристик, должен исходить из учета проблем нагревания материала вследствие поглощения им  $\gamma$ -излучения и особенностей теплоотвода. Скорость объемного тепловыделения в данном потоке  $\gamma$ -излучения, грубо, прямо пропорциональна плотности материала. Внутренняя разность температур в материале пропорциональна скорости объемного тепловыделения и квадрату некоторой характеристической толщины («длина» теплоотвода) элемента конструкции, деленному на теплопроводность материала. Для корпуса высокого давления и многих других конструкций эта толщина обратно пропорциональна пределу текучести материала. Комбинируя эти зависимости, получаем выражение для внутренней разности температур, возникающей в поле  $\gamma$ -излучения. Эта разность пропорциональна отношению плотности материала к его теплопроводности, деленному на квадрат предела текучести. Наведенное упругое температурное напряжение пропорционально произведению модуля Юнга, коэффициенту расширения и наведенной разности температур. Используя это, получаем следующее выражение для основного параметра  $\bar{\sigma}_2$ , по которому сравниваются конструкционные материалы на основе температурных напряжений, возникающих в поле  $\gamma$ -излучения:

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_y} \sim \frac{\alpha E \rho}{(1-\nu) \lambda \sigma_y^3} = \frac{\bar{\sigma}_2}{10^{11}}, \quad (5.1)$$

где  $\sigma_T$ —наведенное температурное напряжение;  $\sigma_y$ —предел текучести материала;  $\alpha$ —коэффициент теплового расширения;  $E$ —модуль Юнга;  $\lambda$ —теплопроводность;  $\rho$ —плотность;  $\nu$ —коэффициент Пуассона данного материала.

Таблица 5.4

## Физические свойства некоторых конструкционных материалов

Материал	Температура плавления, °С	Плотность при комнатной температуре, г/см <sup>3</sup>	Кратковременный предел прочности на разрыв, кг/мм <sup>2</sup>		Предел текучести, кг/мм <sup>2</sup>		Напряжение, при котором ползучесть составляет 1% за 10 <sup>4</sup> час., кг/мм <sup>2</sup>		Модуль Юнга, 10 <sup>6</sup> кг/см <sup>2</sup>		Средний коэффициент линейного расширения, 10 <sup>-6</sup> град <sup>-1</sup>		Теплопроводность, ккал/час × м · град		Коэффициент Пуассона	Параметр $\bar{\sigma}_2$	
			$\sigma_a$	°С	$\sigma_y$	°С	$\sigma_{0,01}$	°С	E	°С	$\alpha$	°С	$\lambda$	°С		$\nu$	$\bar{\sigma}_2$
Алюминий 2S0	644	2,71	9,1	5	3,5	5	2,1—	200	0,7	5	19,8	5	190,5	5	0,33	175	5
			4,9	200	2,1	200	2,81)	200	0,56	280	25,2	280	181,5	280		2700	280
Алюминий 17S-T4	505	2,79	42	5	35	5	12,61)	200	0,735	5	19,8	5	104,2	5	0,33	0,34	5
			16,8	200	12,3	200		200	0,59	280	25,2	280	125	280		100	280
Нержавеющая сталь 316	1366	7,92	53,2	5	21,7	5	16,8	560	2,03	5	16,02	90	12,7	90	0,29	72	5
			42,6	480	15,4	480	2,1	840	1,71	480	17,28	590	17,0	480		95	280
Нержавеющая сталь 430	1449	7,70	46,9	5	24,5	5	4,9	560	2,03	5	10,08	90	20,7	90	0,29	18	5
			33,6	480	19,8	480	0,56	840	1,75	480	10,44	590	21,9	480		29	280
Титан Ti-150A	1588	4,64	106,4	5	98	5	35—	200	1,12	5	9,26—	5	12,2—		2) 1,85	0,94	280
			65,1	280	48,3	280	49	200	560	9,0	5	14,7					
Инконель X	1338—1421	8,3	114,8	5	71,4	5	7—14	420	0,77		13,5	5	12,4—	5			
			28	550	18,2	560	24,5	730					14,0				
Инконель	1394	8,5	95,2	560	58,8	560	9,1	840			16,56	840	29,76	840	2)	1,7	280
			44,8	840	37,8	840							14,0			3,4	5
			63	5	25,5	5	39,9	420	2,17	5	11,52	88	12,9—	5		4,7	280
			56	560	19,3	560	13,3	560	1,75	560			14,0				
			12,6	840	7,7	840	0,7—	840	1,05	840			19,3				

1) Напряжение, при котором ползучесть составляет 1% за 10<sup>3</sup> час.

2) Данных не имеется, но для большинства металлов значения лежат между 0,25 и 0,35.

Низкие значения этого параметра указывают на то, что данный материал отвечает предъявляемым к нему требованиям в поле  $\gamma$ -излучения. В табл. 5.4 приведены значение этого параметра и ряд физических свойств некоторых потенциально полезных конструкционных материалов. Следует отметить, что сплавы алюминия, обладающие высокой прочностью и хорошей теплопроводностью, более пригодны по сравнению со специальными сталями или инконелем X<sup>1)</sup> для использования при низких температурах, которые имеют место в системах с жидким рабочим телом, являющимся одновременно теплоносителем. Заметим также, что высокопрочный сплав титана, указанный в табл. 5.4, является лучшим конструкционным материалом в поле  $\gamma$ -излучения при температурах вплоть до 1000° R (280° C).

### Ядерные характеристики

#### ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Для преобладающих в настоящее время реакторов на тепловых нейтронах сечение захвата тепловых нейтронов конструкционного материала тепловыделяющих элементов является очень важной характеристикой. В табл. 5.5 приведены значения микроскопических и макроскопических (при нормальной плотности) сечений поглощения тепловых нейтронов для различных конструкционных материалов тепловыделяющих элементов, представляющих интерес на основе приведенного выше рассмотрения их физических свойств. Отметим, что макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов для графита в 3000 раз меньше, чем для вольфрама. Также очень важна, особенно для реакторов на тепловых нейтронах, вероятность резонансного поглощения, или сечение нейтронов, замедляющихся от энергии деления до тепловой. Это сечение является «эффективным» сечением, пригодным для использования в двухгрупповой методике нейтронных расчетов для оценки вероятности того, что нейтрон деления будет захвачен раньше, чем станет тепловым (см. также гл. 6).

Как вольфрам, так и тантал имеют много резонансов в надтепловых областях, чем и объясняется высокое значение сечений резонансного поглощения этих элементов. Значения сечений резонансного поглощения этих металлов приведены в табл. 5.5. Так как для обоих металлов сечения резонансного поглощения даже несколько превышают сечения поглощения тепловых нейтронов, то нет смысла рассматривать вольфрам и тантал с точки зрения использования их в качестве полугомогенно распределенных материалов тепловыделяющих элементов. Действительно, с точки зрения нейтронной физики эффективное использование любого из этих элементов в

<sup>1)</sup> Инконель X представляет собой сплав 0,04% C, 0,50% Mn, 0,40% Si, 15,0% Cr, 73% Ni, 1% Al, 2,5% Ti, 7% Fe. — *Прим. ред.*

Ядерные свойства некоторых конструкционных материалов тепловыделяющих элементов

Материал	Плотность при комнатной температуре, г/см <sup>3</sup>	Атомный или молекулярный вес A	Атомная или молекулярная плотность N, 10 <sup>24</sup> атом/см <sup>3</sup> или 10 <sup>21</sup> молекул/см <sup>3</sup>	Микроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов $\sigma_a$ , барн/атом или барн/молекула	Микроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов $\Sigma_a$ , см <sup>-1</sup>	Приближенное значение интеграла резонансного поглощения $\int \sigma_{RI}$ , барн/атом или барн/молекула	Эффективное микроскопическое сечение резонансного поглощения $\int \sigma_{Te}$ , барн/атом или барн/молекула	Микроскопическое сечение резонансного поглощения $\Sigma_{Te}$ , см <sup>-1</sup>
Графит . . . . .	1,65	12,0	0,083	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	0	0	0
Вольфрам . . . . .	19,1	183,9	0,0625	19	1,19	450	31	1,94
Рений . . . . .	20,5	186,3	0,0662	84	0,56	650	45	2,97
Тантал . . . . .	16,6	180,9	0,0552	21	1,16	500	35	1,93
Молибден . . . . .	10,2	96	0,064	2,4	0,15	16	1,1	0,07
Ниобий . . . . .	8,6	92,6	0,0556	1,1	0,061	4	0,28	0,016
Карбид ниобия NbC	7,8	104,9	0,0448	1,1	0,049	4	0,28	0,012
Карбиды тантала								
TaC . . . . .	14,5	192,9	0,0453	21	0,95	500	35	1,59
Ta <sub>2</sub> C . . . . .	15,1	373,8	0,0243	42	1,02	1000	70	1,70
Карбид циркония ZrC	6,8	103,2	0,0396	0,185	$7,3 \cdot 10^{-3}$	3	0,2	0,006
Карбиды вольфрама								
WC . . . . .	15,6	195,9	0,0479	19	0,91	450	31	1,48
W <sub>2</sub> C . . . . .	17,2	379,8	0,0273	38	1,04	900	62	1,69

1) Интеграл резонансного поглощения определяется следующим образом:  $\sigma_{RI} = \int_{u_0}^u \sigma_a(u) du = \sigma_a(u - u_0)$ . См. также

Charpie R. A., Physics and Mathematics, ch. 6, McGraw-Hill, New York, 1956.

2) Усредненные значения по энергетическому интервалу  $0,56 \text{ эв} - 1,0 \text{ Мэв}$  ( $u - u_0 = 11,5$ ),

качестве материалов для тепловыделяющих элементов требует блочной структуры замедлителя, чтобы замедление нейтронов до тепловых энергий происходило при незначительном резонансном поглощении падтепловых нейтронов конструкционным материалом тепловыделяющих элементов. Таким образом, выбор конструкционного материала для тепловыделяющих элементов нельзя производить без учета геометрии реактора и, наоборот, геометрия реактора должна учитывать характеристики материалов тепловыделяющих элементов. С этой точки зрения вольфрам и тантал являются лучшими материалами для активных зон кассетного типа с замедлителем, тогда как, например, графит, имеющий низкий атомный вес и являющийся поэтому хорошим замедлителем, может использоваться как в гомогенных, так и в гетерогенных реакторах.

Ниобий и цирконий по сравнению с вольфрамом и танталом обладают как небольшими сечениями захвата тепловых нейтронов, так и небольшими сечениями резонансного поглощения. Поэтому эти металлы можно использовать в относительно больших количествах в активных зонах реакторов без опасения чрезмерного поглощения нейтронов. Чистые металлические ниобий и цирконий непригодны для тепловыделяющих элементов, но оба элемента образуют карбиды, имеющие высокие температуры плавления и пригодные для замедления нейтронов.

### ЗАМЕДЛИТЕЛИ И ОТРАЖАТЕЛИ

Среди множества элементов только водород и его изотопы, гелий, литий, бериллий, бор и углерод, имеющие низкий атомный вес, могут быть рассмотрены как замедлители. Из этих элементов исключаются литий и бор, очень сильно поглощающие нейтроны, и водород, не использующийся на практике вследствие низкой плотности. Таким образом, выбор замедлителей обычно производится среди углерода, бериллия или его окиси и одного или нескольких стабильных соединений водорода или дейтерия.

Графит является, вообще говоря, не самым лучшим замедлителем и отражателем; по сравнению с бериллием необходима вдвое большая толщина графита для замедления нейтронов до тепловых энергий. Однако графит очень прочен и обладает хорошей теплопроводностью при высоких температурах и поэтому может использоваться как материал несущей конструкции тепловыделяющих элементов вплоть до  $5000^{\circ}\text{R}$  ( $2500^{\circ}\text{C}$ ). Бериллий и окись бериллия являются и хорошими отражателями и хорошими замедлителями исключительно вследствие низкого атомного веса бериллия. Кислород, входящий в окись бериллия, весьма мало влияет как на замедление, так и на захват нейтронов, поскольку он слишком тяжел для замедления и имеет очень низкое сечение поглощения, благодаря чему лишь очень немного нейтронов захватываются кис-



лородом. Относительно чистого металлического бериллия концентрация бериллия в окиси бериллия естественно меньше, поэтому окись бериллия не такой хороший замедлитель с точки зрения объема и веса, как металлический бериллий.  $D_2O$  также является хорошим замедлителем и отражателем, занимая промежуточное место между окисью бериллия и металлическим бериллием с точки зрения замедления на единицу толщины. Дейтерий является особенно хорошим материалом вследствие его низкого сечения поглощения нейтронов. Водород содержит лишь один протон, поэтому он является превосходным замедлителем, но плохим отражателем вследствие сильного рассеяния нейтронов при столкновении с протоном. Это *рассеяние в направлении вперед* приводит к преимущественному движению рассеянных нейтронов в направлении, по которому они двигались до столкновения с протоном водорода, благодаря чему много нейтронов выходит из активной зоны реактора в случаях, когда водород используется в качестве отражателя. Водород также обладает довольно большим сечением поглощения тепловых нейтронов по сравнению с другими хорошими замедлителями, поэтому его толщина должна быть такой, чтобы происходило только замедление нейтронов, а не поглощение.

Жидкий водород, концентрация которого немного меньше концентрации водорода в воде, также может использоваться в качестве замедлителя. Однако при температуре жидкого водорода его сечение рассеяния тепловых нейтронов гораздо больше, чем при комнатной температуре (грубо, подчиняется закону  $1/v$ ); следовательно, рассеивающие столкновения происходят более часто, так что длина диффузии до поглощения уменьшается от 1 см до нескольких миллиметров. Это приводит к тому, что нейтрон поглощается почти в той же точке жидкости, где он замедляется до тепловой энергии. Таким образом, быстрые нейтроны, замедляясь в жидком водороде, не выходят из него, а поглощаются им. Это явление уменьшения длины диффузии нейтронов является, очевидно, весьма нежелательным. Благодаря этому один жидкий водород не применяется в качестве замедлителя.

Одно из соединений водорода  $H_2O$  (легкая вода) представляет интерес с точки зрения использования в качестве замедлителя, но она хуже  $D_2O$  (тяжелой воды) благодаря сильному поглощению и направленному вперед рассеянию нейтронов, что связано с водородом. Многие углеводороды, как жидкие, так и твердые, могут использоваться в качестве замедлителей. Среди уже упоминавшихся следует выбирать такие, которые могут одновременно служить рабочим телом, например  $C_3H_8$ ,  $C_8H_{18}$  и  $(CH_2)_n$ . В большинстве этих соединений концентрация водорода немного меньше, чем в воде, а дополнительная замедляющая способность вызвана присутствием углерода в молекуле. Интересны также спирты, замедляющая способность которых лишь немного отличается от замедления.

углеводородами вследствие присутствия в молекуле кислорода, оказывающего некоторое, хотя и весьма малое, воздействие на замедление и захват нейтронов. Потенциальные рабочие тела аммиак ( $\text{NH}_3$ ) и гидразин ( $\text{N}_2\text{H}_4$ ) также можно рассмотреть с точки зрения использования их как замедлителей. Концентрация водорода в них сравнима с концентрацией водорода в вышеупомянутых углеводородах, но, к сожалению, большое сечение поглощения тепловых нейтронов  $\text{N}^{14}$  почти утраивает поглощение нейтронов материалом замедлителя, что приводит к увеличению критической массы по сравнению с необходимой при углеводородных замедлителях.

Ценность других соединений водорода, например гидридов циркония и церия, как замедлителей пропорциональна концентрации водорода в них. По этой причине тщательный анализ процесса разложения этих соединений при увеличении температуры является чрезвычайно важным, если их хотят использовать в качестве охлаждаемого конструкционного материала замедлителей, работающих при средних температурах в реакторах с высокотемпературной активной зоной.

Для сравнения материалов замедлителей пользуются двумя параметрами: *замедляющей способностью* и *относительным замедлением*. Первый из них является мерой той доли энергии нейтрона, которую он теряет на единице длины пути при рассеивающих столкновениях в надтепловой области. Замедляющая способность обратно пропорциональна полной длине беспорядочного движения, которую нейтрон должен пройти от момента его возникновения в процессе деления до замедления до тепловой энергии. Эта длина равна произведению числа столкновений, необходимых для замедления нейтрона до тепловой энергии, и средней длины свободного пробега между рассеивающими столкновениями. Второй параметр представляет собой отношение замедляющей способности к вероятности поглощения на одно столкновение. Этот параметр очень удобен при сравнении материалов на основании относительных вероятностей того, что нейтрон непременно замедлится до тепловой энергии в бесконечной среде из рассматриваемого материала. Эти параметры наряду с другими полезными данными приведены в табл. 5.6.

## ЭЛЕМЕНТЫ УПРАВЛЕНИЯ

Основной интерес среди материалов для элементов управления представляют бор, кадмий, гадолиний и европий, обладающие большими сечениями захвата тепловых нейтронов. Но недостаточно знать только величину сечения захвата для того, чтобы определить преимущества того или иного материала, используемого для элементов управления в высокотемпературных реакторах. Так как ракетный ядерный реактор должен действовать в критическом

Таблица 5.6

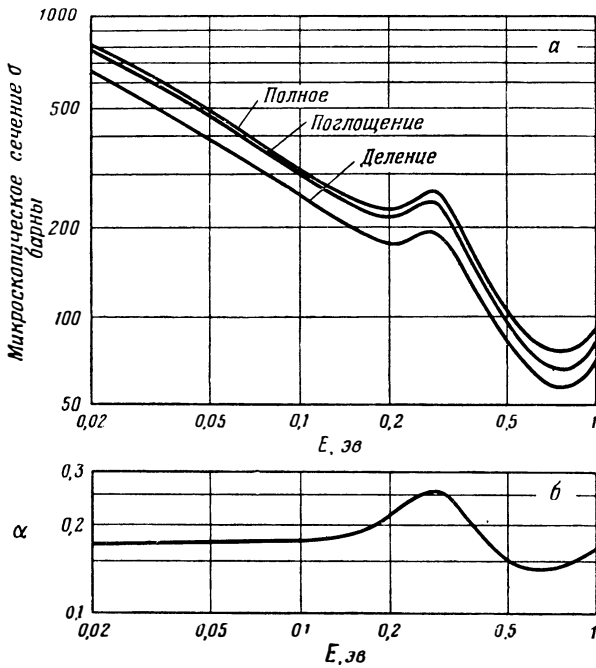
## Ядерные свойства некоторых материалов, используемых в качестве замедлителей

Материал	Плотность при комнатной температуре, г/см <sup>3</sup>	Атомный или молекулярный вес A	Среднегеографический декремент затухания за рассеивающее соударение <sup>1)</sup>	Атомная или молекулярная плотность N, 10 <sup>24</sup> атом./см <sup>3</sup> или 10 <sup>24</sup> молекул./см <sup>3</sup>	Микроскопическое сечение рассеяния нейтронов $\sigma_s$ на атом/молекулу	Микроскопическое сечение рассеяния тепловых нейтронов $\sigma_s$ темп., см <sup>-1</sup> или барн/атом	Микроскопическое сечение рассеяния на тепловых нейтронов $\sigma_s$ на атом/молекулу	Макроскопическое сечение рассеяния тепловых нейтронов $\Sigma_s$ темп., см <sup>-1</sup>	Макроскопическое сечение замедляющей способности $\Sigma_s$ на атом/молекулу	Относительное замедление $\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_{s, темп.}}$
Бериллий . . . . .	1,86	9,0	0,208	0,124	6,0	0,009	0,74	$1,1 \cdot 10^{-3}$	0,155	141
Оксид бериллия										
BeO . . . . .	2,70	25,0	0,172	0,065	9,8	0,0092	0,64	$6,0 \cdot 10^{-4}$	0,11	183
Графит . . . . .	1,65	12,0	0,158	0,083	4,8	0,0045	0,40	$3,7 \cdot 10^{-4}$	0,063	170
Гидрид циркония										
ZrH <sub>2</sub> . . . . .	5,63	93,2	0,88	0,0364	50,3	0,84	1,83	$3,1 \cdot 10^{-2}$	1,61	52
Тяжелая вода										
D <sub>2</sub> O (0,25 % H <sub>2</sub> O) . . . . .	1,10	20,0	0,51	0,0331	10,6	0,026	0,35	$8,6 \cdot 10^{-5}$	0,18	2030
Циклоксан C <sub>6</sub> H <sub>12</sub>	0,78	84,2	0,92	0,00557	293	3,99	1,63	$2,2 \cdot 10^{-2}$	1,5	68
Аммиак NH <sub>3</sub> . . . . .	0,68	17,0	0,90	0,0241	76	2,77	1,83	$6,7 \cdot 10^{-2}$	1,65	24,6

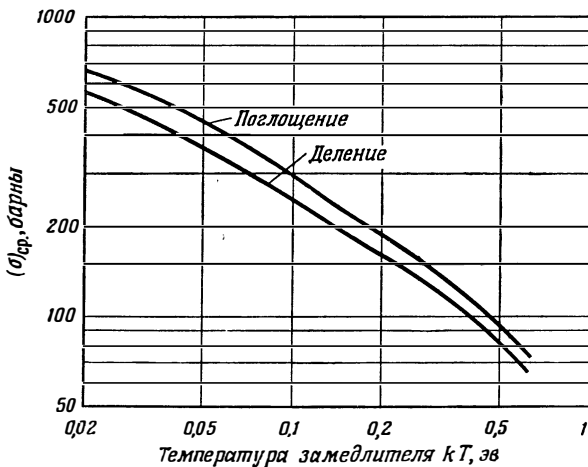
1) См. гл. 6, стр. 238.

режиме как при комнатной, так и при высокой [5000° R (2500° C)] температурах, необходимо исследовать *изменение* сечений захвата и деления материалов в реакторе в зависимости от возможного довольно широкого интервала изменений энергии тепловых нейтронов (0,025—0,25 эв). Конечно, в активных зонах кассетного типа с водородом в качестве замедлителя нейтронная температура изменяется незначительно на фоне полного диапазона рабочих температур блочных тепловыделяющих элементов и, следовательно, изменения величин сечений при изменении энергии нейтронов не имеют большого значения. Для  $U^{235}$  сечения деления и захвата уменьшаются несколько быстрее, чем  $1/v \cdot \bar{T}$ , вплоть до 0,2 эв, затем проходят через слабый резонанс около 0,3 эв и продолжают уменьшаться вплоть до нескольких электронвольт. Изменение сечений деления и захвата для моноэнергетических нейтронов  $U^{235}$  показано на фиг. 5.7, а. На фиг. 5.7, б показано изменение значений отношения сечения захвата к сечению деления для моноэнергетических нейтронов. Тепловые нейтроны не являются моноэнергетическими, однако их распределение приблизительно соответствует распределению Максвелла—Больцмана, поэтому значения сечений для нейтронов тепловой группы необходимо усреднять по этому распределению. На фиг. 5.8 показаны усредненные по максвелловскому распределению сечения деления и поглощения. К сожалению, сечения поглощения многих материалов (например, графита, вольфрама и ниобия) уменьшаются при увеличении нейтронной температуры не так быстро, как сечения  $U^{235}$ . Благодаря этому активная зона реактора, будучи критической в холодном состоянии, становится все менее и менее критичной при увеличении энергии тепловых нейтронов. Для компенсации этого изменения в больших реакторах, работающих при высокой температуре активной зоны, желательно загружать активную зону таким материалом, сечение поглощения которого уменьшается с температурой быстрее, чем сечение поглощения  $U^{235}$ . Именно такими материалами являются гадолиний и европий, следовательно, их можно рассматривать как возможные материалы для компенсации температурного эффекта, позволяющие гомогенным реакторам с замедлителем в активной зоне работать в широком температурном диапазоне, не прибегая к слишком большим подвижным стержням управления.

Желательно, чтобы материал стержней управления обладал такими характеристиками поглощения нейтронов, которые были бы относительно малочувствительны к нейтронной температуре, так чтобы стержень при любых условиях работы активной зоны обладал одной и той же полной «управляющей способностью». С этой точки зрения гадолиний и европий не так привлекательны в качестве материала для управляющих стержней, как кадмий и бор, поглощающие характеристики которых меняются менее значительно при изменении нейтронной температуры. Однако, несмотря на это,



Ф и г. 5.7. Зависимость сечений  $U^{235}$  (а) и отношения сечений захвата и деления  $\alpha$  от энергии нейтронов (б).



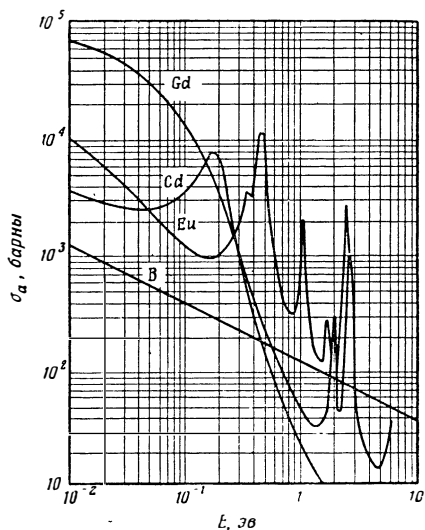
Ф и г. 5.8. Усредненные по максвелловскому распределению сечения поглощения и деления  $U^{235}$  для нейтронов, находящихся в тепловом равновесии с материалом замедлителя.

большие величины полных сечений захвата гадолиния и европия при температурах ниже  $5000^{\circ}\text{R}$  ( $2500^{\circ}\text{C}$ ) показывают, что эти элементы можно использовать для изготовления весьма эффективных, небольших и легких стержней управления. На фиг. 5.9 показана зависимость сечения поглощения моноэнергетических нейтронов для гадолиния, европия, бора и кадмия в зависимости от температуры (энергии) тепловых нейтронов. Для правильного проектирования стержней управления необходимо использовать величины сечений, усредненные по максвелловскому распределению.

В результате поглощения теплового нейтрона в боре, где  $\text{B}^{10}$  является основным поглотителем, образуется ядро  $\text{Li}^7$  и  $\alpha$ -частица (ядро гелия) на каждый поглощенный нейтрон. Экспериментально показано, что почти весь гелий, образующийся при этой реакции, задерживается самым бором при низком выгорании стержней управления из бора [4]. Следовательно, хотя бор и «делится» при захвате нейтрона и образует газообразный продукт, он остается механически прочным под воздействием нейтронного облучения, так же как и другие вышеупомянутые поглотители нейтронов, которые при захвате нейтронов образуют не газообразные  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучатели.

При большом выгорании (больше нескольких процентов) карбид бора разрушается, а бористые стали становятся хрупкими (см. стр. 216, 215).

С точки зрения уменьшения нагревания стержней управления лучше использовать такие материалы, которые при захвате нейтронов испускают  $\gamma$ -кванты, а не  $\beta$ - или  $\alpha$ -частицы. Тяжелые заряженные  $\alpha$ -частицы теряют свою энергию в результате взаимодействия с материалом тотчас же в месте их образования.  $\beta$ -Частицы (электроны) также теряют большую часть своей энергии поблизости от места их образования, но являются более проникающими по сравнению с  $\alpha$ -частицами. С другой стороны,  $\gamma$ -излучение является чрезвычайно сильно проникающим и ослабляется довольно толстыми слоями поглощающих веществ, т. е. вдали от места их образования. Поэтому  $\gamma$ -излучающие поглотители нейтронов легче охлаждать,



Фиг. 5.9. Сечения поглощения различных элементов, используемых для стержней управления.

когда они используются в качестве материалов стержней управления, по сравнению с  $\alpha$ - или  $\beta$ -излучающими поглотителями нейтронов.

### ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ

Для конструкционных материалов важны такие ядерные характеристики, как коэффициенты поглощения  $\gamma$ -излучения, сечения захвата нейтронов и сечения активации. Коэффициенты поглощения  $\gamma$ -излучения необходимы для оценки нагревания конструкционных материалов; они приводятся в гл. 6, где подробно рассматриваются методы решения задач, связанных с нагреванием от нейтронного и  $\gamma$ -излучений. Сечения захвата нейтронов необходимы для оценки производимой нейтронами активации конструкционных материалов, используемых для корпуса высокого давления, сопла, фланцев и т. п. Активация материалов происходит главным образом за счет захвата тепловых нейтронов и образования неустойчивых тяжелых ядер. Расчет активации сплавов, например нержавеющей стали или инконеля, показывает, что в результате захвата нейтронов элементами, содержащимися в незначительных количествах в этих сплавах, часто создается значительная остаточная активность. Ряд других сведений относительно материалов, из которых изготавливаются испытательные стенды, каркасы снарядов и конструкции, расположенные снаружи корпуса высокого давления реактора, приведен в гл. 8.

### Некоторые эффекты взаимодействия

Вполне понятно, что выбор рабочих тел, материалов и геометрии не может быть произвольным. Поэтому для создания оптимальной системы выбор какой-либо одной характеристики не может быть естественно осуществлен без рассмотрения ее влияния на другие элементы реакторной установки.

Вследствие низких температур кипения и сравнительно малых теплот парообразования основные из нуждающихся в глубоком охлаждении рабочих тел ( $\text{H}_2$  и  $\text{CH}_4$ ) трудно использовать в качестве жидких замедлителей, поэтому они применяются в качестве теплоносителей только в системах с твердыми замедлителями. Задачи конструирования систем охлаждения при твердом замедлителе значительно легче в случае, если замедлитель представляет собой сочетание крупных блоков. Можно сделать вывод, что сохраняемые методами глубокого холода рабочие тела непригодны для использования в гетерогенных реакторах с активной зоной кассетного типа, но могут с успехом использоваться в системах с твердыми отражателем и замедлителем. С другой стороны, углеводороды, аммиак и гидразин пригодны для использования при комнатной температуре в системах с жидким водородсодержащим замедлителем, но вслед-

стве их поглощающих характеристик все же более пригодны для использования только в гетерогенных реакторах.

Выбор геометрии и материалов определяет критическую массу реактора и неоднородность топливной загрузки, необходимой для получения пологого распределения плотности делений по нормали к потоку теплоносителя (см. гл. 6). А это определяет необходимую максимальную концентрацию топлива, которая может явиться ограничивающим фактором по отношению к ранее выбранному материалу тепловыделяющих элементов. Гомогенные цилиндрические активные зоны с отражателем могут потребовать большую критическую массу по сравнению с водородсодержащими активными зонами кассетного типа, но в последних необходима большая максимальная концентрация урана для получения пологого распределения плотности делений. Это приводит к тому, что большая неоднородность топливной загрузки связывается с гетерогенными активными зонами кассетного типа, а не с гомогенными активными зонами.

С практической точки зрения выбор материала тепловыделяющих элементов будет влиять на выбор «наилучшей» геометрии активной зоны. Сечения захвата надтепловых нейтронов для вольфрама и тантала указывают на то, что эти металлы наиболее пригодны для реакторов с активной зоной гетерогенного типа, содержащей замедлитель и металлические тепловыделяющие элементы в виде отдельных блоков. Замедление в такой гетерогенной активной зоне наиболее легко осуществляется путем использования водородсодержащего рабочего тела при комнатной температуре. Таким образом, металлические тепловыделяющие элементы, естественно, приводят к использованию рабочих тел, служащих одновременно жидким замедлителем гетерогенных активных зон с тепловыделяющими элементами в виде отдельных блоков.

Графит может использоваться как в гомогенных, так и в гетерогенных системах. Это достаточно хороший замедлитель, так что в реакторах больших размеров (в реакторах с диаметром активной зоны больше 1,2 м) можно создать почти полностью самозамедляющую активную зону. При использовании графитовых тепловыделяющих элементов в небольших, с низким уровнем мощности системах может потребоваться значительное внешнее замедление для достижения критичности без чрезмерно высокой топливной загрузки.

В гл. 6 будет показано, что для гомогенной активной зоны с однородными концентрациями топлива и материалов вычислить распределение делений значительно легче, чем для реактора, в котором используется принцип изменения концентрации топлива для достижения необходимого распределения делений. Поэтому кажется, что легче подобрать поток теплоносителя для получения соответствующего тепловыделения от деления в гомогенной активной зоне регулировкой только лишь потока теплоносителя, что всецело во власти конструктора (посредством шайб, размеров трубопрово-



дов и т. п.). Однако ошибочность этого положения заключается в том, что регулирование потока теплоносителя для получения рассчитанного тепловыделения, например путем использования трубопроводов различного диаметра при различных радиусах цилиндрической активной зоны, вообще говоря, потребует изменения местной концентрации материала, а также, вероятно, и изменения распределения концентрации топлива в реакторе. Расчет распределения делений в такой активной зоне очень сложен и труден, возможно более труден, чем расчет для активной зоны с однородной концентрацией материала, с изменяющимся распределением топлива, необходимым для изменения распределения делений путем изменения концентрации топлива. Поэтому почти всегда легче проектировать сочетание однородного потока теплоносителя и однородного распределения делений, что приводит к использованию трубопроводов теплоносителя постоянного размера по всей активной зоне реактора. Практические преимущества конструкции такого реактора по сравнению с реакторами, требующими изменяющихся размеров трубопроводов теплоносителя, очевидны.

### 5.3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

В предыдущих разделах были рассмотрены общие требования, предъявляемые к тепловыделяющим элементам, замедлителям, элементам управления и элементам конструкции. Кроме этого, были приведены таблицы и фигуры, показывающие некоторые физические и ядерные характеристики многих потенциально полезных материалов. В настоящем разделе рассматриваются и обсуждаются три наиболее важные проблемы, связанные с конструированием ракетных ядерных реакторов. Этими проблемами по степени их важности являются: температурные деформации и напряжения, коррозия и эрозия и действие излучений на материалы.

#### Температурные деформации и напряжения

Элементы конструкции ядерного реактора действуют как объемные источники тепла независимо от того, однородно или нет загружено делящееся топливо в основном материале тепловыделяющих элементов. Это происходит в результате объемного поглощения энергии  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучений и быстрых нейтронов, возникающих в процессе деления. Практически наиболее часто делящееся топливо распределено по объему тепловыделяющего элемента, а это приводит к тому, что в тепловыделяющих элементах реактора происходит чрезвычайно высокая объемная генерация мощности. Для того чтобы эти наиболее нагруженные элементы реактора не расплавились, энергия, выделяющаяся в объеме конструкции, должна отводиться теплоносителем, протекающим по поверхностям

конструкции. В твердом теле тепло передается за счет теплопроводности; следовательно, в конструкциях реактора будут возникать температурные градиенты, обусловленные внутренним тепловыделением. Эти температурные градиенты вызовут различные степени расширения смежных частей одной и той же конструкции, что приведет к перекашиваниям или деформациям. Материал под таким воздействием будет находиться в напряженном состоянии. Дополнительно к различным деформациям в пределах единой конструкции очень часто отдельные узлы реакторной установки работают при различных средних температурах и, следовательно, расширяются по-разному, поэтому вследствие различных деформаций возникают напряжения. Примером последнего может служить реактор, в котором относительно холодный ( $800\text{--}900^\circ\text{C}$ ) цилиндрический отражатель должен содержать в себе очень горячую (около  $2500^\circ\text{C}$ ) активную зону. Если узел активная зона—отражатель плотно подогнан при комнатной температуре, когда реактор собран, то при работе реактора на запроектированном уровне температуры возникает значительный взаимный натяг и появляются соответствующие напряжения. С другой стороны, если конструкция такова, что при высоких температурах отдельные элементы достаточно свободно посажены друг на друга, тогда активная зона при комнатной температуре будет «болтаться» в отражателе. Механические устройства, например пружинные опоры и гибкие контейнеры, можно использовать для частичного устранения этих трудностей; однако часто невозможно обеспечить свободу перемещений для всех элементов реакторной установки в полном диапазоне рабочих температур. Таким образом, неизбежно возникают температурные напряжения.

Если расчеты основывать на теории упругих деформаций, то величина таких температурных напряжений, особенно для тепловыделяющих элементов реакторов с высокой плотностью мощности, часто гораздо больше, чем допускаемые «разрушающие» напряжения интересующих нас материалов. При таких условиях образец или разрушится, или снимет наведенные напряжения за счет текучести. Анализ конструкции активной зоны реактора или тепловыделяющих элементов представляет собой, таким образом, анализ изменяющихся во времени деформаций, вызванных напряжениями; они изменяются при изменении условий работы реактора (пуск, работа на установившемся уровне мощности и остановка реактора). Очевидно, что существует столько же возможностей возникновения напряженных состояний для данной конструкции, сколько имеется возможных условий работы реактора, изменяющихся во времени; следовательно, не может быть общего, пригодного для всех случаев метода исследования. Далее, во-первых, полезно исследовать несколько идеализированных конструкций различной геометрии для того, чтобы определить условия возникновения упругих напряжений,

которые должны преобладать при отсутствии текучести, и, во-вторых, изучить влияние температуры и деформации материала на характер температурных напряжений. Необходимо отметить, что при мгновенном тепловом нагружении пластических материалов возникающие температурные напряжения можно рассчитывать по теории упругости.

При исследовании конструкций ракетных ядерных реакторов может быть найдено, что возникающие напряжения достигают максимума в некоторый момент времени при любой данной последовательности работы реактора. По прошествии этого момента напряжения в изучаемом образце уменьшаются, но при повторении данной последовательности работы реактора или при обратной последовательности его работы напряжения уже никогда не превысят этого максимального значения и даже не достигнут его. Вообще при одиночном цикле теплового нагружения образец разрушится только тогда, когда максимальные напряжения, являющиеся суммой температурных напряжений и напряжений от внешней нагрузки, не превзойдут предела прочности на разрыв в каком-либо месте внутри образца или на его поверхности. При повторении циклов нагружения положение в корне изменяется, разрушение происходит более часто вследствие усталостного растрескивания материала, вызванного повторными и проводимыми в обратном порядке нагружениями. Конструктивные ограничения в настоящее время выявлены гораздо полнее для одиночных рабочих циклов, чем для повторяющихся. Очень много работ было проведено по тепловой усталости для сотен и тысяч циклов, что может иметь место во вращающихся конструкциях или в реакторе стационарной ядерной силовой установки с периодической перегрузкой топлива. Грубо говоря, эти работы позволяют сделать вывод, что допускаемые напряжения при повторяющихся циклах нагружения составляют 0,25—0,5 от допускаемых напряжений при одиночном цикле нагружения.

По необходимости конструкторы наземных стационарных ядерных силовых установок склонны к консерватизму, преимущественно по экономическим соображениям и из-за необходимости обеспечения большого срока службы. Эти положения не играют главной роли при конструировании ракетных ядерных реакторов, где технические характеристики имеют главное значение, а все остальное—второстепенное. Ясно, что реактор, предназначенный для полета, будет находиться в полете только один раз, следовательно, такой реактор можно проектировать, пользуясь критериями теории температурных деформаций и напряжений применительно к одиночному циклу нагружения. Парадоксально то, что труднее сконструировать ракетный реактор для наземных испытаний, а не летательный ракетный реактор. Известно, что этот парадокс вообще присущ другим неракетным типам реакторов, так что часто труднее провести испытания составных элементов для проверки конструкции реак-

тора, чем сконструировать сам реактор. В любом случае при конструировании реактора с повторяющимся циклом работ необходимо рассмотреть от 20 до 40 циклов для ракетных испытательных реакторов. Принимая во внимание число таких циклов и отсутствие достаточного количества данных по разрушению под действием тепловой усталости за несколько циклов при высокой температуре, конструктор должен руководствоваться критериями усталости при одиночном цикле работы с учетом имеющихся экспериментальных данных. Затем для учета циклической работы необходимо допускаемые напряжения уменьшить в 2—4 раза. Для ясности еще раз определим эти критерии:

1) при одиночном цикле образец того или иного элемента реактора разрушится, если суммарное напряжение (от внешней нагрузки плюс максимальное температурное напряжение) превысит предел прочности на разрыв данного материала в каком-либо месте образца или если полная максимальная местная деформация превысит допускаемое удлинение при разрыве при интересующей нас температуре;

2) при циклической работе допускаемая максимальная деформация составляет 0,25—0,5 от допускаемой деформации при одиночном цикле и допускаемые внутренние напряжения соответственно должны быть уменьшены.

В последние годы опубликовано много прекрасных работ на эту тему, которые необходимо учитывать для более полного и ясного рассмотрения существующих проблем и устранения путаницы в этой области. Работы Шенли [6], Хиггинса [7], Дорна и Шепарда [8], так же как и книга Фредентала [9], содержат особенно ценные сведения относительно диаграмм деформаций материалов, работающих при высоких температурах и испытывающих большие внутренние температурные градиенты<sup>1)</sup>.

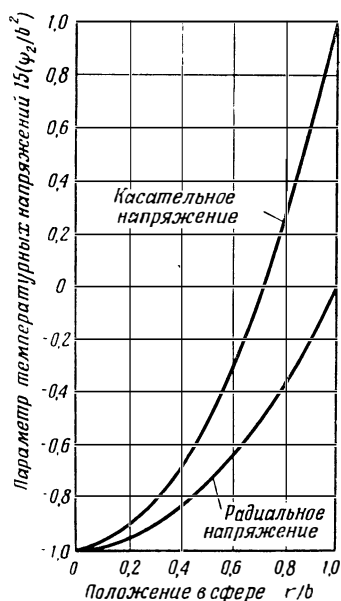
Конструкции, образующие активную зону реактора, часто несимметричны, имеют сложную форму, поэтому математически изучить теплопроводность, распределение температуры и напряжений, условия возникновения деформаций от внешних нагрузок и температурных напряжений в этих конструкциях практически невозможно. Однако возможно предсказать приблизительное поведение таких конструкций путем изучения характеристик простейших конструктивных элементов—сфер, стержней, труб, пластин или некоторых комбинаций этих геометрий, соединенных «эквипотенциальными» поверхностями, например поверхностями равных температур, равных напряжений, равных деформаций, при одинаковых окружающих условиях. Ниже приводится ряд формул без математического вывода, полученных при анализе температурных напря-

<sup>1)</sup> См. также Б. Е. Гейтвуд. Температурные напряжения, ИЛ, 1959.—Прим. ред.

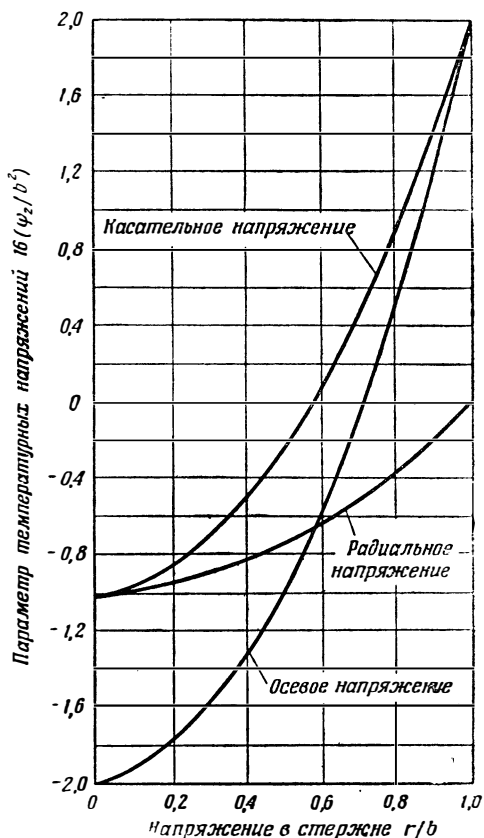
жений и деформаций [10, 11]. В каждом случае предполагается, что тепло равномерно выделяется во всем объеме твердого тела, подводится к охлаждаемой поверхности и передается внешнему охладителю. Теплопроводность, коэффициент расширения, модуль упругости материала предполагаются постоянными по всему объему. При этих предположениях получено, что распределение температуры можно выразить следующим образом:

$$\Delta T = T - T_s = \psi_1 \frac{q}{\lambda}, \quad (5.2)$$

где  $q$  — объемная скорость тепловыделения;  $\lambda$  — тепло-



Ф и г. 5.10. Напряжения в сплошных сферах.



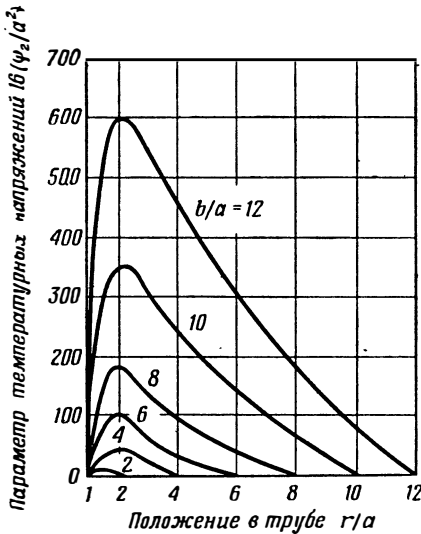
Ф и г 5.11. Напряжения в сплошных стержнях.

проводность;  $T_s$  — температура поверхности,  $\psi_1$  — функция, зависящая только от геометрии конструкции. Аналогично упругое температурное напряжение, или напряжение в начальный момент, равно

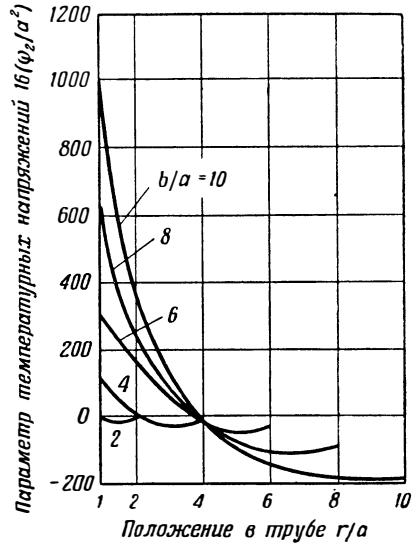
$$\sigma_T = \psi_2 \frac{\alpha E}{1-\nu} \frac{q}{\lambda} = \frac{q \psi_2}{10^4} \sigma_\alpha \bar{\sigma}_1, \quad (5.3)$$

где  $\alpha$  — коэффициент расширения;  $E$  — модуль Юнга;  $\lambda$  — теплопроводность;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $\sigma_\alpha$  — кратковременный

предел прочности на разрыв;  $\bar{\sigma}_1$  — параметр температурных напряжений, используемый для оценки материалов (см. табл. 5.1 и 5.2);  $\psi_2$  — функция, зависящая только от геометрии системы. Для удобства приведем уравнения для  $\psi_1$  и  $\psi_2$  для каждого отдельного случая той или иной геометрии. Для справочных целей кривые, показывающие изменение  $\psi_2$ , нормированы к параметру длины



Ф и г. 5.12. Радиальные напряжения в трубах (теплоотвод осуществляется с внутренней поверхности).



Ф и г. 5.13. Касательные напряжения в трубах (теплоотвод осуществляется с внутренней поверхности).

системы и показаны на фиг. 5.10 — 5.15. На этих фигурах отрицательные напряжения означают сжатие, положительные — растяжение. Эти кривые показывают распределение напряжений при различной геометрии.

**Сферы.** Рассмотрим две сферы: сплошную с внешним радиусом  $b$  и полую с внешним радиусом  $b$  и внутренним радиусом  $a$ , охлаждаемые только с наружной поверхности. Геометрические факторы равны

$$\psi_{1s} = \frac{b^2 - r^2}{6} \text{ для сплошной сферы,} \quad (5.4)$$

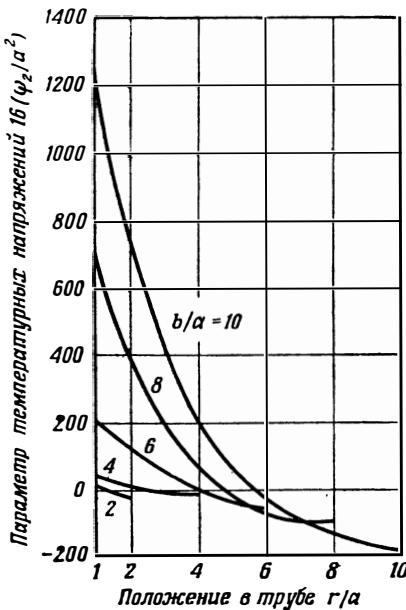
$$\psi_{1h} = \frac{b^2 - r^2}{6} - \frac{a^3}{3} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{b} \right) \text{ для поллой сферы,} \quad (5.5)$$

$$\psi_{2s} = \frac{r^2 - b^2}{15} \text{ для радиальных напряжений в сплошной сфере,} \quad (5.6a)$$

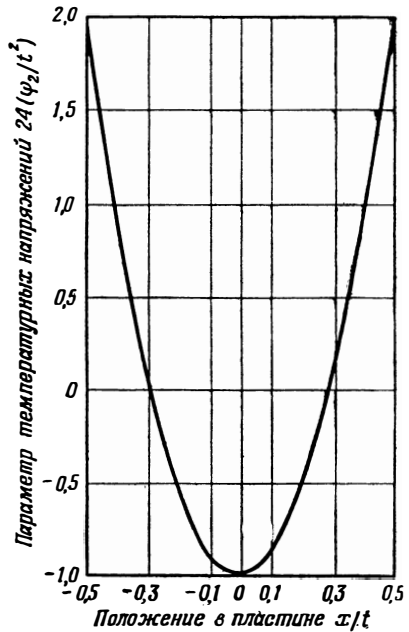
$$\psi_{2s} = \frac{2r^2 - b^2}{15} \text{ для касательных напряжений в сплошной сфере,} \quad (5.6б)$$

$$\psi_{2n} = \frac{2(r^3 - a^3)}{3r^3(b^3 - a^3)} \left( \frac{b^5}{15} - \frac{a^3b^2}{3} + \frac{3a^5}{5} - \frac{a^6}{3b} \right) - \frac{2}{3r^3} \left( \frac{r^3b^2}{6} - \frac{r^5}{10} + \frac{a^3r^3}{3b} - \frac{a^3r^2}{2} - \frac{a^3b^2}{6} + \frac{3a^5}{5} - \frac{a^6}{3b} \right) \text{ для радиальных напряжений в поллой сфере,} \quad (5.7а)$$

$$\psi_{2h} = \frac{2r^3 + a^3}{3r^3(b^3 - a^3)} \left( \frac{b^5}{15} - \frac{a^3b^2}{3} + \frac{3a^5}{5} - \frac{a^6}{3b} \right) + \frac{1}{3r^3} \left( \frac{r^3b^2}{6} - \frac{r^5}{10} + \frac{a^3r^3}{3b} - \frac{a^3r^2}{2} - \frac{a^3b^2}{6} - \frac{3a^5}{5} - \frac{a^6}{3b} \right) - \frac{1}{3} \left[ \frac{b^2 - r^2}{2} - \alpha^3 \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{b} \right) \right] \text{ для касательных напряжений в поллой сфере.} \quad (5.7б)$$



Ф и г. 5.14. Осевые напряжения в трубах (теплоотвод осуществляется с внутренней поверхности).



Ф и г. 5.15. Продольные напряжения в пластинах.

**Стержни.** Рассмотрим бесконечно длинный сплошной стержень радиуса  $b$ . Для него

$$\psi_1 = \frac{b^3 - r^2}{4}, \quad (5.8)$$

$$\psi_2 = \frac{r^2 - b^2}{16} \text{ для радиальных напряжений,} \quad (5.9а)$$

$$\psi_2 = \frac{3r^2 - b^2}{16} \text{ для касательных напряжений,} \quad (5.9б)$$

$$\psi_2 = \frac{2r^2 - b^2}{8} \text{ для осевых напряжений.} \quad (5.9в)$$

**Трубы.** Сначала рассмотрим бесконечно длинную толстостенную трубу с внутренним радиусом  $a$  и внешним радиусом  $b$ , охлаждаемую только изнутри. Эту модель можно использовать для аппроксимации охлаждения сплошного тела теплоносителем с постоянной температурой, проходящим через равномерно распределенные в теле трубопроводы. Этому случаю могут соответствовать замедлитель, отражатель, корпус высокого давления и другие элементы конструкции ракетного ядерного реактора. Этот случай также интересен при конструировании активной зоны, если охлаждение ведется с помощью каналов, просверленных в топливных блоках, или активной зоны, состоящей из связок цилиндрических трубчатых тепловыделяющих элементов, через которые могут протекать теплоноситель или рабочее тело. При равномерном расположении каналов теплоносителя расстояние между их центрами  $s$  связано с внешним радиусом  $b$  соотношением

$$2b = 1,05s. \quad (5.10)$$

Геометрические параметры равны

$$\psi_1 = \frac{b^2}{2} \ln \frac{r}{a} - \frac{r^2 - a^2}{2}, \quad (5.11)$$

$$\psi_2 = \frac{r^2 - a^2}{16r^2(b^2 - a^2)} \left( 4b^4 \ln \frac{b}{a} - 3b^4 + 4a^2b^2 - a^4 \right) + \frac{b^2}{8} \left( 1 - 2 \ln \frac{r}{a} \right) - \frac{a^2}{8r^2} (b^2 + r^2) + \frac{r^4 + a^4}{16r^2} \text{ для радиальных напряжений,} \quad (5.12а)$$

$$\psi_2 = \frac{r^2 + a^2}{16r^2(b^2 - a^2)} \left( 4b^4 \ln \frac{b}{a} - 3b^4 + 4a^2b^2 - a^4 \right) - \frac{b^2}{8} \left( 1 + 2 \ln \frac{r}{a} \right) + \frac{a^2}{8r^2} (b^2 - r^2) + \frac{3r^4 - a^4}{16r^2} \text{ для касательных напряжений,} \quad (5.12б)$$

$$\psi_2 = -\frac{b^2}{2} \ln \frac{r}{a} + \frac{r^2}{4} - \frac{a^2}{4} + \frac{1}{8(b^2 - a^2)} \left( 4b^4 \ln \frac{b}{a} - 3b^4 + 4a^2b^2 - a^4 \right) \text{ для осевых напряжений.} \quad (5.12в)$$



Если тепло отводится только с наружной поверхности трубы, то

$$\psi_1 = \frac{b^2 - r^2}{4} - \frac{a^2}{2} \ln \frac{b}{r}, \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} \psi_2 = & \frac{r^2 - a^2}{16r^2(b^2 - a^2)} \left( b^4 - 4a^2b^2 + 3a^4 + 4a^4 \ln \frac{b}{a} \right) - \\ & - \frac{1}{16r^2} \left( 2r^2b^2 - r^4 - 4a^2r^2 \ln \frac{b}{r} - 2a^2r^2 - 2a^2b^2 + \right. \\ & \left. + 3a^4 + 8a^4 \ln \frac{b}{a} \right) \text{ для радиальных напряжений,} \end{aligned} \quad (5.14a)$$

$$\begin{aligned} \psi_2 = & \frac{r^2 + a^2}{16r^2(b^2 - a^2)} \left( b^4 - 4a^2b^2 + 3a^4 + 4a^4 \ln \frac{b}{a} \right) - \\ & - \frac{1}{16r^2} \left( 2r^2b^2 - r^4 - 4a^2r^2 \ln \frac{b}{r} - 2a^2r^2 - 2a^2b^2 + 3a^4 + 4a^4 \ln \frac{b}{a} \right) - \\ & - \left( \frac{b^2}{4} - \frac{r^2}{4} - \frac{a^2}{2} \ln \frac{b}{r} \right) \text{ для касательных напряжений,} \end{aligned} \quad (5.14б)$$

$$\begin{aligned} \psi_2 = & -\frac{b^2}{4} + \frac{r^2}{4} + \frac{a^2}{2} \ln \frac{b}{r} + \frac{1}{8(b^2 - a^2)} \left( b^4 - 4a^2b^2 + \right. \\ & \left. + 3a^4 + 4a^4 \ln \frac{b}{a} \right) \text{ для осевых напряжений.} \end{aligned} \quad (5.14в)$$

**Плоские пластины.** Рассмотрим полубесконечную плоскую пластину толщиной  $t$ , охлаждаемую одинаково с обеих сторон. Для этого случая, представляющего большой интерес при конструировании активной зоны реактора, параметры равны

$$\psi_1 = \frac{t^2}{8} - \frac{x^2}{2}, \quad (5.15)$$

$$\psi_2 = \frac{x^2}{2} - \frac{t^2}{24} \text{ для продольных напряжений,} \quad (5.16)$$

где  $x$ —расстояние от центральной плоскости пластины до любой точки в ней.

Изучая кривые фиг. 5.10—5.15, можно отметить, что максимальные осевые и касательные напряжения часто создаются на внешней или внутренней поверхностях конструкции, в которой генерируется тепло. Этот факт очень важен при рассмотрении коррозии и эрозии конструкций при высокой температуре (см. стр. 215).

Из уравнений (5.2) и (5.3) видно, что максимальная разность внутренних температур для данной геометрии прямо пропорциональна плотности мощности реактора и что максимальные упругие напряжения непосредственно связаны с этой плотностью мощности. С этой точки зрения было бы полезно ввести параметр  $\psi_3$ , который позднее будет использован при анализе неустановившихся напряжений, определяемый уравнением

$$\psi_3 = \frac{1 - \nu}{\alpha E} \frac{\sigma_{\max.}}{\Delta T_{\max.}}. \quad (5.17)$$

Этот параметр можно определить как отношение  $\psi_2$ , соответствующего максимальному интересующему нас напряжению, к  $\psi_1$ , соответствующему максимальной разности температур для данной геометрии системы. Ниже приводятся величины  $\psi_3$  для сплошных сфер, стержней и пластин и для труб, охлаждаемых только изнутри.

**Сферы.** Максимальное радиальное сжимающее напряжение равно максимальному сжимающему касательному напряжению, причем оба напряжения имеют место в центре сферы. Максимальное касательное растягивающее напряжение на поверхности сферы равно по величине этим напряжениям, но противоположного знака. Параметр

$$\psi_3 = \pm \frac{2}{5}. \quad (5.18)$$

**Стержни.** Максимальное осевое сжимающее напряжение вдоль оси стержня равно по величине, но противоположно по знаку максимальным осевому и касательному напряжениям на поверхности стержня. Максимальное радиальное напряжение (сжимающее) равно половине максимального осевого или касательного напряжений. В этом случае

$$\psi_3 = \pm \frac{1}{2}. \quad (5.19)$$

**Трубы.** В трубе с внутренним охлаждением осевое и касательное напряжения (растяжения) достигают максимума на внутренней поверхности трубы. Максимальное радиальное напряжение, тоже растягивающее, равно лишь  $1/3$  максимального осевого или касательного напряжения. В этом случае

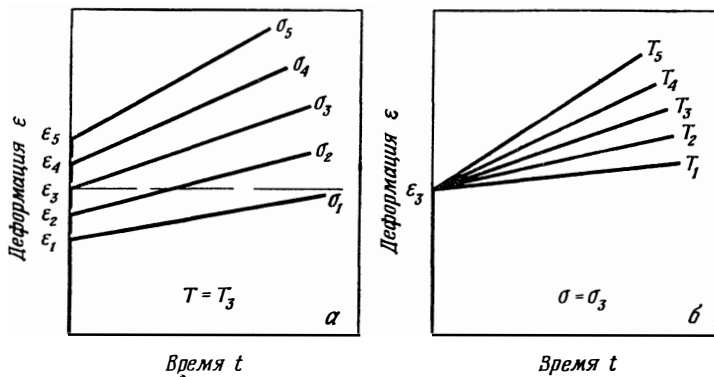
$$\psi_3 = \frac{\frac{b^4}{b^2 - a^2} \ln \left( \frac{b}{a} \right)^2 - \frac{3b^2 - a^2}{2}}{b^2 \ln \left( \frac{b}{a} \right)^2 - b^2 + a^2}. \quad (5.20)$$

**Плоские пластины.** Максимальное продольное напряжение является растягивающим и имеет место на поверхности пластины. По величине оно в 2 раза больше максимального сжимающего напряжения, которое имеет место в центральной плоскости пластины. При этих условиях

$$\psi_3 = \frac{2}{3}. \quad (5.21)$$

Как уже указывалось, упругие деформации и напряжения, подсчитанные по вышеприведенным уравнениям, в действительности не имеют места в конструкции реактора при высокой температуре. Пластичность или ползучесть материала будет уменьшать температурные напряжения по мере их возникновения. Однако если скорость деформации, вызванной быстрым тепловым нагруже-

нием, достаточно высока, так что ползучесть не может уменьшить напряжения, которое может превысить прочность на разрыв, то элемент конструкции разрушится, как правило, от растяжения. Как в этом случае оценить временную зависимость напряжений? Прежде всего возьмем материал, обладающий идеализированной диаграммой «удлинение—время» (фиг. 5.16), и посмотрим, как влияют на нее изменения напряжений и температуры. Начальная деформация  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  и т. д., вызванная чрезвычайно быстрым расширением вследствие внутренних температурных градиентов, сопровождается



Ф и г. 5.16. Идеализированные диаграммы «удлинение—время». а—при постоянной температуре  $T_3$  в зависимости от напряжений; б—при постоянном напряжении  $\sigma_3$  в зависимости от температуры.

ползучестью, которая уменьшает начальное упругое напряжение  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и т. д. до значений, которые находятся по точке пересечения прямых линий на диаграмме с линией постоянной деформации, изображенной пунктиром (см. фиг. 5.16, а).

В одномерной системе при нулевой внешней нагрузке полная деформация в любой момент времени равна сумме упругой деформации, вычисляемой по выражению

$$\varepsilon_e(t) = \frac{\sigma(t)}{E_0}, \quad (5.22)$$

и пластической деформации и равна полной тепловой деформации образца. В выражении (5.22)  $\sigma(t)$ —полное напряжение в момент времени  $t$ , а  $E_0$ —модуль упругости. Полная температурная деформация в любой момент времени  $t$  равна

$$\varepsilon_{T\text{полн.}}(t) = \alpha \Delta T(t) = \alpha [T(t) - T_s], \quad (5.23)$$

а пластическая деформация равна

$$\varepsilon_p(t) = \alpha \Delta T(t) - \frac{\sigma(t)}{E_0}. \quad (5.24)$$

На диаграммах «удлинение—время» (см. фиг. 5.16) пластические деформации это те, которые лежат выше упругих деформаций  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$  и т. д. для данных напряжений  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  и т. д., преобладающих в образце в момент времени  $t$ .

В приведенных выше рассуждениях предполагалось, что деформации имеют место при постоянной температуре; в действительности это не так, потому что в элементах конструкции реактора деформации вызываются отдельными температурными изменениями. Пренебрегая на некоторое время изменением температуры, отметим, что скорость изменения пластической деформации равна скорости ползучести материала, что соответствует результатам стандартных испытаний удлинения во времени. Для одномерного случая

$$\frac{d\epsilon_p}{dt} = \alpha \frac{dT}{dt} - \frac{1}{E_0} \frac{d\sigma}{dt} = C(\sigma, \epsilon_{\text{полн.}}). \quad (5.25)$$

Как показывает уравнение (5.25), скорость ползучести определяется полной деформацией и мгновенным напряжением в любой момент времени  $t$  при постоянной температуре. Следовательно, для того чтобы найти зависимость напряжений от времени, необходимо знать вид функции  $C(\sigma, \epsilon_{\text{полн.}})$  для интересующей нас температуры.

Для идеализированной диаграммы «удлинение—время» (см. фиг. 5.16, а) скорость ползучести (наклон кривой растяжения выше предела упругости) есть функция только напряжения и постоянна при данном напряжении и любой полной деформации в любой момент времени. Из фиг. 5.16, б также видно, что скорость ползучести при постоянном напряжении зависит только от температуры. Для такой идеализированной системы можно записать следующее соотношение, связывающее скорость ползучести, напряжение и температуру:

$$C(\sigma, T_0) = MT_0^m + N\sigma^n, \quad (5.26)$$

где  $T_0$ —максимальная температура системы, следовательно, она соответствует температуре, наиболее благоприятствующей ползучести при любой температурной деформации. Эта максимальная температура наблюдается всегда внутри сплошного тела, в котором генерируется тепло: в центре стержней и сфер и в центральных плоскостях пластин. При условии, что температура поверхности поддерживается постоянной, скорость деформации равна  $\alpha(dT_0/dt)$  и уравнение (5.25) можно переписать в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} + E_0 N \sigma^n = \alpha E_0 \frac{dT_0}{dt} - MT_0^m. \quad (5.27)$$

При постоянной температуре поверхности изменение  $T_0$  во времени можно найти по требуемой скорости изменения плотности мощности, или скорости тепловыделения, если известны плотность, теплопроводность и теплоемкость рассматриваемого элемента конструкции и если задано уравнение для максимальной разности внутренних температур  $[\Delta T = \psi_1(q/\lambda)]$ . Тогда если известно изменение во времени

$T_0$ , то уравнение (5.27) можно решить относительно  $\sigma = f(t)$  и, следовательно, оценить прочность конструкции (вероятность выдержать температурные напряжения) для интересующих нас рабочих условий. Оценка температурных напряжений при различных рабочих условиях требует повторения вышеописанной процедуры для каждого отдельного случая.

Более простой и удобный для практического использования метод анализа получается в том случае, если пренебречь влиянием

температуры и скорость ползучести выразить как функцию только напряжения. Тогда имеем

$$\frac{d\sigma}{dt} = E_0 \left( \alpha \frac{d\Delta T}{dt} - N\sigma^n \right). \quad (5.28)$$

Это нелинейное уравнение можно решить численным методом путем перехода к уравнению в конечных разностях

$$\sigma_{t+\Delta t} = 2\Delta t E_0 \left( \alpha \frac{d\Delta T}{dt} - N\sigma_t^n + \sigma_{t-\Delta t} \right). \quad (5.29)$$

В качестве примера результатов такого анализа на фиг. 5.17, а показана форма максимального напряжения

Фиг. 5.17. Неустановившиеся напряжения в объемно нагретом сплошном теле.

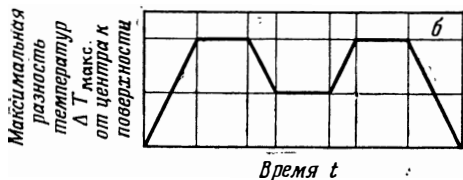
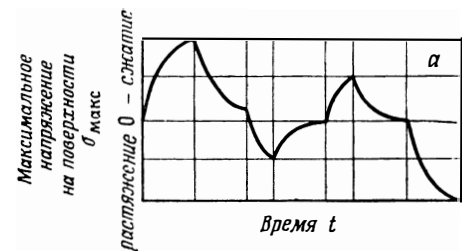
в зависимости от времени для пластины, на которую действуют повторяющиеся разности внутренних температур, изображенные на фиг. 5.17, б.

Для многомерных систем вышеприведенные уравнения необходимо преобразовать с учетом двух- и трехосевых напряженных состояний. Наиболее просто это осуществляется путем использования параметра  $\psi_3$ , приведенного выше для различных геометрий конструкции реактора. Этот параметр преобразует уравнение (5.22) для упругих деформаций к следующему виду:

$$\sigma(t) = \psi_3 E_0 \varepsilon_e(t). \quad (5.30)$$

Уравнение (5.25) в свою очередь преобразуется к следующему уравнению, учитывающему зависимость скорости ползучести от температуры:

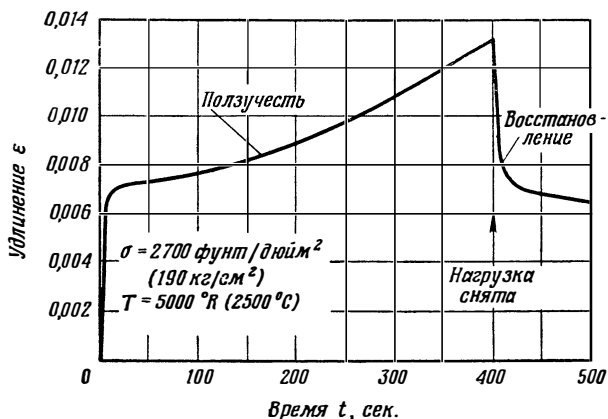
$$\frac{d\sigma}{dt} = \psi_3 E_0 \left[ \alpha \frac{d\Delta T}{dt} - C(\sigma, \varepsilon_{\text{потн.}}, T_0) \right], \quad (5.31)$$



где полная деформация является тепловой деформацией (внешние нагрузки отсутствуют) и записывается в виде

$$\epsilon_{\text{полн.}} = \alpha \Delta T = \alpha (T_0 - T_s). \quad (5.32)$$

Как указывалось выше, влияние температуры вообще можно учесть численным решением уравнения (5.31) по частям, меняя скорость ползучести от одного участка интегрирования до другого в соответствии с последовательностью изменений полной деформации, уровня напряжений и максимальной температуры. Для того чтобы проделать все это, необходимо иметь кривые зависимости удлинения от времени для широкого диапазона напряжений



Ф и г. 5.18. Типичная ползучесть и восстановление графита типа АТJ.

и температур интересующего нас материала. К сожалению, до сих пор еще не имеется справочников с такими данными для графита, молибдена, вольфрама и т. д. при высоких температурах. Для графита имеется довольно много данных, но вследствие большого количества сортов графита эти данные не всегда можно использовать при проектировании активной зоны ракетного ядерного реактора. На фиг. 5.18 показана временная зависимость удлинения графита типа АТJ при напряжении  $\sigma = 2700 \text{ фунт/дюйм}^2$  ( $190 \text{ кг/см}^2$ ) и  $T = 5000^\circ \text{ R}$  ( $2500^\circ \text{ C}$ ). Также показано свойственное этому графиту восстановление предварительно нагруженного (растянутого), а затем разгруженного образца. Отметим, что кривая восстановления сходна с перевернутой кривой начальной ползучести. Своеобразная форма этой кривой является следствием свойств графита.

Рассматривая упрощенно, можно сказать, что графит обладает кристаллической структурой, в которой группы кристаллов углерода связаны друг с другом своеобразным «клеем» — углеродной связкой.

часто образующейся из смоляного пека, употребляемого при предварительном коксовании смеси графита. При растяжении связи между кристаллическими частичками растягиваются, разрушаются, что позволяет частичкам перемещаться относительно друг друга, даже задерживаясь или стремясь задержаться в растянутом положении. При разгрузке накопленная энергия деформации, вызванной перемещением и удерживанием частиц, действует как сила, стремящаяся вернуть частицы в их первоначальное положение. Быстрое восстановление, показанное на первом участке кривой восстановления, связано с возвращением частиц в исходное положение. Непрерывное освобождение накопленной энергии деформации происходит с меньшей скоростью, причем основная часть этой энергии высвобождается при первоначальном восстановлении «эластично» искаженной кристаллической основы. В известном смысле графит ведет себя как трехмерная система растянутых, но упругих кристаллов, связанных в узловых точках сильно пружинящими связками. Начальное искажение этой основы растягивает связки и упруго деформирует кристаллическую структуру. Дальнейшее неупругое искажение (ползучесть) вызывает деформацию или разрушение некоторых связей, например при скольжении относительно друг друга смежных кристаллов. При разгрузке упругие кристаллы немедленно восстанавливают первоначальную форму. Деформированные связки не восстанавливаются, но остающиеся связки медленно (за несколько секунд) возвращаются в начальное нерастянутое состояние. В графите это растяжение и восстановление связей соответствует упругим деформациям, которые обсуждались выше. Дальнейшие сведения о специфических свойствах и поведении графита можно найти, например, в работе [12].

В металлах положение не столь сложно и упругие деформации являются действительно упругими, представляя простое искажение кристаллических решеток. Однако ползучесть металлов сильно осложнена различными структурными эффектами, например концентрацией примесных элементов, их распределением и диаграммой состояний, упрочением, размером зерен, ростом зерен с температурой и т. п. Дорн и Шепард [8] нашли, что для алюминия и его сплавов при высоких температурах и напряжениях скорость ползучести выражается уравнением

$$C(\sigma, T) = \psi_0 e^{-c_1/T} e^{c_2\sigma}, \quad (5.33)$$

где  $\psi_0$  — металлургический структурный параметр, малоизученный в настоящее время;  $\sigma$  — мгновенное напряжение;  $T$  — температура образца;  $c_1$  и  $c_2$  — константы, зависящие от состава материала. При небольших напряжениях вторая экспонента уравнения (5.33) заменяется  $\sigma^{c_3}$ , где  $c_3$  — константа исследуемого материала.

Следовательно, конструктор ракетного ядерного реактора может оценить временные изменения напряжений объемно нагретых эле-

ментов реактора при любых требуемых рабочих условиях при помощи относительно простых, хотя и трудоемких численных методов решения уравнений, связывающих напряжение, деформации и время. Чтобы сделать это, необходимо иметь кривые временных зависимостей удлинения или деформаций в широком диапазоне изменения напряжений и температур для каждого исследуемого материала. Затем необходимо экспериментально убедиться в том, что за одиночный цикл теплового нагружения образец не разрушится, если подсчитанное максимальное напряжение в образце меньше кратковременного предела прочности на разрыв при сжатии или растяжении для исследуемого материала при проектной температуре. Чтобы не произошло разрушения путем усталостного растрескивания при повторяющихся циклах теплового нагружения, расчетное максимальное напряжение должно быть меньше 0,25 или 0,5 от кратковременного предела прочности на разрыв данного материала.

### Коррозия и эрозия

Как уже вкратце отмечалось в гл. 2, одна из основных трудностей, возникающих при проектировании и усовершенствовании теплообменных ракетных реакторов<sup>1)</sup>, проистекает из следующего противоречивого фактора: рабочее тело с низким молекулярным весом и, следовательно, хорошими характеристиками должно обладать достаточно высокой концентрацией водорода<sup>2)</sup>, а последний при высоких температурах является сильным восстановителем и вызывает коррозию.

Общезвестно, что горячий водород, соприкасаясь с какой-либо поверхностью, вступает в реакцию с поверхностным углеродом, образуя углеводороды (например, ацетилен), что приводит к уменьшению содержания углерода на этой поверхности. Этот процесс, называемый *гидрогенизацией*, в настоящее время используется в промышленности для производства углеводородов из каменного угля. Если тепловыделяющие элементы или активную зону изготовить в основном из графита, коррозия, вызванная водородом, быстро выведет реактор из строя по достижении последним рабочей температуры. В этом случае следует принять меры для того, чтобы предотвратить непосредственный контакт графита с водородсодержащим рабочим телом. Однако для достижения большой плотности мощности реактора необходимо с единичной поверхности тепловыделяющего элемента отводить максимально возможное количество тепла; поэтому с точки зрения теплопередачи нежелательно отделять

---

<sup>1)</sup> Ядерный реактор, в котором протекающее через активную зону рабочее тело нагревается путем теплообмена элементами активной зоны.—*Прим. ред.*

<sup>2)</sup> В случае водородсодержащих рабочих тел.—*Прим. ред.*



чем-нибудь тепловыделяющие элементы от рабочего тела. С этой точки зрения необходима непроницаемая оболочка из материала с высокой теплопроводностью, хорошо прилегающая к поверхности графита. Но атомы водорода так малы, что даже при комнатной температуре легко диффундируют через большинство материалов. Так как большинство материалов при высоких температурах взаимодействует с углеродом, образуя карбиды, то в качестве возможных материалов для защитных покрытий графита можно указать некоторые тугоплавкие карбиды, например карбид циркония ( $ZrC$ ), карбид ниобия ( $NbC$ ) и карбид тантала ( $TaC$ ). Известно, что эти карбиды устойчивы в присутствии водорода при  $5000^\circ R$  ( $2500^\circ C$ ), но сведений об их химической и механической стойкости при использовании для покрытия графита при высоких температурах в настоящее время почти не имеется. Прежде чем рассматривать такие покрытия как действительно защитные, необходимо решить проблемы, вызываемые различным тепловым расширением основного материала и материала покрытия, и проблемы адгезии под действием поверхностных сил трения, вызванных высокоскоростным потоком рабочего тела.

Механизм химического взаимодействия водорода с графитом подобен механизму взаимодействия водорода с металлами. В обоих случаях водород взаимодействует преимущественно с материалом, расположенным между кристаллическими зернами, основного материала, образуя летучие углеводороды при реакции со связками между кристаллами графита и хрупкие гидриды металлов—при реакции с материалом, расположенным на границах зерен металлов. Последнее явление известно как *водородная хрупкость* и часто приводит к разрушению металлических образцов вследствие образования трещин спайности на поверхности материала. Такое растрескивание быстро распространяется по образцу, если он нагружен растягивающим усилием или если в нем действуют поверхностные температурные напряжения, возникшие вследствие тепловыделения в объеме образца. Следовательно, коррозия мостиков, или связок, соединяющих смежные кристаллические частицы графита, может разрушить образец вследствие сильного ослабления графита в месте с максимальным растягивающим напряжением: в случае образца, охлаждаемого с поверхности, этим местом будет поверхность. Кроме этого, для графита коррозия связок между частицами приводит к тому, что зерна подвергаются прямому воздействию теплоносителя, обтекающего поверхность. Если рассматриваем тепловыделяющий элемент или опорную конструкцию реактора с высокой плотностью мощности, то скорость рабочего тела может достигать нескольких тысяч метров в секунду в самом горячем участке активной зоны и зерна графита, подвергающиеся действию рабочего тела, будут «вымываться», а новый поток горячего водорода будет воздействовать на новые зерна графита. Этот процесс может продолжаться

непрерывно до тех пор, пока рассматриваемый образец не прореагирует целиком или пока не разрушится активная зона реактора.

Одним из препятствий, мешающих использованию тантала в качестве конструкционного материала тепловыделяющих элементов или активной зоны, является образование хрупкого гидроксида тантала при температурах между 2000 и 4000° R (840—1950° C). Этот гидрид быстро разлагается при температурах выше 4000° R, но так как все реакторы при запуске проходят через этот температурный интервал, образцы тантала подвержены разрушению вследствие появления хрупкости. С другой стороны, молибден не образует гидроксида при температурах вплоть до 5000° R (2500° C). Вероятно также, что вольфрам не взаимодействует с водородом также вплоть до 5000° R. Однако при использовании вольфрама и молибдена возникают другие проблемы. Как уже обсуждалось в разд. 5.2, оба металла в чистом виде разрушаются вследствие хрупкости, вызванной ростом кристаллов при высокой температуре. Чтобы вольфрам или молибден можно было использовать при температурах выше 3000° R (1400° C), необходимо подавить рост зерен, что осуществляется путем добавления ряда окислов ( $\text{ThO}_2$ ,  $\text{UO}_2$  и т. д.) к металлу перед отливкой и соответствующей обработкой. Добавка нескольких процентов окисла эффективно предотвращает рост зерен, так как окисел изолирует одно кристаллическое зерно от другого и препятствует диффузии атомов металла от зерна к зерну.

Рассмотрим теперь взаимодействие горячего водорода с таким окислом на границах зерен. Окисел может восстановиться и ингибитор разрушится, так что на поверхности образца может начаться рост зерен. Как уже упоминалось, это может привести к разрушению образца, если на его поверхность действуют растягивающие тепловые или внешние нагрузки. Для металлов эрозия не является проблемой, как для графита, потому что структура кристаллической решетки металлов гораздо сильнее связана, нежели мостиковая структура графита.

Кроме использования защитных покрытий, коррозию поверхностей горячих элементов конструкции можно уменьшить путем применения таких рабочих тел, которые, помимо водорода, содержат другие элементы, могущие в газообразной фазе вступать в реакцию с горячим водородом, благодаря чему уменьшается воздействие водорода на поверхность графита, твердых углеводородов и некоторых металлов. Например, углеводородное рабочее тело, у которого молекулярное отношение углерод/водород достаточно велико, так что обеспечено существование свободного углерода в газовой фазе, который взаимодействует с водородом при особенно благоприятной для коррозии температуре, не должно оказывать химического воздействия на поверхности горячих элементов из графита, с которыми он соприкасается. То, что это действительно так, подтверждено экспериментально при нагревании пропана и многих других угле-

водородов в графитовых трубках. В действительности некоторая часть углерода высвобождается при разложении молекул пропана и отлагается на стенках нагреваемого элемента, часто закупоривая трубку. Несмотря на то, что это отложение иногда слишком велико, принцип верен. На практике это явление находит промышленное применение при «сварке» графита путем разложения метана на нагретых поверхностях графита. Использование этого явления в конструкции реактора значительно усложнено в связи с тем, что оно зависит от отношения площади поверхности к объему газа для данной конструкции и от констант равновесия различных реакций, протекающих в газовой фазе и «поедающих» горячий водород. В связи с тем, что эти константы равновесия являются различными функциями температуры газа, ясно, что нейтрализующее действие будет различным при разных температурах; газ может быть полностью нейтральным при  $T_1$ , выделять углерод при  $T_2$  и вызывать коррозию графита, с которым он соприкасается, при  $T_3$ . Получение «нейтральных» рабочих тел—сложная задача; рабочее тело, нейтральное к графиту, может взаимодействовать с окислами, используемыми, например, для стабилизации вольфрама. Далее, почти беспредельна вероятность того, что добавленные к рабочему телу кислород, азот или другие элементы могут изменить его химическую активность в газообразной фазе. Соединения, имеющие одинаковую химическую формулу, но различное молекулярное строение, могут реагировать по-разному; они могут разлагаться при нагревании, давая различные короткоживущие активные радикалы. Здесь так же, как и для данных по напряжениям и их связи с деформациями, температурой и временем, не имеется справочников, содержащих сведения, которые помогли бы конструктору.

Нельзя ослабить корродирующее действие рабочего тела за счет добавления водорода. Вообще найдено, что молекулярные веса от 5 до 12 характерны для большинства потенциально полезных рабочих тел большой плотности, которые находятся в жидкой фазе при комнатной температуре или около нее. Следовательно, теоретически можно получить нейтральные или полунейтральные рабочие тела из смесей с молекулярными весами внутри этой группы; характеристики ракетного двигателя на таком рабочем теле будут подобны характеристикам двигателей, работающих на жидких топливах, например пропане и этиловом спирте, а не на жидком водороде.

Следовательно, ни один ракетный реактор не будет работать нормально, если его внутренние части подвергаются коррозии и эрозии при работе в условиях высокой температуры, поэтому конструктор должен так ограничить выбор рабочих тел и материалов, чтобы превалировало хотя бы одно из следующих трех условий:

- 1) тепловыделяющие элементы и конструкционные элементы активной зоны должны быть изготовлены из инертных некорродирующих материалов;

2) для корродирующих материалов в атмосфере рабочего тела, вызывающего коррозию, полезно применять защитные покрытия или плакирование;

3) нужно использовать инертные или нейтральные рабочие тела.

### Радиационные эффекты

Различные материалы ведут себя по-разному при облучении быстрыми и медленными нейтронами,  $\gamma$ -квантами и  $\beta$ -частицами, испускаемыми действующим ядерным реактором. Некоторые конструкционные материалы становятся более хрупкими после продолжительного облучения, некоторые несколько изменяются в размере вследствие изменения кристаллической решетки, у других изменяются физические и тепловые свойства. В настоящем разделе рассматриваются некоторые из специальных проблем, возникающих при радиационном повреждении материалов, которые в других отношениях кажутся многообещающими для использования в тепловыделяющих элементах ядерных ракетных реакторов, для замедлителей, элементов управления и конструкционных элементов.

Изменения материалов реакторной установки под воздействием облучения, ухудшающие характеристики этих материалов, названы «радиационным повреждением» [13]. Ранее это явление называли «эффектом Вигнера» в честь Е. П. Вигнера, который первым указал на возможность такого повреждения, прежде чем его экспериментально проверили в реакторе [14]. Необходимо отметить, что не все вызванные облучением изменения свойств материалов вредны; однако вообще результирующее влияние облучения рассматривается как нежелательное вследствие того, что современная технология развилась и основывается на использовании материалов в нормальном, необлученном состоянии.

Радиационное повреждение возникает вследствие взаимодействия излучения, обладающего определенной энергией, с веществом. Например, вследствие такого взаимодействия атомы в кристаллической решетке смещаются из положений равновесия. С другой стороны, при таком взаимодействии создаются области с неустановившейся высокой температурой (области с высокой кинетической энергией), и вследствие захвата нейтронов и последующего радиоактивного распада с образованием осколков деления в основной материал как бы вводятся атомы, относительно загрязняющие его. Во многих случаях химические связи разрушаются и образуются свободные радикалы. При взаимодействии излучений с веществом наблюдаются следующие 5 видов радиационных повреждений: образование пустот, трещин, «тепловых вспышек»<sup>1)</sup>, образование при-

<sup>1)</sup> Подробно это явление рассмотрено в книге Р. Стефенсона, Введение в ядерную технику, стр. 331, ИЛ, 1956. —Прим. перев.

месных атомов и ионизационные эффекты. Все они вызывают изменения многих свойств веществ независимо от того, жидкое оно или твердое. Первые четыре в основном касаются твердых материалов, а последнее—жидкостей и газов.

Вообще нейтроны и осколки деления вызывают наибольшие радиационные повреждения в твердых телах. Ядерные излучения, такие, как  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения, также способны вызвать повреждения твердых тел, но по сравнению с нейтронами и осколками деления их действие незначительно. Большие радиационные повреждения из-за действия нейтронов и осколков деления связаны главным образом с огромной энергией, которой обладают нейтроны и осколки деления по сравнению с энергией, которая необходима для повреждения вещества. Нейтрон, будучи незаряженной частицей, может взаимодействовать при прямом столкновении. Однако, если столкновение произошло, удар по атому быстро создает соответствующее смещение атомов. Так как падающий нейтрон может проходить значительное расстояние между последующими соударениями, разрушающее действие от быстрых нейтронов распространяется по всему реактору. С другой стороны, осколки деления, обладающие большим начальным зарядом и большой массой, рассеивают свою энергию в нескольких миллиграммах вещества. Поэтому разрушающее действие от осколков деления обычно сосредоточено в области, примыкающей к топливному объему. Полная энергия, рассеиваемая при радиационном повреждении, приблизительно одинакова для нейтронов и осколков деления, но пространственное распределение различно.

Трудно сказать, какие именно радиационные повреждения могут иметь место при работе реактора, так как тип повреждения и его степень очень сильно зависят от вида облучаемого материала и материалов, расположенных поблизости. Чтобы упростить рассмотрение результатов исследований различных радиационных повреждений, материалы были разделены на классы в зависимости от специфического применения в реакторной установке. Для случая ракетного ядерного реактора такая классификация уже приводилась в настоящей главе: это материалы для тепловыделяющих элементов, материалы для замедлителей, материалы элементов управления и конструкционные материалы.

### ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Тепловыделяющие элементы, вообще говоря, испытывают значительные радиационные повреждения, поскольку в них происходят процессы деления топлива. Наибольшие повреждения возникают вследствие взаимодействия основного (конструкционного) материала тепловыделяющих элементов с быстрыми нейтронами и осколками деления и благодаря образованию большого числа примесных атомов (продукты деления). Если тепловыделяющий эле-

мент должен выполнять некоторые конструкционные функции. Изменение физических свойств при облучении становится серьезной проблемой. Радиационные повреждения материалов тепловыделяющих элементов, так же как и материалов любых других элементов реактора, связаны с размерами и ориентацией зерен материала и технологией его изготовления. В уран—графитовых системах радиационные повреждения возникают вследствие анизотропной природы графита. При низких температурах [ $<1000^{\circ}\text{R}$  ( $<300^{\circ}\text{C}$ )] нейтроны «улавливаются» решеткой графита, вследствие чего последняя искажается, что приводит к изменению размеров графитовых тепловыделяющих элементов, если они работают при низкой температуре. При высокой температуре атомы углерода в решетке графита колеблются сильнее, чем при комнатной температуре, и «пойманные» нейтроны могут легко проходить через решетку. Таким образом, размерное повреждение графита устраняется при высокой температуре<sup>1)</sup>.

Другим материалом, представляющим потенциальный интерес для использования в качестве конструкционного материала тепловыделяющих элементов, является сплав урана с молибденом. Сплавы с высоким содержанием молибдена (9% Mo) даже после облучения потоком нейтронов  $2,5 \cdot 10^{19}$  нейтрон/см<sup>2</sup> не проявляют роста зерен. Другая интересная система  $\text{UO}_2$ —BeO показала некоторое уменьшение прочности на сжатие и модуля упругости после облучения нейтронной дозой такой величины.

Следовательно, радиационное повреждение, возникающее вследствие механического поглощения нейтронов, например в указанных выше твердых телах, вообще оказывает незначительное действие на работу конструкционных материалов тепловыделяющих элементов ракетных ядерных реакторов при необходимых высоких температурах. Большие микроскопические местные механические искажения, вызванные замедлением осколков деления, также несущественны для ракетных ядерных реакторов, в которых относительное выгорание за полное время работы реактора мало. Изменения, вызванные ядерным поглощением нейтронов или ядерным или атомным взаимодействием  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов, будут, вообще говоря, оказывать незначительное влияние на свойства конструкционных материалов тепловыделяющих элементов ракетных ядерных реакторов.

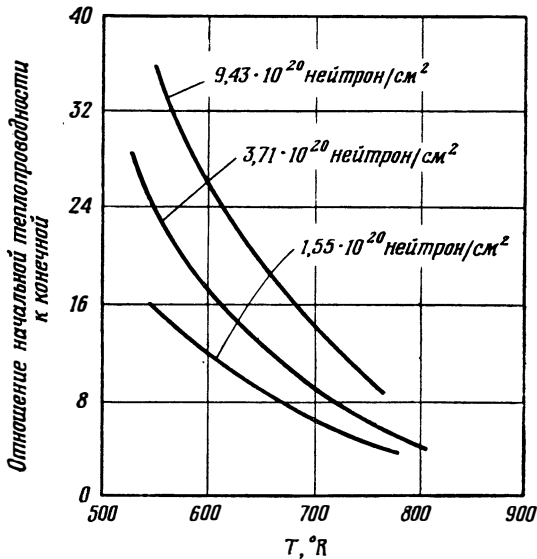
### ЗАМЕДЛИТЕЛИ

Из твердых материалов, которые можно использовать в качестве замедлителей, следует указать графит, бериллий, окись бериллия и гидриды некоторых металлов. Графит наиболее широко

<sup>1)</sup> См. изложение этого вопроса в следующем разделе, посвященном замедлителям.

используется в качестве твердого замедлителя, поэтому изменения, происходящие в нем под воздействием облучения, изучены довольно подробно. Так же как и для конструкционных материалов тепловыделяющих элементов, изменения вследствие облучения в значительной степени зависят от сырья и метода производства графита.

Облучение способствует упрочнению графита, но делает его более хрупким. После облучения интегральной дозой  $2,5 \cdot 10^{19}$  нейтрон/см<sup>2</sup> при комнатной температуре прочность на сжатие у графита



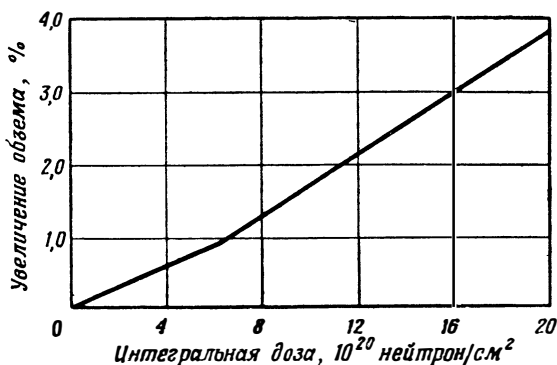
Ф и г. 5.19. Влияние облучения быстрыми нейтронами на теплопроводность графита.

увеличивается в 3 раза. В зависимости от конкретного использования графита такие изменения не всегда считаются вредными. Для реакторов с высокой плотностью мощности огромное значение имеет изменение теплопроводности. Как видно из фиг. 5.19, теплопроводность может значительно уменьшиться после продолжительного нейтронного облучения. К счастью, этот эффект уменьшается при увеличении температуры и почти устраняется при температурах выше 2500° R (1110° C).

Изменения размеров, происходящие в графите под действием нейтронного облучения, уже обсуждались подробно в предыдущем разделе. Большинство сортов графита расширяется анизотропно и увеличивается в объеме с увеличением продолжительности облучения (фиг. 5.20). Результаты всех исследований, проведенных до

настоящего времени, показывают, что радиационные повреждения графита прогрессивно уменьшаются при увеличении температуры. Таким образом, с точки зрения радиационных повреждений при конструировании ракетного ядерного реактора все усилия должны быть сосредоточены на том, чтобы все компоненты, выполненные из графита, работали при достаточно высокой температуре (около или выше  $2500^{\circ}\text{R}$ ).

Другие твердые замедлители находят ограниченное применение, однако некоторые из них были исследованы на облучение. Например, бериллий после облучения быстрыми нейтронами ( $1,5 \cdot 10^{20}$  нейтрон/см<sup>2</sup>) не проявляет значительных изменений как в размерах, так и



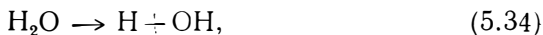
Ф и г. 5.20. Влияние облучения быстрыми нейтронами на объем графита.

в большинстве физических свойств. Однако обнаружено увеличение прочности и некоторое уменьшение пластичности при облучении нейтронами с вышеуказанной интегральной дозой [15].

Для окиси бериллия не отмечено серьезных изменений размеров или механических свойств, но при облучении интегральной дозой  $1,5 \cdot 10^{20}$  нейтрон/см<sup>2</sup> теплопроводность уменьшилась более чем на 50%.

Сведений, касающихся поведения гидридов металлов при облучении, имеется очень мало, но и те сведения, которыми мы располагаем, говорят о том, что не следует исключать эти материалы из рассмотренных для использования в ракетных ядерных реакторах.

Как уже отмечалось ранее, среди жидких замедлителей особый интерес представляют обыкновенная вода ( $\text{H}_2\text{O}$ ), тяжелая вода ( $\text{D}_2\text{O}$ ), некоторые спирты и жидкие углеводороды. Под действием ионизирующего излучения вода разлагается. Механизм этого разложения следующий [17,18]:





Радикалы Н и ОН способны вступать в реакцию друг с другом, причем образуются  $H_2$ ,  $O_2$  и  $H_2O$ . Если вода присутствует как основа водного раствора, то в области низкой плотности ионизации большинство радикалов прореагирует с растворенными в воде веществами. В областях с высокой плотностью ионизации радикалы рекомбинируют, образуя  $H_2$  и  $H_2O_2$ . Так как Н, ОН,  $H_2O_2$  и промежуточный радикал перекиси водорода  $HO_2$  являются или сильными окислителями или сильными восстановителями, необходимо рассмотреть коррозию (окисление или восстановление) материалов, соприкасающихся с этими продуктами разложения воды.

В случае  $D_2O$  разложение незначительно, если все время поддерживать чистоту  $D_2O$ . Если  $D_2O$  загрязнится (например,  $H_2O$ ), то начинается интенсивное выделение радиолитического газа.

Для органических жидкостей реакции, наведенные излучением, в основном такие же, как и у твердых органических веществ. Действие излучения сводится к двум реакциям полимера: образованию поперечных связей («сшивание») и разрыву связей в молекуле. В табл. 5.7 приведены некоторые технически важные свойства,

Таблица 5.7

## Изменения органических материалов при облучении [19]

«Сшивание»	Разрыв связей молекулы
Увеличивается модуль Юнга Уменьшается пластичность Увеличивается задержка деформации	Уменьшается модуль Юнга Уменьшается предел текучести при вязком течении
<i>Обычно вызывает:</i>	<i>Обычно вызывает:</i>
Увеличение прочности на разрыв; Уменьшение удлинения; Увеличение твердости; Увеличение температуры размягчения;	Уменьшение прочности на разрыв; Увеличение удлинения; Уменьшение твердости; Уменьшение эластичности
Газовыделение; Хрупкость; Уменьшение эластичности	<i>Иногда вызывает:</i> Хрупкость, Газовыделение

связанные со «сшиванием» и разрывом связей молекул органических веществ [19]. Хотя вязкость некоторых жидкостей уменьшается, но все же большинство органических жидкостей становится более вязкими вследствие полимеризации, вызванной излучением. Преобладает газовыделение, и склонность к вспениванию может увеличиться. Указанные эффекты можно уменьшить посредством непрерывной циркуляции жидкости, но этот метод обладает тем недостатком, что в связи с тем, что радиоактивное вещество выводится

из реактора, может потребоваться дополнительная защита. Необходимо отметить, что в таком типе систем можно преимущественно использовать жидкие углеводороды, так как они при облучении не становятся сильно радиоактивными.

Следовательно, основное радиационное повреждение жидких замедлителей происходит вследствие радиологического разложения жидкостей ( $H_2O$ ,  $D_2O$ ) и  $NH_3$  и вследствие полимеризации жидких углеводородов. Рост зерен и изменения теплопроводности у графита и некоторых других твердых замедлителей (например, окись бериллия и, возможно, гидриды металлов) требуют, чтобы эти материалы работали при температуре, превышающей некоторую «температуру отжига», при которой нарушения, вызываемые ионизирующими излучениями, эффективно снимаются вследствие движения атомов, образующих твердую структуру. Для графита такая температура составляет приблизительно  $2500^\circ R$  ( $1110^\circ C$ ).

### МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕМЕНТОВ УПРАВЛЕНИЯ

Имеется мало данных относительно влияния облучения на такие материалы элементов управления, как гафний, бор и кадмий [15]. Материалы элементов управления, так же как материалы защиты, должны подвергаться большим радиационным воздействиям, чем обычные конструкционные металлы или керамика, вследствие образования вторичных излучений при захвате нейтронов.

Гафний после продолжительного облучения обнаруживает изменения механических свойств. Его прочность увеличивается, а плотность уменьшается, но значительных изменений размеров не наблюдается.

С другой стороны, карбид бора очень сильно повреждается при облучении. Атом  $B^{10}$  расщепляется, образуя высокоэнергетичные атомы  $Li^7$  и  $He$ , способные вызвать значительные смещения кристаллических решеток, подобно тому, как это делают осколки деления. При распаде каждого атома  $B^{10}$  вследствие захвата нейтрона образуются 2 атома, а решетка должна принять эти лишние атомы. Предварительные данные по облучению штампованных образцов из нержавеющей стали, содержащей до 5% бора, показывают, что не происходит значительного изменения размеров, хотя образцы стали становятся чрезвычайно хрупкими.

Кадмий—материал, часто используемый для стержней управления,— чрезвычайно устойчив к действию излучений. Плакированные пластины из серебра, содержащего до 25% кадмия, облучались почти год и не проявили значительных изменений плотности и размеров.

Почти не имеется данных по воздействию излучений на гадолиний и окислы европия—материалов, пригодных для использования в элементах управления. Так как эти элементы при захвате

нейтронов излучают  $\beta$ -частицы и  $\gamma$ -кванты, то не следует ожидать, что под воздействием продолжительного нейтронного облучения они значительно изменили бы свои структурные свойства, как это происходит с карбидом бора.

### КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

В стационарных силовых ядерных установках в качестве конструкционных материалов в основном используются алюминий, сталь и сплавы никеля. Для ракетных ядерных реакторов, где требуются высокая температура и низкий вес, необходимо рассмотреть другие материалы, например молибден, титан, а также графит.

Опыт, накопленный к настоящему времени, показывает, что в алюминии радиационные повреждения незначительны, а в стали — немного больше. В основном облучение влияет на пластичность этих металлов (табл. 5.8). Отметим, что у молибдена после облучения относительное удлинение при разрыве уменьшается до нуля. Аустенитные нержавеющие стали под воздействием облучения склонны переходить в ферритные, но, кажется, изменения не столь значительны, чтобы повлиять на антикоррозионные свойства сплава. При облучении интегральной дозой  $10^{19}$  нейтрон/см<sup>2</sup> титан не обнаруживает изменений плотности или размеров. Необходимо подчеркнуть, что трудно даже пытаться предсказать характер воздействия облучения на конструкционные материалы. Несмотря на то, что изменения многих физических свойств могут составлять всего лишь несколько

Таблица 5.8

Пластичность различных материалов до и после облучения  
(интегральная доза  $\sim 10^{18} - 10^{20}$  нейтрон/см<sup>2</sup>) [15]

Материал	Удлинение при разрыве, %	
	до облучения	после облучения
Алюминий 2SO	38	21
Алюминий 2SH 14	22	20
Нормализованная углеродистая сталь	22 <sup>1)</sup>	5 <sup>1)</sup>
Аустенитная нержавеющая сталь	49 <sup>1)</sup>	25 <sup>1)</sup>
Бериллий QMV	1,4	0,2
Алюминий 356	2,7	0,6
Молибден	44	0

<sup>1)</sup> Удлинение при максимальной нагрузке.

процентов, эти изменения могут серьезно ухудшить характеристики материалов, используемых для элементов конструкции реактора. Поэтому конструктор должен учитывать возможность облучения материалов при работе реактора; необходимо испытать конструкционные материалы, предназначенные для двигателя, испытательного стенда и каркаса ракеты путем облучения в реакторе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. а) Ядерные реакторы. Техника ядерных реакторов, ИЛ, 1957; б) Ядерные реакторы. Материалы для ядерных реакторов, ИЛ, 1957.
2. а) Green L., High Temperature Compression Tests on Graphite, NAA-SR-165, p. 6 and fig. 7, p. 15, North American Aviation, Calif., January 7, 1950; б) Malmsstrom C., Keen R., Green L., Some Mechanical Properties of Graphite at Elevated Temperatures, NAA-SR-79, p. 19, 33, fig. 3, 77, Calif., September 28, 1950.
3. McCullough H., Kopelman B., *Nucleonics*, 14 (11), 152 (1956).
4. Valovage W. D., Effect of Irradiation on Hot-pressed Boron Carbide, KAPL-1403, Schenectady, New York, November 15, 1955.
5. Coffin L. F., Jr., The Problem of Thermal Stress Fatigue in Austenitic Steels at Elevated Temperatures, in «Symposium on Effect. Cyclic Heating and Stressing on Metals at Elevated Temperature», p. 31—50, ASTM Special Tech. Publ. 165, June 17, 1954.
6. Shanley F. R., Analysis of Stress-Strain-Time Relations from the Engineering Viewpoint, P-68, RAND Corporation, Santa Monica, Calif., March 4, 1949 (Rev. September 1951).
7. Higgins T. P., Jr., Time-dependent Stress-Strain Distributions, P-218, RAND Corporation, Santa Monica, Calif., June 18, 1951.
8. Dorn J. E., Shepard L. A., What We Need to Know about Creep, p. 3—30, ASTM Special Tech. Publ. 165, June 17, 1954.
9. Freudenthal A. M., The Inelastic Behavior of Engineering Materials and Structures, John Wiley, New York, 1950.
10. Carter J. C., Temperature and Stress Distribution in Spheres, Rods, Tubes and Plates in Which the Heat Source Is within the Boundaries of the Solids, ANL-4690, Chicago, III, September 7, 1951.
11. Field F. A., Temperature Gradient and Thermal Stresses in Bodies with Uniformly Distributed Volume Heat Sources, AECD-3650, February 1955.
12. Currie L. M., Hamister V. C., MacPherson H. G., chap. 2, sec. I, p. 65—107 in R. Hurst and S. McLain (eds), Technology and Engineering, Progress in Nuclear Energy, ser. IV, vol. I, McGraw-Hill, New York, 1956.
13. Billington D. S., *Nucleonics*, 14 (9), 54 (1956).
14. Wigner E. P., *J. Appl. Phys.*, 17 (11), 862 (1946).
15. Kittel J. H., *Nucleonics*, 14 (9), 63 (1956).
16. McCullough B., *Nucleonics*, 14 (11), 148 (1956).
17. Bresee J. C. et al., *Nucleonics*, 14 (9), 75 (1956).
18. Robertson R. F. S., chap. 6, sec. I, p. 265—280, on R. Hurst and S. McLain (eds), Technology and Engineering, Progress in Nuclear Energy, ser. IV, vol. I, McGraw-Hill, New York, 1956.
19. Sisman O., Wilson J. C., *Nucleonics*, 14 (9), 58 (1956).

**ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ РЕАКТОРА**

В настоящей главе рассматриваются статика, кинетика и геометрия реакторов, проблемы генерации тепла нейтронами и  $\gamma$ -излучением, а также защита от этих излучений. Эти вопросы излагаются с точки зрения инженера-специалиста по проектированию реакторов, который использует данные физического расчета при выполнении всего конструктивного и теплового расчета ядерного реактора ракетного двигателя. Более полное и более строгое математическое рассмотрение можно найти, например, в книгах Глесстона и Эдлунда [1], Мэррея [2] и в «Энциклопедии реакторов» [3]<sup>1)</sup>. Предполагается, что читатель в какой-то мере знаком с предметом в более простом изложении, как, например, у Стефенсона [4], Томпсона и Роджерса [5] или Судака и Кэмпбелла [6]<sup>2)</sup>. В данной главе не затрагиваются математические доказательства и методы, необходимые для создания солидной базы для расчетов. Существующие методы расчета принимаются такими, какие они есть, и обсуждаются с точки зрения их инженерной ценности, потенциальных возможностей и применимости с тем, чтобы помочь проектировщику реактора в выборе метода расчета при решении той или иной конкретной задачи. В задачу настоящей главы не входит изложение основ физики реактора. Скорее она предназначена помочь тем, кто знаком с основами предмета, разобраться в возможностях и недостатках различных методов физического расчета реакторов для ракетного двигателя. Как правило, используются стандартные обозначения и символы из области физики и техники реакторов; их определения даны в цитируемой литературе.

**6.1. СТАТИКА РЕАКТОРА**

В основе предварительного расчета любого реактора лежит определение условий его критичности. Кроме того, особенно важно— это относится ко всем энергетическим реакторам, а не только к ра-

<sup>1)</sup> См. также Галанин А. Д., Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах, Атомиздат, 1957.—Прим. ред.

<sup>2)</sup> См. также Петров П. А., Ядерные энергетические установки, ГЭИ, 1958.—Прим. ред.

кетным ядерным реакторам—знать с достаточной точностью предполагаемое распределение выделяемой мощности в стационарном режиме работы. Эти сведения получают из расчетов поведения нейтронов в реакторе в стационарном режиме. В настоящем разделе описываются связанные с делением «реальные» физические процессы (так, как их себе представляют), которые происходят в реакторе, работающем в стационарном режиме. Это сделано для того, чтобы читатель отчетливо представлял себе основные явления, которые частично описываются математически с помощью различных моделей, обычно применяемых для решения задач статистики реактора. Далее излагаются основы наиболее «точных» математических методов и указываются причины, по которым они не находят широкого применения при расчете реакторов. Рассматриваются общепотребительные приближенные аналитические методы и приводятся некоторые результаты расчетов, выполненных с помощью этих методов.

### Самоподдерживающаяся реакция деления

При поглощении нейтрона тяжелое делящееся ядро переходит в возбужденное состояние с более высокой энергией, из которого оно может выйти путем распада с испусканием излучения или испытать деление. В процессе деления некоторые несвязанные нейтроны испускаются непосредственно, другие испускаются ядрами—осколками деления в возбужденных состояниях. Некоторые из нейтронов испускаются осколками деления спустя известные измеримые промежутки времени после того, как произошло деление. Эти нейтроны, называемые *запаздывающими*, играют очень важную роль в регулировании реактора (см. гл. 7). Подробный обзор данных по запаздывающим нейтронам содержится у Кипина [7].

Почти все нейтроны, испускаемые при делении, обладают энергиями в пределах от 0,1 до 10 Мэв, причем средняя энергия лежит между 1 и 2 Мэв. Эти «быстрые» нейтроны движутся беспрепятственно до тех пор, пока не вступят во взаимодействие с другими ядрами. В активной зоне реактора, содержащей материалы с низким атомным номером, которые предназначены для замедления нейтронов, нейтрон деления может испытать упругое соударение с ядром малой массы и передать ему часть своей кинетической энергии. Эта вновь приобретенная энергия может проявиться в движении внутри ядра; кроме того, ядро может соударяться с соседними атомами кристаллической решетки, вызывать ионизацию атомов и привести к выделению энергии, наблюдаемой как *теплота* (хаотическое движение). Нейтрон продолжает свой путь в направлении, скорее всего отличном от того, в котором он двигался до столкновения, сталкивается с другим ядром, теряет еще часть своей энергии и продолжает двигаться дальше, испытывая столкновения до тех пор, пока не выйдет из системы или не поглотится одним из ядер, с которыми

он сталкивается. При больших энергиях (например, выше  $0,5 \text{ Мэв}$ ) рассеяние нейтронов далеко не изотропно как в системе центра масс, так и в лабораторной системе<sup>1)</sup>: после столкновения нейтрон движется преимущественно вперед, т. е. в направлении, составляющем острый угол с его первоначальным направлением.

При малых энергиях рассеяние также не изотропно в лабораторной системе, но изотропно в системе центра масс; заметное отличие от изотропии наблюдается только в случае нескольких ядер с наименьшими массовыми числами. Эффект здесь чисто геометрический, связанный с переходом от системы центра масс к лабораторной системе. В случае водорода, масса ядра которого равна 1, отступление от изотропии наибольшее, рассеяние нейтронов в лабораторной системе координат происходит преимущественно в направлении вперед. Поскольку реактор можно считать неподвижным в лабораторной системе координат, водород, являющийся хорошим замедлителем, не пригоден в качестве отражателя нейтронов.

Поглощение нейтронов может происходить при любой их энергии и приводит к различным результатам. Например, может образоваться промежуточное ядро в возбужденном состоянии, из которого происходит распад в основное состояние с испусканием  $\beta$ -или  $\gamma$ -излучения или обоих излучений вместе. Этот распад с переходом в основное состояние может происходить с испусканием  $\alpha$ -частицы, как, например, при «делении»  $\text{В}^{10}$  в результате захвата нейтрона. Поглощение нейтрона высокой энергии может привести к образованию возбужденного ядра, которое возвращается в основное состояние с испусканием нейтрона малой энергии, которому, возможно, сопутствует  $\beta$ -или  $\gamma$ -излучение. Этот процесс называется неупругим рассеянием; заметим, что при этом процессе нейтрон не удаляется из цикла, а только происходит «обмен» нейтрона высокой энергии на нейтрон малой энергии. Наконец, поглощение нейтрона делящимся ядром может приводить к делению, при котором образуются новые нейтроны, дающие начало все новым делениям. В активной зоне реактора на тепловых нейтронах происходит замедление нейтронов и многие нейтроны деления теряют всю свою первоначальную энергию благодаря упругим и неупругим соударениям и в конце концов принимают кинетическую «температуру» окружающей среды. Такие нейтроны называются *тепловыми*. Тепловые нейтроны могут блуждать в реакторе, испытывая упругие соударения, не приобретая и не теряя (в среднем) энергии, до тех пор, пока они не будут захвачены каким-либо ядром или не выйдут за пределы системы. Тепловые нейтроны движутся значительно медленнее нейтронов высоких энергий, поэтому в реакторе, в котором деления

<sup>1)</sup> Системы координат, обычно используемые при изучении рассеяния нейтронов, более подробно рассмотрены в книге С. Глестона и М. Эдлунда, Основы теории ядерных реакторов, ИЛ, 1954.

происходят преимущественно на тепловых нейтронах, при заданной величине утечки нейтронов из системы в единицу времени плотность нейтронов может быть значительно большей и в единице объема будет содержаться много тепловых нейтронов.

Таков механизм цепной реакции деления. Нейтроны, испускаемые при делении, движутся в пространстве и во времени, перемещаются между столкновениями по прямолинейным траекториям различной длины и теряют энергию частями в процессах упругих и неупругих столкновений, характеризующихся чрезвычайно малой продолжительностью. Микроскопические вероятности (сечения) поглощения и рассеяния определяются структурой поглощающих ядер и могут по-разному зависеть от энергии падающего нейтрона для каждого ядра-мишени. К счастью, эти вероятности ядерных взаимодействий не являются функциями положения в реакторе, иначе бы ситуация безнадежно усложнилась. Однако макроскопические (отнесенные к  $1 \text{ см}^3$  вещества) вероятности взаимодействия связаны линейной зависимостью с местной плотностью ядер и, таким образом, могут меняться от точки к точке в каком-либо веществе в реакторе, если плотность этого вещества в разных местах неодинакова.

Условие критичности состоит в том, чтобы число нейтронов в реакторе не менялось во времени. Реактор, в котором плотность нейтронов возрастает во времени, является надкритическим и разрушается, если он не обладает свойством самоограничения мощности или не будет возвращен в критическое состояние. Наоборот, реактор, в котором плотность нейтронов уменьшается, является подкритическим; плотность нейтронов, все более уменьшаясь, становится равной нулю (или значению, отвечающему интенсивности фона), если только реактивность не будет тем или иным способом увеличена так, чтобы реактор снова достиг критичности. *Плотность* нейтронов в реакторе не имеет никакого отношения к критичности, но она определяет полную выходную мощность реактора. Критичность определяется *отношением* числа нейтронов в одном поколении к их числу в следующем поколении. Таким образом, определение условий критичности при расчете любого заданного реактора предполагает изучение поведения нейтронов, образующихся при делении, при переходе от одного звена цепи деления к следующему. Для этого требуется учитывать все процессы, происходящие с нейтронами деления, которые движутся в реакторе, теряют энергию и захватываются или уходят из системы. Если все нейтроны, образующиеся в одном акте деления, вызовут *точно* еще одно деление, то реактор будет критическим. Решение этой задачи сводится к нахождению выражений для скоростей образования нейтронов, их поглощения в реакторе, а также скоростей утечки нейтронов за пределы системы в единицу времени. Для достижения критичности в системе ее геометрия, плотность материалов и их распределение должны быть такими, чтобы количество нейтронов, образующихся в единицу



времени, в точности равнялось количеству нейтронов, теряемых в единицу времени вследствие утечки и поглощения.

Для проектирования ракетного ядерного реактора или любого другого реактора аналогичного назначения со средней или большой удельной мощностью недостаточно знать только условия его критичности. Необходимо как можно точнее согласовать расход теплоносителя (рабочего тела) и выделяемую мощность в каждом данном месте по всему реактору. Физические свойства теплоносителя, изменяющиеся с температурой, и, в частности, изменение его сжимаемости могут значительно усилить небольшие расхождения в тепловой нагрузке, отнесенной к каналу с единичным расходом (см. гл. 4). Поэтому любое незначительное отклонение от точного согласования расхода теплоносителя и мощности в активной зоне реактора, допущенное при проектировании, может привести на практике к существенному местному рассогласованию. Результатом такого увеличения расхождений в тепловой нагрузке могут явиться большие местные отклонения от средних значений температур конструкции и рабочего тела и расхода рабочего тела в канале. Проектирование согласованной системы требует точного знания распределения выделяемой мощности или распределения делений по всему объему реактора. Пространственное распределение потока теплоносителя (рабочего тела) в активной зоне технически осуществимо и находится всецело в руках инженера-конструктора. Пространственное распределение плотности делений, напротив, зависит от распределения материалов, предназначенных для замедления и отражения нейтронов, концентрации вредных поглотителей нейтронов, ядерного топлива, теплоносителя и температуры. Распределение температуры в свою очередь зависит от распределений потока теплоносителя и плотности делений. Основная проблема проектирования теплообменного ракетного ядерного реактора состоит в том, как согласовать все эти факторы и получить равномерные распределения температуры и расходов теплоносителя и тем самым добиться максимальной эффективности системы. В случае реактора для ракетного двигателя наибольший интерес представляет активная зона в форме цилиндра. Для получения наивыгоднейших теплопередающих характеристик в активной зоне такой формы может оказаться желательным предусмотреть неравномерную загрузку топлива по радиусу и (или) по оси реактора с тем, чтобы добиться надлежащего распределения предельно допустимых температур. Расчет пространственного распределения нейтронов и ядерных взаимодействий в такой системе должен поэтому производиться в двух или трех измерениях. Задача в целом чрезвычайно сложна и не может быть решена путем проведения единственного нейтронного расчета, каким бы точным он ни был. Решение можно получить путем повторных нейтронных расчетов реактора при выбранном наборе распределений материалов в реакторе и температуры. В результате этих расчетов

можно вычислить в первом приближении распределение делений. Затем в результате инженерного расчета может оказаться, что какая-нибудь часть реактора будет слишком горячей или слишком холодной для максимальной эффективности при выбранном распределении потока теплоносителя. После этого осуществляются местные изменения загрузки (концентрации делящегося материала); могут быть также изменены размеры каналов теплоносителя с возможным последующим изменением средних концентраций материалов, и затем повторяется весь нейтронный расчет. Этот процесс должен повторяться до тех пор, пока все переменные факторы не будут взаимно согласованы настолько, чтобы добиться нужной степени соответствия требованиям к конструкции реактора, какими бы последние ни были.

### Математическое описание процесса

Рассмотренный выше механизм цепной реакции не подсказывает сразу никаких простых методов расчета, которые учитывали бы все возможные эффекты. Действительно, оказывается, что в настоящее время не существует таких простых методов. Однако данное выше краткое определение критичности наводит на мысль о возможности определить поведение нейтронов в реакторе, прослеживая «судьбу» одного нейтрона, затем следующего и т. д. *до бесконечности*. Если проделать это для достаточно большого числа нейтронов, используя надлежащие функции распределения вероятности каждого возможного взаимодействия, то можно получить статистическую картину распределения нейтронов в реакторе, данные о критичности и распределениях взаимодействий нейтронов с ядрами. К сожалению, «достаточно большое число» может означать  $10^4$ ,  $10^5$  или даже  $10^6$  «судеб» случайно выбранных нейтронов в зависимости от степени сложности геометрии, конструкции и материалов рассчитываемого реактора и от принятой допустимой статистической дисперсии, или ошибки в окончательном результате. Этот метод, называемый *методом Монте-Карло*, является единственным известным в настоящее время физически строгим методом нейтронного расчета реактора. Происхождение этого названия очевидно: с помощью указанного метода мы прослеживаем случайным образом большое число судеб случайно отобранных нейтронов, а это очень похоже на то, как ставят деньги на какой-либо номер на колесе рулетки в надежде, что он выпадет. Техника вычислений по методу Монте-Карло состоит примерно в следующем. Во-первых, выбирается случайным образом точка образования первого интересующего нас нейтрона в области реактора, заполненной топливом; после указанного выбора производится нормировка с учетом принятого распределения делений. Далее, выбирается случайным образом и нормируется с учетом известного спектра (энергетического распределения) нейтронов

деления начальная энергия этого нейтрона. Направление движения нейтрона выбирается также случайным образом, ибо нейтроны при делении испускаются изотропно в лабораторной системе координат. Затем выбирается случайным образом длина пути нейтрона до первого столкновения, которая нормируется с учетом принятых плотностей материалов около точки возникновения нейтрона и сечений различных взаимодействий. Затем выбирается, опять-таки случайным образом, тип первого взаимодействия (упругое или неупругое рассеяние, захват, деление и т. д.) в соответствии с нормированными вероятностями для реакции каждого типа. Если нейтрон испытывает рассеяние, то направление его движения после столкновения выбирается в соответствии с вероятностями, определяющими распределение нейтронов по углам рассеяния для той или иной энергии падающих нейтронов (преимущественное рассеяние в направлении вперед в области высоких энергий и т. д.). Аналогичным образом определяется случайным образом потеря энергии при столкновении в соответствии с функцией вероятности, характеризующей распределение рассеянных нейтронов по энергии. Таким образом, «история» нейтрона прослеживается до тех пор, пока он не выходит из интересующей нас области, либо выйдя за пределы системы, либо испытав поглощение, в результате которого образуется возбужденное ядро или происходит еще одно деление. Если рассматриваемый нейтрон вызывает деление, то это обстоятельство, а также энергия нейтрона и место, в котором произошло деление, регистрируются в качестве исходных данных для последующего анализа. Во всяком случае, вслед за первым нейтроном точно так же выбирается второй нейтрон с пространственным распределением и энергией, выбранными случайным образом с учетом принятых пространственного распределения делений и энергетического спектра нейтронов деления соответственно. Вслед за «историей» этого второго нейтрона рассматривается «история» третьего нейтрона, четвертого и т. д., до тех пор пока не наберется достаточное число «историй» с тем, чтобы получить статистически ясную картину поведения нейтронов в реакторе. Далее проводится сравнение пространственного распределения захватов рассматриваемых нейтронов, ведущих к делению, с распределением делений, при которых, согласно предположению, образуются все нейтроны. Если оба распределения совпадают, то проектировщику повезло и повторять расчет не нужно. Если они не совпадают, то принятое распределение делений должно быть видоизменено и расчет должен быть повторен. Часто оказывается достаточным использовать распределение, полученное в результате первого расчета, в качестве исходной точки или принятого распределения для следующей ступени расчета и таким путем подойти к «истинному» решению. Ясно, хотя в проведенном выше рассмотрении это и не было указано прямо, что для критичности реактора должно происходить в среднем одно деление на каждые  $\nu$  нейтронов

( $\nu$ —число нейтронов, испускаемых при одном акте деления), которые, по предположению, обладают энергией нейтронов деления. Что касается распределения делений, то маловероятно, чтобы такой результат был получен после первого расчета; поэтому может оказаться необходимым произвести некоторые изменения концентрации топлива или других материалов при повторных расчетах. Более подробное описание метода Монте-Карло, а также рассмотрение такого расчета реактора можно найти в литературе [8—10]. Легко видеть, что расчеты такого рода могут стать крайне сложными, за исключением случаев, когда системы характеризуются простейшей геометрией (такими являются гомогенные системы одного измерения), и, конечно, даже в этих случаях не могут быть выполнены без применения вычислительных машин. Действительно, метод настолько трудоемок, что только в последние годы с появлением больших быстродействующих вычислительных машин оказалось возможным выполнять практические расчеты простых реакторов. Считают, что непрерывное развитие вычислительных машин приведет к еще более широкому применению метода Монте-Карло для расчета реакторов.

Вследствие отсутствия быстродействующих вычислительных машин несколько лет назад физики применяли для расчета реакторов другие методы, естественно, менее верные, чем описанный выше точный метод Монте-Карло. В основе всех этих приближенных методов лежит кинетическое уравнение (уравнение переноса) Больцмана, используемое для описания движения нейтронов в неподвижных (в смысле движения атомов) твердых средах. Как уже было указано, расчет реактора по существу представляет собой изучение условий поглощения, утечки и образования нейтронов. Все эти три явления зависят от местных плотностей потока нейтронов и концентраций материалов и от энергии нейтронов, следовательно, требуют анализа механизма потерь энергии нейтронов и их движения в реакторе. Кинетическое уравнение Больцмана дает в принципе точное описание движения моноэнергетических нейтронов. Уравнение баланса для моноэнергетических нейтронов обычно записывается с помощью кинетического уравнения Больцмана в виде

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \Phi(\mathbf{r}, \Omega) + \Sigma_a \Phi(\mathbf{r}, \Omega) + \Sigma_s \Phi(\mathbf{r}, \Omega) = \\ = \int_{\Omega'} P(\Omega' \cdot \Omega) \Phi(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega' + S(\mathbf{r}, \Omega). \end{aligned} \quad (6.1)$$

В этом уравнении результирующая потеря нейтронов в единицу времени вследствие утечки из единичного объема  $d\tau$  через единичный телесный угол  $d\Omega$  около точки  $\mathbf{r}$  равна  $\nabla \cdot \Phi(\mathbf{r}, \Omega) d\tau d\Omega$ ; потери нейтронов в единицу времени вследствие поглощения и рассеяния равны соответственно  $\Sigma_a \Phi(\mathbf{r}, \Omega) d\tau d\Omega$  и  $\Sigma_s \Phi(\mathbf{r}, \Omega) d\tau d\Omega$ . Интегральное выражение в правой части уравнения (6.1) равно

числу нейтронов, рассеянных из всех направлений  $\Omega'$  и  $\Omega$ , отнесенному к единице объема  $dt$  и единице времени, а  $S(\mathbf{r}, \Omega)$  дает число нейтронов источника, образующихся в единицу времени в процессе деления.

Соотношение переноса в той форме, как оно дается уравнением (6.1), практически не поддается решению, однако путем разложения функции потока в ряд по сферическим гармоникам была получена система уравнений, которую можно решить. Поскольку данное уравнение описывает перенос нейтронов только одной энергии, то в отдельности оно не дает возможности точно определить нейтронный баланс в реальном ядерном реакторе, в котором с ядрами материалов, содержащихся в реакторе, взаимодействуют нейтроны всех энергий—от энергии нейтронов деления до тепловых энергий. Заметим, что столкновения между нейтронами относительно редки, поскольку концентрация нейтронов, как правило, значительно меньше концентрации ядер материалов в реакторе.

Наилучшим приближением, используемым при расчете переноса нейтронов в реакторе, является решение кинетического уравнения методом сферических гармоник. В этом методе функция потока разлагается по ортогональным функциям косинуса угла между вектором скорости рассеянного нейтрона и одной из осей лабораторной системы координат. Часто для такого разложения используются полиномы Лежандра. На практике этот метод приводит к замене задачи решения системы бесконечного числа спаренных линейных дифференциальных уравнений в обыкновенных производных задачи решения системы конечного числа интегро-дифференциальных уравнений в частных производных [типа уравнения (6.1)], найденной ранее, исходя из представления распределения потока (или плотности) нейтронов с помощью формул теории переноса. Если расчет проводится правильно, то ряд, представляющий собой разложение функции потока (по сферическим гармоникам), будет сходящимся, и для достижения любой требуемой точности в выражении пространственного и углового распределения потока потребуется решить лишь конечное число уравнений в обыкновенных производных из системы бесконечного числа уравнений. Тем не менее очевидно, что этот метод решения сложен и может представлять практическую ценность лишь при использовании большой вычислительной машины. Более часто при расчете переноса нейтронов в реакторе пользуются приближением, основанным на предположении о том, что нейтроны движутся в веществе в соответствии с известными уравнениями диффузии тепла в твердых телах, диффузии газов или жидкостей в пористых средах и т. д. (во всех этих случаях предполагается изотропия потоков и процессов взаимодействия). Это так называемое «диффузионное» приближение к кинетической теории нейтронов.

С помощью диффузионного приближения кинетическое уравнение (6.1) сводится к двум уравнениям диффузии, которые могут быть

применены к решению задачи о распределении нейтронов в реакторе, если предположить, что:

- 1) нейтроны деления выпускаются изотропно;
- 2) среднее сечение рассеяния в реакторе много больше сечения поглощения, т. е. замедляющая среда является слабо поглощающей;
- 3) вероятность  $P(\mu_0)$  того, что косинус угла рассеяния равен  $\mu_0$ , дается выражением  $2\pi P(\mu_0) = \Sigma_s/2 + 3\bar{\mu}_0 \Sigma_{s\mu_0}/2$ , где  $\bar{\mu}_0$  — средний косинус угла рассеяния, равный  $\bar{\mu}_0 = 2/3A$ ;
- 4) угловое распределение потока может быть выражено изотропным членом и членом, зависящим от косинуса угла между вектором скорости нейтрона и вектором результирующего потока нейтронов, т. е.

$$\varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{\Phi(\mathbf{r})}{2} + 3\mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \frac{\boldsymbol{\Omega}}{2}.$$

Получающиеся два уравнения, о которых было сказано выше, имеют следующий вид:

$$-\frac{\lambda_{\text{перен.}}}{3} \nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) + \Sigma_a \varphi(\mathbf{r}) = S(\mathbf{r}), \quad (6.2a)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = -\frac{\lambda_{\text{перен.}}}{3} \nabla \varphi(\mathbf{r}). \quad (6.2б)$$

Предположения 1 и 2 не накладывают особо строгих ограничений, за исключением очевидного случая расчета реактора, характеризующегося сильным отравлением, как это могло бы быть в случае реактора на умеренно быстрых нейтронах, работа которого сильно зависит от делений в надтепловой области. Предположение 3 не вполне верно в том отношении, что функция вероятности рассеяния  $P(\mu_0)$  для водорода очень плохо представима двумя членами, а анизотропное рассеяние при высоких энергиях, когда нейтроны рассеиваются в преимущественном направлении, вообще не учитывается. Поэтому уравнения (6.2) неприменимы к случаю водородного замедлителя или для области высоких ( $> 0,5$  Мэв) энергий нейтронов. Предположение 4 плохо выполняется вблизи локальных источников и стоков или вблизи границ или поверхностей раздела между разнородными средами, ибо в этих областях нейтронный поток (при любой энергии) весьма далек от изотропного и потому плохо представим двучленным выражением. Поскольку во всех ракетных ядерных реакторах такие области имеются, то, по-видимому, применение уравнений диффузии не может быть очень эффективным. Установлено, однако, что, несмотря на эти принципиальные недостатки, теория диффузии позволяет получить многие расчетные данные с желательной степенью точности. При этом вычисления значительно упрощаются по сравнению с решением строгого кинетического уравнения или с расчетом по методу Монте-Карло, хотя только два пос-

ледних метода дают более правильное описание поведения нейтронов в реакторе.

Кинетическое уравнение Больцмана для моноэнергетических нейтронов или уравнение диффузии, которое получается из него при соответствующем приближении, можно использовать для описания движения нейтронов одной энергетической группы при многогрупповом методе расчета реакторов. Однако такой метод не является физически строгим, поскольку в работающем реакторе нет дискретных энергетических групп нейтронов. В многогрупповом методе расчета каждая энергетическая группа нейтронов должна быть связана с группами, характеризующимися соответственно более высокой и более низкой энергией, посредством уравнений, которые описывают процессы потери энергии при столкновениях нейтронов с ядрами. Эти уравнения, описывающие замедление нейтронов, обычно называются уравнениями замедления.

Получены интегральные выражения, являющиеся точными в случае изотропного рассеяния в системе центра масс и описывающие плотность нейтронов, которые переходят в единицу времени в область энергий, меньших данного значения  $E$ . Эта величина называется плотностью замедления. Уравнение, описывающее замедление в поглощающей среде, может быть записано, например, в такой форме:

$$q^*(E) = P(E) q(E) = \exp\left(-\frac{1}{\xi} \times \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \frac{dE'}{E'}\right) \int_E^{E_0} F(E') \frac{E-E'}{E'(1-\alpha)} dE'. \quad (6.3)$$

В этом уравнении  $F(E')$ —плотность рассеивающих столкновений при энергии  $E'$ ,  $\alpha$ —отношение минимального значения энергии нейтрона после рассеивающего столкновения к его первоначальной энергии [ $\alpha = (A-1)^2/(A+1)^2$ ] и  $\xi$ —среднелогарифмический декремент затухания<sup>1)</sup> при одном рассеивающем столкновении, даваемый соотношением  $\xi = 1 + (\alpha \ln \alpha)/(1-\alpha)$ . Здесь, как и в случае кинетического уравнения Больцмана, точное уравнение решить нелегко; оно решается главным образом путем введения средних значений потери энергии (или летаргии) при одном столкновении и групповых средних значений сечений поглощения и рассеяния. Интересно отметить, что при любой энергии  $E$  поток нейтронов в слабо поглощающей среде непосредственно связан с плотностью замедления в соответствии с приближенным уравнением

$$\varphi(E) = \frac{q^*(E)}{\xi (\Sigma_a + \Sigma_s) E}. \quad (6.4)$$

<sup>1)</sup> Или среднее изменение логарифма энергии нейтрона.—Прим. ред.

При расчете реакторов используется много приближений с целью упростить картину замедления нейтронов. Ниже перечислены три приближенных метода расчета, начиная с самого простого:

1) одногрупповое (односкоростное) приближение, при котором считается, что все нейтроны в реакторе обладают энергией в довольно узком интервале около некоторого постоянного значения энергии;

2) двухгрупповое приближение, при котором рассматривается два типа нейтронов: быстрые и тепловые;

3) многогрупповое приближение, при котором область энергий выше тепловой делится на произвольное число групп, две или больше, и предполагается, что в пределах каждой группы нейтроны моноэнергетичны.

Эти приближенные методы рассмотрены более подробно в следующем разделе.

### Приближенные методы расчета

Простейший метод расчета основан на применении теории диффузии к случаю, когда предполагается, что возникновение, диффузия и поглощение нейтронов происходят при одной и той же энергии (одногрупповое приближение). Этот метод здесь не рассматривается главным образом потому, что получаемые с его помощью результаты настолько сильно отступают от действительности, что это лишает метод практической ценности.

Более пригодный и изящный метод расчета без применения вычислительных машин основывается на диффузионно-возрастном приближении. В этом методе использована модель непрерывного замедления нейтронов (по Ферми) для всех нейтронных энергий, больших тепловой; утечка и поглощение нейтронов надтепловой области учитываются с помощью простых функций, характеризующих вероятности указанных явлений; поведение тепловых нейтронов описывается уравнениями диффузии, как в только что отвергнутом нами одногрупповом методе расчета. Основой метода служит допущение о том, что при замедлении нейтрон, испытывая столкновения, теряет энергию непрерывно, а не путем дискретных изменений энергии после каждого столкновения, как это имеет место в действительности. Указанное допущение означает, что поведение большого числа отдельных нейтронов любого данного поколения можно приближенно описать с помощью представления о некоем «среднем» нейтроне, вводя усредненную по энергии характеристику числа и типов замедляющих столкновений, которые этот средний нейтрон испытывает с момента рождения. Эта картина в наибольшей степени справедлива для описания процесса замедления в замедлителях из элементов с большими массовыми числами и совершенно неприменима в случае водородсодержащих замедлителей. Причина этого



заключается в том, что нейтрон при единственном столкновении с ядром водорода (протоном) может потерять всю свою энергию и замедлиться до тепловой энергии или, наоборот, совсем не потерять энергии, если угол рассеяния равен нулю. Очевидно, что картина замедления нейтронов в водороде не может быть охарактеризована поведением «среднего» нейтрона, ибо интервал энергии, по которому должно производиться усреднение, простирается от тепловой энергии до энергии нейтронов деления. Тем не менее теория возраста Ферми для замедления нейтронов оказалась пригодной даже для систем с тяжелой водой ( $D_2O$ ) в качестве замедлителя; эта теория была модифицирована [11], так что ее можно применять для приближенного анализа замедления в обычной воде ( $H_2O$ ) или других водородсодержащих средах.

Основной результат, к которому приводит анализ с помощью диффузионно-возрастного приближения, выражает критическое уравнение

$$k_{эфф.} = \frac{k_{\infty} e^{-B^2 \tau_{тепл.}}}{1 + L^2 B^2} \quad (6.5)$$

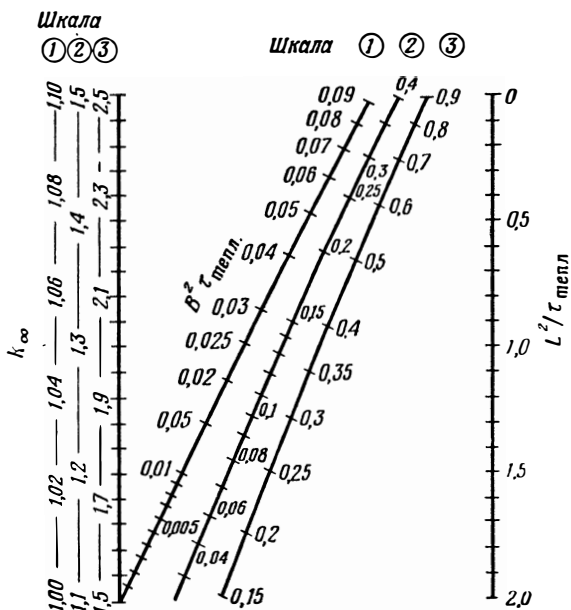
для гомогенного реактора, где  $k_{\infty}$ —коэффициент размножения для бесконечной среды;  $B$ —лапласиан;  $\tau_{тепл.}$ —возраст тепловых нейтронов;  $L$ —длина диффузии тепловых нейтронов;  $k_{эфф.}$ —эффективный коэффициент размножения.

Если  $k_{эфф.} = 1$ , то реактор будет критическим. Трудно решить уравнение (6.5) при этом условии, если надлежит рассмотреть ряд реакторов, в которых комбинации компонентов и плотностей материалов меняются в широких пределах. На фиг. 6.1 показана номограмма [12] для решения уравнения (6.5) с целью нахождения условия критичности. Лапласиан зависит от геометрии и размеров реактора. В табл. 6.1 приведены формулы для вычисления лапласиана реактора без отражателя в форме бесконечной пластины, прямоугольного параллелепипеда, сферы и цилиндра, показанных на фиг. 6.2. В той же таблице приведены уравнения, описывающие распределение потока тепловых нейтронов в критическом реакторе и значения минимального критического объема.

Коэффициент размножения для бесконечной среды равен эффективному коэффициенту размножения, которым обладал бы реактор, если бы его лапласиан был равен нулю, т. е. если бы реактор имел бесконечно большие размеры. Для гомогенного реактора, компоненты которого выполнены из  $n$  материалов, он определяется по формуле

$$k_{\infty} = \nu \frac{\sum f}{\sum a} = \nu \frac{N_f \sigma_f}{\sum_1^n N_i \sigma_{a_i}} \quad (6.6)$$

Длина диффузии равна просто квадратному корню из  $1/6$  среднего квадрата расстояния по прямой, проходимого моноэнергетическим



Фиг. 6.1. Номограмма для определения критического размера или состава гомогенных реакторов по теории возраста Ферми [12].

Номограммой нужно пользоваться следующим образом:  
1 Зная состав и плотность материалов, определяют  $k_{\infty}$  и  $L^2 / \tau_{\text{тепл}}$ .

2. Проводят прямую линию между соответствующими значениями на шкалах  $L^2 / \tau_{\text{тепл}}$  и  $k_{\infty}$ .

3. Определяют критический лапласиан, исходя из точки пересечения на шкале  $B^2 \tau_{\text{тепл}}$ . (нужно пользоваться шкалами 1, 2, или 3 в соответствии с тем, какая шкала выбрана для  $k_{\infty}$ ).

4. Вычисляют критический размер по уравнениям, приведенным в табл. 6.1.

5. Можно, наоборот, исходя из заданного критического размера, воспользоваться указанной процедурой в обратном порядке и определить необходимые значения  $k_{\infty}$  и  $L^2 / \tau_{\text{тепл}}$  и тем самым установить требования к составу.

(в данном случае тепловым) нейтроном от источника (точки, в которой он в результате замедления становится из быстрого тепловым) до точки поглощения, и дается формулой

$$L^2 = \frac{\lambda_{\text{перен}} \lambda_{\text{т}}}{3} = \frac{1}{3 \Sigma_{\text{перен}} \Sigma_{\text{а}}} \quad (6.7)$$

В этой формуле эффективные макроскопические сечения относятся к тепловым нейтронам, а индекс „перен.“ означает перенос в отличие

Таблица 6.1

**Распределение нейтронного потока и лапласиан  
в реакторах без отражателя**

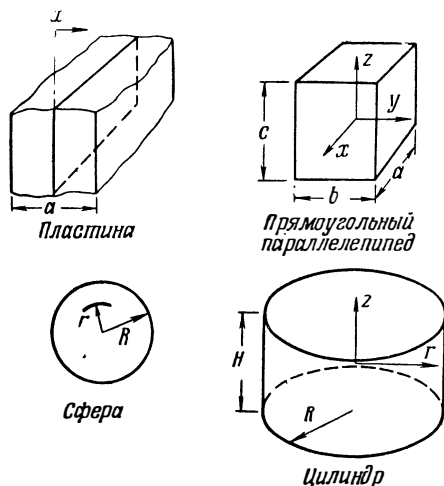
Форма реактора	Лапласиан	Распределение потока	Минимальный критический объем
Бесконечная пластина	$B^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2$	$\frac{\Phi_x}{\Phi_0} = \cos Bx$	
Прямоугольный параллелепипед	$B^2 = B_x^2 + B_y^2 + B_z^2$ $B_x^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2$ $B_y^2 = \left(\frac{\pi}{b}\right)^2$ $B_z^2 = \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$	$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \Phi_x \Phi_y \Phi_z$ $\Phi_x = \cos B_x x$ $\Phi_y = \cos B_y y$ $\Phi_z = \cos B_z z$	$\frac{161}{B^3}$
Сфера	$B^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2$	$\frac{\Phi_r}{\Phi_0} = \frac{\sin Br}{Br}$	$\frac{130}{B^3}$
Цилиндр	$B^2 = B_r^2 + B_z^2$ $B_r^2 = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2$ $B_z^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$	$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \Phi_r \Phi_z$ $\Phi_r = J_0(B_r r)$ $\Phi_z = \cos B_z z$	$\frac{148}{B^3}$

Примечания: 1)  $\Phi_0$  — максимальный поток в центре симметрии реактора; 2) все размеры  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $R$  и  $H$  включают длину экстраполяции  $0,71 \lambda_{переп.}$ , на которую мысленно отодвигают реальные физические границы реактора.

от рассеяния. Отношение среднего свободного пробега для рассеяния (длины рассеяния) к среднему свободному пробегу для переноса (длине переноса) равно  $1 - \bar{\mu}_0$ , где  $\bar{\mu}_0$  — средний косинус угла рассеяния нейтрона при одном столкновении в лабораторной системе координат. Средний косинус угла рассеяния быстро стремится к нулю с увеличением массового числа рассеивающего ядра. В табл. 6.2 приведены значения  $L$  и  $\Sigma_a$  для некоторых важнейших замедлителей.

Возраст тепловых нейтронов, подобно квадрату длины диффузии, равен  $1/6$  среднего квадрата расстояния (по прямой), проходимого

нейтроном с момента его испускания с «энергией источника» до момента замедления до тепловой энергии. Укажем, между прочим,



Ф и г. 6.2. Размеры реактора без отражателя и координаты.

Таблица 6.2

Ядерные свойства некоторых важнейших замедлителей<sup>1)</sup>

Материал замедлителя	Плотность при нормальных условиях, г/см <sup>3</sup>	Сечение поглощения тепловых нейтронов $\Sigma_a$ , см <sup>-1</sup>	Возраст тепловых нейтронов $\tau_{\text{тепл.}}$ , см <sup>2</sup>	Длина замедления $\sqrt{\tau_{\text{тепл.}}}$ , см	Длина диффузии $L$ , см	Длина миграции $M$ , см
Вода Н <sub>2</sub> О	1,00	$2,2 \cdot 10^{-2}$	31,4	5,6	2,9	6,3
Тяжелая вода Д <sub>2</sub> О (0,25% Н <sub>2</sub> О)	1,10	$8,6 \cdot 10^{-5}$	120	10,9	100	101
Бериллий Ве	1,85	$1,1 \cdot 10^{-3}$	97	9,9	21	25,6
Графит С	1,65	$3,7 \cdot 10^{-4}$	344	18,5	50,5	53,9
Окись бериллия ВеО	2,70	$6,0 \cdot 10^{-4}$	130	11,4	30	32

1) См. также табл. 5.6.

что сумма  $L^2 + \tau_{\text{перен.}}$  называется площадью миграции  $M^2$ . Длина миграции  $M$  является мерой расстояния (по прямой), проходимого нейтроном от точки рождения до захвата в виде теплового нейтрона.

Квадратный корень из возраста иногда называется длиной замедления. В табл. 6.2 приведены значения  $\tau_{\text{тепл.}}$  и  $M$  для пяти замедлителей, представляющих интерес с точки зрения реакторостроения. Для элементов с массовым числом, большим чем у гелия, возраст приближенно выражается формулой

$$\tau_{\text{тепл.}} = \frac{6}{\xi \Sigma_s \Sigma_{\text{перен.}}} = \frac{3A+4}{\Sigma_s^2}, \quad (6.8)$$

где в качестве эффективных сечений берутся их средние значения для надтепловых нейтронов. Это выражение показывает, что возраст обратно пропорционален квадрату плотности вещества, так что в тех случаях, где это необходимо, в данные табл. 6.2 можно внести нужные поправки. Хотя теория возраста неприменима к замедлению в водороде, было получено некое искусственное значение возраста для воды, которое позволяет воспользоваться диффузионно-возрастным приближением для расчета простых систем с водой в качестве замедлителя. Значение  $\tau_{\text{тепл.}}$ , приведенное в табл. 6.2 для воды, является именно этим искусственным значением.

Как было указано выше, диффузионно-возрастной метод расчета справедлив только для реакторов без отражателя. Однако с помощью понятия «эффективной добавки», характеризующей экономию в размерах реактора за счет отражателя, можно использовать расчеты реакторов без отражателя для оценки критических размеров системы с двумя зонами, т. е. реактора с гомогенной активной зоной и отражателем. Эффективная добавка определяется как разность между радиусами активной зоны критических реакторов соответственно без отражателя и с отражателем при условии, что плотности материалов активной зоны в обоих случаях одинаковы. При этом предполагается, что радиус  $R_0$  активной зоны реактора без отражателя включает длину экстраполяции  $0,71 \lambda_{\text{перен.с}}$ , а толщина отражателя  $t_r$ —длину экстраполяции  $0,71 \lambda_{\text{перен.г}}$ . Радиус  $R_r$  активной зоны реактора с отражателем—это фактический радиус активной зоны. Таким образом, эффективная добавка  $\delta$  равна

$$\delta = R_0 - R_r. \quad (6.9)$$

Далее, если эффективная добавка мала по сравнению с размером активной зоны (радиусом, толщиной и т. д.), то ее можно с достаточной точностью вычислить по формуле

$$\delta = \frac{\Sigma_{\text{перен.г}}}{\Sigma_{\text{перен.с}}} L_r \text{th} \frac{t_r}{L_r}, \quad (6.10)$$

где индексы „с” и „г” обозначают соответственно активную зону и отражатель, а  $L_r$ —длина диффузии в отражателе. Зная критические размеры реактора без отражателя в форме сферы, цилиндра или бесконечной пластины, можно оценить критические размеры активной зоны реактора с отражателем (при том же составе активной

зоны). Наиболее часто можно встретить данные по сферическим реакторам без отражателя. Критические размеры реакторов того же состава в форме цилиндра или прямоугольного параллелепипеда, но без отражателя можно оценить, приравнявая соответствующие выражения для лапласиана (см. табл. 6.1) лапласиану данного сферического реактора. Затем можно подсчитать критические размеры активной зоны системы с отражателем, как было показано выше [13].

Строят не только гомогенные системы. Действительно, если использовать топливные материалы с большим сечением резонансного поглощения, то целесообразно сосредоточить ядерное топливо в виде блоков, окруженных замедлителем, с тем чтобы уменьшить возможность встречи надтепловых нейтронов с резонансным поглотителем и тем самым уменьшить резонансное поглощение в системе. Диффузионно-возрастное критическое уравнение (6.5) непригодно непосредственно для расчета активных зон с блочной (гетерогенной) структурой, но его можно видоизменить. Для применения уравнения (6.5) к расчету гетерогенной системы значение  $L^2$  следует взять в виде

$$L^2 = L_m^2 (1 - g), \quad (6.11)$$

где  $L_m$ —длина диффузии в чистом замедлителе, а  $g$ —коэффициент использования тепловых нейтронов, даваемый формулой

$$\frac{1}{g} = 1 + \frac{\Sigma_{am}}{\Sigma_{af}} \frac{\Phi_m}{\Phi_f}, \quad (6.12)$$

где индексы „ $m$ “ и „ $f$ “ относятся соответственно к замедлителю и топливу, а  $\Phi_m$  и  $\Phi_f$ —средние значения потоков тепловых нейтронов в соответствующих областях реактора. При этом, так же как и в других величинах, входящих в критическое уравнение, макроскопические сечения основываются на средних плотностях материалов, взятых по всему объему активной зоны;  $k_\infty$  определяется, как и раньше, из уравнения (6.6); значение  $\tau_{\text{тепл.}}$  должно быть выбрано равным 1,06—1,1 от значения для чистого замедлителя. Видоизменив таким образом некоторые величины в критическом уравнении, можно произвести ориентировочный расчет гетерогенной системы и приближенно определить размеры и загрузку топлива, отвечающие критическому состоянию.

Заметим, что, хотя распределение потока тепловых нейтронов задано (табл. 6.1), расчет в диффузионно-возрастном приближении не дает сведений о распределении плотности делений, которые были бы по-настоящему полезны конструктору реактора ракетного двигателя при определении надлежащих локальных характеристик теплопередачи и условий течения потока теплоносителя. Точные сведения можно получить только в результате расчета рассматриваемого реактора по методу Монте-Карло. Тем не менее многогрупповые вычисления, основанные на модификациях кинетического уравнения Больцмана, могут дать результаты, достаточно близкие к дей-

ствительной картине, которая выявляется из опытов с критическими сборками.

Одним из часто применяемых методов, упрощающих анализ замедления нейтронов, является так называемый диффузионно-возрастной многогрупповой метод. По этому методу вся область энергий нейтронов от энергии нейтронов источника (нейтронов деления) до тепловой делится на конечное число энергетических интервалов, или групп. При этом принимается, что внутри каждой группы нейтроны диффундируют без потери энергии, пока не испытают среднего числа столкновений, необходимого для уменьшения их энергии до уровня следующей (низшей) группы. Далее считается, что нейтроны скачком переходят в следующую (низшую) группу. Этот процесс продолжается до тех пор, пока нейтроны не пройдут через каждую группу и не перейдут в группу с тепловой энергией. После этого применяют уравнения диффузии для моноэнергетических нейтронов. Вероятности взаимодействия нейтронов с ядрами принимаются для каждой группы постоянными и равными некоторому среднему значению, отвечающему средней энергии нейтронов в данной группе. В основе этого метода лежит предположение (которое и делает возможным непосредственное математическое рассмотрение замедления и переноса нейтронов) о существовании энергетических групп нейтронов, которые могут рассматриваться независимо друг от друга.

Было испробовано много методов анализа поведения нейтронов в каждой группе, отличных от рассмотренного выше диффузионно-группового метода. Каждый из них давал определенные положительные результаты с точки зрения правильности предсказаний расчетов. Например, для описания движения в пространстве нейтронов каждой группы часто используют не диффузионные, а кинетические уравнения. Это особенно целесообразно при расчете небольших реакторов на быстрых нейтронах или гетерогенных реакторов с малым числом блоков, когда угловые корреляции в распределении потока играют важную роль в распределении нейтронов в реакторе. Кроме того, во многих реакторах физически возможно рассеяние нейтронов из одной группы в области энергий, лежащие на несколько энергетических групп ниже исходной. Для такого реактора предположение о том, что все нейтроны из одной группы переходят в следующую (которое отвечает модели непрерывного замедления) совершенно несправедливо, если только энергетическая ширина групп не выбрана настолько большой, что нейтроны при рассеянии могут переходить только в одну нижележащую группу. Этот эффект рассматривался в некоторых случаях в предположении возможности рассеяния нейтронов с «перескоком» через произвольное число групп; с этой целью в уравнения диффузии для каждой группы вводились в качестве членов, отвечающих источнику и стоку, функции преобразования для нейтронов.

Первым шагом на пути к настоящему многогрупповому методу расчета является решение задачи о гомогенной активной зоне без отражателя в диффузионном приближении методом двух групп. В результате решения этой задачи, являющегося довольно утомительным, получается критическое уравнение, которое легко приводится к уравнению, выведенному на основе только что рассмотренного диффузионно-возрастного метода. Таким образом, с точки зрения определения условий критичности простой диффузионно-возрастной метод расчета отвечает по своему характеру двухгрупповой модели. Однако выражения для распределений потока быстрых и медленных нейтронов оказываются более сложными, чем выражение для потока одних тепловых нейтронов, даваемое диффузионно-возрастным методом. Несмотря на относительную сложность двухгруппового расчета реакторов без отражателя, применение двухгруппового метода к расчету простых реакторов с отражателем является оправданным, поскольку наличие отражателя лишь незначительно усугубляет трудности, которые появляются с самого начала при переходе от диффузионно-возрастного приближения к двухгрупповому. Основные уравнения двухгруппового метода в применении к расчету системы с двумя областями (зонами) имеют вид

$$D_{1x} \nabla^2 \varphi_{1x} - \Sigma_{1x} \varphi_{1x} + k_x \Sigma_{2x} \varphi_{2x} = 0, \quad (6.13a)$$

$$D_{2x} \nabla^2 \varphi_{2x} - \Sigma_{2x} \varphi_{2x} + k_x \Sigma_{1x} \varphi_{1x} = 0, \quad (6.13б)$$

где индексы 1 и 2 обозначают две энергетические группы, а  $x$  — рассматриваемую область. Разумеется, если предполагать, что размножение нейтронов в отражателе отсутствует, т. е.  $k_r = 0$ , то последний член в уравнениях (6.13) исчезает. Таким образом, необходимо решить систему четырех дифференциальных уравнений. Четыре граничных условия состоят в требовании непрерывности нейтронных потоков и плотностей тока для нейтронов каждой группы на границе между активной зоной и отражателем. Кроме того, в случае симметричных систем градиент нейтронного потока должен равняться нулю в центре реактора, а сам поток должен обращаться в нуль на некотором условном расстоянии за пределами отражателя. Решение этих уравнений сводится к нахождению параметров, обращающих в нуль детерминант четвертого порядка (соответствующее равенство играет роль критического уравнения). Вычисления могут быть выполнены без применения счетных машин, но они довольно громоздки и здесь не приводятся. Этот метод полезен при расчете реакторов, поэтому он был использован для расчетов с применением вычислительных машин [14]. К сожалению, даже двухгрупповые методы расчета не позволяют находить распределения нейтронных потоков с точностью, достаточной для проектирования ракетных ядерных реакторов.



Требуемую точность, или, иначе говоря, требуемую степень совпадения результатов расчета с реальной физической картиной, можно получить, увеличивая число энергетических интервалов (групп). Следуя Глесстону и Эдлунду [15], предположим, что имеется  $n$  групп, причем нейтроны группы 1 обладают максимальной энергией, а нейтроны группы  $n$ —тепловой. Предположим далее, что все нейтроны рождаются, обладая энергией группы 1. Для любой группы  $i$ , исключая группу  $i=1$ , уравнение диффузии имеет вид

$$D_i \nabla^2 \varphi_i - \Sigma_i \varphi_i + \Sigma_{i-1} \varphi_{i-1} = 0, \quad (6.14)$$

где  $\Sigma_i$ —вероятность (сечение) замедления для всех случаев, кроме  $i=n$  (тепловые нейтроны), а  $\Sigma_n$ —истинное сечение поглощения. Заметим, что член  $\Sigma_{i-1} \varphi_{i-1}$ , описывающий источники, для каждой группы представляет собой плотность замедления нейтронов, принадлежащих вышестоящей группе. Нейтроны, рассеянные из групп еще более высокой энергии, могут быть учтены добавлением других таких же членов:  $\Sigma_{i-2} \varphi_{i-2}$ ,  $\Sigma_{i-3} \varphi_{i-3}$  и т. д., правда, расчет при этом значительно усложняется. Для нейтронов деления, т. е. для нейтронов группы 1, уравнение диффузии имеет вид

$$D_1 \nabla^2 \varphi_1 - \Sigma_1 \varphi_1 + k_\infty \Sigma_n \varphi_n = 0, \quad (6.15)$$

где  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_n$ —сечение замедления нейтронов деления и сечение поглощения тепловых нейтронов соответственно. При этом процесс поглощения тепловых нейтронов служит источником нейтронов деления. Для реактора без отражателя этот метод приводит к системе  $n$  дифференциальных уравнений, из которых  $n-1$  уравнений типа (6.14), а последнее совпадает с уравнением (6.15). Добавление каждой новой зоны, как, например, внутреннего сердечника из замедлителя, наружного отражателя, промежуточного слоя замедлителя и т. д., приводит к появлению дополнительной системы из  $n$  уравнений. В каждом случае граничными условиями являются: непрерывность нейтронного потока и плотности тока нейтронов на границах раздела и обращение нейтронного потока в нуль на экстраполированной внешней границе системы.

Таким образом, при расчете по теории диффузии методом  $n$  групп системы из  $m$  зон необходимо решить систему из  $mn$  дифференциальных уравнений. Обычно они заменяются уравнениями в конечных разностях, которые можно решить с помощью быстродействующих вычислительных машин.

Как показал опыт, при расчете реакторов, в которых заметная доля делений происходит в надтепловой области, для получения достаточно точных данных о распределении нейтронного потока в функции энергии нейтронов необходимо взять приблизительно 20—30 энергетических групп. Это, конечно, относится почти ко всем реакторам с высокой или средней удельной мощностью. Далее, в ракетном ядерном реакторе с целью обеспечения

нужных характеристик теплопередачи и потока теплоносителя (рабочего тела), а также надлежащих конструктивных качеств может потребоваться создание 5—10 зон различного физического состава, плотности и т. д. При таких условиях для каждого расчета реактора необходимо решать систему приблизительно из 100—300 дифференциальных уравнений второго порядка. Прodelать это без помощи вычислительных машин практически невозможно; что же касается повторных пробных расчетов, то здесь оказывается абсолютно необходимым применение быстродействующих вычислительных машин.

Подытожим результаты нашего обзора. Единственный точный метод расчета реакторов—метод Монте-Карло требует слишком большой памяти и слишком большого числа операций, поэтому при работе с современными вычислительными машинами расчеты отнимают очень много времени и могут быть выполнены только в случае реакторов простейшей геометрии. Многогрупповой метод нейтронных расчетов с применением кинетических уравнений является следующим по точности наилучшим аналитическим методом. Однако он значительно сложнее, чем многогрупповой метод расчета по теории диффузии. Поэтому в настоящее время его применение оправдывается только при расчете реакторов с очень сложной структурой, в которых имеется много границ раздела, образуемых разнородными материалами, или в случае небольших реакторов на быстрых нейтронах, когда физические размеры реактора приближаются к длине переноса нейтронов. Эффективность других методов расчета, следующих за многогрупповыми методами с применением уравнений диффузии, резко снижается, ибо фактически следующим этапом является сразу двухгрупповой метод расчета для нескольких зон. Этот метод очень удобен для пробных расчетов общего характера, но для составления рабочего проекта представляет небольшую ценность. Он также достаточно сложен, так что при изучении ряда вариантов реакторов при расчетах имеет смысл пользоваться вычислительными машинами. Последнее место среди описываемых методов занимает диффузионно-возрастной метод, позволяющий найти условие критичности и распределение потока тепловых нейтронов в реакторах без отражателя. Вычисления можно легко выполнить с помощью номограммы (см. фиг. 6.1), но, к сожалению, при проектировании ракетных ядерных реакторов их можно использовать только для грубой оценки критических размеров и массы.

Мы видим далее, что аналитические нейтронные расчеты, необходимые для надлежащего проектирования реакторов, должны выполняться на больших быстродействующих вычислительных машинах и просто не могут быть проделаны вручную как бы одарен ни был проектировщик. К счастью, реакторостроение развивается столь длительное время, что сейчас уже создалась своеобразная го-

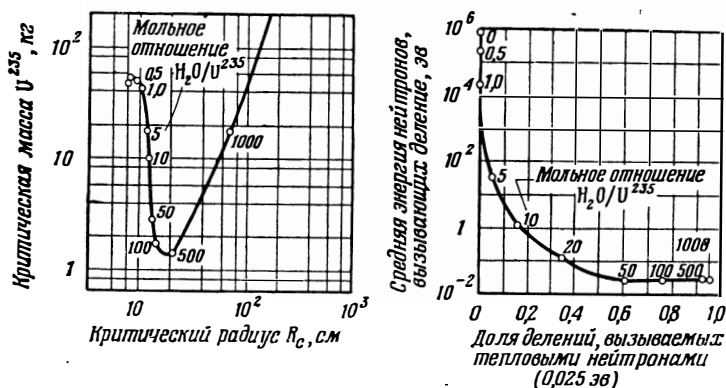
сударственная (и, пожалуй, международная), картотека типовых расчетов, кодированных для современных вычислительных машин. Превосходная сводка программ для вычислительных машин, составленных в Соединенных Штатах для решения задач в области реакторов, по данным на середину 1955 г., выпущена Научно-исследовательским отделом реакторостроения при Комиссии по атомной энергии США [18]. Время от времени эта сводка будет бесспорно пополняться при переизданиях. Кроме того, в бюллетене «Ньюслеттерс» [19] регулярно публикуются по определенной классификации полные сведения о программах, составляемых многими специальными учреждениями для решения задач ядерной техники с помощью вычислительных машин. Когда-нибудь, на определенной стадии прогресса в реакторостроении при проектировании ядерного ракетного реактора можно будет выбрать из такой картотеки требуемый типовой метод расчета для решения той или иной задачи, запросить соответствующий код и быстро получить решение задачи с помощью имеющихся вычислительных машин.

В заключение настоящего раздела сопоставим нейтронно-физический расчет и эксперимент с точки зрения их значения. Ничто не может заменить хорошо выполненных пробных расчетов, которые давали бы направление в предварительном проектировании и даже помогали бы при определении деталей любого предложенного проекта. Но точно так же ничто не может заменить экспериментальной проверки проекта, основанного главным образом на расчетах. В конце концов вопрос о том «хорош» или «плох» тот или иной метод расчета определяется только тем, согласуются или нет даваемые им результаты с результатами экспериментальных исследований на критических сборках. Как мы видели, многие из «пригодных» методов расчета отнимают значительное время даже при использовании вычислительных машин, и часто может оказаться, что изучение различных вариантов можно провести быстрее и с большей точностью путем экспериментов на критических сборках, чем с помощью этих расчетов. Для успешного проектирования реактора необходимо исследовать поведение нейтронов как расчетным путем, так и экспериментально. Ни расчет, ни эксперимент не должны играть преобладающей роли, поскольку они не являются конкурирующими: оба они могут и должны дополнять друг друга при исследовании и конструировании любого реактора.

### Результаты расчетов

За последние несколько лет было проведено много пробных нейтронных расчетов реакторов в многогрупповом приближении. Чтобы получить данные, требуемые при разработке рабочего проекта, всегда необходимо проводить такие расчеты для конкретно рассматриваемого реактора. Тем не менее при предварительном проек-

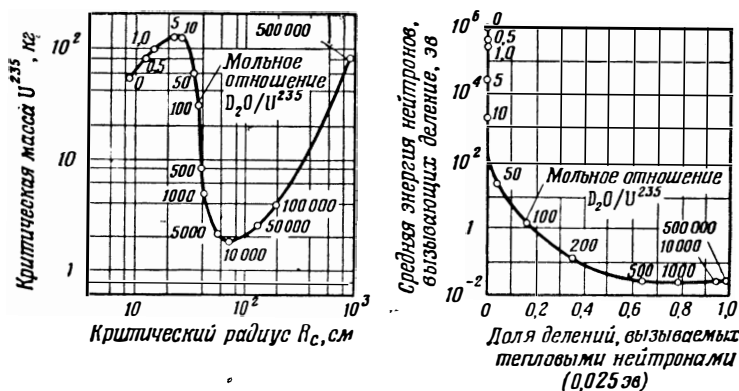
тировании могут оказаться полезными (в качестве справочного материала) имеющиеся данные сравнительно точных расчетов. Использование таких данных может дополнить или заменить простые



Ф и г. 6.3. Характеристики критических смесей  $U^{235}$  и  $H_2O$  [21].

пробные расчеты реакторов в диффузионно-возрастном или двухгрупповом приближениях.

В настоящем разделе приведены данные по критичности и средней энергии нейтронов, вызывающих деление, для сферической го-

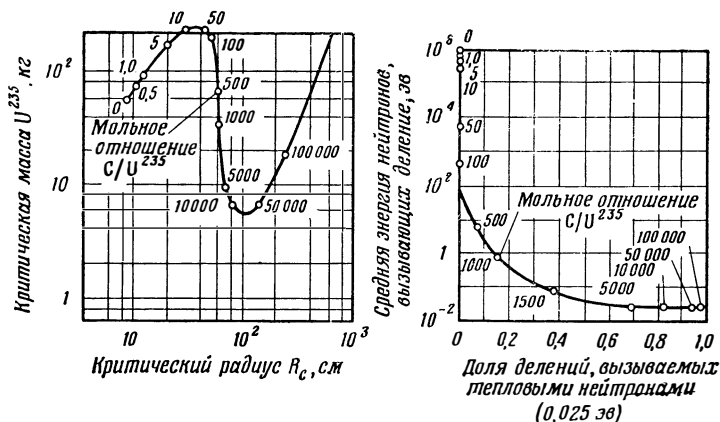


Ф и г. 6.4. Характеристики критических смесей  $U^{235}$  и  $D_2O$  [21].

могенной активной зоны без отражателя. Эти данные получены расчетом в многогрупповом приближении с применением уравнений диффузии. Здесь также приведены данные о критичности полостных реакторов с отражателем, вычисленные с помощью несколько

видоизмененного кинетического уравнения. Эти вычисления проведены в работе Дж. Сафонова [20—23].

На фиг. 6.3—6.7 показаны кривые зависимости критической массы топлива и средней энергии нейтронов, вызывающих деление,



Ф и г. 6.5. Характеристики критических смесей  $U^{235}$  и С [21].

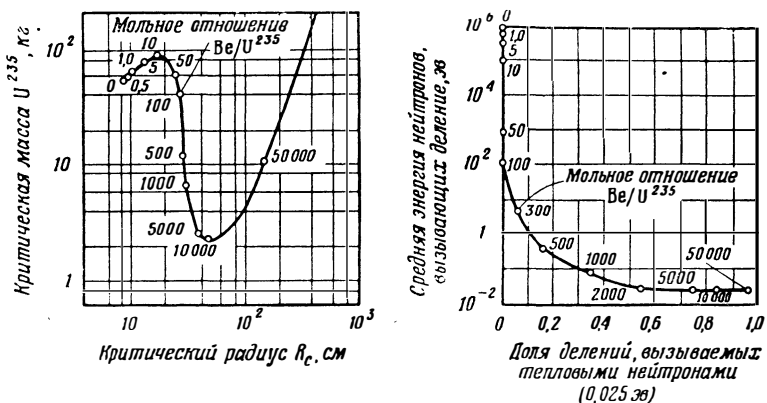
от критического размера и мольного отношения топлива к замедлителю для гомогенных сферических реакторов без отражателя, в которых использованы смеси чистого  $U^{235}$  соответственно с  $H_2O$ ,  $D_2O$ , С, Ве и ВеО. Средняя энергия нейтронов, вызывающих деление, определяется как такая энергия, что половина всех делений вызывается нейтронами с энергией меньше средней, а половина—нейтронами с энергией больше средней. Эта средняя энергия является, таким образом, мерой того, насколько те или иные реакторы близки к реакторам на быстрых (или медленных) нейтронах. Полный объем любой заданной смеси взят как сумма объемов замедлителя и топлива, заданных отдельно. Плотности топлива и замедлителя, использованные при расчетах, приведены в табл. 6.3. На фиг. 6.8

Таблица 6.3

**Плотности материалов, использованные  
в многогрупповых расчетах реакторов**

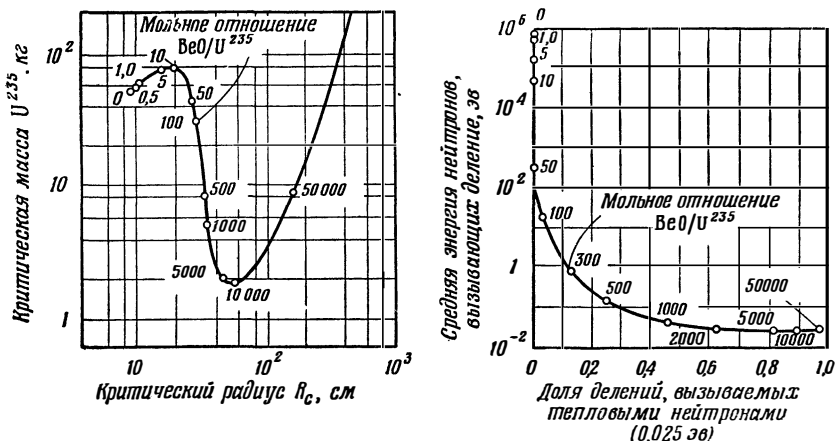
Материал	Плотность, г/см <sup>3</sup>
$U^{235}$	18,5
$H_2O$	1,00
$D_2O$	1,11
С	1,67
Ве	1,85
ВеО	3,00

показаны кривые критической массы, средней энергии нейтронов, вызывающих деление, и доли делений на тепловых нейтронах в зависимости от критического размера (радиуса) и соотношения числа



Ф и г. 6.6. Характеристики критических смесей  $U^{235}$  и Be [21].

атомов замедлителя и топлива для гомогенных сферических реакторов без отражателя, в которых использованы трехкомпонентные смеси чистого  $U^{235}$ , C и Be.

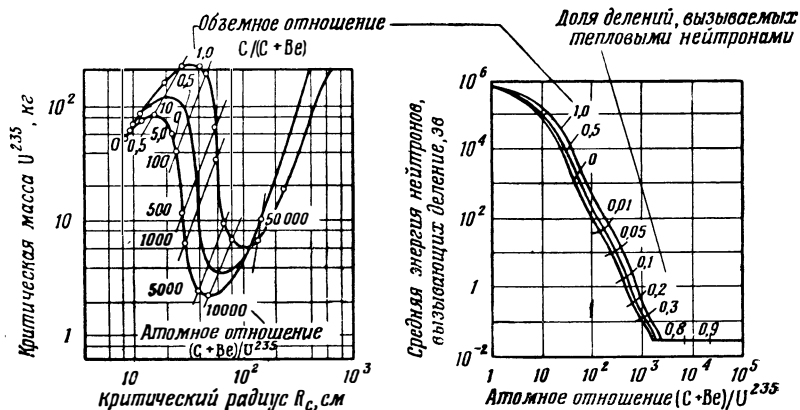


Ф и г. 6.7. Характеристики критических смесей  $U^{235}$  и BeO [21].

Все данные, приведенные на фиг. 6.3—6.8 и относящиеся к гомогенным реакторам без отражателя, можно использовать для оценки критичности сферических или цилиндрических реакторов с отражателем. Расчеты можно выполнить при помощи методов, описанных в предыдущем разделе, при условии, если в рассматриваемых реакто-

рах толщина отражателя меньше габаритных размеров активной зоны:

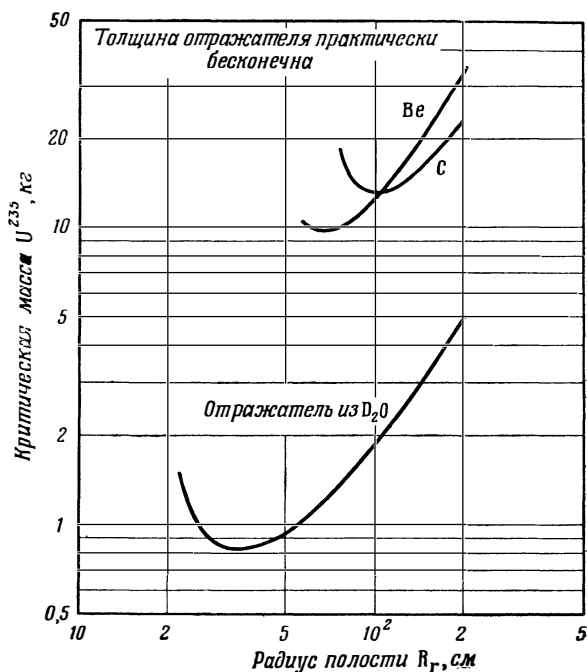
В случае полостных реакторов [23] для достижения критичности система должна быть снабжена массивным отражателем. Эти реакторы представляют интерес главным образом в связи с идеей, рассматриваемой в гл. 9. Они представляют собой в первом приближении полость, заполненную разбавленным ядерным топливом, находящуюся внутри сравнительно толстого отражателя. Из этого наружного отражателя-замедлителя в заполненную топливом



Ф и г. 6.8. Характеристики критических смесей  $U^{235}$ , Be и C [22].

полость возвращаются только тепловые нейтроны; таким образом, при данном топливе критичность зависит исключительно от замедляющих и поглощающих свойств материала отражателя. Согласно расчетам (подтверждаемым наблюдениями),  $D_2O$  должна быть наилучшим материалом для отражателя, поскольку она состоит из двух наиболее легких элементов, ядра которых обладают «магическим» числом нуклонов и, будучи чрезвычайно стабильными, очень слабо поглощают нейтроны. На фиг. 6.9 показаны кривые зависимости критической массы топлива от радиуса полости при бесконечной толщине наружного отражателя из Be, C и  $D_2O$ . Отражатель, толщина которого в 6—10 раз превышает длину замедления для нейтронов деления (см. табл. 6.2), можно считать в рассматриваемой системе практически бесконечно толстым. Заметим, что приведенные кривые относятся к идеальным системам, состоящим только из отражателя и топлива ( $U^{235}$ ). Поскольку процесс деления в активной зоне происходит в значительной степени на тепловых нейтронах, присутствие в полости активной зоны, или в отражателе, или в особенности на границе раздела между активной зоной и отражателем небольших количеств поглотителей нейтронов, таких, как металлы элементов конструкции, будет сильно влиять на кри-

тичность системы. Поэтому указанные кривые следует использовать только для определения нижнего предела критической массы реальных (обладающих сложной структурой) реакторов полостного типа.



Ф и г. 6.9. Условия критичности для полостных реакторов [23].

## 6.2. КИНЕТИКА РЕАКТОРА

Конструкцию ракетного ядерного реактора с точки зрения его ядерно-физических свойств можно целиком определить на основе нейтронных расчетов в стационарных условиях его работы. Тем не менее не очевидно, что такая конструкция будет пригодна для эксплуатации. Во всех реакторах в процессе пуска, работы в стационарном режиме и при остановке непременно происходят временные изменения плотности нейтронов и ее распределения. Даже стационарный режим работы не является в случае ракетных ядерных реакторов «стационарным» в строгом смысле слова, поскольку полное рабочее время таких реакторов сравнимо со временем, в течение которого устанавливается равновесная концентрация ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, излучателей запаздывающих  $\gamma$ -квантов и т. д., или меньше его. Поэтому важно обеспечить стабильность



работы реактора при временных изменениях нейтронной плотности. В настоящем разделе кратко исследована кинетика реактора. После рассмотрения в общих чертах временного поведения нейтронов в реакторе излагаются общеупотребительные приближенные методы расчета. Объясняется, почему не обязательно прибегать к точным методам расчета, и рассматриваются некоторые упрощенные методы определения параметров, связанные с применением приближенных нестационарных уравнений для плотности нейтронов.

### Нестационарный процесс деления

В ранний период развития техники ядерных реакторов первостепенное значение имели задачи о нахождении распределений загружаемого ядерного топлива и нейтронного потока. Это связано главным образом с тем, что подобные задачи никогда раньше не решались и не устанавливалось окончательно, может ли быть достигнута критичность в данной системе. Эти задачи относятся к области статистики реакторов, рассматривавшейся в предыдущих разделах настоящей главы. К расчету временного поведения реакторов не проявляли большого интереса, поскольку большинство реакторов обладало малой мощностью, большими теплоемкостями системы и с ними физически не могло произойти такой аварии, которая привела бы к образованию большой избыточной реактивности. С течением времени сведения по статике реактора расширились; кроме того, стало более доступным ядерное топливо, высокообогащенное изотопом  $U^{235}$ . Последнее обстоятельство послужило стимулом к разработке относительно небольших реакторов с высокой удельной мощностью для атомных электростанций, и в особенности для транспортных энергоустановок. Мы рассматриваем сейчас реакторы, предназначенные для двигателей ракет. В этом случае картина совершенно меняется. Дело в том, что, как мы видели, ракетный ядерный реактор должен работать с огромной (по прежним понятиям) удельной мощностью, иметь малые размеры и его критичность должна быть обеспечена применением обогащенного топлива. Поэтому авария такого реактора может привести к появлению больших избыточных реактивностей. Следовательно, в случае ракетных ядерных реакторов иметь точные сведения о кинетических характеристиках реактора так же важно, как располагать данными о его критичности, поскольку небольшие отклонения нейтронного баланса от проектных условий могут привести к полному разрушению такого реактора в течение долей секунды.

К сожалению, в этом случае так же, как и при расчетах реактора в стационарном состоянии, единственным точным методом расчета является метод Монте-Карло, который, однако, с добавлением к пространственным координатам и нейтронной энергии новой переменной—времени приводит к безнадежным усложнениям при выполне-

нии математических операций. Сейчас представляется маловероятным, чтобы нестационарные расчеты по методу Монте-Карло нашли когда-либо широкое применение в решении задач кинетики реактора. Следующей, низшей ступенью с точки зрения точности, или, иначе говоря, степени совпадения с действительной картиной является метод расчета на основе нестационарного кинетического уравнения нейтронов, а также вытекающего из него диффузионного уравнения. В этом случае, так же как и при решении задач статики реактора, для описания замедления нейтронов необходимо прибегнуть к рассмотрению многих энергетических групп, причем для каждой составляется своя система нестационарных уравнений диффузии. Но как и в методе Монте-Карло, добавление зависимости от времени сопряжено на практике с очень большими трудностями, и для проведения расчетов временного режима реактора требуются дальнейшие упрощения метода. Длительный опыт показал, что самый сложный математический анализ, который может быть удовлетворительно проведен, базируется на рассмотрении нестационарной диффузии нескольких (двух или трех) групп нейтронов. Применение этой упрощенной модели оправдано при исследовании основных особенностей временного режима реактора.

На реактивность реактора влияют изменения его геометрии, размеров, формы, плотностей материалов и средней температуры. Многие из этих изменений возникают в результате деформации материалов под действием нагрузки или температурных разностей, коррозии и эрозии материалов или химических или фазовых изменений теплоносителя. При работе реакторов ракетных двигателей могут возникать особенно неприятные осложнения из-за коррозии тепловыделяющих элементов, в результате которой имеют место потери ядерного топлива, а также вследствие потерь ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, диффундирующих через тепловыделяющие элементы в поток газообразного рабочего тела. Количественная оценка величины этих эффектов должна производиться на основе технических характеристик рассматриваемых материалов и конструкций. Как известно, возможная погрешность таких данных по коэффициентам теплового расширения, скорости коррозии, зависимости между температурными деформациями и напряжениями, коэффициентам теплоотдачи, коэффициентам теплопроводности и т. д. оценивается самое большее в  $\pm 10$ — $\pm 20\%$ . При таких погрешностях в исходных данных часто нет смысла разрабатывать методы, позволяющие выполнять расчеты с возможной погрешностью  $\pm 1\%$  или даже  $\pm 10\%$ . Учитывая также необходимость проводить при проектировании и расчете системы регулирования реактора большое количество исследований временного режима, в которых точность численных результатов сравнительно невелика, часто прибегают к решению упрощенных кинетических уравнений реактора с помощью моделей. Эта задача рассматривается более подробно в гл. 7.

Уравнение диффузии для случая, когда исследуется временное поведение реактора, записывается в следующем виде:

$$D\nabla^2\varphi(t) - \Sigma_a\varphi(t) + S = \frac{1}{v} \frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (6.16)$$

где  $v$ —скорость нейтрона, а  $t$ —время. Решение этого уравнения с помощью диффузионно-возрастного приближения приводит к выражению

$$\frac{k_{\infty}e^{-B^2\tau_{\text{эфф.}}}}{1+L^2B^2} - 1 = \frac{l_0}{1+L^2B^2} \frac{1}{\varphi(t)} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad (6.17)$$

которое преобразуется к виду

$$\varphi(t) = \varphi_0 e^{t\delta k/l^*}. \quad (6.18)$$

Здесь  $\delta k = k_{\text{эфф.}} - 1$ , т. е. равно левой части уравнения (6.17), а  $l^*$ —среднее время жизни тепловых нейтронов в реакторе конечных размеров, даваемое первым множителем правой части уравнения (6.17). Период реактора, определяемый как время, за которое величина нейтронного потока изменяется в  $e$  раз, равен, очевидно, отношению  $l^*/\delta k$  в уравнении (6.18). Проведенное рассмотрение является строго верным только для случая мгновенных (ступенчатых) изменений  $\delta k/k_{\text{эфф.}}$ —реактивности реактора, близкого к критическому состоянию, без учета запаздывающих нейтронов. Таким образом, уравнение (6.16) фактически описывает только поведение реактора на тепловых нейтронах, работающего в состоянии мгновенной критичности, в котором происходят внезапные скачкообразные изменения положения управляющих стержней, плотности теплоносителя и т. д.

Влияние запаздывающих нейтронов учитывается включением в выражение для источников уравнения (6.16) члена, отвечающего образованию запаздывающих нейтронов. Скорость образования ядер-излучателей запаздывающих нейтронов  $i$ -той группы дается уравнением

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \beta_i \frac{k_{\infty}\varphi(t)}{Pl_0v} - \lambda_i C_i, \quad (6.19)$$

где  $\lambda_i$  и  $C_i$ —соответственно постоянная распада и мгновенная концентрация ядер-излучателей запаздывающих нейтронов. Полная скорость генерации всех запаздывающих нейтронов просто равна сумме скоростей распада радиоактивных ядер для каждой группы. Принимая во внимание утечку в процессе замедления (по теории возраста Ферми) и эффект резонансного поглощения, получим для члена, учитывающего генерацию запаздывающих нейтронов, выражение

$$S_{\text{д}} = \rho e^{-B^2\tau_{\text{тепл.}}} \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i, \quad (6.20)$$

где  $p$  — вероятность избежать резонансный захват для нейтронов, замедляющихся до тепловых энергий. Член, учитывающий образование мгновенных нейтронов в процессе деления, равен

$$S_p = (1 - \beta) k_{\infty} \Sigma_a \varphi(t) e^{-B^2 \tau_{\text{тепл.}}}, \quad (6.21)$$

где  $\beta$  — полная доля запаздывающих нейтронов. Таким образом, основное уравнение диффузии (6.16) с учетом запаздывающих и мгновенных нейтронов имеет вид

$$D \nabla^2 \varphi(t) - \Sigma_a \varphi(t) + (1 - \beta) k_{\infty} \Sigma_a \varphi(t) e^{-B^2 \tau_{\text{тепл.}}} + p e^{-B^2 \tau_{\text{тепл.}}} \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i(t) = \frac{1}{v} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t}. \quad (6.22)$$

Для случая ступенчатых изменений реактивности реактора, близкого к критическому состоянию, уравнение (6.22) может быть приведено с помощью теории возраста к виду

$$\frac{\delta k - \beta k_{\text{эфф.}}}{l^*} \frac{\varphi}{v} + p e^{-B^2 \tau_{\text{тепл.}}} \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i = \frac{1}{v} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dn}{dt}. \quad (6.23)$$

Для критического реактора, в котором вероятность утечки быстрых нейтронов в процессе замедления и вероятность резонансного поглощения равны нулю, уравнение (6.23) сводится к известному кинетическому уравнению реактора

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k - \beta}{l^*} n + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i. \quad (6.24)$$

В этом случае уравнение (6.19), описывающее изменение со временем концентрации ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, приобретает вид

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i n}{l^*} - \lambda_i C_i. \quad (6.25)$$

Точное решение уравнения (6.23), нахождение которого весьма утомительно, приводит к следующему выражению для нейтронного потока

$$\varphi(t) = A_0 e^{\omega_0 t} + A_1 e^{\omega_1 t} + \dots + A_m e^{\omega_m t}, \quad (6.26)$$

где  $A_i$  — постоянные, определяемые начальными условиями для реактора в стационарном состоянии, а  $\omega_i$  представляют собой  $m$  корней уравнения

$$\frac{\delta k}{k_{\text{эфф.}}} = \frac{1}{l^* \omega + 1} \left( l^* \omega + \sum_{i=1}^m \frac{\omega \beta_i}{\omega + \lambda_i} \right). \quad (6.27)$$

Иногда составляют уравнение (6.26) для нейтронного потока, состоящее из  $m+1$  членов, и решают его с помощью моделей, но

чаще запаздывающие нейтроны объединяют в одну группу со средневзвешенной постоянной распада, исходя из относительных долей нейтронов действительных  $m$  групп. В настоящее время обычно считают [7], что для анализа кинетики реактора существенно не более шести групп запаздывающих нейтронов. Для случая одной группы запаздывающих нейтронов уравнение (6.27) может быть преобразовано и приведено к виду

$$\frac{\delta k}{k_{эфф.}} = l^* \omega + \frac{\omega \beta}{\omega + \lambda}, \quad (6.28)$$

где  $\lambda$ —средневзвешенная постоянная распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов. Это уравнение можно решить относительно  $\omega$  и получить выражение для потока тепловых нейтронов как функцию времени

$$\frac{\Phi(t)}{\Phi_0} = \frac{\beta k_{эфф.}}{\beta k_{эфф.} - \delta k} \left[ \exp \frac{\lambda \delta k t}{\beta k_{эфф.} - \delta k} - \frac{\delta k}{\beta k_{эфф.}} \exp \left( \frac{\delta k - \beta k_{эфф.}}{l^* k_{эфф.}} t \right) \right]. \quad (6.29)$$

Это выражение справедливо только для ступенчатых изменений реактивности от нуля до положительной величины порядка  $\delta k < \beta/2$ . Такое ограничение на максимальную положительную величину  $\delta k$  означает также ограничение на наиболее короткий период реактора, для которого справедлив расчет. Для реакторов на  $U^{235}$  это ограничение приводит к тому, что минимальный установившийся период реактора, при котором справедлив указанный расчет [по уравнению (6.29)], составляет около 20 сек. Поскольку ракетный двигатель должен развивать полную мощность почти от нулевого уровня за время порядка 30 сек. или меньше, то очевидно, что приведенный выше анализ малопригоден для наших целей. Действительно, если мощность реактора изменяется в  $10^5$  раз за 30 сек., то реактор должен быть выведен на полную мощность с установившимся периодом, близким к 2,6 сек. В этом случае ввиду сложной структуры теплообменного ракетного ядерного реактора, быстрого изменения нейтронной плотности, большого числа делений в надтепловой области в типичном реакторе и непостоянной скорости накопления ядер-излучателей запаздывающих нейтронов расчет должен проводиться в многогрупповом приближении для нескольких пространственных зон с учетом нескольких групп запаздывающих нейтронов. К счастью, даже использование двух или трех групп для каждой многокомпонентной части расчета дает существенное улучшение по сравнению с простым методом расчета, основанным на уравнениях (6.16)—(6.29).

Очевидно, что не все изменения реактивности происходят скачкообразно (мгновенно). Математическое рассмотрение случаев, когда изменения реактивности зависят от времени по-другому, является более сложным, чем приведенный выше анализ; в некоторых случаях такого рода расчеты были выполнены с помощью

вычислительных машин [24]. Большой частью, однако, при расчете кинетики и регулирования реактора применяют электронные модели, которые позволяют приближенно решать системы большого числа дифференциальных уравнений. Некоторые из этих моделей рассмотрены в гл. 7.

### Коэффициенты реактивности

Рассмотрение кинетики реактора было бы неполным, если не остановиться на различных влияющих на реактивность эффектах, которые могут возникнуть в работающем реакторе. В высокотемпературном реакторе в процессе работы неизбежно происходят изменения состава материалов, их плотности, температуры и т. п., которые вызывают изменения реактивности во времени и тем самым влияют на зависимость распределения нейтронов от времени, как было рассмотрено в предыдущем разделе.

Одной из причин возникновения изменений реактивности являются, например, изменение температуры в активной зоне реактора ракетного двигателя в процессе работы от комнатных температур до, возможно,  $5000^{\circ}\text{R}$  ( $2500^{\circ}\text{C}$ ) или около этого. Такие большие колебания температуры вызывают изменение средней энергии тепловых нейтронов, замедляющихся в активной зоне, от 0,025 и приблизительно до 0,25 эв, а также изменения плотности материалов и габаритов активной зоны. Аналогичным образом изменения температуры отражателя, если таковой используется, будут влиять на среднюю энергию тепловых нейтронов в отражателе и будут вызывать изменения формы отражателя и плотности его материала, что также влияет на кинетику реактора.

В случае реактора, работающего при постоянной температуре и состоящего только из делящегося вещества и замедлителя, температурные коэффициенты реактивности можно грубо оценить на основе диффузионно-возрастного приближения в применении к реактору, находящемуся в критическом состоянии или в состоянии, близком к критическому. Простое дифференцирование диффузионно-возрастного критического уравнение [уравнение (6.5)] позволяет найти выражения для коэффициентов реактивности как функций изменения различных параметров, например изменения плотности топлива, изменения сечений вследствие изменений температуры нейтронов и изменения размеров активной зоны. Три таких выражения, представляющих известный интерес, имеют вид

$$\frac{1}{k_{\text{эфф.}}} \left( \frac{\partial \delta k}{\partial T} \right)_{\rho, E^2} \approx - \frac{B^2 L^2}{2T k_{\infty}}, \quad (6.30a)$$

$$\frac{1}{k_{\text{эфф.}}} \left( \frac{\partial \delta k}{\partial T} \right)_{E^2, \sigma} \approx - \frac{6\alpha (k_{\infty} - 1)}{k_{\infty}}, \quad (6.30b)$$

$$\frac{1}{k_{\text{эфф.}}} \left( \frac{\partial \delta k}{\partial T} \right)_{\sigma, \rho} \approx \frac{2\alpha (k_{\infty} - 1)}{k_{\infty}}. \quad (6.30b)$$

Уравнение (6.30а) описывает изменение реактивности, обусловленное только изменением температуры нейтронов, в предположении, что сечения всех поглотителей изменяются по закону  $1/v$ . Коэффициент реактивности при этом условии всегда отрицателен. Однако рабочая температура в ракетных ядерных реакторах настолько высока, что значительная часть распределения Максвелла—Больцмана для «горячих» тепловых нейтронов приходится на область  $0,25—5 \text{ эв}$ , в которой лежит ряд резонансов поглощения  $U^{235}$ . Для этих резонансов закон  $1/v$  несправедлив, и чтобы правильно оценить изменение реактивности, вызванное изменением температуры нейтронов, необходимо провести детальные нейтронные расчеты, разбив указанную резонансную область на узкие энергетические группы. Уравнение (6.30б) характеризует изменение реактивности, обусловленное только изменениями плотности материалов в реакторе; в этом уравнении  $\alpha$ —средний коэффициент линейного теплового расширения материалов реактора. При этом, как и в уравнении (6.30а), геометрия и размеры реактора предполагаются не меняющимися с температурой. Это уравнение с удовлетворительной степенью точности справедливо и применимо для реактора, состоящего только из делящегося вещества и замедлителя, в котором температура всюду одинакова. Уравнение (6.30в) описывает изменение реактивности, которое обусловлено только изменением размеров реактора, характеризуемым лапласианом; это уравнение можно использовать в стадии предварительного проектирования для определения влияния небольших отклонений габаритов активной зоны от некоего известного критического размера. При этом плотности материалов и сечения предполагаются постоянными. Заметим, что этот коэффициент реактивности положителен в отличие от двух предыдущих коэффициентов, являющихся отрицательными. Приведенные простые соотношения не применимы к ракетному реактору с отражателем, когда отражатель играет важную роль в замедлении нейтронов или термически слабо связан с активной зоной. Однако эти соотношения можно использовать при условии, если получаемые с их помощью результаты применяются обдуманно и с достаточной осторожностью.

В случае реактора с отражателем, термически слабо связанным с активной зоной, влияние изменения нейтронной температуры в активной зоне [уравнение (6.30а)] зависит от отношения числа нейтронов, которые вызывают деление при тепловой энергии, отвечающей температуре активной зоны, к числу нейтронов, которые вызывают деление при тепловой энергии, отвечающей температуре отражателя. Положение усложняется тем обстоятельством, что рассматриваемое явление проявляет пространственную зависимость, а именно: при рассеянии «холодных» тепловых нейтронов, возвращающихся в горячую активную зону из «холодного» отражателя, их энергия *увеличивается*, а не уменьшается, как это обычно имеет

место, и по мере дальнейшего проникновения в активную зону они становятся все более «горячими». В этом случае надлежащий анализ может быть проведен только с помощью многогруппового метода для нескольких пространственных зон.

Другой сложной проблемой конструирования ракетных ядерных реакторов является изучение влияния попадания теплоносителя (рабочего тела) в активную зону и его распределения в ней. Водород водородосодержащих теплоносителей является хорошим замедлителем и, кроме того, довольно сильным поглотителем тепловых нейтронов. Если в область в реакторе, в которой значительная доля делений вызывается надтепловыми нейтронами, попадает заметное количество водорода, то, вообще говоря, реактивность системы увеличивается вследствие местной интенсификации замедления нейтронов. Если же водород попадает в область, где деление происходит преимущественно на тепловых нейтронах, то общая реактивность может уменьшиться вследствие поглощения тепловых нейтронов. Вообще эффект местного введения поглотителей пропорционален квадрату потока в данном месте, нормированного к среднему потоку в реакторе. Картина осложняется еще тем, что проектировщик должен рассмотреть различные случаи неустановившегося пускового режима, когда в реактор поступает первоначально холодный теплоноситель, и местная плотность последнего может быстро меняться во времени. В общем единственный удовлетворительный способ определения различных возможных коэффициентов реактивности с точностью, достаточной для их использования при установлении предельных рабочих характеристик реактора, состоит в проведении серии точных стационарных расчетов, охватывающих предполагаемые изменения размеров, плотностей материалов и их распределений, а также рабочих температур системы. Здесь, как и во многих других областях, лучшего варианта не существует.

### 6.3. ГЕОМЕТРИЯ РЕАКТОРОВ

Геометрия теплообменных ракетных ядерных реакторов может быть различной. Тем не менее все реакторы можно разделить по типу структуры активной зоны на две основные категории: *гомогенные и гетерогенные*.

#### Гомогенные реакторы

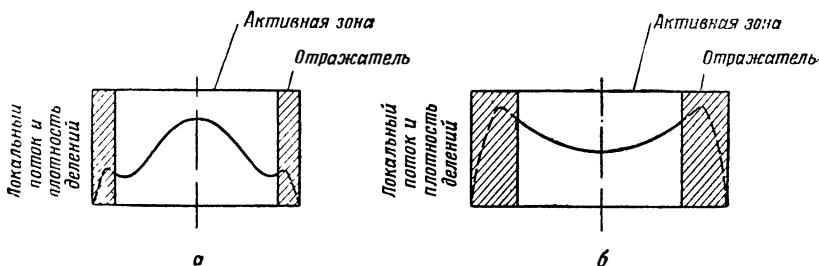
Активная зона гомогенных реакторов теплообменного типа является гомогенной в строгом смысле слова. Но ее можно считать гомогенной, если размеры конструктивных включений малы по сравнению с длиной рассеяния нейтронов в активной зоне. В конструкциях теплообменных ракетных реакторов со сложной структурой это условие обычно выполняется (см. в гл. 4 данные о типичных



размерах тепловыделяющих элементов). В настоящем разделе мы ограничимся рассмотрением активных зон из сферических и цилиндрических слоев или из сплошных цилиндров конечных размеров.

Для наивыгоднейшей характеристики (при минимальном объеме) собственно теплообменников, в работе которых лимитирующим фактором является температура, нужно, чтобы рабочая (максимальная) температура тепловыделяющих элементов была постоянна по всей активной зоне реактора. Для достижения этого условия необходимо, чтобы удельная мощность менялась вдоль пути потока теплоносителя в соответствии с изменяющейся способностью теплоносителя к теплоотводу по мере его нагрева от комнатной температуры до температуры, близкой к предельной температуре конструкционных материалов теплообменника. Такая зависимость обычно требует, чтобы тепловыделение в единицу времени было максимальным в некоторой точке близ начала (входного конца) пути потока теплоносителя и монотонно убывало вдоль этого пути от указанной точки. В случае реактора с равномерной загрузкой топлива распределение делений, обусловленных нейтронами некоей данной энергии, будет в точности следовать ходу нейтронной плотности по реактору, поэтому оно описывается выражениями для потока моноэнергетических нейтронов как функции положения в реакторе. Для получения полных сведений о распределении делений необходимо знать распределения потоков нейтронов всех энергий; эти сведения легче всего получить путем многогруппового расчета или путем непосредственных измерений. Подгонка фактического распределения делений к распределению, отвечающему максимальной эффективности системы, может быть осуществлена варьированием локальной концентрации топлива, которое приводит к изменениям второго порядка в распределении потока нейтронов, или варьированием распределения потока нейтронов путем надлежащего выбора геометрии реактора или ее видоизменения. С точки зрения изготовления тепловыделяющих элементов весьма желательно обходиться по возможности без варьирования распределения топлива и добиваться наивыгоднейшего распределения плотности делений путем изменения формы кривой распределения нейтронного потока. Кроме того, стационарные нейтронные расчеты реакторов, в которых концентрация топлива по активной зоне меняется в широких пределах, несколько усложняются; таким образом, с точки зрения выполнения расчетов для достижения указанной выше цели желательно варьировать распределение нейтронного потока, а не распределение топлива. Во всякой гомогенной активной зоне без отражателя или с тонким слоем отражателя нейтронный поток спадает в направлении к периферии. Поэтому в таких реакторах теплоноситель лучше всего направлять по радиусу в сторону периферии. К сожалению, такое направление течения теплоносителя не всегда является наиболее желательным по другим причинам. Таким образом, конструктор

должен рассмотреть пути достижения максимальной эффективности, например, при радиальном или осевом потоке теплоносителя (в цилиндрических активных зонах). В противоположность убыванию потока и плотности делений к периферии реактора без отражателя с хорошими замедляющими свойствами активной зоны в реакторе с массивным отражателем и активной зоной с плохими замедляющими характеристиками плотность делений максимальна на периферии активной зоны.



Фиг. 6.10. Предельные случаи распределения плотности делений в гомогенных реакторах.

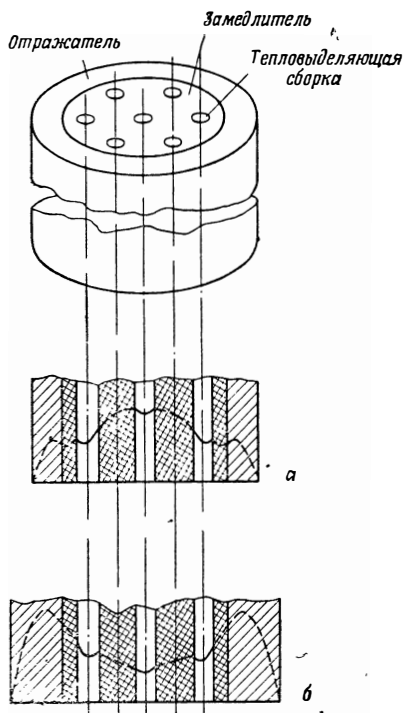
*a*—реактор с тонким слоем отражателя, в активной зоне содержится только топливо и замедлитель; *b*—реактор с массивным отражателем, в активной зоне содержатся поглотители нейтронов.

ферии активной зоны. Снабдив гомогенную активную зону наружным отражателем из подходящего материала надлежащей формы и толщины, можно получить приблизительно горизонтальное радиальное распределение нейтронного потока, среднее между распределениями в указанных двух крайних случаях (фиг. 6.10). Обычно необходимый вес отражателя оказывается слишком большим при стремлении получить хорошие характеристики двигателя с ядерным реактором. Поэтому приходится идти на компромисс между варьированием топливной загрузки и применением отражателей.

### Гетерогенные реакторы

В реакторах с гетерогенной активной зоной основная проблема остается той же, но имеют место различия в деталях. В этом случае необходимо принимать во внимание два типа распределений нейтронного потока: распределение потока в пределах каждой отдельной топливной сборки и распределение по активной зоне реактора в целом. Для распределения нейтронного потока по активной зоне в целом справедливы соображения, высказанные выше относительно гомогенной активной зоны, а именно: сглаживания кривой распределения общей плотности делений можно добиться исключительно путем применения соответствующего наружного отражателя или путем варьирования топливной загрузки от одной топливной

сборки к другой, либо при помощи некоторой комбинации обоих методов. Распределение плотности делений в пределах каждой отдельной топливной сборки, погруженной в замедлитель, определяется теми же физическими соображениями, поскольку каждая



Ф и г. 6.11. Предельные случаи распределения плотности делений в реакторе с гетерогенной цилиндрической активной зоной.

а — активная зона с тонким слоем отражателя; б — активная зона с массивным отражателем.

топливная сборка является в известном смысле системой (уменьшенного масштаба) с самоподдерживающейся реакцией деления в бесконечном отражателе-замедлителе, находящейся в однородном потоке нейтронов. Замедление нейтронов обусловлено здесь почти целиком свойствами замедляющего материала активной зоны, поэтому поток и плотность делений всегда обнаруживают максимум у внешней границы топливной сборки, и в таком реакторе особенно рационально применять радиальный поток теплоносителя в направлении к центру каждой топливной сборки. Для обеспечения надлежащей эффективности теплообменника при осевом потоке теплоносителя (вдоль топливной сборки) необходимо, чтобы концентрация топлива менялась по радиусу в пределах сборки. На фиг. 6.11 показаны кривые распределения плотности делений по активной зоне гетерогенного реактора для двух крайних случаев.

Расчет стационарного распределения нейтронов для реакторов с гетерогенной активной зоной значительно сложнее, чем для го-

могенных реакторов. Это связано как раз с тем, что распределение плотности делений в гетерогенном реакторе зависит от рассмотренных выше двух основных распределений нейтронного потока (по активной зоне в целом и в пределах топливных сборок), в то время как в гомогенных реакторах оно зависит только от распределения потока по активной зоне. Тем не менее реакторы с гетерогенной активной зоной представляют большой практический интерес. Дело в том, что в таких реакторах критическая масса оказывается меньшей, чем в гомогенных; кроме того, гетерогенные реакторы могут

работать почти исключительно на тепловых нейтронах при таких малых размерах, при которых гомогенные реакторы с неводородным замедлителем должны работать почти на быстрых нейтронах.

#### 6.4. ПОГЛОЩЕНИЕ И УТЕЧКА $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ И НЕЙТРОНОВ

При проектировании и испытании ракетных ядерных реакторов чрезвычайно важно знать количество энергии излучения, выделяющейся в активной зоне и уходящей за ее пределы. Для того чтобы оценить величину возможных эффектов, необходимо прежде всего знать полную энергию излучения, выделяющуюся при делении.

В процессе деления освобождается большое количество энергии, которая распределяется между частицами и излучениями различных типов. В течение нескольких миллисекунд после того как произошло деление ядра  $U^{235}$ , суммарная освобожденная энергия распределяется приблизительно следующим образом:

Кинетическая энергия осколков деления . . . . .	166 Мэв
Мгновенное $\gamma$ -излучение, испускаемое при делении с энергетическим спектром $N_p(E_\gamma)$ . . . . .	6 »
Мгновенное захватное $\gamma$ -излучение, испускаемое при ( $n, \gamma$ )-реакциях в реакторе . . . . .	4 »
Кинетическая энергия быстрых нейтронов деления . . . . .	5 »
Энергия, уносимая нейтрино . . . . .	11—14 »

Некоторые осколки деления распадаются с испусканием  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -излучения; таким образом, полная энергия, освобождаемая при одном акте деления, будучи интегрированной по всему времени, с учетом освобождаемой постепенно энергии распада радиоактивных ядер, образованных при захвате нейтронов, должна включать

Энергию $\gamma$ -излучения продуктов деления с энергетическим спектром $N_d(E_\gamma)$ . . . . .	6 Мэв
Энергию распада продуктов захвата нейтронов . . . . .	2 »
Энергию $\beta$ -излучения продуктов деления . . . . .	6 »

Время работы ракетных ядерных реакторов сравнимо с периодом полураспада некоторых активностей, входящих в цепочки распада продуктов деления, или меньше его; поэтому полная энергия, освобождаемая при одном акте деления в процессе работы реактора, включает энергию  $\gamma$ -излучения больше 8—10 Мэв, но меньше 14—18 Мэв и энергию  $\beta$ -излучения меньше 6 Мэв.

Осколки деления и  $\beta$ -излучение слабо проникают через вещество, поэтому большая часть их энергии освобождается внутри тепловыделяющих элементов вблизи точки, в которой произошло деление. Нейтрино, наоборот, являются чрезвычайно проникающими и уносят практически всю свою энергию далеко за пределы реактора.

Остаются только быстрые нейтроны и  $\gamma$ -излучение, способные проникать на много сантиметров в глубь материалов в реакторе. Замедление нейтронов связано по определению с передачей энергии нейтронов замедлителю и, таким образом, приводит к нагреванию замедлителя. Это тепло необходимо отводить, иначе непрерывное облучение материала замедлителя быстрыми нейтронами в конце концов приведет к его расплавлению или даже испарению. Подобным же образом при взаимодействии  $\gamma$ -излучения с любым материалом энергия  $\gamma$ -квантов передается окружающему материалу главным образом в результате местных процессов ионизации. В этом случае опять-таки необходимо охлаждать нагревающийся материал. Радиационные повреждения, возникающие при взаимодействии излучения с веществом, слабо влияют или совсем не влияют на общий нейтронный режим реактора. Эффекты радиационных повреждений необходимо учитывать главным образом при инженерных расчетах и конструировании деталей реактора; этот вопрос специально рассмотрен в гл. 5.

Часть быстрых нейтронов, свободных тепловых нейтронов и  $\gamma$ -квантов неизбежно выходит за пределы реактора. Эти излучения оказывают вредное биологическое воздействие. Поэтому, если около реактора во время его работы или после остановки должны находиться люди, необходимо снабдить реактор защитой. Таким образом, проектирование систем охлаждения элементов реактора, в которых не происходит деления, и оценка доз излучения вокруг реактора в целях расчета необходимой биологической защиты играют чрезвычайно важную роль в общем проектировании реактора. Невзвешенный расчет теплового эффекта нейтронного и  $\gamma$ -излучений может привести к аварии реактора в процессе его работы, а ошибочный расчет защиты может привести к серьезным поражениям персонала и даже к смертельным случаям, если пренебречь другими обычно применяемыми мерами предосторожности. В данном разделе изложены приближенные методы таких расчетов, а также рассмотрены в общих чертах более точные методы расчета, которые могут оказаться полезными при проектировании того или иного реактора. Дальнейшее рассмотрение опасности лучевого поражения персонала, связанной с эксплуатацией реактора, а также вопросы дозиметрии и методы борьбы с радиационной опасностью изложены в гл. 8.

### Тепловые эффекты

При проектировании реактора первостепенное значение с точки зрения его успешной работы имеет правильная оценка тепловой нагрузки, обусловленной поглощением энергии излучений конструктивными элементами реактора. Поскольку при проектировании систем охлаждения используют приближенные инженерные расчеты тепловой нагрузки, то для анализа тепловых эффектов от нейт-

ронного и  $\gamma$ -излучений обычно достаточно применить сравнительно простые, хотя и не отличающиеся точностью методы. В настоящем разделе изложены в основных чертах некоторые упрощенные приближенные методы, которые используются при проектировании реакторов.

### $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕ

$\gamma$ -Излучение, испускаемое при делении, обладает широким диапазоном энергий приблизительно от 100 эв до 10 Мэв. Важность различных возможных способов взаимодействия (обмена энергией)  $\gamma$ -излучения с веществом зависит от энергии  $\gamma$ -излучения. При малых энергиях наиболее важным процессом поглощения  $\gamma$ -излучения является фотоэлектрический эффект. По мере увеличения энергии излучения фотоэффект уступает комптоновскому рассеянию, которое играет наиболее важную роль в интервале энергий приблизительно от 0,5 до 3 Мэв в тяжелых материалах. При энергиях, больших приблизительно 5 Мэв для материалов с высокой плотностью (например, свинца), и энергиях, больших 20 Мэв для легких материалов (например, алюминия), доминирующую роль приобретает другой процесс—образование электронно-позитронных пар. Физически  $\gamma$ -кванты поглощаются и при образовании пар и при фотоэлектрическом эффекте, а при процессе комптоновского рассеяния они просто теряют энергию в результате рассеивающих столкновений с атомными электронами. Таким образом, комптоновское рассеяние в грубом приближении аналогично замедлению нейтронов, фигурирующему в стационарных нейтронных расчетах реактора, тогда как образование пар и фотоэлектрический эффект соответствуют явлениям поглощения нейтронов, но с освобождением энергии. Исходя из этой аналогии и принимая во внимание, что спектр  $\gamma$ -излучения, образующегося в процессе деления, довольно широк [ $N_a(E_\gamma) + N_p(E_\gamma)$ ], очевидно, что точный расчет прохождения  $\gamma$ -излучения через вещество и его поглощения сопряжен почти с той же сложностью, как и точный стационарный нейтронный расчет. Расчеты поглощения и распределения  $\gamma$ -излучения несколько проще, чем стационарные нейтронные расчеты, поскольку распределение источников  $\gamma$ -квантов не зависит от распределения поглотителей  $\gamma$ -квантов, как в случае нейтронов.

Некоторые успехи в расчетах простой защиты от  $\gamma$ -излучения были достигнуты при использовании метода Монте-Карло. Однако применению этого метода препятствует, как и в случае нейтронных расчетов, отсутствие быстродействующих вычислительных машин достаточной вычислительной «мощности», которые позволили бы решать практические задачи по защите со сложной геометрией. Тем не менее развитие вычислительных машин в последние годы сделало возможным применение метода Монте-Карло к решению двумерных задач о поглощении  $\gamma$ -излучения в цилиндрических реакторах, что

позволило сравнительно точно оценивать местный тепловой эффект вследствие поглощения  $\gamma$ -квантов. Другой метод расчета, основанный на аналитическом подходе, предусматривает разбиение  $\gamma$ -квантов на энергетические группы; при этом каждая группа рассматривается отдельно и вводятся коэффициенты ослабления и поглощения  $\gamma$ -излучения, отвечающие средней энергии данной группы. Этот расчет аналогичен многогрупповому нейтронному расчету и должен проводиться на больших вычислительных машинах. Хотя при составлении рабочего проекта ракетных ядерных реакторов следует пользоваться указанными сравнительно точными методами расчета, можно достаточно хорошо оценить тепловой эффект, обусловленный поглощением  $\gamma$ -излучения, с помощью некоторых довольно простых уравнений.

Линейное ослабление  $\gamma$ -излучения, испускаемого источником в виде бесконечной плоскости, дается формулой [25]

$$\frac{I_p(q)}{I_0} = \int_{\mu q}^{\infty} \frac{B(\mu r) e^{-\mu r}}{r} dr, \quad (6.31)$$

где  $\mu$  — коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения, зависящий от энергии;  $q$  — расстояние от источника по прямой;  $I_0$  — интенсивность источника, отнесенная к единице площади (половина потока, излучаемого изотропным поверхностным источником);  $I_p(q)$  — поток энергии в точке  $q$ ;  $B(\mu r)$  — фактор накопления, посредством которого учитывается местное образование  $\gamma$ -квантов малой энергии в результате комптоновских взаимодействий квантов в первичном пучке. В известном смысле этот эффект эквивалентен эффекту, возникающему вследствие общего «увеличения жесткости» и связанного с ним увеличения проникающей способности первичного пучка. Точные значения фактора накопления для различных материалов приведены на фиг. 6.12. Для грубых подсчетов фактор накопления может быть принят равным

$$B(\mu r) = 1 + \mu r. \quad (6.32)$$

Тогда уравнение (6.31) можно привести к двучленному выражению

$$\frac{I_p(q)}{I_0} = \text{Ei}(\mu q) + e^{-\mu q}, \quad (6.33)$$

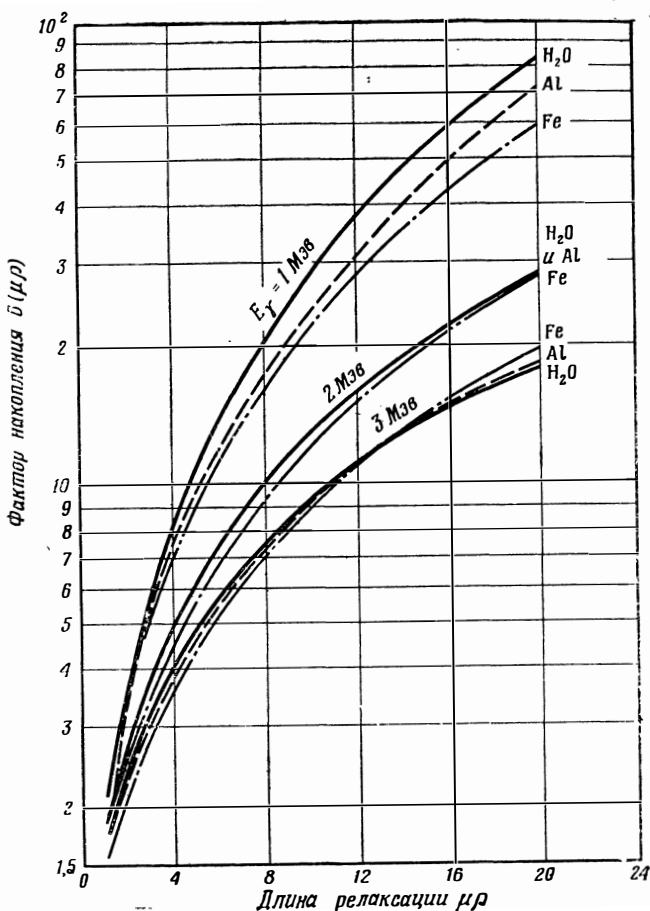
где  $\text{Ei}(\mu q)$  — интегральная показательная функция, определяемая формулой

$$\text{Ei}(\mu q) = \int_{\mu q}^{\infty} \frac{e^{-q}}{q} dq; \quad (6.34)$$

значения этой функции табулированы и имеются в соответствующих справочниках. При больших значениях  $\mu q$  первый член уравнения

(6.34) сводится к  $E_i(\mu_0) = e^{-\mu_0}/\mu_0$ , так что мощность дозы описывается простым экспоненциальным законом ослабления.

Приведенные замечания строго применимы только к источнику в виде бесконечной плоскости; однако показано [26], что это рассмот-



Ф и г. 6.12. Фактор накопления при поглощении  $\gamma$ -излучения [25].

рение справедливо с ошибкой в несколько процентов для конечных плоских источников диаметром несколько футов. Приведенные уравнения для плотности потока излучения от плоского источника могут быть также применены для подсчета потоков от источников в виде цилиндрической и сферической поверхностей. При этом необ-



ходимо вводить поправочные множители:

$$\frac{I_c(q)}{I_p(q)} = \sqrt{\frac{r_0}{q+r_0}} \text{ для бесконечного цилиндра} \quad (6.35a)$$

и

$$\frac{I_s(q)}{I_p(q)} = \frac{r_0}{q+r_0} \text{ для сферы,} \quad (6.35b)$$

где  $r_0$ —радиус сферы или цилиндра, а  $q$ —расстояние от детектора до поверхности источника. Для цилиндра конечных размеров поправки значительно сложнее. В этом случае часто полезно вычислить потоки по уравнениям для бесконечного цилиндра и для сферы и использовать среднее значение результатов обоих расчетов.

В случае объемного источника постоянной мощности  $P_0$  с плоской излучающей поверхностью мощность эквивалентного *изотропного* поверхностного источника равна

$$S_0 = \lambda_0 P_0, \quad (6.36)$$

где  $\lambda_0$ —длина ослабления материала источника, равная  $1/\mu_0$ . *Интенсивность* потока излучения от поверхностного источника любой геометрии равна

$$I_0 = \frac{S_0}{2}. \quad (6.37)$$

С помощью уравнений (6.36) и (6.37) можно рассчитать интенсивность потока излучения с поверхности цилиндрических и сферических объемных источников на расстояниях  $r_0$ , больших, чем  $\sim 4\lambda_0$ . Для источников другой геометрии поправки на самопоглощение можно найти в литературе [27].

Мощность  $P_0$  объемного источника, которая входит в эти расчеты, определяется числом делений в единице объема за единицу времени (средняя удельная мощность активной зоны). Предыдущие уравнения справедливы только для источника постоянной мощности, когда удельная мощность мало меняется на протяжении одной длины поглощения ( $\lambda_0$ ); локальные удельные мощности можно использовать для определения плотности потоков  $\gamma$ -излучения на расстоянии  $2\lambda_0$  от точки в активной зоне с рассматриваемой удельной мощностью. Мощность объемного источника  $\gamma$ -излучения связана с максимально возможной долей распадных  $\gamma$ -квантов, испускаемых во время работы реактора, и дается приближенной формулой

$$P_0 = 0,06 (1 + 0,8f_\gamma) P_f, \quad (6.38)$$

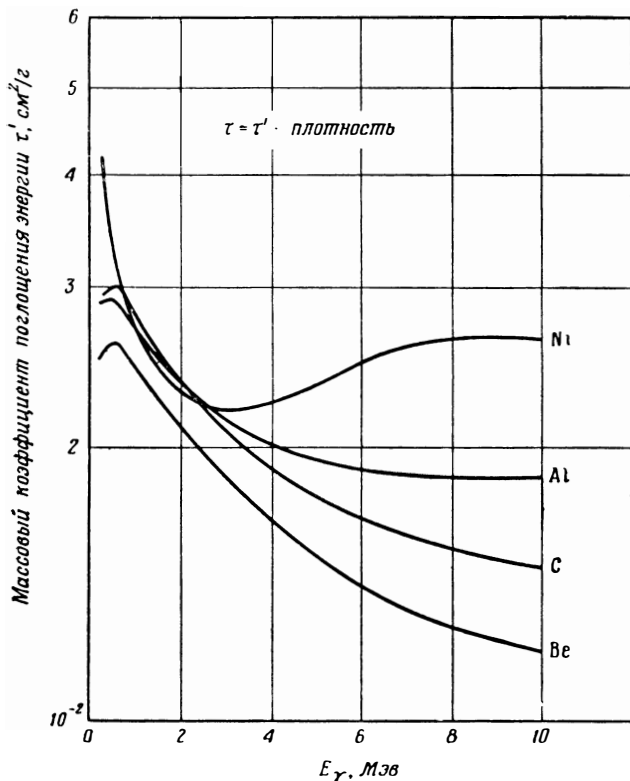
где  $P_f$ —местная или усредненная плотность делений (включая объем пустот), а  $f_\gamma$ —доля освобождаемой энергии распадных  $\gamma$ -квантов.

Энергия, поглощаемая в единице объема материала, который окружает источник, связана простой зависимостью с изменением

интенсивности пучка по мере удаления от источника, отнесенным к единице длины. Эта зависимость дается формулой

$$P(\varrho) = \tau_a I(\varrho), \quad (6.39)$$

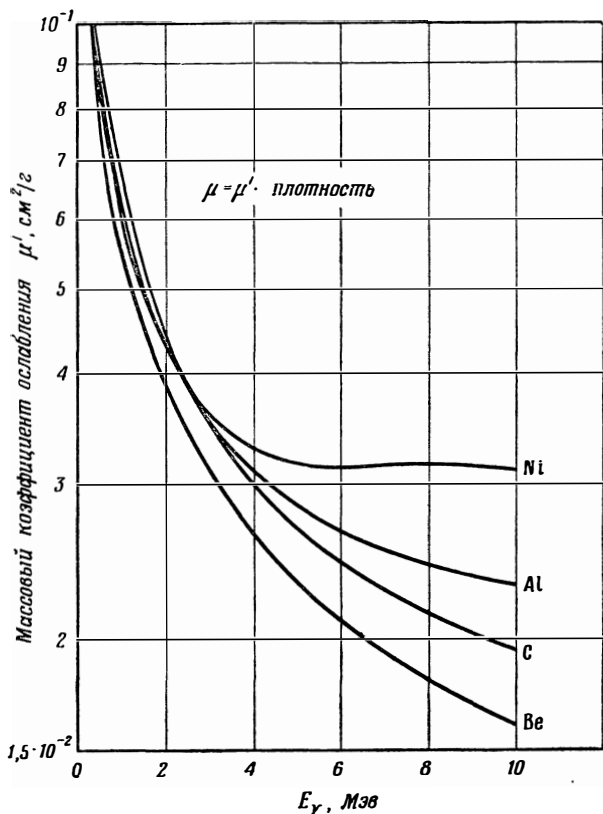
где  $\tau_a$ —коэффициент поглощения энергии данного материала. Он отличается от коэффициента ослабления  $\mu_a$  тем, что не учитывает



Фиг. 6.13. Коэффициент поглощения энергии для различных материалов [25].

комптоновского взаимодействия, представляющего собой чистый процесс рассеяния, а характеризует только уменьшение энергии и учитывает потери, обусловленные фотоэлектрическим эффектом и образованием пар. Эти коэффициенты поглощения энергии и ослабления обычно относят к плотности рассматриваемого материала;  $\tau$  и  $\mu$  измеряются в  $\text{см}^{-1}$ , а  $\tau'$  и  $\mu'$ —массовые коэффициенты поглощения—в  $\text{см}^2/\text{г}$ . При всех расчетах в качестве плотностей тех или иных материалов следует брать средние плотности с учетом пустот, которые могут быть в реакторных материалах. Как упоминалось

выше, коэффициенты взаимодействия  $\gamma$ -излучения являются функциями энергии, и, таким образом, для точных расчетов необходимо пользоваться методом групп. Однако на основании экспериментов и точных расчетов в случае целого ряда конструкций реакторов было найдено, что можно с достаточно хорошим приближением использовать коэффициенты взаимодействия, отвечающие некой



Ф и г. 6.14. Массовый коэффициент ослабления различных материалов [25].

средней энергии  $\gamma$ -квантов в интервале от 1 до 2 Мэв. На 'фиг. 6.13 и 6.14 приведены кривые энергетической зависимости коэффициентов поглощения различных материалов, представляющих интерес для строительства ракетных ядерных реакторов. Эти кривые взяты в основном из работы Мотеффа [25], содержащей сводку данных по прохождению  $\gamma$ -излучения через вещество.

Ряд более удобных и простых, хотя принципиально неточных формул для подсчета потоков  $\gamma$ -излучения и местного поглоще-

Таблица 6.4

Геометрия источника	Поток $\gamma$ -излучения		Мощность, поглощаемая в единице объема
	точное уравнение	приближенное уравнение	
<p>Пластина</p> <p><math>\lambda_0</math></p> <p><math>dV</math></p> <p>Поглотитель</p>	$\frac{I_p(Q)}{I_0} = \int_{\mu_a Q}^{\infty} \frac{B(\mu_a r) e^{-\mu_a r}}{r} dr$	$\frac{I'_p(Q)}{I_0} = B(\mu_a Q) e^{-\mu_a Q}$	$P_p(Q) = \tau_a I_p(Q) = \tau_a I'_p(Q)$
<p>Сфера или цилиндр</p> <p><math>\lambda_0</math></p> <p><math>r_0</math></p> <p><math>r</math></p> <p><math>\rho</math></p> <p>Поглотитель</p> <p><math>dV</math></p>	$\frac{I_c(Q)}{I_p(Q)} = \sqrt{\frac{r_0}{Q+r_0}}$ $\frac{I_s(Q)}{I_p(Q)} = \frac{r_0}{Q+r_0}$	$\frac{I'_c(Q)}{I'_p(Q)} = \frac{r_0}{Q+r_0}$ $\frac{I'_s(Q)}{I'_p(Q)} = \left(\frac{r_0}{Q+r_0}\right)^2$	$P_c(Q) = \tau_a I_c(Q) = \tau_a I'_c(Q)$ $P_s(Q) = \tau_a I_s(Q) = \tau_a I'_s(Q)$
Для всех геометрий	$I_0 \approx 0,03 (1 + 0,8f_\gamma) P_f \lambda_0$	$B(\mu_a Q) \approx 1 + \mu_a Q$	

ния энергии можно получить из уравнения для линейного ослабления коллимированного пучка  $\gamma$ -квантов от плоского источника, испытывающих только рассеяние «вперед». Это уравнение имеет вид

$$\frac{I_p(q)}{I_0} = B(\mu_0) e^{-\mu_0 q}. \quad (6.40)$$

Используя эту формулу для цилиндрических и сферических объемных источников, радиусы которых велики по сравнению с длиной ослабления материала источника, необходимо вводить геометрические поправочные множители, учитывающие «расхождение» пучка и равные соответственно  $r_0/(q+r_0)$  и  $[r_0/(q+r_0)]^2$ . В этом упрощенном методе следует использовать поток от эквивалентного поверхностного источника, даваемый уравнениями (6.36), (6.37) и (6.38); местная мощность, поглощаемая в единице объема, следует, как и раньше, уравнению (6.39). В табл. 6.4 показаны геометрии источников, к которым относятся эти рассуждения, и приведены точные и приближенные уравнения для потока моноэнергетических  $\gamma$ -квантов.

Расчет поглощения энергии  $\gamma$ -излучения в единице объема активной зоны более сложен, ибо он требует интегрирования функций влияния для поглощения  $\gamma$ -излучений от точечного источника (функций Грина) в пределах границ  $\gamma$ -источника. Однако довольно легко оценить тепловой эффект от  $\gamma$ -излучения в единице объема у границ активной зоны и установить верхний предел соответствующего значения для центра активной зоны. Тепловыделение в единице объема у внешней поверхности активной зоны можно рассчитать по формуле

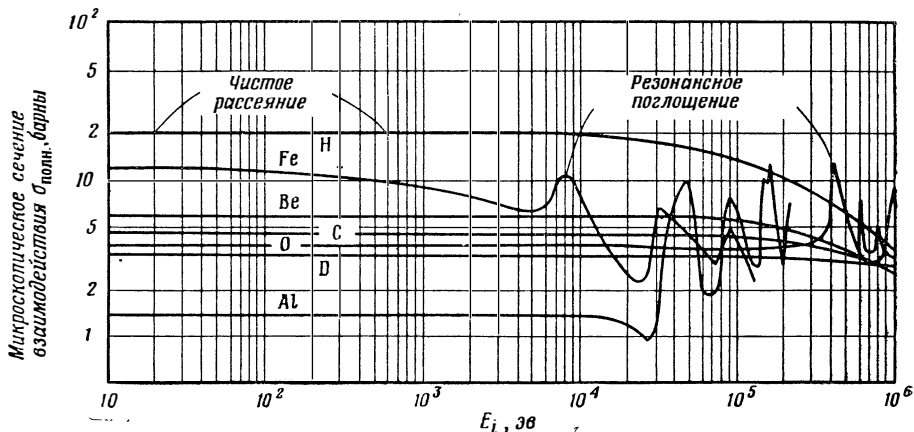
$$P_{\text{пов.}} = \frac{0,03 (1 + 0,8f_\gamma) P_f \tau_0}{\mu_0}, \quad (6.41)$$

полученной из уравнений (6.36)—(6.39); индекс 0 относится к активной зоне. Максимально возможное значение мощности внутри активной зоны, даже в случае активной зоны бесконечных размеров, дается уравнением (6.38). Оно приблизительно достигается в центре активной зоны, радиус которой велик по сравнению с пробегом для поглощения  $\gamma$ -квантов. Это максимальное значение лишь в  $2 \mu_0/\tau_0$  раз больше значения для поверхности активной зоны, даваемого уравнением (6.41).

### НЕЙТРОНЫ

Тепловыделение, обусловленное нейтронами, как уже говорилось, вызывается главным образом их замедлением. Вторичные эффекты, такие, как тепловыделение, связанное с испусканием протонов,  $\beta$ - и  $\alpha$ -частиц при реакциях  $(n,p)$ ,  $(n,\beta)$  или  $(n,\alpha)$ , играют сравнительно несущественную роль в большинстве реакторов и не будут здесь рассматриваться. Тепловой эффект вследствие погло-

щения  $\gamma$ -квантов, сопровождающих захват нейтронов, более значителен, но все же является эффектом второго порядка и находится в пределах точности, характерной для приведенных выше выражений для генерации тепла  $\gamma$ -излучением. Эти общие рассуждения, очевидно, теряют силу, если рассматривать тепловыделение в специальных реакторных материалах (например, В<sup>10</sup>, используемый в управляющих стержнях), когда оно является в основном результатом ( $n, \alpha$ )-реакции.



Ф и г. 6.15. Полные нейтронные сечения различных материалов.

Местная потеря энергии нейтронов в процессе замедления в единице объема за единицу времени может быть вычислена с помощью приближенного соотношения

$$P_n(\varrho) = \sum_n \varphi_i(\varrho) \Sigma_{si}(\varrho) \delta E_i, \quad (6.42)$$

где  $\varphi_i(\varrho)$  — поток нейтронов  $i$ -той группы в точке  $\varrho$ ;  $\Sigma_{si}(\varrho)$  — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов  $i$ -той группы в точке  $\varrho$ ;  $\delta E_i$  — потеря энергии нейтронов  $i$ -той группы при одном рассеивающем столкновении;  $n$  — число энергетических групп, используемых при расчете. Плотность рассеивающих столкновений дается произведением  $\varphi \Sigma_s$ . Для того чтобы вычислить таким путем удельную мощность тепловыделения от нейтронов, необходимо знать распределение потока для каждой энергетической группы нейтронов. Эти сведения можно получить только из многогрупповых стационарных нейтронных расчетов рассматриваемого реактора. Сечения рассеяния равны

$$\Sigma_{si}(\varrho) = N_m(\varrho) \sigma_{si}, \quad (6.43)$$

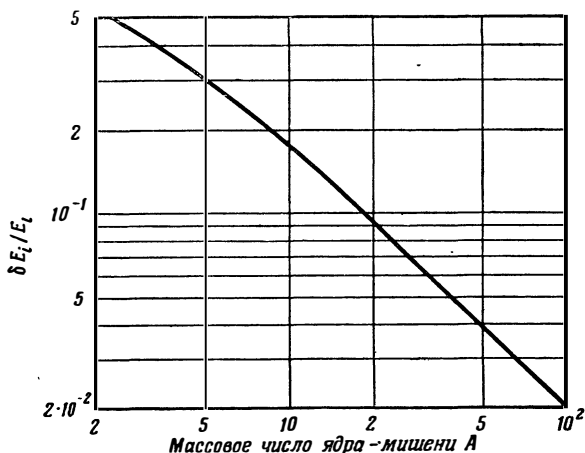
где  $N_m(\varrho)$  — ядерная плотность материала, нагреваемого нейтронами. Вклад в полное сечение взаимодействия дают главным образом

процессы рассеяния, за исключением области резонансного поглощения. На фиг. 6.15 приведены кривые энергетической зависимости этого сечения для различных материалов, представляющих интерес с точки зрения ракетных ядерных реакторов.

Потеря энергии при одном столкновении хорошо представляется для всех материалов, кроме водорода, формулой

$$\delta E_i = E_i \left[ 1 - \exp \left( - \frac{6}{3A+2} \right) \right], \quad (6.44)$$

где  $A$ —массовое число ядра, с которым сталкивается нейтрон, а  $E_i$ —средняя энергия нейтронов  $i$ -той группы. На фиг. 6.16 приведен



Ф и г. 6.16. Потеря энергии нейтронами при замедлении в зависимости от массового числа ядра-мишени.

график этой величины, которым удобно пользоваться при вычислениях. Для водорода средняя потеря энергии при одном столкновении равна

$$\delta E_{iH} = E_i \left( 1 - \frac{1}{e} \right) = 0,63E_i. \quad (6.45)$$

Зная из многогруппового расчета реактора распределение потока нейтронов различных групп, можно оценить тепловой эффект от нейтронов с помощью данных фиг. 6.15 и 6.16 и уравнений (6.42)—(6.44).

Обычно тепловой эффект от нейтронов в единице объема в большинстве хороших замедлителей того же порядка, что и тепловой эффект от  $\gamma$ -излучения. Однако в конструкционных материалах с большим атомным весом (например, в алюминии или в более

тяжелых материалах) он, как правило, ничтожен, в то время как поглощение  $\gamma$ -излучения сильнее, чем в замедлителях, и является основным источником тепла.

### Дозы излучений

Для того чтобы помочь читателю представить себе масштаб задач, связанных с сооружением защиты ракетных ядерных реакторов, в этом разделе приведены некоторые простые формулы, с помощью которых можно рассчитать мощность дозы излучения около работающего реактора в зависимости от расстояния от реактора. Единицы дозы и мощности дозы, а также предельно допустимые значения дозы для различных излучений рассмотрены в гл. 8, и здесь мы не будем останавливаться на этих вопросах. Изложение методов расчета защиты не входит в задачу настоящего раздела, поскольку с данным вопросом можно ознакомиться во многих общепринятых руководствах по ядерной технике [3, 4, 26, 29]. Рассматриваемые здесь методы могут быть использованы для определения размеров и типа защиты, необходимой для удовлетворения тех или иных определенных условий в отношении мощности дозы при испытании реактора. Следует иметь в виду, что полностью экранировать ракетный ядерный реактор, даже при наземном испытании, фактически невозможно, ибо необходимо оставлять незащищенным большое пространство с одной стороны активной зоны и большое отверстие в корпусе высокого давления реактора для выпуска истекающего из реактора горячего газа (рабочего тела). Трудности, связанные с экранированием реактора рассматриваемого назначения, очевидны и носят принципиальный характер, поскольку ракетный атомный двигатель должен обладать достаточно малым весом, чтобы имело смысл его применять, а защитные экраны, как известно, тяжелы.

Уровень рабочей мощности ракетного реактора настолько высок (тысячи мегаватт), что мощность дозы у поверхности корпуса реактора во много раз больше предельно допустимых значений. Поэтому определение мощности дозы на внешней поверхности реактора или непосредственно за ее пределами не представляет большого интереса. Мощность дозы на больших расстояниях, наоборот, важно знать, поскольку эффект убывания интенсивности излучения с расстоянием по закону обратных квадратов является мощным «средством» защиты, и можно снизить дозу облучения до допустимых значений путем простого увеличения расстояния от реактора до местонахождения людей. На расстояниях от реактора, больших по сравнению со средним свободным пробегом для взаимодействия нейтронного или  $\gamma$ -излучений в реакторе, последний можно рассматривать как точечный источник излучения. В настоящем разделе везде используется такое приближение.



### γ-ИЗЛУЧЕНИЕ

Поток  $\gamma$ -квантов от точечного источника, в котором происходит реакция деления, мощностью  $P_r$ , *Мвт* дается формулой

$$\Phi_\gamma(r) = \frac{3,4 \cdot 10^{16}}{4\pi} \frac{P_r}{r^2 A_s} \frac{E_\gamma^0}{E_\gamma}, \quad (6.46)$$

где  $\Phi_\gamma$  — поток  $\gamma$ -квантов, *квант/см<sup>2</sup>·сек*;  $r$  — расстояние между источником и приемником, *см*;  $E_\gamma^0$  — полная энергия  $\gamma$ -квантов, освобождаемая при одном акте деления, *Мэв*;  $E_\gamma$  — средняя энергия  $\gamma$ -кванта, *Мэв*;  $A_s$  — фактор ослабления, который будет рассмотрен ниже. Из предыдущего раздела следует, что полная освобождаемая энергия  $\gamma$ -квантов зависит от доли распадных  $\gamma$ -квантов, образовавшихся во время работы реактора, и дается приближенной формулой

$$E_\gamma^0 = 10(1 + 0,8f_\gamma). \quad (6.47)$$

Выражение для перехода от потока  $\gamma$ -квантов к мощности дозы имеет вид

$$D_\gamma = \frac{\Phi_\gamma E_\gamma}{5,6 \cdot 10^5} \text{ (фэр/час или рад/час)}. \quad (6.48)$$

Комбинируя эти три выражения, получим формулу для мощности дозы  $\gamma$ -излучения

$$D_\gamma(r) = 4,8 \cdot 10^{10} (1 + 0,8f_\gamma) \frac{P_r}{r^2 A_s} \text{ (фэр/час или рад/час)}. \quad (6.49)$$

Параметр  $A_s$  — это эффективный фактор ослабления  $\gamma$ -излучения в результате рассеяния в воздухе и (или) экранирования (т. е. поглощения) в зависимости от обстоятельств, который определяется формулой

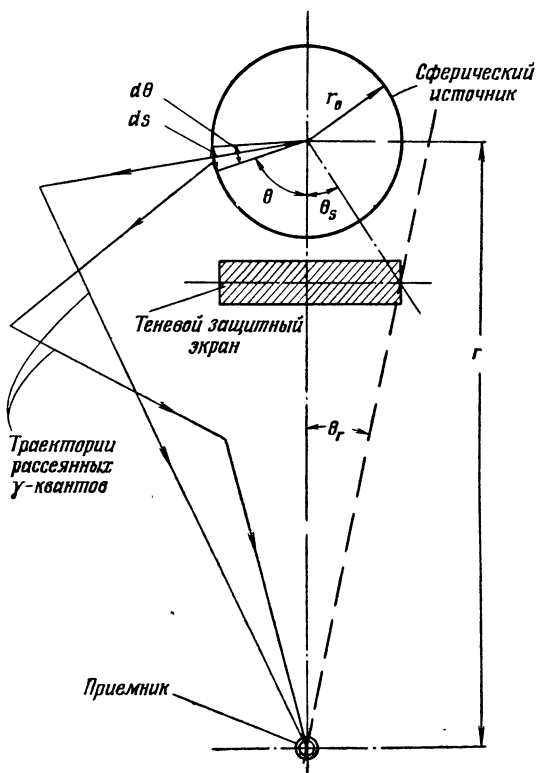
$$A_s = \prod_1^n A_{s_i} = A_{s_1} A_{s_2} \dots A_{s_i} \dots A_{s_n}, \quad (6.50)$$

где  $A_{s_i}$  — фактор ослабления, вызванного  $i$ -м способом ослабления из общего числа  $n$  способов. Например, часть  $\gamma$ -квантов, генерированных в процессе деления в активной зоне, поглощается в активной зоне ( $A_{s_1}$ ); некоторые из  $\gamma$ -квантов, выходящих из активной зоны, поглощаются в отражателе ( $A_{s_2}$ ) и в корпусе реактора ( $A_{s_3}$ ); поток  $\gamma$ -квантов, выходящих за пределы корпуса, ослабляется вследствие поглощения в воздухе ( $A_{s_4}$ ) и в любой конструкции ( $A_{s_5}$ ), окружающей реактор или персонал, который участвует в испытании. Факторы  $A_{s_i}$ , связанные с поглощением в тех или иных материалах, даются приближенной формулой

$$A_{s_m} = \frac{e^{\mu_m s}}{1 + \mu_m s}, \quad (6.51)$$

где  $\mu_m$  и  $s$ —соответственно коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения и толщина или длина по прямой внутри рассматриваемого материала.

В случае применения «теневого» защиты (экранирование от прямого излучения) необходимо учесть эффект рассеяния излучения воздухом; при расчете используется схема, показанная на фиг. 6.17.



Ф и г. 6.17. Рассеяние  $\gamma$ -излучения воздухом при теновом экранировании.

Теневой защитный экран стягивает углы  $2\theta_s$  и  $2\theta_r$  с вершинами соответственно в центре источника и приемника. Предполагается, что расстояние между источником и экраном меньше одного пробега для рассеяния  $\gamma$ -квантов в окружающей среде (обычно в воздухе), а расстояние между экраном и приемником больше указанной величины на отрезок произвольной длины, так что  $\theta_s$  всегда больше  $\theta_r$ . По определению, теневой экран всегда стягивает угол  $2\theta_r$ , достаточно большой, чтобы точечный приемник не мог непосредственно «видеть» источник, т. е. чтобы поток излучения по прямой линии между источником и приемником был невозможен. Очевидно,

что в вакууме теньевое экранирование может обеспечить полную защиту, поскольку приемника может достигать лишь прямое излучение от источника. В воздухе  $\gamma$ -кванты, испущенные из источника под углами  $\theta > \theta_s$  (т. е. не попадающие в экран), взаимодействуют с атомами воздуха и рассеиваются в направлении к приемнику.

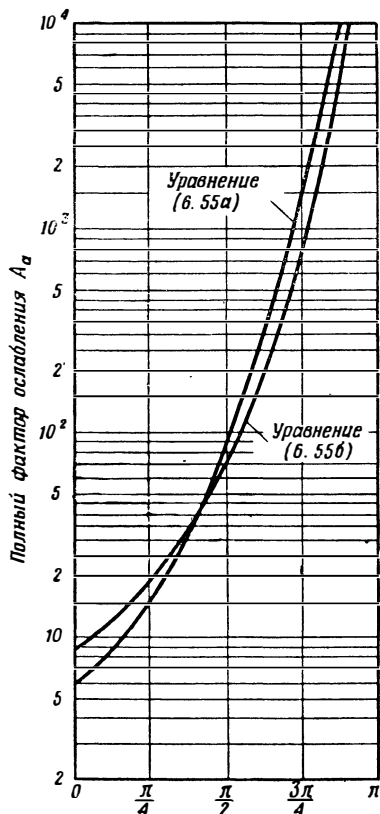
Мощность дозы, обусловленной этими рассеянными  $\gamma$ -квантами, значительно уменьшена по сравнению с соответствующим значением в отсутствие теньевой защиты. Это связано с двумя причинами:

1) полная мощность источника уменьшена в число раз, равное отношению телесного угла, остающегося за пределами защитного экрана (каким он виден из источника), к полному телесному углу  $4\pi$ ;

2) несколько первых рассеивающих столкновений  $\gamma$ -квантов в воздухе сильно уменьшают их энергию; таким образом,  $\gamma$ -кванты, испускаемые с «тыльной» по отношению к приемнику стороны реактора значительно менее эффективны, чем те, которые выходят из реактора с боков.

Точный расчет процесса рассеяния в воздухе сложен и утомителен. Для большинства целей достаточно оценить общий фактор ослабления  $A_a$  с помощью функций ослабления, приближенно учитывающих угловую зависимость.

Ф и г. 6.18. Полный фактор ослабления  $\gamma$ -излучения вследствие рассеяния в воздухе при теньевом экранировании источника.



Половина угла, стягиваемого теньевым защитным экраном,  $\theta_s$

Две такие приближенные формулы для функции ослабления имеют вид

$$F_1(\theta) = \frac{20^{\cos\theta}}{20} \quad (6.52a)$$

$$F_2(\theta) = 20^{-20/\pi}, \quad (6.52b)$$

где  $\theta$  — угол с вершиной в центре источника, образованный осью источник — приемник и отрезком прямой, соединяющей центр

источника с элементом  $dS$  излучающей поверхности. Заметим, что эффективный источник, согласно предположению, представляет собой сферу радиуса  $r_0$ , большего, чем наружный радиус реактора на величину, не превышающую нескольких средних свободных пробегов для взаимодействия  $\gamma$ -квантов в реакторе. Доля площади поверхности источника, отвечающей единичному телесному углу, равна

$$\frac{dS}{S_{\text{полн.}}} = \frac{2\pi r_0^2 \sin \theta d\theta}{4\pi r_0^2} = \frac{\sin \theta d\theta}{2}. \quad (6.53)$$

Полное ослабление, обусловленное рассеянием в воздухе, прямо пропорционально местной плотности воздуха, так что полный фактор ослабления в случае теневого защитного экрана, стягивающего конус с вершиной в центре источника и углом раствора  $2\theta_s$ , дается формулой

$$A_a = \frac{Q_0/Q_a}{\int_{\theta_s}^{\pi} F(\theta) \frac{dS}{S_{\text{полн.}}}}, \quad (6.54)$$

где  $Q_0/Q_a$  — отношение плотности воздуха на уровне моря к плотности воздуха в данной точке. Используя функции ослабления, даваемые уравнениями (6.52), получим для полного фактора ослабления выражение

$$A_{a_1} = \frac{40 \ln 20}{20^{\cos \theta_s} - 20^{-1}} \frac{Q_0}{Q_a} \quad (6.55a)$$

или

$$A_{a_2} = \frac{Q_0}{Q_a} \frac{2 \left[ \frac{4}{\pi^2} (\ln 20)^2 + 1 \right]}{20^{-2} + 20^{-2\theta_s/\pi} \left[ \frac{2}{\pi} (\ln 20) \sin \theta_s + \cos \theta_s \right]}. \quad (6.55b)$$

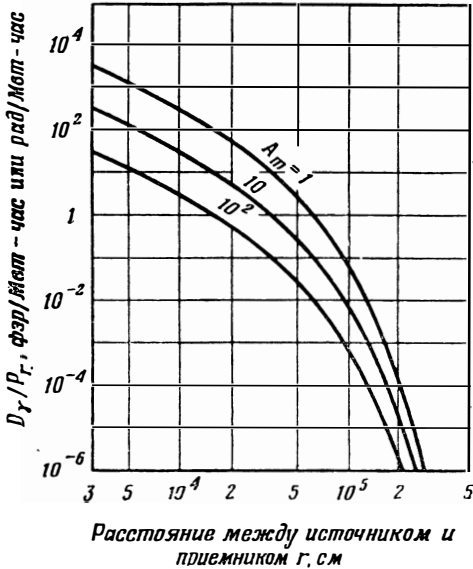
Для удобства эти факторы представлены в виде графиков на фиг. 6.18. Графики отчетливо показывают, что большие преимущества в смысле снижения дозы облучения дает применение «бесконечно» поглощающего теневого защитного экрана. Заметим, что обе различные функции ослабления дают результаты, удовлетворительно согласующиеся друг с другом, во всяком случае в пределах погрешностей, данных для коэффициентов поглощения, и ошибок, обусловленных самим приближенным характером метода расчета. При этом совершенно правильно считать, что оценка дозы излучения с точностью до множителя 2 является хорошей или, во всяком случае, приемлемой.

При применении полной защиты от прямого излучения между реактором и точечным приемником всегда следует включать в  $A_s$  фактор ослабления вследствие рассеяния в воздухе. Заметим также, что, если реактор работает на близком расстоянии от земли, необ-

ходимо уменьшить дозу почти в 2 раза, чтобы учесть, что часть  $\gamma$ -квантов, испускаемых или рассеиваемых вниз, поглощается в нижнем полупространстве. Следовательно, здесь мы имеем

$$A_{s_0} = 2. \quad (6.56)$$

Комбинируя уравнения (6.51) и (6.56) с уравнениями (6.49) и (6.50), получим следующую формулу для мощности дозы  $\gamma$ -излучения от сферически симметричного и (или) симметрично экрани-



Ф и г. 6.19. Мощность дозы  $\gamma$ -излучения, отнесенная к мощности реактора, от симметричного источника (реактора) на уровне моря.

рованного источника (тенивое экранирование исключается):

$$\frac{A_m D_\gamma(r)}{P_r} = 2,4 \cdot 10^{10} (1 + \mu_a r) (1 + 0,8 f_\gamma) \frac{e^{-\mu_a r}}{r^2} \text{ фэр/Мвт-час}. \quad (6.57)$$

В этой формуле  $A_m$  — полный фактор ослабления за счет поглощения в материале, симметрично размещенном вокруг активной зоны реактора, которая рассматривается здесь как точечный источник, и точечного приемника (например, внутренней части зала управления реактором) или только вокруг приемника. Коэффициент ослабления  $\gamma$ -квантов с энергией 1—2 Мэв в воздухе дается приближенной формулой

$$\mu_a = 5,5 \cdot 10^{-5} \frac{\rho_a}{\rho_0} \text{ см}^{-1}. \quad (6.58)$$

На фиг. 6.19 приведены кривые мощности дозы  $\gamma$ -излучения, отнесенной к мощности реактора, в воздухе на уровне моря в пределах расстояний между источником и приемником, представляющих практический интерес. Кривые рассчитаны с помощью указанной выше формулы в предположении 50%-ной  $\gamma$ -активности насыщения, т. е. при  $f_\gamma=0,5$ .

### БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ

Поток быстрых нейтронов от точечного источника, в котором происходит реакция деления, дается приближенной формулой

$$\Phi_{nf}(r) = \frac{3,4 \cdot 10^{16}}{4\pi} \frac{P_r f_n}{r^2 B_s}, \quad (6.59)$$

где  $f_n$ —эффективный коэффициент утечки быстрых нейтронов из реактора, равный числу быстрых нейтронов утечки на один акт деления, а  $B_s$ —эффективный фактор ослабления быстрых нейтронов на пути от источника до приемника вследствие рассеяния в воздухе и поглощения. Так же как в случае расчета мощности дозы  $\gamma$ -излучения, полный фактор ослабления принимается равным произведению отдельных факторов, отвечающих всем видам ослабления потока на пути от внешней поверхности реактора до точечного приемника, т. е.

$$B_s = \prod_1^n B_{s_i}. \quad (6.60)$$

Так же как в случае  $\gamma$ -излучения, большая часть быстрых нейтронов, испускаемых или рассеиваемых вниз, при работе реактора на уровне земли поглощается; следовательно, в окончательное уравнение для мощности дозы необходимо ввести коэффициент, приближающийся к

$$B_{s_1} = 2. \quad (6.61)$$

Выражение для перехода от потока быстрых нейтронов к мощности дозы имеет вид

$$D_{nf} = 1,62 \cdot 10^{-3} \Phi_{nf} \text{ фэр/час или рад/час.} \quad (6.62)$$

Таким образом, получаем следующую формулу для дозы быстрых нейтронов:

$$D_{nf}(r) = 4,4 \cdot 10^{12} \frac{P_r f_n}{r^2 B_s} \text{ фэр/час или рад/час.} \quad (6.63)$$

Ослабление быстрых нейтронов внутри корпуса высокого давления реактора включено в коэффициент  $f_n$  — утечку быстрых нейтронов на один акт деления. Этот коэффициент зависит главным образом от замедляющих и поглощающих свойств материалов

активной зоны и отражателя (если последний имеется) и дается в диффузионно-возрастном приближении формулой

$$f_n = 1 - e^{-B^2\tau_{\text{тепл.}}} \quad (6.64)$$

В табл. 6.2 приведены значения  $\tau_{\text{тепл.}}$  для различных материалов, которые могут найти применение в реакторах ракетных двигателей.

Расчеты на основе общепринятых данных о сечениях [30] указывают, что средний свободный пробег для рассеяния быстрых нейтронов ( $0,01 < E_n < 5,0 \text{ МэВ}$ ) в воздухе равен приблизительно 150 м. Таким образом, в случае практически изотропного рассеяния можно достигнуть некоторого уменьшения дозы нейтронного облучения, если направление основного пути утечки нейтронов проходит вдали от приемника. Для несимметрично экранированного источника, снабженного лишь теневой защитой от прямого излучения, это уменьшение дозы вследствие рассеяния в воздухе приближенно учитывается множителем  $2Q_0/Q_a$ , который должен быть в этом случае включен в  $B_s$ .

Помимо эффекта рассеяния воздухом и уменьшения потока быстрых нейтронов вследствие замедления в реакторе, доза быстрых нейтронов ослабляется в результате замедления и поглощения в воздухе и в любом другом материале, размещенном симметрично вокруг источника или точечного приемника. Надлежащий фактор ослабления дается формулой

$$B_{s_m} = e^{\Sigma_r m r}, \quad (6.65)$$

где  $\Sigma_r m$  — эффективное сечение выведения быстрых нейтронов из пучка для рассматриваемого материала.

Комбинируя уравнения (6.61), (6.63) и (6.65), получим следующую формулу для мощности дозы быстрых нейтронов от сферически симметричного или симметрично экранированного реактора, окруженного воздухом:

$$\frac{B_m D_{nf}(r)}{P_r} = 2,2 \cdot 10^{12} f_n \frac{e^{-\Sigma_r a r}}{r^2} \text{ фэр/Мвт-час}, \quad (6.66)$$

где  $B_m$  — полный фактор ослабления вследствие выведения быстрых нейтронов из пучка материалом, размещенном симметрично вокруг источника (реактора) или приемника. Подсчет на основе общепринятых данных [30] о сечениях рассеяния быстрых нейтронов и сечениях поглощения тепловых нейтронов показывает, что для замедления большинства нейтронов до тепловых энергий и поглощения они должны пройти в воздухе на уровне моря путь длиной около 300 м. Таким образом, эффективное сечение выведения нейтронов из пучка определяется приближенной формулой

$$\Sigma_{r_a} = 3 \cdot 10^{-5} \frac{Q_t}{Q_0} \text{ см}^{-1}. \quad (6.67)$$

На фиг. 6.20 приведены кривые мощности дозы быстрых нейтронов, отнесенной к мощности реактора, в воздухе на уровне моря в зависимости от расстояния между источником и приемником.

Кривые рассчитаны, исходя из указанного значения сечения [уравнение (6.67)] в предположении, что коэффициент утечки быстрых нейтронов  $f_n = 0,1$ .

### ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ

На расстояниях, близких к источнику, поток нейтронов, как и раньше, определяется формулой

$$\Phi_{n \text{ тепл.}} = \frac{3,4 \cdot 10^{16}}{4\pi} \frac{P_T f_{\text{тепл.}} (1 - f_n)}{r^2 C_s} \quad (6.68)$$

Здесь  $C_s$  — полный фактор ослабления потока тепловых нейтронов на пути между источником и приемником, равный!

$$C_s = \prod_1^n C_{s_i}, \quad (6.69)$$

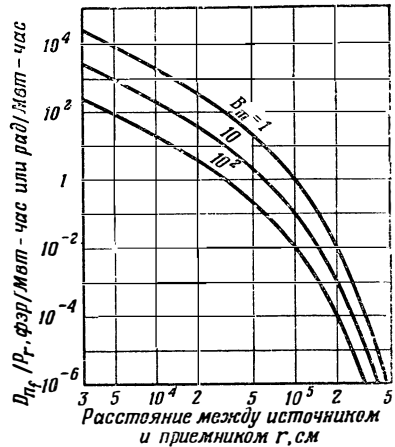
где  $n$  — число последовательных способов ослабления потока. Множитель  $1 - f_n$  в уравнении (6.68) — это просто максимальное число тепловых нейтронов, которые могут образоваться от одного избыточного быстрого нейтрона на один акт деления в активной зоне. Для того чтобы определить число тепловых нейтронов утечки на один акт деления, нужно умножить указанный множитель на вероятность утечки тепловых нейтронов  $f_{\text{тепл.}}$ . В диффузионно-возрастном приближении она равна

$$f_{\text{тепл.}} = \frac{L^2 B^2}{1 + L^2 B^2} \quad (6.70)$$

Таким образом, полное число тепловых нейтронов утечки на один акт деления равно

$$f_{\text{тепл.}} (1 - f_n) = \frac{L^2 B^2}{1 + M^2 B^2} \quad (6.71)$$

Взаимодействие тепловых нейтронов с тканями человеческого тела носит очень сложный характер. Оно протекает путем множества ядерных реакций, возникающих при захвате тепловых нейтронов



Фиг. 6.20. Мощность дозы быстрых нейтронов, отнесенная к мощности реактора, от симметричного источника (реактора) на уровне моря.



составными элементами тела (см. гл. 8). Поэтому невозможно указать «правильный» коэффициент для перехода от потока тепловых нейтронов к дозе в единицах дозы поглощенного излучения, отнесенной к 1 часу (или  $\phi_{\text{эр/час}}$ ), которые использовались раньше для  $\gamma$ -квантов и быстрых нейтронов. Для наших целей вполне подойдет приближенное переводное соотношение

$$D_n \text{ тепл.} \approx 10^{-4} \phi_n \text{ тепл.} \phi_{\text{эр/час}} \text{ или } \text{рад/час.} \quad (6.72)$$

Если реактор расположен на уровне земли, то вследствие ослабления из-за поглощения в нижнем полупространстве (земле) эффективная доза снижается почти в 2 раза, так что

$$C_{s_1} = 2. \quad (6.73)$$

Фактор ослабления потока вследствие поглощения тепловых нейтронов поглотителями, расположенными симметрично вокруг источника или приемника, приближенно следует экспоненциальному закону

$$C_{s_m} = e^{\Sigma_r m t}, \quad (6.74)$$

где  $\Sigma_{r_m}$  — эффективное сечение выведения тепловых нейтронов из пучка в  $m$ -ом материале толщиной  $t$ . Это уравнение справедливо для поглощения в воздухе, а также для собственно поглотителей; в случае поглощения в воздухе толщина поглотителя равна просто  $r - r_s$ , где  $r_s$  — эффективный радиус источника тепловых нейтронов, принятый равным радиусу, оканчивающемуся в точке первого столкновения нейтрона по выходе из реактора.

Сечение рассеяния воздуха для тепловых нейтронов приблизительно в 4 раза больше, чем для быстрых. Поэтому перенос тепловых нейтронов в пространстве между реактором и приемником, начиная от точки, где происходит первое столкновение, определяется главным образом процессом диффузии, а не прямолинейным движением, как это приблизительно имеет место в случае  $\gamma$ -квантов и быстрых нейтронов. Ослабление потока тепловых нейтронов, обусловленное геометрическим фактором, характеризуется, таким образом, коэффициентом вида  $1/r$ , а не  $1/r^2$ . Принимая во внимание это обстоятельство и комбинируя уравнения (6.68), (6.72), (6.73) и (6.74), получим следующее уравнение для дозы тепловых нейтронов:

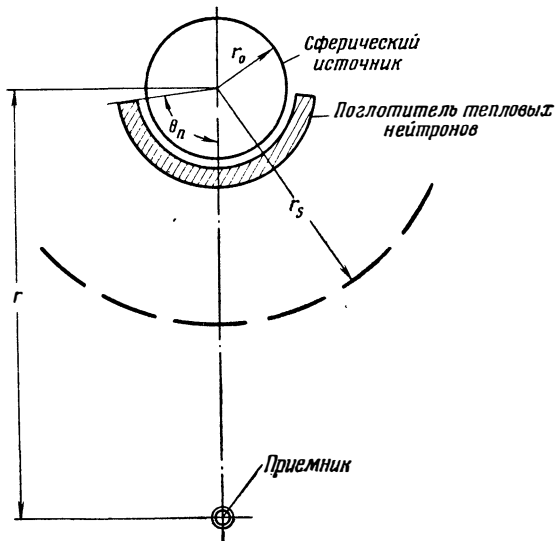
$$\begin{aligned} \frac{C_m D_n \text{ тепл.} (r)}{P_r} = \\ = 1,35 \cdot 10^{11} f_{\text{тепл}} (1 - f_n) \frac{e^{-\Sigma_r a (r - r_s)}}{r r_s} \phi_{\text{эр/Мвт-час.}} \end{aligned} \quad (6.75)$$

В случае поглотителей, расположенных симметрично относительно оси источник—приемник на близком расстоянии от реактора,

как показано на фиг. 6.21, эффективная доза тепловых нейтронов уменьшается в

$$C_{s_2} = \frac{2}{1 + \cos \theta_n} \quad (6.76)$$

раз. Это связано с уменьшением эффективной излучающей поверхности источника. В противоположность тому, как это имеет место для  $\gamma$ -излучения, заметного ослабления потока тепловых нейтронов вследствие рассеяния в воздухе на большие углы не происходит.



Ф и г. 6.21. Теневая защита от тепловых нейтронов с близким расположением экрана к источнику.

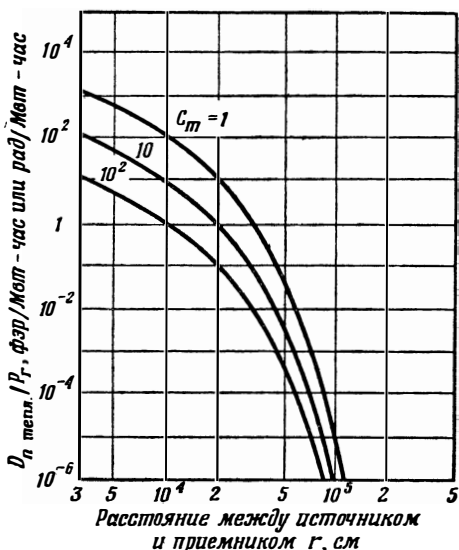
Поэтому применение теневых экранов с осевой симметрией не дает таких больших преимуществ с точки зрения защиты от тепловых нейтронов, как с точки зрения защиты от  $\gamma$ -квантов. Тем не менее соответствующий фактор ослабления следует всегда учитывать при применении такого экранирования.

Сечение поглощения воздуха для тепловых нейтронов приблизительно в 6—10 раз больше, чем для быстрых. Длина  $e$ -кратного ослабления интенсивности потока (длина релаксации, или длина диффузии) в воздухе на уровне моря составляет (на основе общепринятых данных о сечениях [30]) около 60,00 м. Поэтому эффективное сечение выведения тепловых нейтронов из пучка приблизительно равно

$$\Sigma_{ra} = 1,6 \cdot 10^{-4} \frac{Q_a}{Q_0} \text{ см}^{-1}. \quad (6.77)$$

Расстояние до точки, где происходит первое столкновение, равно  $r_s = 30,00$  м.

На фиг. 6.22 показаны кривые мощности дозы тепловых нейтронов в воздухе на уровне моря, отнесенной к мощности реактора.



Фиг. 6.22. Мощность дозы тепловых нейтронов, отнесенная к мощности реактора, от симметричного источника (реактора) на уровне моря.

Эти кривые были рассчитаны, исходя из приведенных значений в предположении, что коэффициенты утечки тепловых и быстрых нейтронов одинаковы и равны  $f_{\text{тепл.}} = f_n = 0,1$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Глесстон С., Эдлунд М., Основы теории ядерных реакторов, ИЛ, 1955.
2. Меррей Р. Л., Физика ядерных реакторов, Атомиздат, 1959.
3. Ядерные реакторы. Физика ядерных реакторов, ИЛ, 1957
4. Стефенсон Р., Введение в ядерную технику, Гостехиздат, 1956
5. Thompson A. S., Rodgers O. E., Thermal Power from Nuclear Reactors, chaps. 1—3, John Wiley, New York, 1957.
6. Судак Г., Кэмпбелл Е., Элементарная теория котла, УФН, 42, 93 (1950).

7. Charpie R. A. et al. (eds.), Physics and Mathematics, chap. 7, Progress in Nuclear Energy ser. 1, vol. I McGraw-Hill, New York, 1956.
8. Майне А. Дж., Monte Carlo Methods for Solving Neutron Problems, *AWRE* Rept. 0—18/55, UKAEA, July 18, 1955.
9. Подгор С., Веач Л. А., Monte Carlo Reactor Calculation, *NRL* Rept. 4673, Naval Research Laboratory, December 9, 1955.
10. Калос М. Н., Герберт С., Monte Carlo Solves Reactor Problems, *Nucleonics*, 15 (5), 64 (1957).
11. Меррей Р. Л., Физика ядерных реакторов, разд. 104, Атомиздат, 1959.
12. Милес Ф. Т., Соодак Н., Nomogram for the Critical Equation, *Nucleonics*, 11 (1), 66 (1953).
13. Прохаммер Ф. Г., A Comparison of One-dimensiona Critical Mass Computations with Experiments for Completely Reflected Reactors, *ORNL-2007*, Oak Ridge National Laboratory, March 16, 1956.
14. Ламарш Дж., Стюарт С. Р., A Two-group Reactor Card Program for a Small Digital Computer, *BNL* Rept. 378 (T-69), Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, May 1956.
15. Глестон С., Эдлунд М., Основы теории ядерных реакторов, стр. 278, ИЛ, 1955.
16. Спунер Р. В., Using a Reactor Simulator for Design Analysis, *Nucleonics*, 12 (4), 36 (1954).
17. Байлу Дж. Г., Пейрс Р. М., Method of Studying Multiregion Reactors with an Analog Computer, *CRRP-606*, Atomic Energy of Canada, April 6, 1956.
18. Радовский А., Бродский Р., A Bibliography of Available Digital Computer Codes for Nuclear Reactor Problems, *AECU-3078*, Naval Reactor Branch, Division of Reactor Development, USAEC, October 14, 1955.
19. Nuclear Codes Group Newsletter, nos. 1 and 2, AEC Computing Facility, New York University, New York, 1956.
20. Сафонов Г., Notes on Multi-group Techniques for the Investigation of Neutron Diffusion, *R-233*, RAND Corporation Santa Monica, Calif., January 1, 1952.
21. Сафонов Г., Survey of Reacting Mixtures Employing  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$ , and  $U^{233}$  for Fuel and  $H_2O$ ,  $D_2O$ , C, Be, and BeO for Moderator, *R-259*, RAND Corporation, Santa Monica, Calif., January 8, 1954.
22. Сафонов Г., Critical Mixtures of  $U^{235}$ —Be—C Systems, *RM-1581*, RAND Corporation, Santa Monica, Calif., July 15, 1955.
23. Сафонов Г., The Criticality and Some Potentialities of «Cavity» Reactors (Abridged), *RM-1835*, RAND Corporation, Santa Monica, Calif., July 17, 1955.
24. Аш М., Solutions of the Reactor Kinetics Equations for Timedependent Reactivities, *UCRL-4622*, University of California Radiation Laboratory, Livermore, Calif., December 14, 1955.
25. Мотэфф Дж., Miscellaneous Data for Shielding Calculations, *APEX-176*, *ANPD*, p. 72, General Electric Company, Cincinnati, Ohio, December 1, 1951.
26. Глэстон С., Principles of Nuclear Reactor Engineering, sec. 10.78-10.79, p. 600, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1956.
27. См. [25], стр. 74.
28. См. [26], гл. IX и X.
29. Ядерные реакторы. Защита ядерных реакторов ИЛ, 1958.
30. Хьюз Дж. Дж., Харвэй Дж. А., Neutron Cross-sections, *BNL-325*, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, July 1, 1955, and subsequent supplements.

## СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ

В принципе управление ядерным реактором осуществляется сравнительно просто: контролируя процесс деления, можно получить любой уровень мощности. Однако на практике все факторы, влияющие на процесс деления, как-то: распределение нейтронов по энергиям, зависимость от температуры сечений поглощения и деления, изменения геометрии конструкции активной зоны и эффективности управляющих стержней—усложняют задачу. В случае использования ядерных реакторов для ракет возникают дополнительные требования, такие, как достижение рабочих условий в возможно более короткие отрезки времени, чтобы сберечь рабочее тело (теплоноситель), а также изменение тяги двигателя по специальной программе для надлежащего наведения ракеты. Эти дополнительные требования вносят дальнейшие осложнения. Само собой разумеется, что полное и исчерпывающее рассмотрение проблемы управления нельзя дать в одной главе. Поэтому ниже представлены общие принципы и методы, используемые при анализе и проектировании систем управления, а для детального ознакомления с этим вопросом читатель отсылается к превосходным источникам [1,2].

В настоящей главе рассматриваются: 1) типовая система ядерного ракетного двигателя, 2) некоторые математические методы анализа систем управления, 3) использование методов электрического моделирования, 4) предъявляемые к системе рабочие требования и 5) описание приборов управления уровнем мощности реактора.

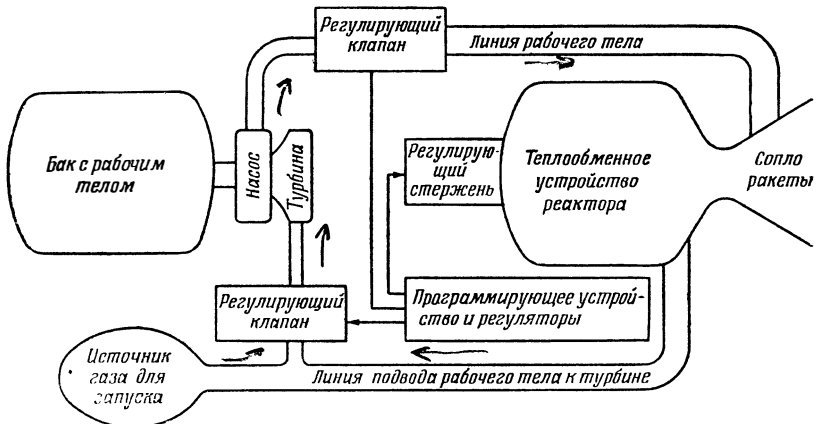
### 7.1. ТИПОВАЯ СИСТЕМА ЯДЕРНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

При проектировании любой системы управления необходимо рассматривать влияние каждого элемента на другой и на всю систему в целом. Взаимное влияние конструктивных отклонений на устойчивость системы и на управление, расхода рабочего тела—на положение центра тяжести ракеты, высоты и ускорений—на требования, предъявляемые к тяге двигателя, а также влияние торможения—это некоторые из видов взаимодействий, которые могут существовать в реальной системе. В тех случаях, когда необходимо программное

управление тягой, система управления двигателем (насосы, турбины, источник сжатого газа и контроль высоты) должна быть также включена в общую систему наведения. Однако на практике, прежде чем попытаться анализировать всю систему в целом, необходимо изучить поведение каждой подсистемы в отдельности. Поскольку характеристики системы наведения, так же как аэродинамика корпуса ракеты и конструкционные характеристики, будут различными для каждой конкретной конструкции, а также будут зависеть от характера полезного груза и его назначения, то в данном разделе невозможно произвести рассмотрение подобных подсистем. Вместо этого мы ограничимся изучением того, что может включать в себя типовая система управления ядерной ракетной силовой установкой, не забывая о том, что это только часть общей задачи управления.

### Основные элементы

Основными элементами ядерной ракетной силовой установки являются: насосная система подачи рабочего тела, включая регулирующие клапаны, турбонасосный привод со своим газотурбинным источником питания, ядерный источник тепла с теплообменным



Ф и г. 7.1. Основные элементы ядерной ракетной силовой установки.

устройством и сопло ракеты. Поскольку работа системы будет зависеть от меняющихся во времени характеристик элементов, то к этим основным элементам следует добавить программирующее устройство и некоторые регуляторы. На фиг. 7.1 показана схема расположения этих основных элементов. Рабочее тело содержится в баках под давлением и подается на всасывающую сторону насоса за счет давления в баках. Турбонасосная система состоит из источ-

ника газа для газовой турбины, регулирующего клапана, газовой турбины и насоса для прокачки рабочего тела. Для осуществления запуска системы необходим отдельный источник сжатого газа для турбины, но и после того, как система начала работать, часть рабочего тела, нагреваемого в реакторе, отводится и используется для питания турбины. От насоса рабочее тело, имеющее низкую температуру, прежде чем пройти через теплообменные устройства активной зоны и истечь из сопла, сначала используется для регенеративного охлаждения сопла и реактора, находящегося под давлением. Характеристики турбины насоса, трубопроводов, клапанов, реактора, его теплообменных устройств и сопла в установившемся режиме в значительной степени фиксированы конструкционными ограничениями, накладываемыми термодинамикой, ядерной физикой и химией. Все же некоторая свобода вариации параметров обеспечивается типом выбранного регулятора и положением точки регулирования. Регулятор должен рассчитываться на компенсацию допусков, которые присущи заданным элементам, и на удовлетворение требований, предъявляемых к характеристикам системы в неустановившемся режиме.

### Характеристики

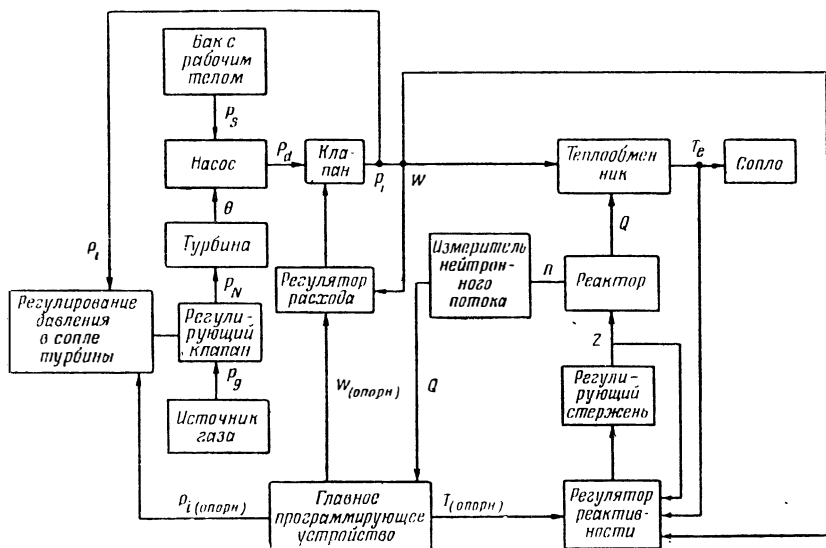
Для установления критерия оценки характеристик любой системы нужно определить ее поведение в статическом и динамическом режимах. Требования, предъявляемые к статическим характеристикам, связаны с абсолютной устойчивостью системы, т. е. конструкция должна обеспечить баланс между вырабатываемой и потребляемой мощностями при определенных рабочих условиях. Очевидно, что система должна обладать статической устойчивостью, прежде чем можно будет рассматривать ее динамические характеристики. Требования динамической устойчивости определяются видом переходного процесса, которым реагирует система на изменение некоторого опорного входного сигнала, и способностью системы компенсировать возмущения. Вообще, критериями оценки динамических свойств являются: максимальное время реакции (время регулирования), максимальное перерегулирование и максимальная ошибка в установившемся режиме. Так как эти критерии иногда могут быть чрезвычайно жесткими, то требуется тщательное исследование и анализ системы. Для того чтобы предпринять это исследование, сначала нужно определить динамические характеристики элементов системы.

### Динамика системы

Для динамического анализа системы, показанной на фиг. 7.1, удобно представить эту систему в виде блок-схемы. В некоторых случаях бывает даже необходимо представить один элемент серией

блоков, каждый из которых описывает отдельные физические характеристики элемента. На фиг. 7.2 показана блок-схема, эквивалентная ранее рассмотренной системе, а табл. 7.1 содержит уравнения динамики, которые описывают поведение различных элементов.

Общее управление системой осуществляется регулированием мощности реактора путем изменения расхода рабочего тела и давления, а также положения регулирующего стержня. Это осуществляется при помощи главного программирующего устройства, на



Ф и г. 7.2. Блок-схема системы управления ракетой с атомным двигателем

которое подаются сигналы от счетчика нейтронов, определяющие уровень мощности реактора. В свою очередь программирующее устройство вырабатывает опорные сигналы для регулятора расхода потока рабочего тела, регулятора давления рабочего тела на входе в сопло турбины и регулятора температуры рабочего тела на входе в сопло ракеты (регулятор реактивности).

Регулятор расхода сравнивает опорную скорость потока с действительной, в то время как регулятор давления в сопле турбины сравнивает опорное давление с измеренным давлением рабочего тела на входе в активную зону реактора. Ошибка, или разность между измеренной и опорной величинами, используется как командный сигнал для управления соответственно регулирующим клапаном расхода и регулирующим клапаном давления в сопле турбины. Регулятор реактивности воспринимает измеренные значения величин температуры рабочего тела на выходе из теплообменного



Основные уравнения динамики системы<sup>1)</sup>

Элементы и уравнения	Обозначения
Турбина	$I$ — момент инерции системы турбина—насос
Баланс моментов	$\dot{\theta}$ — скорость турбонасоса
$I\ddot{\theta} = \mu_t - \mu_p$	$\mu_t$ — момент, развиваемый турбиной
К.п.д. турбины	$\mu_p$ — момент, необходимый насосу
$\eta_t = K_1 \frac{U}{V_t} \left( 1 - K_2 \frac{U}{V_t} \right)$	$\eta_t$ — к. п. д. турбины
Развиваемые моменты	$U$ — окружная скорость колеса турбины, равная $r\dot{\theta}$
$\mu_t = \frac{W_t V_t \eta_t r}{2gU}$	$r$ — радиус колеса турбины
$\mu_p = \frac{W_t}{g} (K_3 r V_t - K_4 r^2 \dot{\theta})$	$V_t$ — скорость истечения газа в турбине
Весовой расход газа в турбине	$K$ — коэффициент пропорциональности
$W_t = \frac{F_n P_n g}{C_t^*}$	$W_t$ — весовой расход газа в турбине
Скорость истечения газа в турбине	$g$ — ускорение силы тяжести
$V_t = K_5 C_t^* \left( K_6 - K_7 \frac{P_t}{P_n} \right)$	$F_n$ — площадь сопла турбины
Насос рабочего тела	$P_n$ — давление перед соплом турбины
Уравнение расхода	$C_t^*$ — скоростная характеристика газовой турбины
$H = \frac{P_d - P_s}{\rho} = K_8 \dot{\theta}^2 - K_9 V_{об}$	$P_t$ — давление газа на выходе турбины
	$H$ — напор
	$P_d$ — давление на выходе из насоса
	$P_s$ — давление на входе в насос
	$\rho$ — плотность рабочего тела
	$V_{об}$ — объемный расход рабочего тела
	$P_g$ — давление в источнике газа
	$F_v$ — площадь клапана
	$\psi$ — коэффициент сжатия потока
	$\psi = \psi_0 (P_n/P_g)$

<sup>1)</sup> Приняты следующие допущения.

Для турбины и насоса

1. Постоянное давление на входе в насос.
2. Постоянная скоростная характеристика газовой турбины  $C_t^*$ .
3. Постоянный коэффициент блокирования колеса турбины.
4. Постоянное отношение удельных теплоемкостей для газов.

Для теплообменника

1. Одноразмерная теплопроводность.
2. Одноразмерный расход рабочего тела.
3. Постоянная теплопроводность.
4. Пренебрегается нагревом за счет трения

Уравнение энергии

$$\frac{\mu_p}{\rho \dot{V}^2} = K_{10} + K_{11} \frac{V_{об.}}{\dot{V}}$$

Регулирующий клапан

Весовой расход газа в турбине

$$W_t = K_{12} P_g F_v \psi$$

Весовой расход рабочего тела

$$W_p = K_{13} P_d F_v \psi$$

Теплообменник

Тепло, отводимое от тепловыделяющего элемента

$$q_f c_{pf} \frac{\partial T_f}{\partial t} = Q + \lambda_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2}$$

$$Qb = \left( \lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial y} \right)_w = h (T_w - T_{aw})$$

Расход рабочего тела

Сплошность

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho V)}{\partial x} = 0$$

Импульс

$$\frac{\rho}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\rho}{g} \frac{V \partial V}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x} -$$

$$- \frac{4f}{D} \frac{1}{2} \frac{\rho V^2}{g}$$

Энергия

$$\rho \frac{\partial c_p T}{\partial t} + V \frac{\partial c_p T}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{V \partial p}{\partial x} + \frac{4Qb}{D}$$

$W_p$  — весовой расход рабочего тела  
 $\Phi$  — коэффициент расхода,

$$\Phi = \Phi_0 (P_d / P_i)$$

$P_i$  — давление рабочего тела на входе в активную зону

$Q$  — тепловыделение на единицу объема

$q_f$  — плотность материала тепловыделяющего элемента

$c_{pf}$  — удельная теплоемкость материала тепловыделяющего элемента

$T_f$  — температура материала тепловыделяющего элемента

$t$  — время

$\lambda_f$  — теплопроводность материала тепловыделяющего элемента

$y$  — координата по толщине тепловыделяющего элемента

$b$  — половина толщины тепловыделяющего элемента

$\alpha$  — коэффициент теплоотдачи

$T_w$  — температура стенки тепловыделяющего элемента

$T_{aw}$  — адиабатическая температура стенки

$V$  — скорость потока рабочего тела

$x$  — координата по длине активной зоны

$f$  — коэффициент трения

$p$  — давление рабочего тела в активной зоне

$D$  — гидравлический диаметр

$T$  — температура рабочего тела

$c_{p\gamma}$  — удельная теплоемкость рабочего тела

$n$  — плотность нейтронного потока

$v$  — скорость нейтрона

$E$  — энергия, выделяемая при одном акте деления

$\Sigma_f$  — сечение деления

$\delta k$  — избыточный коэффициент размножения

$l^*$  — эффективное среднее время жизни нейтрона

Продолжение табл. 7.1

Реактор	$\beta$ — общая доля запаздывающих нейтронов
Тепло, выделяемое в процессе деления $Q = nvE\Sigma_f$	$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i$
Кинетика нейтронного потока	$\lambda_i$ — постоянная распада $i$ -й группы
$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k - \beta}{l^*} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i$	$C_i$ — концентрация ядер-источников запаздывающих нейтронов $i$ -й группы
$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i n}{l^*} - \lambda_i C_i$	$Z$ — положение регулирующего стержня
$\delta k = K_{14}Z - K_{15}T_c + K_{16}W_p$	$T_c$ — температура активной зоны

устройства, расхода рабочего тела и положения регулирующего стержня одновременно с сигналом опорной температуры рабочего тела на выходе из теплообменного устройства, который вырабатывается главным программирующим устройством. На основе этих данных регулятор реактивности устанавливает, нужно ли увеличить или уменьшить реактивность реактора, и преобразует это требование в соответствующее положение регулирующего стержня.

Полный анализ такой системы регулирования представляет значительные трудности. Это требует наряду со знанием уравнений, которыми описывается поведение каждого элемента, изучения характеристик устойчивости системы и ее элементов аналитическими методами и в большинстве случаев методами электрического моделирования. К сожалению, исчерпывающее толкование любой из этих фаз расчета системы регулирования выходит за рамки этой книги, в частности потому, что в этой области существует целый ряд превосходных монографий [1—4]. Поэтому материал, изложенный в двух последующих разделах, предназначен в первую очередь служить введением к принципам и методам, используемым при расчете и проектировании систем автоматического регулирования, причем упор делается на применение к задачам, связанным с ядерными ракетными силовыми установками.

## 7.2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Представление физической системы в виде блок-схемы, подобно тому, как это сделано в предыдущем разделе, означает, что каждый отдельный блок системы отражает конкретный физический процесс, который в большинстве случаев может быть описан математическим уравнением. Это уравнение может быть интегральным или интегро-дифференциальным, но очень часто это дифференциальное уравнение, а в тех случаях, когда имеется только одна независимая

переменная, подобно времени, оно называется обычным дифференциальным уравнением. В настоящем разделе мы ограничимся рассмотрением обычных дифференциальных уравнений.

Дифференциальное уравнение называется *линейным* и система, описываемая этим дифференциальным уравнением, называется *линейной системой*, если каждый член уравнения содержит зависимую переменную или ее производные в первой степени. Члены уравнения не должны содержать высших степеней зависимой переменной или произведений зависимой переменной и ее производных. Иначе дифференциальное уравнение называется *нелинейным*, а система, описываемая этим уравнением, *нелинейной системой*. Линейные системы в свою очередь можно разделить на системы с постоянными и системы с переменными коэффициентами. Системы с постоянными коэффициентами содержат в качестве коэффициентов дифференциального уравнения постоянные величины. Системы с переменными коэффициентами содержат коэффициенты, которые являются функцией независимой переменной.

Если тщательно проанализировать любую физическую систему, то почти наверняка она окажется нелинейной, однако можно предложить разумное техническое упрощение, которое позволит достаточно точно описать этот процесс линейной системой. Достаточно точное приближение означает, что отклонения от свойств нелинейной системы так малы, что они не имеют значения для конкретной рассматриваемой задачи. Поэтому нет общего абсолютного критерия оценки, который позволил бы определить—является ли система линейной. Это можно определить только при конкретных условиях. При определенных условиях подобные приближения могут быть сделаны для того, чтобы описать линейные системы с переменными коэффициентами в виде линейных систем с постоянными коэффициентами. Это удобно, во-первых, потому, что линейные системы с постоянными коэффициентами являются самыми простыми и, во-вторых, потому, что, когда технические приближения сделаны, большинство физических систем попадает под эту классификацию. Поэтому теория устойчивости и регулирования наиболее разработана именно для этого частного случая систем. О них и будет идти речь в настоящем разделе.

### Метод преобразования Лапласа

После того как физическая система описана системой линейных дифференциальных уравнений со временем в качестве независимой переменной, для решения задачи можно использовать несколько математических методов. Однако обычно используется метод преобразования Лапласа. Этот метод особенно привлекателен для технических расчетов потому, что он позволяет свести все задачи к стандартной и единой основе. Теория и практическое исполь-





решение уравнения (7.8) получим в виде

$$Y(s) = \frac{N_0(s)}{D(s)} + \frac{X(s)}{D(s)}. \quad (7.11)$$

Следует заметить, что первый член правой части уравнения (7.11) зависит через уравнение (7.10) от начальных условий. Наибольший порядок  $N_0(s)$  равен  $(n-1)$  и, таким образом, ниже порядка  $D(s)$ . Кроме того, если начальные условия, определяемые уравнениями (7.4), стремятся к нулю, то  $N_0(s)$  также будет стремиться к нулю. В этом случае  $Y(s)$  дается одним вторым членом, который в свою очередь зависит от возмущающей функции. Поэтому на языке решения дифференциальных уравнений первый член  $N_0(s)/D(s)$  может быть назван дополнительной функцией, а второй член  $X(s)/D(s)$  — частным интегралом.

Для получения действительного решения [в виде функции  $y(t)$ ] к функции  $Y(s)$  нужно применить уравнение (7.2). Однако обычно правая часть уравнения (7.11) может быть выражена рядом простых выражений, и, используя готовые таблицы изображений функций по преобразованию Лапласа, можно получить оригинал функции  $y(t)$ , не прибегая к формуле обращения. В табл. 7.2 приведено несколько изображений функций по преобразованию Лапласа. Из уравнения (7.11) видно, что свойства линейной системы с постоянными коэффициентами существенно зависят от полинома  $D(s)$ .

Таблица 7.2

Изображения некоторых функций (преобразование Лапласа)

Оригинал	Изображение
$Y(s)$	$y(t)$
$\frac{1}{s}$	Постоянная величина, равная единице, или единичная ступенчатая функция $x(t)$
$\frac{1}{s^n}$	$\frac{1}{(n-1)!} t^{n-1}$
$\frac{1}{s+a}$	$e^{-at}$
$\frac{1}{(s+a)^n}$	$\frac{1}{(n-1)!} t^{n-1} e^{-at}$
$\frac{a}{s^2+a^2}$	$\sin at$
$\frac{s}{s^2+a^2}$	$\cos at$
$\frac{a}{s^2-a^2}$	$\text{sh } at$
$\frac{s}{s^2-a^2}$	$\text{ch } at$

Даже в общем случае, если начальные значения  $y(t)$  и начальные значения производных равны нулю, то свойства системы полностью определяются отношением двух полиномов  $N(s)/D(s)$ , которое можно обозначить как  $F(s)$ .

Перепишывая уравнение (7.11) в виде

$$Y(s) = Y_c(s) + Y_i(s), \quad (7.12)$$

где  $Y_c(s)$ —преобразование Лапласа для дополнительной функции, а  $Y_i(s)$ —преобразование Лапласа для частного интеграла. Можно показать, что если преобразование Лапласа для возмущающей функции равно  $X(s)$ , то преобразование Лапласа  $Y_i(s)$  для частного интеграла равно

$$Y_i(s) = \frac{N(s)}{D(s)} X_s = F(s) X(s). \quad (7.13)$$

Уравнение (7.13) можно рассматривать как операторное уравнение, т. е. когда операторная функция  $X(s)$  умножается на операторную функцию  $F(s)$  и в результате получается  $Y_i(s)$ , так что функция  $F(s)$  преобразует функцию  $X(s)$  в  $Y_i(s)$ . Поэтому  $F(s)$  называют *передаточной функцией*.  $X(s)$  является преобразованием Лапласа для входной функции  $x(t)$ , так же как  $Y_i(s)$ —преобразование Лапласа для выходной функции  $y_i(t)$ . Для того чтобы подчеркнуть тот факт, что  $y_i(t)$  включает в себя только частный интеграл без дополнительной функции, которая вводится начальными условиями,  $y_i(t)$  называют *реакцией выхода на вход*, а вспомогательную функцию  $y_c(t)$  называют *реакцией выхода на начальные условия*.

Из вышесказанного видно, что преимущество метода преобразования Лапласа заключается в сведении задачи решения дифференциальных уравнений к решению алгебраических уравнений. На практике редко встречается необходимость перехода от  $Y(s)$  к  $y(t)$ , так как свойства функции  $y(t)$  полностью определяются ее изображением  $Y(s)$ . Таким образом, требования, предъявляемые к функции  $y(t)$ , могут быть обращены в требования, предъявляемые к функции  $Y(s)$ , или можно требования к входным характеристикам определить через требования к передаточной функции  $F(s)$ . В соответствии с этим основной метод изучения и анализа систем автоматического регулирования и расчета сервомеханизмов может быть осуществлен с помощью передаточной функции.

### Обратная связь и устойчивость системы

Система автоматического управления атомной ракетой должна обладать высокой степенью устойчивости, в то время как с точки зрения качества также желательно, чтобы она обеспечивала чрезвычайно высокую точность. Эти требования к устойчивости и точности не совместимы. Чем выше желательная точность, тем меньше



может быть допущена действующая ошибка для соответствующего корректирующего действия и тем скорее должно осуществиться полное корректирующее действие. Таким образом, для получения высокой точности система должна обладать высоким коэффициентом усиления. В свою очередь системы с высоким коэффициентом усиления и значительным запаздыванием во времени их реакции могут стать неустойчивыми. Понятие обратной связи является основой при проектировании для обеспечения точности и быстроты реакции систем автоматического регулирования. Однако использование обратной связи требует применения для анализа устойчивости и характеристик системы более совершенных методов. Поскольку большинство систем и подсистем регулирования атомной ракеты используют обратную связь, то ниже дается краткий обзор понятий и методов, применяемых при исследовании устойчивости этих систем.

### ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ

Понятие обратной связи лучше всего демонстрируется на конкретных примерах. Рассмотрим задачу автоматического поддержания числа оборотов турбонасоса ракетного двигателя на некотором произвольном значении. Один из способов осуществления этого регулирования заключается в использовании разомкнутой системы регулирования, при которой момент вращения, развиваемый турбиной, уравнивается моментом вращения, необходимым для работы насоса. Во многих случаях эти моменты уравниваются неточно и их разность в виде некоторой ошибки  $x(t)$  будет стремиться ускорить или замедлить машину. Если обозначить через  $y(t)$  отклонение скорости от заданного значения, через  $I$ —момент инерции вращающихся элементов, через  $c$ —коэффициент демпфирования, который пропорционален изменению скорости, то дифференциальное уравнение системы запишется как

$$I \frac{dy}{dt} + cy = x(t). \quad (7.14)$$

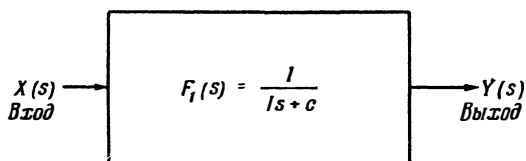
Применяя к уравнению (7.14) преобразование Лапласа, получим для реакции выхода на вход [опускаем индекс у  $Y_i(s)$ ] следующее выражение:

$$Y_s = \frac{1}{Is + c} X(s) = F_1(s) X(s). \quad (7.15)$$

Блок-схема, представляющая разомкнутую систему автоматического регулирования, показана на фиг. 7.3. Характеристическое время системы определяется отношением  $I/c$ , а отношение установившегося значения отклонения скорости к разности моментов (ошибке)—величиной  $1/c$ . Теперь предположим, что величина  $I$  велика из-за большой массы вращающихся элементов, а величина  $c$  мала. Тогда характеристическое время системы будет большим, в результате

чего создаются условия, при которых будет трудно скорректировать любое, даже малое отклонение скорости от заданной. Кроме того, малые отклонения скорости требуют чрезвычайно малой ошибки моментов из-за большого значения величины  $1/s$ . При таких условиях трудно осуществить надлежащий контроль за поддержанием постоянной скорости.

Очевидно, если требуется эффективное регулирование скорости, нужно использовать другой метод. Рассмотрим последствия преобразования данной системы в систему с замкнутым контуром регулирования. В системе этого типа регулирующий момент будет зависеть также и от величины регулируемой переменной. Другими словами, задание на увеличение момента зависит не только от нагрузки,



Ф и г. 7.3. Блок-схема разомкнутой системы автоматического регулирования.

но и от  $y$  — величины отклонения скорости от заданной. Если этот второй параметр имеет коэффициент пропорциональности —  $k$ , то превышение скорости над заданной будет уменьшать ускоряющий момент на величину  $ky$ . И, наоборот, если скорость меньше заданной, то ускоряющий момент будет увеличиваться на величину  $ky$ . Дифференциальное уравнение системы теперь запишется как

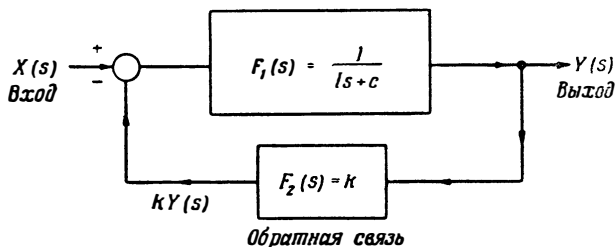
$$I \frac{dy}{dt} + (c + k) y = x(t). \quad (7.16)$$

Уравнение (7.14) отличается от уравнения (7.16) только заменой величины  $c$  на сумму  $c+k$ , т. е. характеристическое время системы теперь равно  $1/(c+k)$ , а отношение установившегося значения отклонения скорости к ошибке момента равно  $1/(c+k)$ . Теперь мы можем значительно уменьшить характеристическое время и ошибку в поддержании заданной скорости, выбрав  $k$  значительно больше  $c$ , благодаря чему конструкция системы с замкнутым контуром регулирования обладает большими быстродействием и точностью регулирования. Блок-схема системы регулирования с замкнутым контуром показана на фиг. 7.4. Величина отклонения скорости от заданной  $y$ , измеренная на выходе системы и поданная через контур обратной связи на вход системы, используется для создания регулирующего момента. Такая система называется системой автоматического регулирования с обратной связью.

В то время как анализ простейших систем автоматического регулирования может проводиться путем сравнения дифферен-

циальных уравнений, описывающих эти системы, сложные системы исследуются с помощью передаточных функций. Поскольку определенные характеристики передаточной функции определяют также устойчивость системы, то рассмотрим некоторые особенности передаточной функции.

Рассмотрим систему с обратной связью, подобную показанной на фиг. 7.4, с произвольными передаточными функциями



Ф и г. 7.4. Блок-схема системы автоматического регулирования с замкнутым контуром.

$F_1(s)$  в прямом тракте и  $F_2(s)$  в контуре обратной связи. Соотношение между входом  $X(s)$  и выходом  $Y(s)$  выражается следующим уравнением:

$$Y_1(s) = F_1(s) [X_1(s) - F_2(s) Y(s)]. \quad (7.17)$$

Гешая это уравнение относительно  $Y(s)$ , получаем

$$\frac{Y(s)}{X(s)} = \frac{F_1(s)}{1 + F_1(s) F_2(s)} = F_s(s), \quad (7.18)$$

где  $F(s)$  — передаточная функция системы, или отношение выходного и входного сигналов всей замкнутой системы.

На практике удобно выражать передаточную функцию через коэффициент усиления  $K$  и безразмерную функцию  $G(s)$ , т. е.

$$\begin{aligned} F_1 &= K_1 G_1(s), \\ F_2 &= K_2 G_2(s). \end{aligned} \quad (7.19)$$

Размерность передаточной функции определяется коэффициентом  $K$ , в то время как математические характеристики передаточной функции содержатся в члене  $G(s)$ . Это разделение эффектов полезно при расчете систем, поскольку влияние каждого члена можно рассматривать независимо одно от другого.

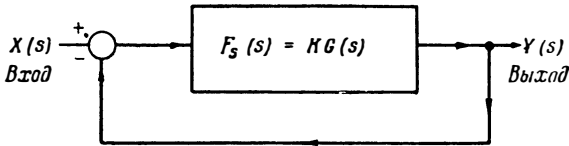
Используя уравнения (7.19), уравнение (7.18), которое описывает общую систему с обратной связью, можно переписать в виде

$$\frac{Y(s)}{X(s)} = F_s(s) = \frac{K_1 G_1(s)}{1 + K_1 G_1(s) K_2 G_2(s)} = \frac{1}{\frac{1}{K_1 G_1(s)} + K_2 G_2(s)}. \quad (7.20)$$

Если ошибка системы  $e(t)$  определяется как разность между входной  $x(t)$  и выходной  $y(t)$  функциями, а преобразование Лапласа для ошибки обозначим через  $E(s)$ , то

$$\frac{E(s)}{Y(s)} = \frac{X(s) - Y(s)}{Y(s)} = \frac{1}{F_s(s)} - 1 = \frac{1}{K_1 G_1(s)} - [1 - K_2 G_2(s)]. \quad (7.21)$$

Для системы с простой обратной связью (фиг. 7.5) выходная величина только измеряется в контуре обратной связи, но не



Ф и г. 7.5. Блок-схема системы с простой обратной связью.

изменяется, в результате чего передаточная функция обратной связи равна единице. При этом упрощении уравнения (7.20) и (7.21) принимают вид

$$\frac{Y(s)}{X(s)} = F_s(s) = \frac{KG(s)}{1 + KG(s)} = \frac{1}{\frac{1}{KG(s)} + 1}, \quad (7.22)$$

$$\frac{E(s)}{Y(s)} = \frac{1}{KG(s)}. \quad (7.23)$$

### УСТОЙЧИВОСТЬ

Как указывалось ранее, необходимым требованием, предъявляемым к системе автоматического регулирования, является устойчивость. Это означает, что выходная величина  $y(t)$  должна быть демпфирована во избежание возможного ее синусоидального изменения. Чтобы установить критерий устойчивости, изучим подробнее передаточную функцию. Поскольку вообще передаточная функция  $F(s)$  является отношением двух полиномов, где  $s$  — комплексная переменная, то функция  $F(s)$ , с точностью до постоянной определена нулями и полюсами функции  $F(s)$ . Постоянная в свою очередь может быть фиксирована, если известно значение  $F(s)$  для любой конкретной величины  $s$ . В действительности если начало координат выбрано как частное значение  $s$ , то это имеет свой физический смысл. Эта постоянная является отношением выхода ко входу при постоянном значении не изменяющейся во времени входной величины, или коэффициентом усиления, т. е.

$$F(0) = K. \quad (7.24)$$

Например, передаточная функция, приведенная в уравнении (7.15) с коэффициентом усиления, равным единице, имеет простой полюс при  $-c/I$  и не имеет нулей. Между прочим,  $F(s)$  можно выразить в виде комплексной функции  $F(i\omega)$  (где  $\omega$ —вещественная величина), которая для совокупности значений  $\omega$  называется *частотной характеристикой системы*.

Наше требование устойчивости тогда может быть математически эквивалентно требованию, чтобы  $F_s(s)$  не имела полюсов в правой полуплоскости комплексной переменной  $s$ , где действительная часть  $s$  положительна. Для всей системы с обратной связью, описываемой уравнением (7.20), полюсы функции  $F_s(s)$  являются нулями уравнения

$$\frac{1}{F_s(s)} = \frac{1}{K_1 G_1(s)} + K_2 G_2(s). \quad (7.25)$$

Для системы с простой обратной связью, описываемой уравнением (7.22), полюсы функции  $F(s)$  являются нулями уравнения

$$\frac{1}{F_s(s)} = \frac{1}{KG(s)} + 1. \quad (7.26)$$

Таким образом, критерий устойчивости для систем с обратной связью гласит: *функция  $1/F_s(s)$  системы не должна иметь нулей в правой полуплоскости комплексной переменной  $s$ .*

Рассмотренный выше метод анализа устанавливает также критерий расчета для быстродействия, которое желательно получить от систем с обратной связью. Если  $s_r$  является полюсом функции  $F_s(s)$ , то можно показать, что выходной сигнал имеет составляющую  $e^{s_r t}$ . Поэтому быстродействие системы определяется величиной  $s_r$ . Большие значения  $s_r$  дают короткие масштабы времени и, таким образом, большее быстродействие. Следовательно, критерий расчета системы на быстродействие гласит: *нули функции  $1/F_s(s)$  должны быть большой величиной и должны лежать как можно дальше влево от мнимой оси на плоскости комплексной переменной  $s$ .*

Если система автоматического регулирования с обратной связью рассчитана на автоматическое повторение выходной величиной входного сигнала, то установившееся значение выходного сигнала, после того как переходный процесс закончился, должно как можно точнее соответствовать входному сигналу. Поэтому одно из требований, предъявляемых к таким «позиционным» регуляторам, заключается в том, чтобы отношение  $E(0)/Y(0)$  между установившимся значением ошибки и установившимся значением выходного сигнала было по возможности малым. Используя уравнения (7.21) и (7.23), это требование можно удовлетворить, накладывая дополнительные условия на коэффициенты усиления передаточных функций. Для системы позиционного регулирования с обратной связью, описываемой уравнением (7.21), точность регулирования требует,

чтобы

$$\frac{1}{K_1} - (1 - K_2) \approx 0, \quad (7.27)$$

а для систем с простой обратной связью, описываемых уравнением (7.23), это требование выражается как

$$K \gg 1. \quad (7.28)$$

Эти три условия являются критериями расчета систем автоматического регулирования с обратной связью. На практике два последних условия трудно удовлетворить полностью настолько, насколько это желательно, и поэтому следует пойти на компромисс. Однако требование устойчивости является необходимым, и для анализа задачи разработаны различные методы. Ниже приводится краткое описание некоторых из них, а для изучения теории и методики аналитических расчетов читатель отсылается к приводимой литературе.

Для передаточных функций, которые обычно представляют собой отношение двух полиномов, критерий устойчивости сводится к проверке отсутствия корней полинома с положительными действительными частями. Этой задаче уделяется большое внимание. Классический метод заключается в определении природы корней *характеристического* уравнения системы путем применения критерия Рауса. Метод Рауса заключается в использовании определенных математических неравенств, в которые входят коэффициенты характеристического уравнения. Преимущество данного метода заключается в том, что для определения устойчивости данной системы не нужно находить величин корней характеристического уравнения. Хотя этот метод является быстрым и точным, однако он не позволяет непосредственно измерить устойчивость как в том случае, если бы значения действительных частей корней характеристического уравнения были известны. Другой недостаток метода Рауса вытекает из неопределенного характера изменения математических неравенств, вызванного изменением коэффициентов характеристического уравнения. Предпочтительнее было бы пользоваться методом, который непосредственно использовал бы передаточные функции системы.

Метод, обладающий этими преимуществами, был предложен в 1932 г. Найквистом во время его работы над расчетом усилителей с обратной связью. С 1940 г. этот метод стал широко использоваться в теории сервомеханизмов. Метод Найквиста основывается на следующей теореме Коши для аналитической функции  $f(s)$  комплексной переменной  $s$ .

*Если функция  $f(s)$  имеет  $n$  нулей и  $m$  полюсов в замкнутом контуре  $C$ , то по мере обхода точкой  $s$  контура  $C$  по часовой стрелке вектор  $f(s)$  совершает  $n - m$  оборотов по часовой стрелке вокруг начала координат.*

Для осуществления методики, изложенной в этой теореме, используется передаточная функция, а векторная интерпретация представляется в виде графической кривой, называемой диаграммой Найквиста для системы автоматического регулирования. Наряду с этими преимуществами метод Найквиста обладает рядом дополнительных положительных особенностей, необходимых для анализа устойчивости системы автоматического регулирования. Во-первых, он, конечно, дает определенную информацию о существовании корней функции  $1/F(s)$  в правой полуплоскости комплексной переменной  $s$ . Во-вторых, кривая, которая характеризует устойчивость системы, может также использоваться для получения количественных данных, относящихся к характеристикам системы при синусоидальных входных сигналах в системе при установившемся режиме. Кроме того, метод позволяет рассматривать независимо друг от друга влияние на устойчивость различных элементов системы, а также непосредственно использовать при анализе экспериментальные данные. Основным недостатком этого метода заключается в том, что он не дает полной картины частотной характеристики и степени устойчивости системы.

Для устранения этого недостатка Эванс предложил метод геометрического места корней характеристического уравнения системы, часто используемый в настоящее время. По этому методу корни уравнения определяются через коэффициент усиления  $K$ . Для системы с простой обратной связью, описываемой уравнением (7.26), характеристическое уравнение имеет вид

$$0 = \frac{1}{F_s(s)} = 1 + \frac{1}{KG(s)}, \quad (7.29)$$

где функция  $G(s)$  задана. Если это равенство справедливо, то для любых значений корней характеристического уравнения может быть найдено соответствующее значение  $K$ . Основное достоинство метода Эванса заключается в том, что в деле обеспечения качества переходного процесса системы он идет гораздо дальше, чем это обеспечивалось простым удовлетворением критерию устойчивости. Этот метод позволяет эффективно решить расчетные задачи для всех трех ранее установленных критериев.

### 7.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В предыдущем разделе мы видели, как можно использовать определенные математические методы для анализа систем автоматического регулирования, описываемых системой обычных линейных дифференциальных уравнений, в частности с постоянными коэффициентами. К сожалению, на стадиях проектирования атомной ракеты сложность, нелинейность и наличие переменных коэффициентов делают непосредственные анализы непригодными. В этих

случаях для изучения проблемы обычно используют имитаторы системы. Сердцем таких имитаторов является электронная моделирующая установка. На этих установках могут быть проведены не только расчеты, но также может осуществляться и проектирование всей системы. К имитируемым схемам для проверки могут быть подключены реальные элементы регулятора. Фактически с достаточной точностью на электромоделли могут быть изучены характеристики всей системы автоматического регулирования, включая ее измерительные приборы.

В настоящем разделе дан краткий обзор элементов и простейшей техники электромоделлирования с примерами использования ее для некоторых задач, связанных с автоматическим управлением ядерными реакторами. Аналогично разделу, посвященному математическим методам анализа, здесь также дано только введение в сущность вопроса, а для подробного изучения обширного материала в области электромоделлирования читатель отсылается к соответствующей литературе [4,7].

### Электронные моделирующие устройства

Как уже упоминалось в гл. 4, когда обсуждались проблемы теплопередачи, многие физические системы описываются одними и теми же математическими уравнениями. Благодаря этому, наблюдая за поведением одной системы, можно предсказать поведение другой. В моделирующей установке переменные данной задачи, называемые *машинными переменными*, представляются в виде вращений вала или напряжений, которые описываются математическими соотношениями, аналогичными математическим уравнениям, описывающим изучаемую систему. Эти соотношения определяются выбором *решающих элементов*, способных имитировать подходящие физические соотношения. Наблюдения за величинами и поведением удобно измеряемых машинных переменных будут тогда решением желательной задачи. В электронной моделирующей установке машинные переменные представляются в виде напряжений, изменяющихся во времени. Основными решающими элементами являются усилители с омическими и емкостными цепочками в цепи обратной связи. Величины параметров и коэффициенты обычно изменяются при помощи подстроечных потенциометров или реостатов.

Можно получить решения, соединяя линейные пассивные электрические цепи, т. е. такие цепи, которые содержат только сопротивления и емкости; однако, к сожалению, такие цепочки нагружают друг друга в процессе их сочленения, что в свою очередь требует видоизменения исходных уравнений. Поэтому в основе конструкции большинства имитаторов заложен операционный усилитель, который рассчитывается на исключение этих влияний нагрузки. Операционный усилитель представляет собой усилитель



постоянного тока с гальванической связью, передаточная функция которого в основном определяется цепочками обратной связи. Коэффициент усиления усилителя делается обычно по возможности большим для повышения стабильности передаточной функции.

Другое конструктивное требование, предъявляемое к операционному усилителю, заключается в том, что он не должен иметь ухода нуля, или дрейфа, т. е. выходное напряжение усилителя должно равняться нулю при нулевом напряжении на его входе. Кроме того, максимальные абсолютные значения напряжений операционных усилителей не должны превышать диапазона линейной работы усилителя, который обычно равен 100 в. Для того чтобы не нагружать взаимосвязанные элементы и не снижать точности вычислений, входной импеданс должен быть высоким, а выходной—низким.

По сравнению с другими вычислительными приборами, такими, как цифровые счетные машины и приборы управления стрельбой, электронная моделирующая установка является сравнительно простой. Это следует из того, что очень легко можно осуществить основные математические операции, такие, как умножение на постоянную величину, суммирование, дифференцирование и интегрирование, используя основные законы постоянного тока.

На фиг. 7.6 показано, как могут быть осуществлены эти математические операции с помощью схем, содержащих операционные усилители. В качестве входных и выходных сигналов используются напряжения, которые измеряются относительно земли.

Другим необходимым решающим элементом является *функциональный преобразователь*. Он обычно конструируется на основе функциональных профилированных потенциометров или потенциометров с отводами, напряжение на выходе которых является нелинейной функцией от угла поворота движка потенциометров, положение которых в свою очередь пропорционально второму входному напряжению, что осуществляется с помощью следящей системы. Такие функциональные преобразователи со следящими системами позволяют перемножать постоянное или переменное напряжение на функцию другого напряжения. Однако при использовании таких приборов, содержащих следящие системы, скорость вычислений ограничивается скоростью, с которой двигатель может следовать за изменениями второго входного напряжения.

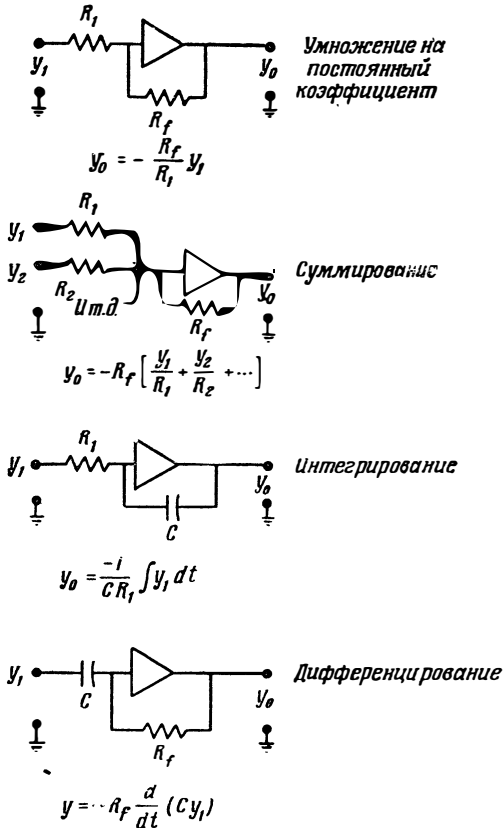
Следует провести следующее разграничение элементов, составляющих электронную моделирующую установку:

1) *линейные электронные решающие элементы*, состоящие из операционных усилителей и связанных с ними схем. Эти блоки осуществляют необходимые операции умножения, перемены знака, дифференцирования и интегрирования;

2) *потенциометры или делители*, необходимые для установки постоянных коэффициентов;

3) *нелинейные электронные или электромеханические решающие элементы* для осуществления умножения, деления, функционального преобразования и ограничения;

4) *доски набора задач и ключи*, с помощью которых взаимосвязываются различные решающие установки;



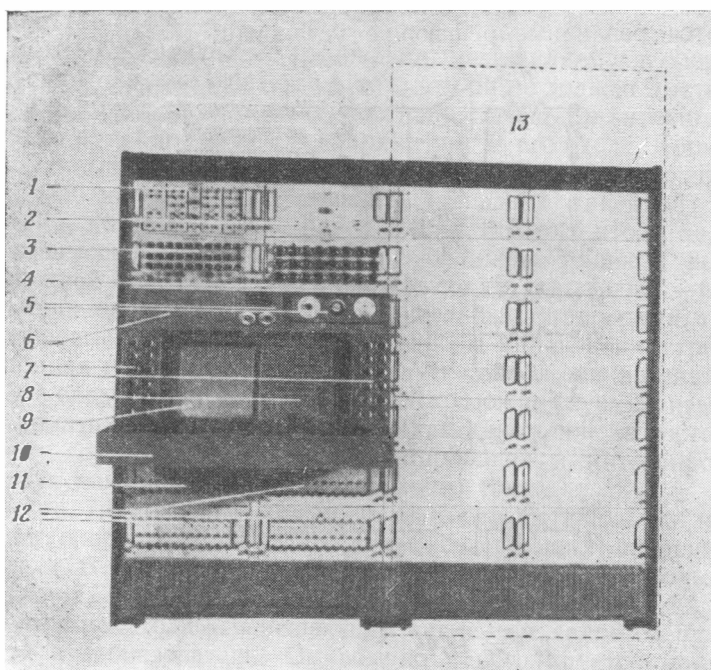
Ф и г. 7.6. Простые счетно-решающие схемы, использующие операционные усилители.

5) *схема управления* для пуска и остановки моделирующей установки;

6) *записывающие или измерительные приборы*, обычно состоящие из записывающих миллиамперметров, или двухкоординатные самопишущие столы со следящими системами, которые осуществляют постоянную регистрацию;

7) *регулируемый источник питания*, который питает электронные элементы.

Пример того, как эти элементы размещаются в моделирующей установке, приведен на фиг. 7.7.



Ф и г. 7.7. Электронная моделирующая установка (фирма «Гудйир Айркрафт»).

1—электронный умножитель; 2—автоматический стабилизатор напряжения; 3—электронный функциональный генератор; 4—группа потенциометров для установки коэффициентов; 5—панели управления; 6—пространство панели управления для имитатора с расширенным кругом задач; 7—потенциометры управления; 8—доска для набора задач; 9—доска для набора на имитаторе расширенного круга задач; 10—рабочий стол; 11—усилитель временных групп запаздывания; 12—операционные усилители; 13—вспомогательная стойка для размещения моделирующего оборудования специального или универсального назначения.

### Применения

Для того чтобы проиллюстрировать, как осуществляется моделирование, изучим обычное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами, которое описывает систему с одной степенью свободы,

$$A \frac{d^2 y}{dt^2} + B \frac{dy}{dt} + Dy = F(t). \quad (7.30)$$

Преобразуем его к виду

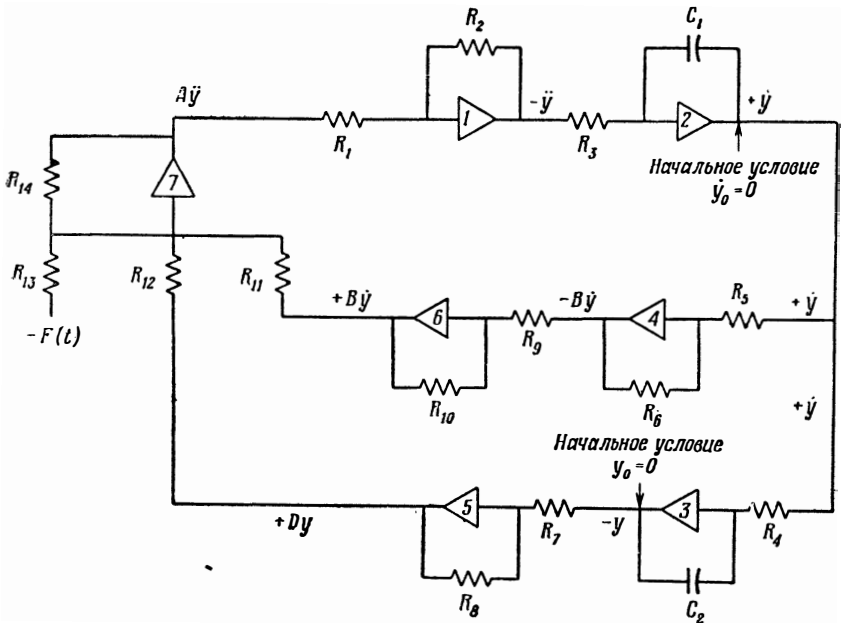
$$A \frac{d^2 y}{dt^2} = F(t) - B \frac{dy}{dt} - Dy, \quad (7.31)$$

причем

$$\frac{dy}{dt} = \int \frac{d^2 y}{dt^2} dt, \quad (7.32)$$

$$y = \int \frac{dy}{dt} dt. \quad (7.33)$$

Теперь, используя операционные усилители, приведенные на фиг. 7.6, и не определяя вида функционального генератора, получаем схему электро модели для решения уравнения (7.31) (фиг. 7.8).



Ф и г. 7.8. Схема электро модели для решения уравнений, описывающих систему с одной степенью свободы.

В усилителе 1 осуществляется умножение  $A\ddot{y}$  на постоянную  $1/A$ . Интегрирующие усилители 2 и 3 удовлетворяют уравнениям (7.32) и (7.33) соответственно. В усилителе 4 осуществляется умножение  $y$  на постоянную  $B$ , а в усилителе 5 величина  $y$  умножается на постоянную  $D$ . Усилитель 6 используется для перемены знака. Усилитель 7 суммирует три члена  $-F(t)$ ,  $B\dot{y}$  и  $Dy$  и удовлетворяет уравнению (7.31). Сопротивления  $R_1$ — $R_{11}$  и емкости  $C_1$  и  $C_2$  выбираются таким образом, что  $R_2/R_1 = 1/A$ ,  $C_1 R_3 = 1$ ,  $C_2 R_4 = 1$ ,

$R_6/R_5=B$ ,  $R_8/R_7=D$ ,  $R_{10}/R_9=1$ ,  $R_{11}/R_{11}=1$ ,  $R_{11}/R_{12}=1$  и  $R_{11}/R_{13}=1$ . На практике эта схема может быть упрощена путем объединения некоторых операций и использования суммирующего интегратора. Разделение математических процессов в этом примере было сделано умышленно для того, чтобы сосредоточить внимание на отдельных операциях.

В то время как вышеуказанный пример демонстрирует, как электронная моделирующая установка имитирует простую систему, рассмотрим практическую задачу, в которой успешно используется данная техника для моделирования кинетики ядерного реактора<sup>1)</sup>. Уравнения кинетики (см. гл. 6) имеют вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k - \beta}{l^*} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i + S, \quad (7.34)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i n}{l^*} - \lambda_i C_i, \quad (7.35)$$

где  $n$ —плотность нейтронного потока;  $\delta k$ —избыточный коэффициент размножения;  $l^*$ —среднее эффективное время жизни нейтрона;  $\beta_i$ —доля запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы от общей доли  $\beta = \sum \beta_i$ ;  $C_i$ —концентрация ядер-источников запаздывающих нейтронов в  $i$ -й группе;  $\lambda_i$ —постоянная распада;  $S$ —член уравнения, означающий наличие введенного извне нейтронного источника.

Объединяя уравнения (7.34) и (7.35) и умножая на  $l^*$ , получаем

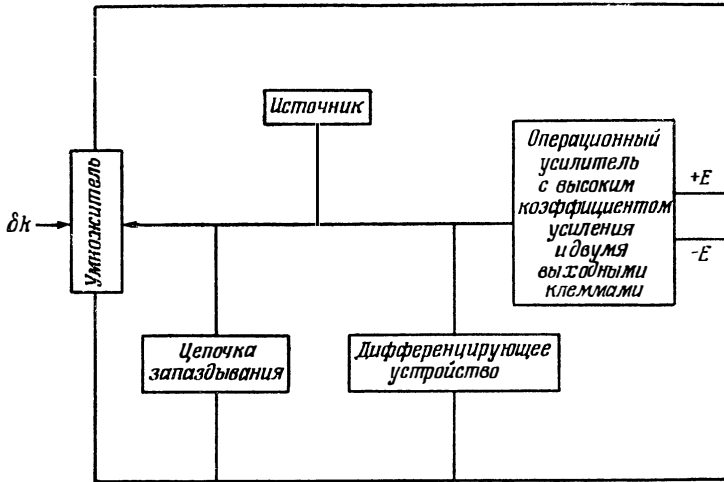
$$l^* \frac{dn}{dt} = \delta k n - l^* \sum_{i=1}^6 \frac{dC_i}{dt} + l^* S. \quad (7.36)$$

Уравнение (7.36) и будет использоваться для решения на электромодели. Изучая вид уравнения (7.36) для того, чтобы определить тип схемы, мы видим, что если выходное напряжение пропорционально плотности нейтронного потока, то член в левой части уравнения требует использования дифференцирующей схемы, в то время как первый член этого уравнения в правой части требует применения схемы умножения. Второй член правой части уравнения представляет запаздывающие нейтроны и для имитации потребуются использовать цепочки запаздываний. Для имитации последнего члена понадобится схема источника, сигнал которого суммируется с предыдущими. На фиг. 7.9 показана блок-схема, имитирующая такую систему. Выход операционного усилителя имеет две выходные клеммы, напряжения на которых равны по величине и противоположны по знаку. Суммирующая шина схемы подсоединяется ко входу усилителя, и если коэффициент усиления усили-

<sup>1)</sup> См. также М. Шулъц, Регулирование энергетических ядерных реакторов, ИЛ, 1957.—Прим. ред.

теля весьма высок, то наличие любого напряжения на этой шине приведет к такому изменению напряжения на выходе, что входное напряжение снизится до нуля.

На фиг. 7.10 показаны цепочки, позволяющие осуществить операции, обозначенные в виде блоков на фиг. 7.9. Умножение осуществляется множителем потенциометром, дифференцирование — емкостью, цепочки запаздывания —  $RC$ -цепочками, а источник нейтронов — током от отдельного делителя напряжения.



Ф и г. 7.9. Блок-схема простейшего имитатора кинетики реактора.

Теперь, используя второй закон Кирхгофа для схемы, приведенной на фиг. 7.10, можно записать

$$I_7 = I_8 - \sum_{i=1}^6 I_i + I_9, \quad (7.37)$$

т. е. это уравнение имеет тот же вид, что и уравнение (7.36). Обозначая соответствующими значениями электрические элементы, каждый член уравнения (7.37) можно представить подобным ему членом уравнения (7.36). Это можно осуществить следующим образом. Предположим, что выходное напряжение операционного усилителя пропорционально плотности нейтронного потока, так что

$$E = \varepsilon n, \quad (7.38)$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент пропорциональности. Тогда для емкостного контура

$$I_7 = C_7 \frac{dE}{dt} = \frac{\varepsilon C_7}{l^*} l^* \frac{dn}{dt}. \quad (7.39)$$

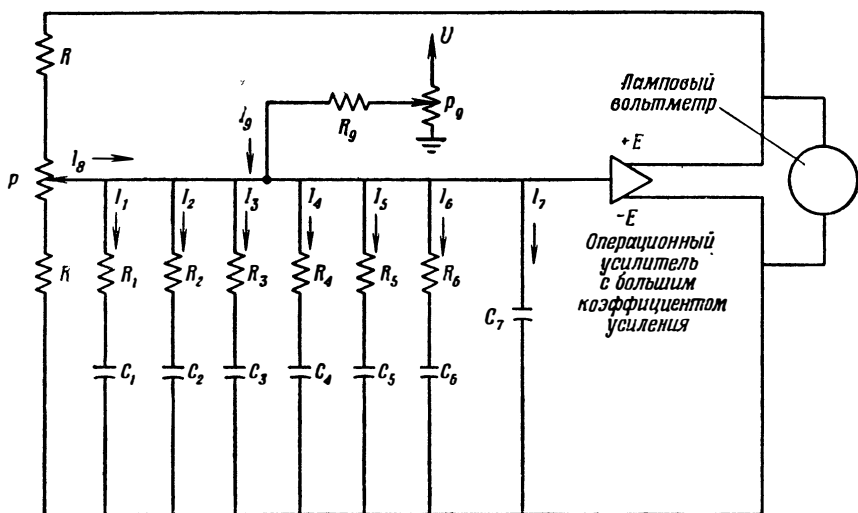
Анализируя величину тока, вытекающего из множительного потенциометра, можно показать, что

$$I_8 = \frac{\varepsilon}{R \left( 1 + \frac{R}{P} \right)} \delta k n. \quad (7.40)$$

Обозначая через  $Q_i$  заряд емкости в кулонах, можно записать для цепочек запаздывания

$$E = \frac{Q_i}{C_i} + R_i \frac{dQ_i}{dt}, \quad (7.41)$$

где через  $C$  обозначена емкость. Уравнение для запаздывающих



Ф и г. 7.10. Моделирующая схема простейшего имитатора кинетики реактора.

нейтронов, которое соответствует уравнению (7.35), можно переписать как

$$n = \frac{l^*}{\beta_i} \lambda_i C_i + \frac{l^*}{\beta_i} \frac{dC_i}{dt}. \quad (7.42)$$

Сравнивая каждый член уравнения (7.41) с соответствующим членом уравнения (7.42) и используя уравнение (7.38), мы получим

$$Q_i = \frac{\varepsilon l^*}{\beta_i R_i} C_i \quad \text{и} \quad R_i C_i = \frac{1}{\lambda_i}, \quad (7.43)$$

а ток, вносимый каждой имитируемой группой запаздывающих

нейтронов, запишется как

$$I_i = \frac{dQ_i}{dt} = \frac{\varepsilon}{\beta_i R_i} l^* \frac{dC_i}{dt},$$

$$I_i = \frac{\varepsilon}{\beta_i R_i} \beta n - \frac{\varepsilon}{\beta_i R_i} l^* \lambda_i C_i, \quad (7.44)$$

где  $\varepsilon/\beta_i R_i$  — масштабный коэффициент, который одинаков для всех  $i$  групп запаздывающих нейтронов.

Ток источника при постоянном напряжении  $U$  определится как

$$I_0 = \frac{D_0 U}{R_0}, \quad (7.45)$$

где  $D_0$  — часть напряжения, снимаемого с потенциометра  $P_0$ . Если  $D_0$  используется для представления  $S/S_{\text{макс.}}$ , то

$$I_0 = \frac{U}{R_0 S_{\text{макс.}} l^*} l^* S. \quad (7.46)$$

† Подставляя отдельные значения токов в уравнение (7.37), мы получаем

$$\frac{\varepsilon C_7}{l^*} l^* \frac{dn}{dt} = \frac{\varepsilon}{R \left(1 + \frac{R}{P}\right) \delta k_{\text{макс.}}} \delta k n -$$

$$- \frac{\varepsilon}{\beta_i R_i} l^* \sum_{i=1}^6 \frac{dC_i}{dt} + \frac{U}{R_0 S_{\text{макс.}} l^*} l^* S. \quad (7.47)$$

Теперь, приравнявая масштабные коэффициенты каждого члена уравнения (7.47), мы приведем уравнение (7.47) к первоначальному виду уравнения (7.36), чем и подтверждается аналогия между этими двумя уравнениями.

Этот пример показывает, как можно имитировать кинетику реактора. Было построено большое количество таких приборов, их описание можно найти в соответствующей литературе. Если эти приборы включить в разомкнутый контур управления, то с их помощью можно изучить характеристики переходных процессов реактора. Когда же они включаются с другими элементами системы автоматического регулирования в замкнутый контур регулирования, можно изучить характеристики переходных процессов всей системы.

#### 7.4. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Рабочий цикл любой энергетической установки проходит через различные этапы, такие, как пуск, работа на энергетических (рабочих) уровнях мощности и остановка. Ядерные реакторы также должны удовлетворять этим требованиям, а вследствие специфики



их работы следует детально рассмотреть систему автоматического регулирования для того, чтобы можно было безопасно увеличивать и уменьшать рабочий уровень мощности. Одним из наиболее критических этапов работы реактора является пуск. На практике рассматривают три различных условия пуска. Во-первых, когда пуск реактора осуществляется из холодного состояния, его называют *начальным* или *физическим пуском*. Во-вторых, когда реактор пускается вскоре после аварийной или преднамеренной остановки. Этот пуск называют *пуском после аварийной остановки*. И, в-третьих, когда мощность была уменьшена до очень малой величины от номинала и ее желательно снова довести до номинального уровня мощности. Этот вид пуска называют *пуском в диапазоне рабочих уровней мощности*. За исключением испытаний во время разработок реактора, начальный, или физический, пуск является единственно важным для работы ядерного реактора ракеты, и поэтому именно эта фаза пуска будет рассматриваться ниже.

### Начальный пуск

Все операции по пуску сталкиваются со следующей проблемой: реактор должен быть доведен до критического состояния, а нейтронный поток должен измеряться до тех пор, пока не будет достигнут желательный уровень мощности. При начальном пуске эта процедура может оказаться трудной, так как диапазон изменения мощности от нуля до номинального значения охватывает процесс деления, измеряемый от нескольких нейтронов в секунду до нескольких миллиардов нейтронов в секунду. При управлении реактором на малой мощности должна соблюдаться особая осторожность, так как в этом диапазоне приборы автоматического регулирования являются особенно ненадежными. Поэтому, естественно, задача сводится к тому, чтобы довести начальный уровень нейтронного потока до достаточно большого значения, который можно было бы уверенно измерять, прежде чем вступит в действие регулирующий стержень. В результате спонтанного деления в материале активной зоны образуется некоторое количество нейтронов, но их число слишком мало для удовлетворительной регистрации. Поэтому в реактор вводят физический источник нейтронов, обычно из радиоактивного материала, и затем эти нейтроны регистрируются пусковыми измерительными приборами. Этот диапазон пусковых уровней мощности называют диапазоном источника, или диапазоном счетчика (режим пуска).

Следующим шагом для реактора, работающего теперь в диапазоне источника, является доведение его до критического состояния. Это может быть осуществлено несколькими способами в зависимости от данной конструкции устройства: либо путем перемещения материала отражателя, либо добавлением замедлителя, либо удалением

поглощающих стержней управления. В любом случае результат получается один и тот же. Коэффициент размножения увеличивается от доли единицы до единицы. Время, требуемое для достижения критичности, может изменяться в широком интервале в зависимости от используемого вида измерений. Пересчетные устройства для определения уровня нейтронного потока с большими постоянными времени требуют большего времени, чем измерители скорости счета, которые показывают скорость нарастания уровня нейтронного потока. Когда критичность достигнута, пусковые уровни мощности попадают в диапазон измерений, именуемых *диапазоном периода* (режим разгона). Проходя через этот диапазон, уровень нейтронного потока изменяется от уровня мощности диапазона источника до ощутимой величины уровня мощности (обычно около 1% от номинального уровня), перекрывая таким образом изменения нейтронного потока в  $10^7$  раз или более. Эксплуатация реактора в этом диапазоне подготавливает его к работе на номинальном уровне мощности. В конце режима разгона в активной зоне реактора генерируется мощность, достаточная для нагревания активной зоны со скоростями от 10 до  $100^\circ\text{F}/\text{сек}$ , если через активную зону не циркулирует теплоноситель.

#### КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ

Как указывалось раньше, коэффициент размножения  $k$  должен быть равен или немного больше единицы. Для того чтобы поддерживалась цепная реакция, количество образующихся нейтронов должно быть равно количеству нейтронов, теряемых за счет утечки и поглощения. Поэтому

$$k = \frac{\text{Образование}}{\text{Утечка} + \text{Поглощение}}$$

В конкретных реакторах коэффициент размножения нейтронов обозначается как *эффективный коэффициент размножения*  $k_{\text{эфф}}$ . Величина  $\delta k$ , на которую отличается этот коэффициент размножения от единицы, называется избыточным коэффициентом размножения. Последний в свою очередь используется для определения реактивности  $\rho$ , т. е.

$$\rho = \frac{\delta k}{k_{\text{эфф}}} = \frac{k_{\text{эфф}} - 1}{k_{\text{эфф}}}. \quad (7.48)$$

Для точно критического реактора  $k_{\text{эфф}} = 1$ , а реактивность и избыточный коэффициент размножения равны нулю. Очевидно, характеристики изменения реактивности реактора определяют основные особенности системы управления.

## УРОВЕНЬ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА

Поскольку выходная мощность реактора пропорциональна скорости деления ( $3 \cdot 10^{10}$  делений в 1 сек. на 1 *вт* мощности), а скорость деления пропорциональна местной плотности нейтронного потока в любой данный момент времени, то знание уровня нейтронного потока позволяет определить уровень мощности реактора.

Из определения реактивности [см. уравнение (7.48)] избыток нейтронов в реакторе от одного поколения к предыдущему равен  $\delta k$ . Тогда скорость увеличения нейтронов в каждом поколении при начальной плотности нейтронного потока  $n$  нейтронов на единицу объема равна  $\delta k n$ , а скорость изменения числа нейтронов во времени равна

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k}{l^*} n, \quad (7.49)$$

где  $l^*$  — среднее эффективное время жизни нейтрона, определяемое как средний промежуток времени от момента образования нейтрона при делении до момента поглощения или выхода нейтрона из реакции. Для больших реакторов или для одгрупповых расчетов  $l^*$  можно считать равным

$$l^* = \frac{l_0}{k}, \quad (7.50)$$

где  $l_0$  — время жизни нейтрона в реакторе бесконечных размеров. Интегрируя уравнение (7.49), получаем

$$n = n_0 e^{\frac{\delta k}{l^*} t}, \quad (7.51)$$

где  $n_0$  — число нейтронов в единице объема в начальный момент, а  $n$  — их число по прошествии времени  $t$ . Из уравнения (7.51) очевидно, что если реактивность положительна, то число нейтронов и мощность в реакторе изменяются во времени по экспоненциальному закону.

## ПЕРИОД РЕАКТОРА

Если период реактора определить как

$$\text{Период} = \frac{1}{\frac{d(\ln n)}{dt}} = \frac{1}{\frac{1}{n} \frac{dn}{dt}}, \quad (7.52)$$

то, используя уравнение (7.49), это выражение для периода можно записать так:

$$\text{Период} = \frac{l^*}{\delta k} = T \text{ сек.}, \quad (7.53)$$

и, подставляя его снова в уравнение (7.51), мы получаем

$$n = n_0 e^{t/T}. \quad (7.54)$$

Из уравнения (7.54) мы видим, что период реактора представляет собой время, в течение которого нейтронный поток, или мощность реактора, изменяется в  $e=2,718$  раза. Следует отметить, что период является конечной величиной только в том случае, если уровень мощности изменяется.

Как следствие экспоненциального характера нарастания мощности, очевидно, что система автоматического регулирования должна содержать соответствующие предохранительные устройства. Имеется, однако, предохранительный механизм, присущий самому процессу деления. В уравнениях (7.51) и (7.53) предполагалось, что все нейтроны образуются мгновенно в момент деления и имеют среднее эффективное время жизни  $l^*$ . В действительности небольшая часть нейтронов выделяется через отдельные дискретные промежутки времени после того, как произошел процесс деления. Эти нейтроны называют *запаздывающими*. Они играют решающую роль в управлении реактором. Во многих задачах удобно рассматривать все запаздывающие нейтроны как одну группу, имеющую общую долю  $\beta=0,0075$  со средней постоянной распада  $\lambda=0,1 \text{ сек.}^{-1}$ . Хотя эти запаздывающие нейтроны и обеспечивают время запаздывания в нарастании уровня нейтронного потока, однако при достаточно большом коэффициенте размножения цепная реакция может поддерживаться без запаздывающих нейтронов. Это условие возникает при  $k_{\text{эфф.}}=1,0075$  и называется *мгновенной критичностью*. Величина реактивности, которая вызывает мгновенную критичность, вообще оценивается как реактивность величиной в «один доллар». Если среднее эффективное время жизни нейтрона принять равным  $10^{-3}$  сек., то при мгновенной критичности период реактора будет равен 0,68 сек. Другими словами, уровень мощности будет возрастать в 10 раз за 1,57 сек. Этот случай является потенциально опасным, и система управления должна быть рассчитана на предотвращение состояния мгновенной критичности.

В некоторых типах реакторов время достижения реактором номинального уровня мощности относительно незначительно. Поэтому за время периода реактивность может быть малой, а период большим. В случае ракетного ядерного реактора время достижения реактором номинального уровня мощности является чрезвычайно важным. Поскольку количество рабочего тела (теплоносителя), используемого во время пуска, должно быть сведено к минимуму и если размеры ракеты также должны быть минимальными, то необходимо обеспечить быстрое нарастание мощности реактора до номинальной. Таким образом, при конструировании системы управления атомной ракеты добавляется требование короткого периода реактора.

### Рабочий диапазон уровня мощности

При достижении уровня мощности, лежащего в пределах 1% от номинального, говорят, что реактор работает в *диапазоне рабочих уровней мощности*. При достижении этого диапазона работа устойчивого реактора является достаточно простым процессом. Уровень мощности при этом управляется системой автоматического регулирования с программирующим устройством при помощи регулирующего стержня с ограниченной реактивностью и, возможно, одного или нескольких компенсирующих стержней. Допустимая скорость изменения реактивности, обусловленная перемещением компенсирующих стержней, обычно в 10—100 раз ниже допустимой скорости изменения реактивности при перемещении регулирующего стержня. В общем случае причинами, которые могут вызывать в системе реактора потребность в изменении реактивности в рабочем диапазоне мощностей, могут быть программирование по мощности или по тяге двигателя, изменения температуры в активной зоне, изменения величины расхода рабочего тела или давления в системе, отравление реактора или выгорание ядерного топлива и накопление продуктов деления—поглотителей нейтронов.

Для ракетного ядерного реактора изменения реактивности по двум последним причинам не представляют серьезной задачи, поскольку время работы типичных ракетных реакторов слишком мало и влиянием выгорания и отравления можно пренебречь. Важность вклада остальных изменений реактивности в значительной степени зависит от конкретной конструкции реактора и, естественно, не может рассматриваться в общих чертах. Однако основные принципы конструирования остаются одними и теми же. Если система такова, что быстрые флуктуации или изменения в конструкционных параметрах поддерживаются на минимуме, то вероятность аварийного режима значительно снижается.

### Остановка

Если реактор действовал на рабочих уровнях мощности, то снизить уровень его мощности до уровня мощности источника невозможно, поскольку остающиеся в активной зоне реактора продукты распада будут чрезвычайно долго продолжать излучать  $\gamma$ -кванты и нейтроны за счет ( $\gamma-n$ )-реакций. Однако с точки зрения тепловой мощности мощность реактора можно довести приблизительно до нуля за несколько дней. Имеется два типа остановок реактора, которые следует рассмотреть. Во-первых, существует нормальная остановка реактора, когда управляющие стержни медленно вводятся в активную зону и уровень нейтронного потока спадает вначале быстро, а затем с периодом 80 сек., отвечающим наибольшему периоду запаздывающих нейтронов. Второй тип—

это быстрая остановка, связанная с аварийным режимом работы реактора и называемая аварийной остановкой. Во время аварийной остановки управляющие стержни ускоренно вводятся (сбрасываются) в активную зону для того, чтобы возможно быстрее снизить уровень нейтронного потока.

В атомной ракете задача остановки возникает в первую очередь во время испытаний при проведении разработок, когда желательна повторная работа реактора или когда желательно изучить его после аварии. В рабочем ядерном двигателе летного типа появляется положительная черта—возможность отделения реактора от ракеты и испарения его в результате огромного выделения тепла при отсутствии теплоотвода. Благодаря этому снижается опасность загрязнения твердыми радиоактивными материалами населенной местности<sup>1</sup>.

Поскольку задачи, схемы управления и приборы аварийной защиты, связанные с системами аварийной защиты, уже рассмотрены в соответствующей литературе [1, 2, 8], то в дальнейшем они обсуждаться не будут.

Подводя итог вышесказанному, можно сказать, что основными вопросами, на которые должен обратить особое внимание конструктор при проектировании рабочей системы управления, являются начальный пуск, при котором реактор должен достигнуть критичности, а также нарастание мощности в диапазоне периода реактора и в диапазоне рабочего уровня мощности, где период реактора должен поддерживаться на безопасном значении, хотя наряду с этим номинальный уровень мощности должен достигаться за возможно меньшее, практически осуществимое время.

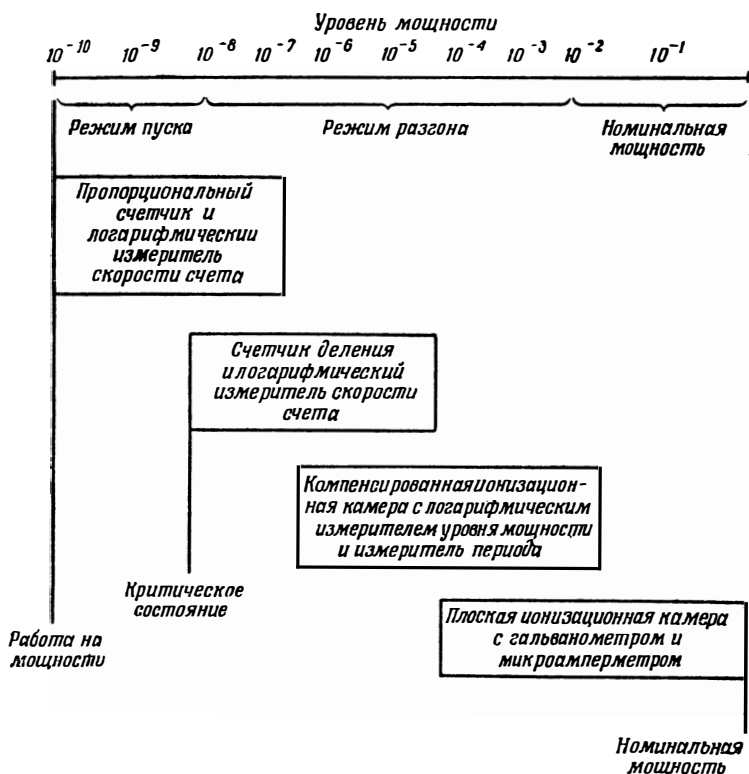
### 7.5. ПРИБОРЫ УПРАВЛЕНИЯ

Для управления двигателем атомной ракеты в систему управления должны вводиться в качестве входных сигналов определенные измеряемые параметры. Обычно это температура газообразного рабочего тела и активной зоны, расход рабочего тела и уровень мощности. В настоящем разделе рассматриваются приборы для измерения уровня мощности; приборы, служащие для измерения расхода и температуры, обсуждаются в гл. 8.

При рассмотрении эксплуатационных требований, предъявляемых к системе управления реактором, было показано, что уровень мощности нейтронного потока охватывает много порядков и что весь диапазон изменения мощности необходимо разделить на рабочие поддиапазоны, такие, как диапазон источника, или диапазон счетчика, диапазон периода и рабочий диапазон мощности. Для обеспечения безопасности реактора контроль за нейтронным потоком осуществляется непрерывно все время, поэтому необходимо,

<sup>1</sup> По этой причине вряд ли можно ожидать существенного уменьшения загрязнения местности. — *Прим. ред.*

чтобы измерительные приборы были чувствительными и в то же время перекрывали чрезвычайно большой диапазон. Ни один из существующих приборов не может охватить такого большого диапазона. Следовательно, чтобы охватить весь диапазон, пользуются несколькими измерительными приборами с перекрывающимися диапазонами или же одним чувствительным нейтронным датчиком, расстояние которого от реактора можно менять при увеличении уровня мощности. Последний метод обладает рядом определенных

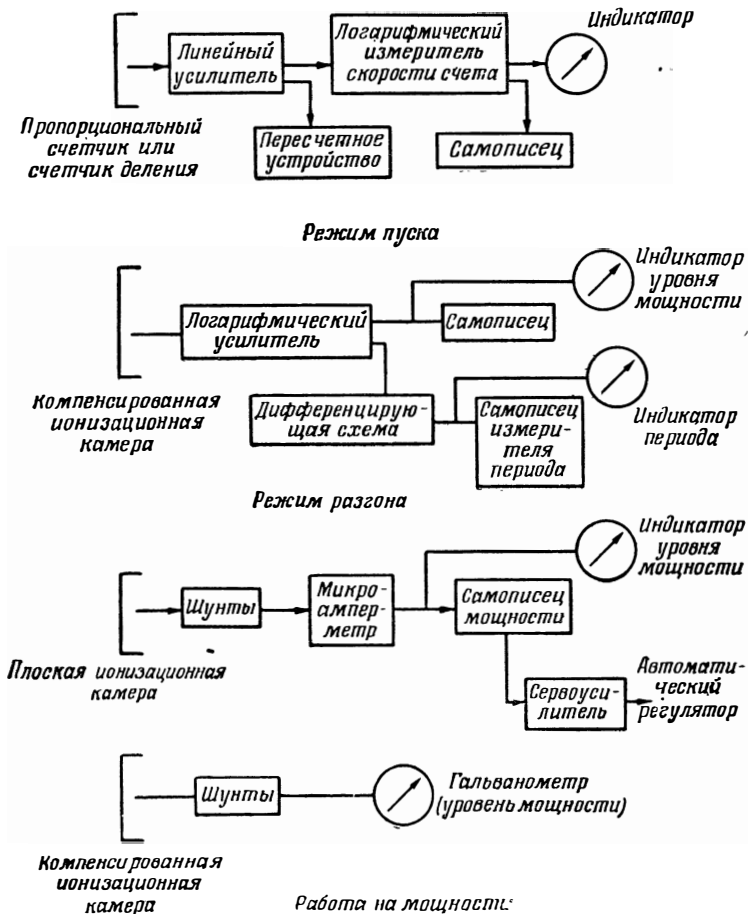


Ф и г. 7.11. Рабочие диапазоны в системе из нескольких неподвижных датчиков.

недостатков, основной из которых заключается в том, что зависимость нейтронного потока является обычно нелинейной функцией расстояния от реактора и может даже содержать резкие изменения в наклоне на границах различных материалов, что делает градуировку прибора чрезвычайно трудной.

В дополнение к требованиям точности и быстроты реакции идеальный прибор для управления реактором должен быть спо-

способным определить нейтроны в присутствии сильных полей  $\gamma$ -излучения. Эти требования становятся противоречивыми во многих случаях работы реактора, когда уровень  $\gamma$ -излучения велик, а скорость счета нейтронов мала; однако при нормальной работе двигателя ядерной ракеты  $\gamma$ -излучение пропорционально нейтронному потоку. Исключение составляют эксперименты при разработке, когда реактор приходится останавливать или пускать повторно



Ф и г. 7.12. Блок-схема системы управления пуском и работой реактора.

после работы на рабочих уровнях мощности. Когда уровень  $\gamma$ -излучения велик, а уровень нейтронного потока мал, желательно использовать ионизационные камеры или пропорциональные счетчики



вместе с импульсной системой измерения скорости счета, которая позволяет отделять малые импульсы, обусловленные  $\gamma$ -излучением, от больших импульсов, вызванных нейтронами. Однако для повышения точности необходимо длительное время интегрирования, что в свою очередь вызывает замедление реакции прибора. Если увеличить быстродействие прибора, его точность, естественно, ухудшится. При более высоких уровнях нейтронного потока такой измеритель скорости счета будет обладать большим быстродействием, однако разрешающее время станет ограничивать его верхний предел. К счастью, для высоких скоростей счета импульсов интегрирующий или токовый измерительный прибор обладает большими точностью и быстродействием. Хотя диапазоны источника, периода и рабочего уровня мощности рассматривались несколько обособленно друг от друга, это на самом деле не так. Естественно, различные измерительные приборы будут перекрывать друг друга и обеспечивать непрерывную запись нейтронного потока или уровня мощности. На фиг. 7.11 и 7.12 показаны типы приборов и интервалы полного диапазона мощности реактора, в которых они могут использоваться. Ниже приводится краткое описание некоторых из этих приборов.

### Пропорциональный счетчик

В диапазоне источника используются приборы пропорционального, или импульсного счета. Наиболее чувствительными пропорциональными счетчиками являются обычно счетчики с  $\text{BF}_3$  или счетчики с борным покрытием. Работа этих счетчиков, подобно большинству других нейтронных детекторов, основана на регистрации ионизирующих частиц, испускаемых при вызываемой нейтронами реакции деления. В случае счетчика, наполненного  $\text{BF}_3$ , газ ионизируется  $\alpha$ -частицами, выделяемыми бором при реакции  $\text{B}^{10}(n,\alpha)\text{Li}^7$ , а электроны, образованные в результате первичной ионизации, движутся под действием электрического поля в счетчике по направлению к собирающему электроду и, ускоряясь, приобретают энергию, достаточную для вторичной ионизации. Все электроны, достигающие центрального электрода, вызывают импульс напряжения на нагрузочном сопротивлении. Частота появления этих импульсов является, таким образом, линейной функцией нейтронного потока, которым облучается счетчик. Обладая коротким временем восстановления, пропорциональные счетчики могут измерять высокие скорости счета с большой точностью.

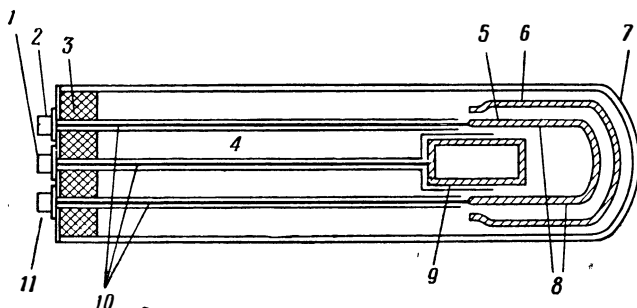
### Счетчик деления на $\text{U}^{235}$

В отличие от пропорциональных счетчиков, в которых импульсная камера покрывается бором или наполняется  $\text{BF}_3$ , в счетчике

деления внутренность камеры или поверхность электродов покрывается ураном, обогащенным изотопом  $U^{235}$ . Нейтроны, попадающие в камеру, вызывают деление урана, а осколки деления в свою очередь ионизируют газ. Электроны, образовавшиеся в результате ионизации, собираются на электроде и вызывают импульс напряжения. Преимущество счетчика данного типа заключается в том, что импульс, обусловленный осколками деления, достаточно велик, так что дискриминация импульсов не представляет трудностей даже в присутствии импульсов от  $\gamma$ -излучения. Из-за большой величины сечения деления на тепловых нейтронах счетчики деления с  $U^{235}$  используются в первую очередь для измерения потоков тепловых нейтронов.

### Компенсированные ионизационные камеры

В диапазоне периода, где детектор должен работать в широком интервале мощностей, используется компенсированная ионизационная камера. Диапазон регистрации этого прибора увеличивается за счет баланса, или компенсации составляющей сигнала,



Ф и г. 7.13. Компенсированная ионизационная камера. 1—вход для азота и клемма собирающего электрода; 2—выход для азота и клемма высоковольтного отрицательного электрода; 3—изоляция; 4—графитовое наполнение; 5—собирающий электрод; 6—положительный электрод; 7—оболочка из магний-алюминиевого сплава; 8—поверхности, покрытые бором; 9—отрицательный электрод; 10—соединительные провода, изолированные свинцом; 11—клемма высоковольтного положительного электрода.

обусловленной  $\gamma$ -излучением. Это осуществляется за счет использования двух камер—одной чувствительной как к нейтронам, так и к  $\gamma$ -излучению, а другой—чувствительной только к  $\gamma$ -излучению. Измеряя разность двух токов от этих ионизационных камер, можно определить величину нейтронного потока. На фиг. 7.13 показана схема компенсированной ионизационной камеры, разработанной в Окриджской национальной лаборатории. Поскольку интенсивность  $\gamma$ -излучения зависит от положения прибора относительно реактора, то конструкция камеры предусматривает подстройку

степени компенсации  $\gamma$ -излучения за счет механического изменения эффективного объема камеры.

Рассмотренные импульсные счетчики и ионизационные камеры являются нейтронными датчиками, с помощью которых производят измерения, необходимые для управления реактором. Используются и другие нейтронные датчики, такие, как нейтронный термостолбик и сцинтилляционные счетчики. Нейтронные термостолбики довольно прочны и не требуют высоковольтной изоляции, но приходится идти на компромисс при увеличении чувствительности, потому что в этом случае время реакции возрастает. Естественно, они не используются для непосредственных измерений при управлении реактором. Чувствительность сцинтилляционных счетчиков к нейтронам и  $\gamma$ -излучению примерно одинакова. Но чувствительность некоторых их элементов к нагреванию является определенным недостатком. Однако сцинтилляционные счетчики иногда используют как детекторы  $\gamma$ -излучений в системах аварийной защиты реакторов малой мощности.

Вышесказанное дает некоторое представление об особенностях немногих нейтронных датчиков, используемых в системах управления реактором, однако ничего не было сказано о задачах, связанных с размещением этих приборов. Для получения сведений, касающихся градуировки приборов, влияния на них температуры и теневого эффекта управляющих стержней, читатель отсылается к соответствующей литературе [1,8].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шульц М. А., Регулирование энергетических ядерных реакторов, ИЛ, 1957.
2. Gore M. P., Carroll J. J., Dynamics of a Variable Thrust Pump Fod Bipropellant, Liquid Rocket Engine System, *Jet Propulsion*, 27 (1), 35 (1957).
3. Цянь Сюэ-сэнь, Техническая кибернетика, ИЛ, 1956.
4. Корн Г. А., Корн Т. М., Electronic Analog Computers, 2d ed., McGraw-Hill, New York, 1956.
5. Pipes L. A., Applied Mathematics for Engineers and Physicists, 2d ed., McGraw-Hill, New York, 1958.
6. Gardner M. F., Barnes J. L., Transients in Linear Systems, John Wiley, New York, 1942.
7. Chestnut H., Mayer R. W., Servomechanisms and Regulating System Design, vol. I. John Wiley, New York, 1951.
8. Glasston S., Principles of Nuclear Reactor Engineering, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1955.

## ИСПЫТАНИЯ РАКЕТНОЙ ЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ

Поскольку для достижения критичности необходимо, чтобы масса или физический объем реактора были не меньше некоторой определенной величины, а также чтобы было соответствующее распределение делящегося материала, то, вообще говоря, точная проверка системы с помощью уменьшенной модели не возможна. Даже если бы можно было сделать критической геометрически подобную модель реактора, то при присущем ей распределении делящегося материала, обеспечивающем критичность, нейтронные характеристики и распределение потоков были бы совершенно иными, нежели в проектируемом реакторе. Поэтому истинные статические и динамические ядерные характеристики должны определяться путем испытаний самого реактора на полной проектной мощности.

Можно, однако, значительно уменьшить сложность требующихся экспериментов и получить много полезных данных из натуральных испытаний, проведенных на реакторе, работающем на очень низких уровнях мощности. Кроме того, некоторые технические испытания работоспособности реактора часто можно провести на уменьшенных моделях отдельных деталей реактора путем имитации ядерного тепловыделения омическим нагревом соответствующих деталей.

Вследствие этого логично разбить программу испытаний на две основные стадии. Первая стадия включает в себя испытания, связанные с разработкой отдельных узлов ракетной установки и определением ядерных характеристик реактора при работе его на малой мощности; вторая стадия включает в себя статические и летные испытания установки на полной мощности. В дополнение к обсуждению проблем, связанных с разработкой отдельных элементов ядерной ракетной установки и ее испытаниями, в настоящей главе представлен материал по измерительной аппаратуре. Кроме того, поскольку важнейшим фактором при испытаниях установки является ядерное излучение, в настоящую главу включены некоторые вопросы, касающиеся радиационной безопасности и необходимых мер защиты.

### 8.1. ИСПЫТАНИЯ, ПРОВОДИМЫЕ ПРИ РАЗРАБОТКЕ СОСТАВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ УСТАНОВКИ

В настоящем разделе излагаются различные аспекты испытаний, необходимых при проведении разработки составных элементов установки. Эти аспекты включают в себя: неядерные испытания, исследования радиационных повреждений, использование внутрикотловых исследований для испытаний отдельных элементов установки и изучение ядерных характеристик предварительно разработанных проектов. Ядерные характеристики исследуются с помощью критических сборок и путем использования геометрически подобных макетов реакторов, работающих на очень низкой мощности.

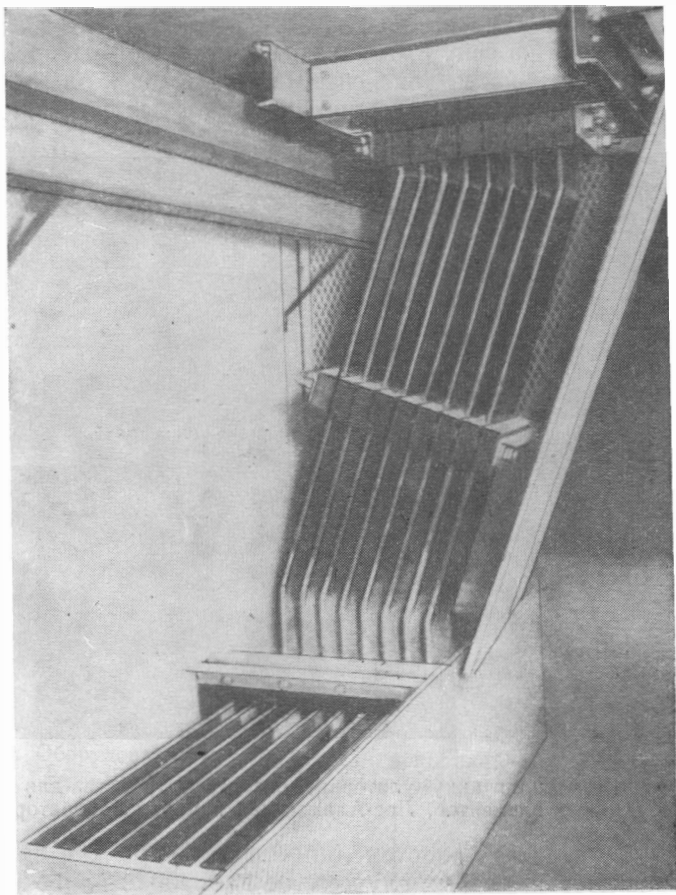
#### Неядерные испытания

Разработка составных элементов любой сложной установки с высокоэффективными характеристиками требует значительной экспериментальной работы. Примером сложных устройств, необходимых для проведения испытаний, являются значительные по размерам установки, сооружаемые в процессе разработки ракетного двигателя на химическом топливе. Идеи, лежащие в основе разработок составных элементов ядерной и химической ракетных систем, мало чем отличаются. Непосредственное конструирование ядерной ракетной установки—более сложное дело, поскольку составные элементы установки должны находиться и удовлетворительно работать в поле излучений. Помимо опасности радиационных повреждений, обсуждаемой ниже, другой принципиальный эффект поля излучений заключается в выделении энергии в конструкциях ракеты, что вызывает их внутренний нагрев, расширение и температурные напряжения. Можно смоделировать некоторые рабочие условия при испытании отдельного элемента с помощью омического нагрева электрическим током.

Использование электрического моделирования процесса ядерного тепловыделения в элементах конструкции является общепринятым методом в реакторной технике. Основная трудность моделирования рабочих условий ракетных ядерных реакторов связана с мощностью, требуемой для воссоздания реальных условий в конструкциях приемлемых размеров.

Например, при испытании элементов конструкции активной зоны, предназначенных для работы в реакторе с плотностью энерговыделения  $3500 \text{ Мвт/м}^3$  (см. гл. 4, разд. 4.4), мощность  $1 \text{ Мвт}$  позволяет испытать только кубический элемент активной зоны со стороной  $6,6 \text{ см}$ . Проблема электронагрева еще более усложняется в связи с тем, что большинство материалов, представляющих интерес с точки зрения использования в конструкции

ракетного ядерного реактора, являются хорошими проводниками электричества, в результате чего они требуют больших токов для моделирования ядерного тепловыделения высокой плотности. Кроме

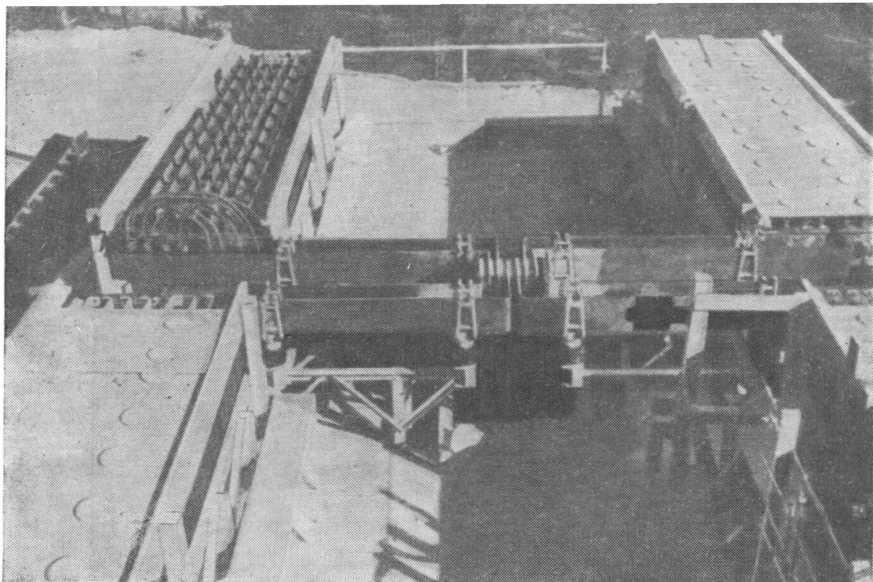


Ф и г. 8.1. Энергораспределительная система устройства для испытаний отдельных элементов, Лос-Аламосская научная лаборатория.

того, для испытаний при больших мощностях (несколько мегаватт) невозможно использовать переменный ток, поскольку вызываемые магнитным полем вторичные индуцированные токи в конструкциях, которые окружают испытываемый образец, приводят к возникновению в них нагрузок и вибраций, что может разрушить испытываемый образец, и создают посторонние сигналы в изме-

рительной аппаратуре, искажающие результаты испытаний. Поэтому эксперименты с мощным электронагревом лучше проводить на постоянном токе. Это в свою очередь требует тяжелых сборательных шин и сложного переключающего устройства в энергораспределительной системе.

Для примера на фиг. 8.1 показана часть энергораспределительной системы устройства для испытаний отдельных элементов Лос-Аламосской научной лаборатории. Индукционный нагрев, за исклю-



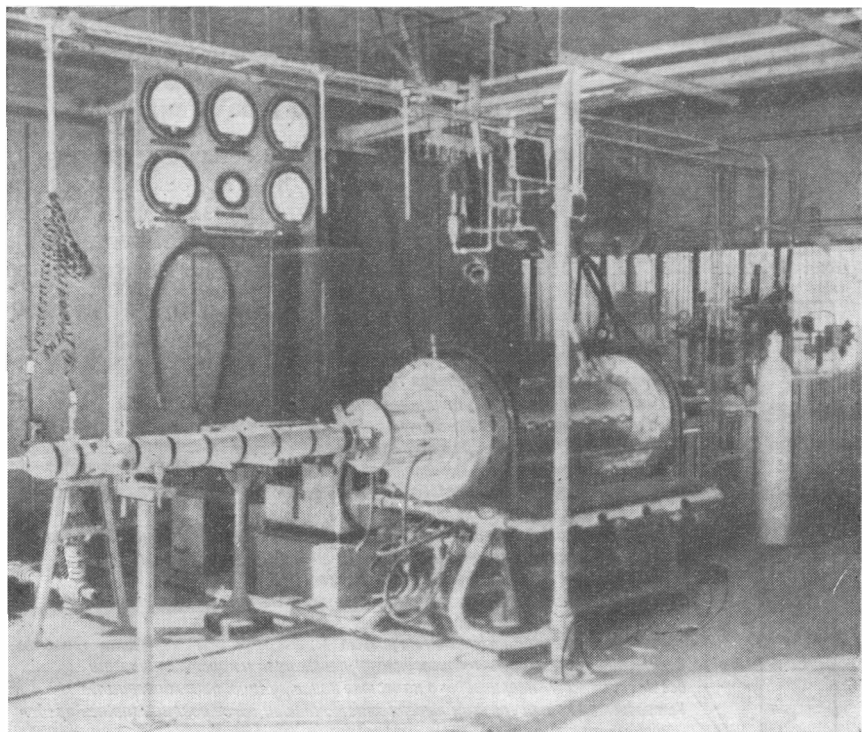
Ф и г. 8.2. Подстанция аккумуляторных батарей устройства для испытаний отдельных элементов, Лос-Аламосская научная лаборатория.

чением некоторых особых случаев, не дает какого-либо выигрыша по сравнению с непосредственным омическим нагревом.

Поскольку время работы ракетного двигателя очень коротко (порядка минут), то нет необходимости в использовании оборудования, способного вырабатывать электроэнергию бесконечно долго; на практике запас батарей большой энергоемкости обладает рядом преимуществ по сравнению с другими системами. На фиг. 8.2 показана подстанция аккумуляторных батарей, способная около получаса давать мощность  $1 \text{ Мвт}$  при большой силе тока.

Электрический нагрев является полезным и гибким методом моделирования ядерного тепловыделения в экспериментах по теплопередаче, при испытаниях материалов и проверке работы сильно

нагреваемых конструкций. На фиг. 8.3 показано типичное оборудование устройства для испытания отдельных элементов (Лос-



Ф и г 8.3. Оборудование устройства для испытаний составных элементов, Лос-Аламосская научная лаборатория.

Аламосская научная лаборатория), которое позволяет исследовать поведение интересующих элементов при уровне мощности около 1 Мвт.

### Ядерные испытания

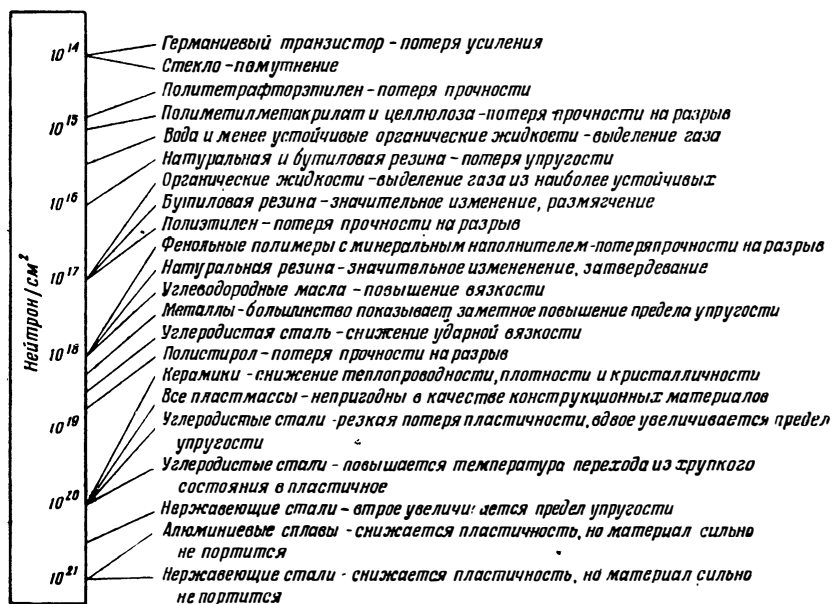
На некоторой стадии разработки элементов реактора становится необходимым определить влияние полей нейтронного и  $\gamma$ -излучений на материалы и отдельные элементы внутри и вне реактора и исследовать ядерные свойства самого реактора. Методы, с помощью которых могут быть выполнены эти экспериментальные исследования, как правило, сложны. Для выполнения таких исследований необходимы ядерные макеты, или критические сборки, и устройства для облучения в исследовательском реакторе. Устрой-



ства для облучения необходимы при исследованиях с помощью экспериментов внутри реактора, влияния облучения на работу некоторых подсистем и материалов, используемых в проектируемой установке, в то время как критические сборки применяются для определения полных нейтронных характеристик установки.

### Эксперименты внутри реактора

Материалы, используемые для сооружения любого ракетного ядерного реактора, должны быть способны кратковременно выдерживать без разрушения крайне высокие потоки излучений. Кроме того, составные элементы ракеты или ядерной силовой установки, расположенные вне реактора, также должны быть устойчивы



Ф и г. 8.4. Поведение некоторых материалов и оборудования при нейтронном облучении [7]. Указана интегральная доза надтепловых нейтронов.

к воздействию излучения или должны быть защищены от излучения реактора во время его работы. Поскольку вес является важнейшей характеристикой любой ракетной системы, вес защиты отдельных элементов должен быть сведен к минимуму. Для получения защиты минимального веса требуется в первую очередь знать предельно допустимые дозы излучений, при которых составные элементы установки останутся неповрежденными. Для получения таких данных материал помещается в поле излучений рабо-

тающего реактора на различные периоды времени и при различных уровнях нейтронного потока. После облучения образцы исследуются и устанавливаются характер и размеры повреждений. Как правило, именно общая интегральная (по времени) доза определяет степень радиационных повреждений; поэтому некоторые аспекты воздействия излучений ракетных ядерных реакторов, создающих крайне высокие (по сравнению с обычными реакторами) поля излучений на короткие промежутки времени, могут быть изучены путем длительных испытаний отдельных элементов и материалов в маломощных реакторах. Многие из обычных технических материалов были подвергнуты испытаниям на радиационное повреждение в различных исследовательских реакторах, и данные, полученные в результате этих испытаний, весьма полезны при предварительном конструировании. Общая картина поведения некоторых материалов и оборудования в полях излучений показана на фиг. 8.4 и в табл. 8.1.

Таблица 8.1

Роль <sup>1)</sup> различных факторов при создании радиационных повреждений [7] <sup>2)</sup>

Объект облучения	γ-Излучение	Тепловые нейтроны	Надтепловые нейтроны	Осколки деления	Мощность дозы ,	Окружающая среда	Температура	Напряжение	Исходное состояние
Металлы неде- ляющиеся . . .	М	М <sup>3)</sup>	Б	Б <sup>4)</sup>	?	С?	С	?	С
Керамики . . .	М	М <sup>3)</sup>	Б	Б <sup>4)</sup>	?	?	С	?	С
Пластмассы и эластомеры	Б	М <sup>3)</sup>	Б	М <sup>5)</sup>	Б?	Б	Б	Б	Б
Тепловыделяю- щие элементы	М	Б	Б	Б	?	?	Б	?	Б
Элементы за- щиты и управления	М	Б	Б	М <sup>5)</sup>	?	?	С	?	Б
Элементы эле- ктротехни- ческих устройств . .	Б	М <sup>3)</sup>	Б	М <sup>5)</sup>	Б	Б	Б	С	С
Жидкости (кро- ме металлов)	Б	М <sup>3)</sup>	Б	М <sup>5)</sup>	М	М	Б	М	М

1) Б—большая; С—средняя; М—малая; ? —неизвестная.

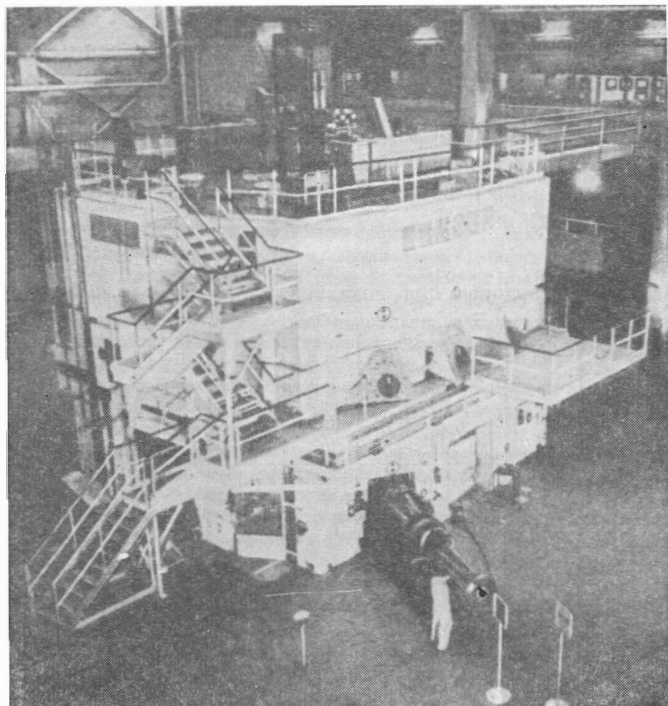
2) Наблюдение в результате непрерывного облучения всех материалов, кроме электротехнических деталей.

3) Для материалов с низким сечением поглощения нейтронов.

4) В контакте с ядерным топливом.

5) Без контакта с ядерным топливом.

Помимо указанных испытаний на радиационное повреждение, часто желательно проверить работу всей сборки из нескольких составных элементов в поле излучений. Подобно тому, как это делают при испытании материалов, эти эксперименты производят путем помещения интересующей сборки в поле нейтронного и  $\gamma$ -излучений исследовательского реактора. Так как эти сборки наиболее



Ф и г 8.5. Реактор для испытания материалов (реактор MTR), Национальная станция для испытания реакторов, Арко, шт. Айдахо.

часто располагаются внутри активной зоны реактора, то такие эксперименты называются внутрикотловыми, или петлевыми испытаниями. Для ракетных ядерных реакторов типичный эксперимент внутри реактора может включать определение выхода осколков деления из тепловыделяющего элемента (от нейтронов исследовательского реактора) как функции температуры, времени и уровня нейтронного потока. Для других типов реакторов представляют интерес другие проблемы. Например, воздействие излучений на скорость коррозии в трубопроводе с циркулирующим топливом

(для реактора с жидким топливом) может быть изучено путем испытаний внутри реактора трубопровода с циркулирующим топливом. На фиг. 8.5 показан реактор для испытания материалов (MTR) в Арко (шт. Айдахо). Этот большой исследовательский реактор используется почти исключительно для внутрикотловых экспериментов.

Необходимо отметить, что для получения максимального количества данных из этих экспериментов необходимо иметь горячие лаборатории для разборки и изучения испытанных элементов (см. стр. 355).

### Критические сборки

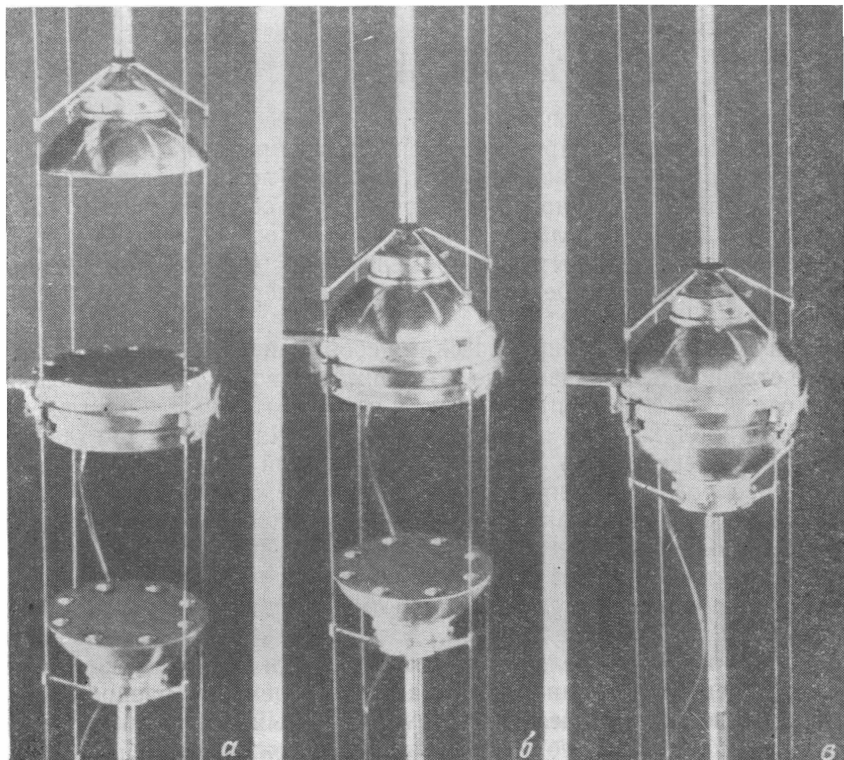
Методы расчетов, описанные в гл. 4, обеспечивают предварительную основу для проектирования реактора, но они не могут принять во внимание все эффекты, которые возникают в реакторе как следствие конструирования его таким, чтобы можно было изготовить и собрать отдельные элементы реактора. Поэтому в дополнение к внутрикотловым экспериментам необходимы критические эксперименты для определения полных ядерных характеристик реального реактора.

Эти эксперименты с критическими сборками обычно выполняются в две стадии. Первоначальные эксперименты носят характер общего подхода к проблеме, при котором компоненты реактора моделируются приближенным и гибким способом. На этой стадии определяются эффективность материалов активной зоны и отражателя и их распределение; при этом сборка является критической, но работает на очень низком уровне мощности (порядка нескольких ватт и самое большое несколько киловатт). На второй стадии критических экспериментов используется более сложное оборудование, а сами опыты становятся более тонкими. Например, данные, полученные из этих экспериментов, должны содержать: необходимую величину загрузки делящегося материала и его распределение, распределение нейтронного потока (и одновременно распределение тепловыделения или делений), температурный коэффициент реактивности при комнатной температуре, эффективность и расположение стержней управления. Кроме того, часто производятся измерения с перемещением материала, чтобы определить «функции ценности» для распределения материала по реактору. Для ракетных ядерных реакторов, в связи с тем, что рабочее тело является обычно водородсодержащим и, следовательно, замедляет нейтроны, необходимо также исследовать эффект присутствия рабочего тела на нейтронные характеристики реактора.

Оборудование, применяемое при выполнении критических экспериментов, чрезвычайно разнообразно. В экспериментах, проводимых для проверки некоторых теоретических расчетов по критиче-

ским массам и спектрам нейтронов, часто используется сборка без отражателя. Одной из таких установок является плутониевая сборка без отражателя «Джезебел» Лос-Аламосской научной лаборатории. На фиг. 8.6 эта сборка показана в безопасном, полусобранном и критическом состояниях.

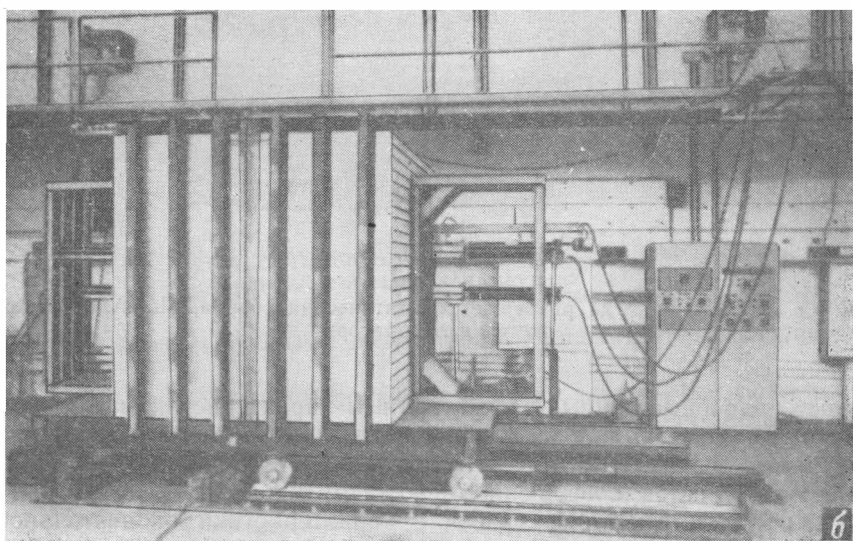
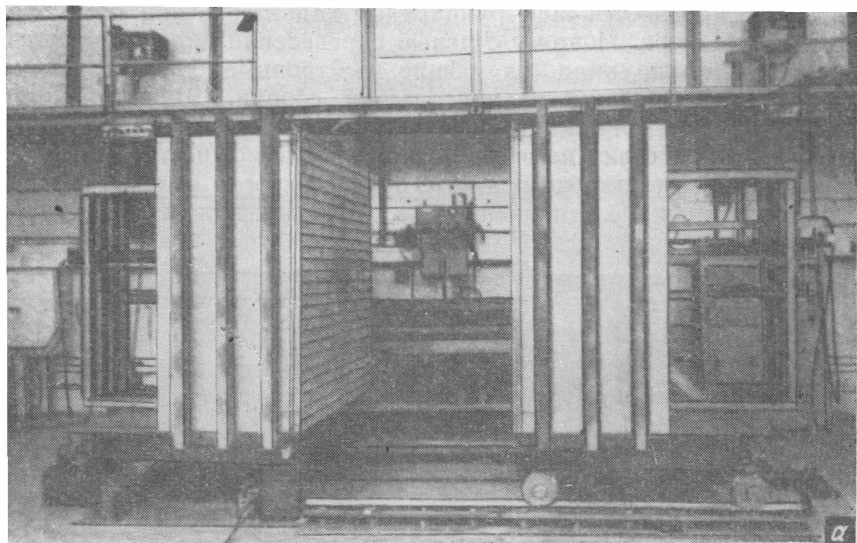
На предварительной стадии работ конструкция критической сборки должна быть достаточно гибкой, чтобы можно было легко производить изменение геометрии. В Лос-Аламосской научной лабора-



Ф и г. 8.6. Плутониевая критическая сборка без отражателя «Джезебел», Лос-Аламосская научная лаборатория.

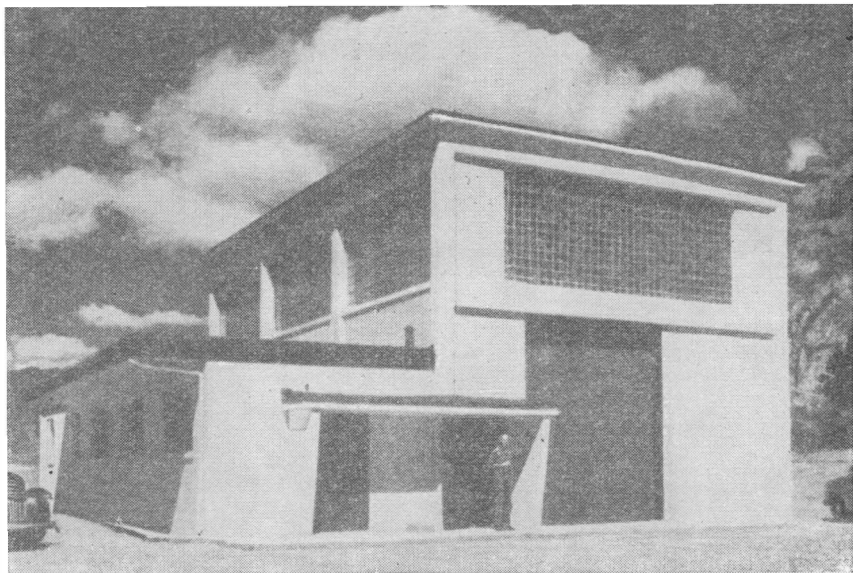
а—безопасное состояние; б—полусобранное состояние; в—критическое состояние.

тории эта работа ведется с помощью установки для критическихборок, показанной на фиг. 8.7. Геометрия предполагаемого реактора воссоздается путем расположения делящегося материала и замедлителя в конструкции, имеющей форму пчелиных сот. Две половины сборки затем соединяются и определяется критичность этого соеди-



Ф и г. 8.7. Установка для критических сборок типа пчелиных сот.  
а—безопасное состояние; б—критическое состояние.

нения. Необходимо отметить, что в сборке такого типа почти невозможно воспроизвести конструкционные характеристики предполагаемого реактора. Поэтому с целью определения влияния деталей реальной конструкции на общие нейтронные характеристики используется третий тип критической сборки. Эти устройства являются геометрическими моделями окончательной конструкции реактора и работают на очень низком уровне мощности. В результате этого их часто относят к категории реакторов нулевой мощности. Эксперименты, выполненные на реакторах нулевой мощности,



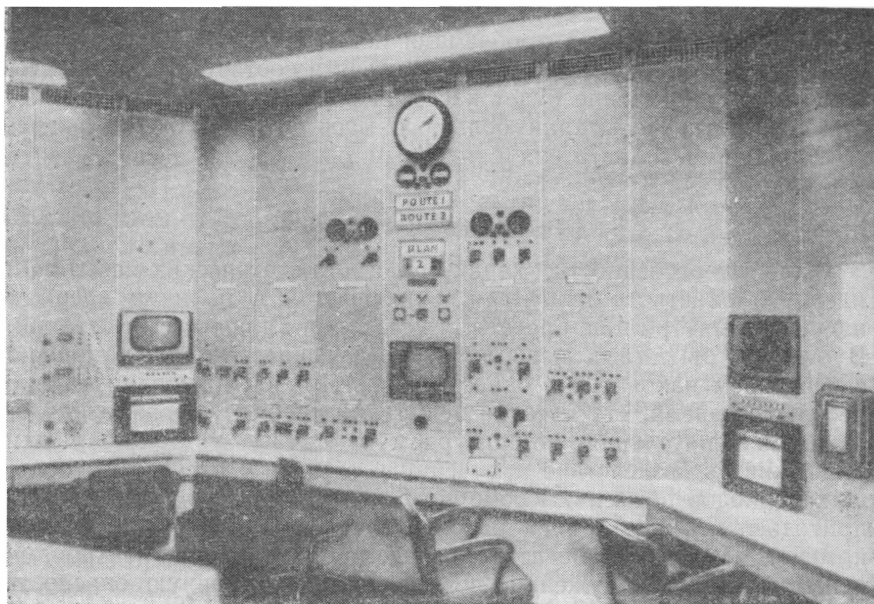
Ф и г . 8 8 . З д а н и е ,   г д е   р а з м е щ а е т с я   к р и т и ч е с к а я   с б о р к а ,   Л о с - А л а м о с с к а я   н а у ч н а я   л а б о р а т о р и я .

дают подробные данные по нейтронным характеристикам для конкретных конструкций реактора, т. е. данные, которые невозможно получить каким-либо иным путем. Следовательно, эти эксперименты являются совершенно необходимыми, если должны быть достигнуты оптимальные рабочие характеристики окончательной конструкции действующего реактора.

Если на всех стадиях критических экспериментов уровни мощности являются низкими, то для выполнения точных измерений и в ряде других случаев (например, для создания радиационного нагрева конструкции) они должны быть достаточно высокими. Следовательно, эксперименты должны вестись либо в защищенном

помещении, либо в местности, удаленной на значительное расстояние от населенных пунктов. Устройства для проведения таких экспериментальных работ должны удовлетворять следующим требованиям:

- 1) гарантировать уверенность в высокой степени безопасности;
- 2) обеспечивать простоту сборки;
- 3) обеспечивать получение максимального количества данных;



Ф и г. 8.9. Пункт дистанционного управления установкой для критическихборок, Лос-Аламосская научная лаборатория.

4) быть способными выдерживать незначительные ядерные аварии.

На фиг. 8.8 и 8.9 показаны одно из зданий, где размещаются критические сборки, и пульт управления, расположенный в отделенном от этого здания помещении.

## 8.2. НАТУРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ

Натурные испытания, необходимые для проверки разработанной конструкции ракеты с ядерной силовой установкой, аналогичны испытаниям, которые проводятся для больших ракет на химическом топливе, и состоят из программы обширных статических испытаний ракеты и последующей стадии летных испытаний. Каж-



дая стадия этих исследований имеет свою определенную цель. Цель статических испытаний—получить данные, необходимые для установления надежности работы двигателя, и доказать работоспособность реактора этой системы, в то время как летные испытания имеют целью объединить различные составные части летательного аппарата в единую систему (ракету), работающую при требующихся проектных условиях (в соответствующих внешних условиях).

Обсуждение излагаемых здесь вопросов натурных испытаний делится, таким образом, на две части: статические и летные испытания. Но поскольку с проблемами испытаний больших ракет на химическом топливе можно ознакомиться в соответствующей литературе, то обсуждение будет касаться главным образом особенностей ракетных испытаний большого масштаба, присущих разработке ракетного двигателя с ядерным реактором.

### Статические испытания

Главная особенность, характерная для статических испытаний ядерного ракетного двигателя, заключается в наличии ядерных излучений внутри и за пределами установки в процессе испытаний. В отличие от летных испытаний, когда двигательная установка с реактором находится в окрестности стартовой площадки только небольшое время, статические испытания требуют, чтобы оборудование, измерительная аппаратура и различные устройства могли выдерживать воздействие излучений в течение относительно больших периодов времени. Кроме того, все устройства должны быть пригодны для повторного использования без переоборудования, которое может потребоваться вследствие активации нейтронами испытательных сооружений, создающей радиационную опасность для обслуживающего персонала. Поскольку цель этих испытаний—проверить проектные характеристики и установить работоспособность элементов и всей системы при большой мощности, то вопросы, подлежащие проверке, включают в себя исследования рабочих параметров ракетного двигателя, устойчивости конструкции реактора, характеристики системы регулирования и ядерных характеристик реактора при работе с большой плотностью энерговыделения.

### ПАРАМЕТРЫ ДВИГАТЕЛЯ

Рабочие характеристики ракетного двигателя являются параметрами, которые, вероятно, наиболее легко проверить при испытаниях. Измерения тяги  $N$  и массового расхода рабочего тела  $\omega$  позволяют определить эффективный удельный импульс из соотношения:  $I_{sp} = N/\omega$ . Если измерения тяги нельзя произвести непосредственно, то эффективный удельный импульс можно подсчитать по уравнению (2.53) при условии, конечно, что известны коэффи-

циент скорости сопла, коэффициент расхода и средний молекулярный вес рабочего тела и что выполнены измерения температуры и давления рабочего тела на выходе из реактора, весового расхода рабочего тела и давления на выходе из сопла. Поэтому для проверки рабочих характеристик ракетного двигателя при испытаниях измеряются: тяга, весовой расход рабочего тела, температура рабочего тела на выходе из реактора, давление рабочего тела на выходе из реактора и сопла.

### РАБОТОСПОСОБНОСТЬ КОНСТРУКЦИЙ РЕАКТОРА

Определение поведения конструкции реактора при испытаниях на высоком уровне мощности, а следовательно, при значительном нагревании под воздействием излучений, является более сложной проблемой. Поскольку конструкция активной зоны всегда будет тем элементом, который проектируется для работы на предельных условиях, то именно эта часть реактора подлежит детальному изучению. К сожалению, это также наиболее трудная для изучения область в процессе испытаний. Причиной этого является то, что активная зона работает при максимальных температуре и нагрузках от давления и в области максимального поля излучений. Кроме того, кажется крайне сомнительным, что заделанная в активную зону аппаратура для измерения температур, напряжений и деформаций будет давать надежную информацию во всем рабочем диапазоне реактора. Тем не менее некоторые детальные измерения по конструкции активной зоны могут быть выполнены при испытаниях на пониженных мощности и температуре. Измерения давлений в системе в процессе испытаний на большой мощности должны дать некоторые полезные сведения для проверки проектных значений параметров конструкции. Такие измерения особенно полезны, если основная нагрузка на конструкцию активной зоны создается падением давления, возникающим при прохождении рабочего тела через теплообменные устройства. Вообще говоря, такой случай будет реализовываться для реакторов теплообменного типа, которые будут рассматриваться позже. Хотя путем таких измерений можно проверить проектную конструкцию, они, однако, не дают большого количества данных для диагноза на тот случай, если в процессе испытаний произойдет авария. Точно так же эти измерения не дают нужных данных по температурным напряжениям, которые возникают по всей активной зоне в процессе работы. Вследствие этого необходимо сделать все возможное, чтобы провести подробные исследования конструкции на стадии разработки составных элементов, обсуждавшейся в предыдущем разделе. Для других элементов установки, таких, как корпус реактора под давлением, отражатель нейтронов и сопло ракеты, можно произвести обычные измерения, так как рабочие температуры этих элементов значительно ниже темпера-

туры активной зоны. Тем не менее воздействие излучений, которое искажает или влияет на эти «стандартные» измерения, должно все еще приниматься во внимание. Для целей инженерного исследования тензометрические измерения, измерения давлений и температур должны быть выполнены в тех точках установки, где измеряемые параметры достигают критических значений. Кроме того, хотя активная зона, где происходит теплообмен, в общем случае представляет собой устройство с сильно уменьшенными вибрациями, в полном анализе прочности конструкции реактора измерениям вибраций должно быть отведено значительное место.

### СИСТЕМА РЕГУЛИРОВАНИЯ

При выполнении программы статических испытаний должны быть определены динамические характеристики системы регулирования реактора. Эта информация абсолютно необходима для разработки системы регулирования летного варианта ракетной установки. Хотя разработка системы управления реактором базируется на аналитических и моделирующих методах, описанных в гл. 7, и проверяется в действии в процессе экспериментирования на реакторах нулевой мощности, характеристики этой системы могут быть детально проверены только при испытаниях на полной мощности с использованием входных сигналов от реального ракетного двигателя. Здесь впервые в условиях переменных расхода и температуры рабочего тела, с учетом влияния изменения температуры на ядерные свойства активной зоны проверяется чувствительность всей системы регулирования.

Максимальная температура тепловыделяющих элементов с высокой плотностью энерговыделения определяет максимальные достижимые рабочие характеристики реактора, поэтому желательно использовать этот параметр для целей регулирования. Однако непосредственное измерение этой температуры во многих случаях невозможно или, в лучшем случае, затруднительно, поэтому приходится использовать в качестве первичного контрольного сигнала какую-либо другую температуру, близко связанную с максимальной температурой в активной зоне. Такой температурой, наиболее близко связанной (во времени) с максимальной температурой в тепловыделяющих элементах, является температура рабочего тела на выходе из активной зоны. Эту температуру относительно легко измерить непосредственно или можно подсчитать, если рассматривать сопло в качестве преобразователя температуры. Другими переменными, которые должны быть измерены и поданы на программное регулирующее устройство системы реактор—двигатель, являются расход рабочего тела, уровень мощности в активной зоне и положение регулирующего стержня. Расход рабочего тела и положение регулирующего стержня определить легко, поскольку

существуют достаточно точные расходомеры и индикаторы положения. Измерение уровня мощности в активной зоне, однако, намного сложнее и подробно обсуждается в гл. 7, разд. 7.5. Подытоживая сказанное, отметим, что основными переменными, которые должны измеряться в процессе испытаний системы управления и ее настройки, являются: расход, давление и температура рабочего тела на выходе из активной зоны, уровень мощности в активной зоне и положение регулирующего стержня.

### ЯДЕРНЫЕ АСПЕКТЫ

Как и в случае системы управления, только натурные испытания могут предоставить необходимую информацию для определения ядерных характеристик активной зоны реактора, работающего при проектной температуре, с учетом влияния теплоносителя (рабочего тела) на эти характеристики. Именно при этих условиях в реакторе должно устанавливаться необходимое распределение нейтронных потоков при надлежащей температуре и реальных геометрических изменениях, вызванных тепловыми расширениями и нагрузками в конструкции. Все эти факторы влияют на наиболее важный параметр, обсуждаемый в гл. 6 и 7—*температурный коэффициент реактивности*. Оценка этого коэффициента является одним из главных пунктов программы статических испытаний, поскольку он является наиболее важным параметром системы управления реактором и программы изменения тяги ракетного двигателя в процессе полета ракеты. Помимо температурного коэффициента реактивности, должно быть исследовано также влияние температуры на нейтронное поле в отдельных местах реактора и на распределение делений по всей активной зоне реактора. Как указывалось в гл. 4 и 6, строжайшим требованием к конструкции активной зоны реактора теплообменного типа является сохранение равномерности энерговыделения в направлении, перпендикулярном к потоку рабочего тела. Поскольку эксперименты на реакторах нулевой мощности (критические сборки) проводятся при таких температурах и таких условиях распределения теплоносителя, которые будут значительно отличаться от условий при работе на большой мощности, то распределение мощности по реактору в этих двух случаях также не будет одинаковым. Поэтому исследование равномерности энерговыделения производится при натурных испытаниях, во время которых проверяются теория, расчеты, технология изготовления тепловыделяющих элементов и распределение делящегося материала. В то время как некоторые внешние измерения распределения делений могут быть выполнены с помощью измерительных приборов для нейтронов и  $\gamma$ -излучения в процессе испытаний, ядерные измерения внутри самой активной зоны являются крайне затруднительными и представляются неосуществимыми. Однако если воз-

можен доступ к элементам активной зоны после завершения испытаний, то анализ присутствующих в них продуктов делений или скорости испускания  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучений даст значительное количество данных, в частности, данных о процессе деления и распределении делений, которое имело место во время работы реактора. Хотя периоды полураспада продуктов деления изменяются от долей секунды до миллионов лет, было найдено [1, 2], что скорость испускания  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов из продуктов деления может быть связана с интенсивностью процессов деления эмпирическим соотношением с точностью в пределах коэффициента 2. Для периодов времени приблизительно от 10 сек. и до нескольких недель, после того как имел место акт деления, приближенные соотношения для скорости распада на одно деление имеют вид

$$\frac{dN_{\beta}}{dt} = 3,8 \cdot 10^{-6} t^{-1,2} \text{ частиц/сек. деление (для } \beta\text{-излучения), (8.1a)}$$

$$\frac{dN_{\gamma}}{dt} = 1,9 \cdot 10^{-6} t^{-1,2} \text{ квант/сек. деление (для } \gamma\text{-излучения), (8.1б)}$$

где  $t$ —время в сутках после акта деления. Эти выражения можно связать с уровнем мощности реактора, если предположить, что средняя энергия  $\beta$ -частиц составляет 0,4 Мэв, а  $\gamma$ -квантов—0,7 Мэв. Тогда из уравнений (8.1) скорость выделения энергии  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений примет вид

$$P'_d(t) = 2,7 \cdot 10^{-6} t^{-1,2} \text{ Мэв/сек. деление. (8.2)}$$

Если реактор работал при постоянной мощности  $P_r$  вт в течение  $T$  суток, то скорость выделения энергии  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений спустя время  $\tau$  после пуска реактора благодаря делениям, происшедшим в момент времени  $T$ , выразится следующим образом:

$$P'_d(\tau) \approx 2,7 \cdot 10^{-6} (\tau - T)^{-1,2} \text{ Мэв/сек. деление. (8.3)}$$

Поскольку  $3,1 \cdot 10^{10}$  делений в 1 сек., или  $2,68 \cdot 10^{15}$  делений за 1 сутки, эквивалентны 1 вт мощности, то число делений, происшедших в реакторе, который работал на мощности  $P_r$  вт в течение  $dT$  суток, составляет  $2,68 \cdot 10^{15} P_r dT$ . Отсюда следует, что скорость выделения энергии  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений спустя  $\tau$  суток после пуска реактора благодаря делениям, имевшим место в интервале времени  $dT$ , равна

$$P'_d(\tau) \approx 7,3 \cdot 10^9 P_r (\tau - T)^{-1,2} dT \text{ Мэв/сек. (8.4)}$$

Если реактор проработал  $T_0$  суток после пуска, то скорость выделения энергии в момент  $\tau$  после пуска благодаря делениям,

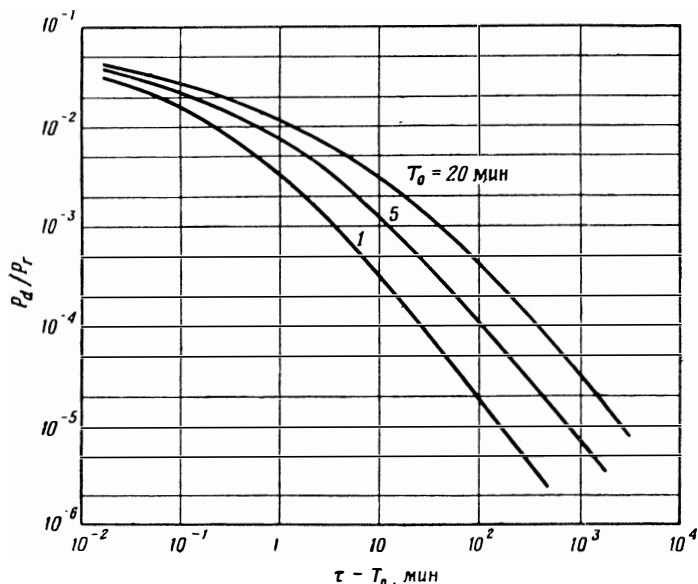
происшедшим в течение всего периода работы реактора, составит

$$P_d(\tau) \approx 7,3 \cdot 10^9 P_r \int_0^{T_0} (\tau - T)^{-1,2} dT \approx \\ \approx 3,7 \cdot 10^{10} P_r [(\tau - T_0)^{-0,2} - \tau^{-0,2}] \text{ Мэв/сек.} \quad (8.5)$$

Так как  $1 \text{ Мэв} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ вт-сек}$ , то скорость выделения энергии  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений спустя  $\tau$  суток после запуска реактора, проработавшего на мощности  $P_r$  вт в течение  $T_0$  суток, равна

$$P_d(\tau) \approx 5,9 \cdot 10^{-3} P_r [(\tau - T_0)^{-0,2} - \tau^{-0,2}] \text{ вт.} \quad (8.6)$$

Необходимо отметить, что величина  $\tau - T_0$  есть время в сутках после остановки реактора, которое иногда называется «временем остывания». Уравнение (8.6) изображено графически на фиг. 8.10.



Ф и г. 8.10. Мощность  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений распада осколков деления после остановки реактора.

Очевидно, что из измерений уровня выделения энергии  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений из тепловыделяющего элемента реактора после его остановки можно установить распределение делений в этом элементе. Можно определить распределение продуктов деления внутри тепловыделяющего элемента после испытания реактора с помощью радиохимических методов. Однако оба метода должны применяться с осторожностью, поскольку велика вероятность того, что некоторые продукты деления проникли из активной зоны в рабочее тело

и были выброшены с ним в атмосферу. Необходимо вновь повторить, что любое исследование сильно облученных материалов требует специальных устройств для обращения с ними и устройств для их разборки.

### Летные испытания

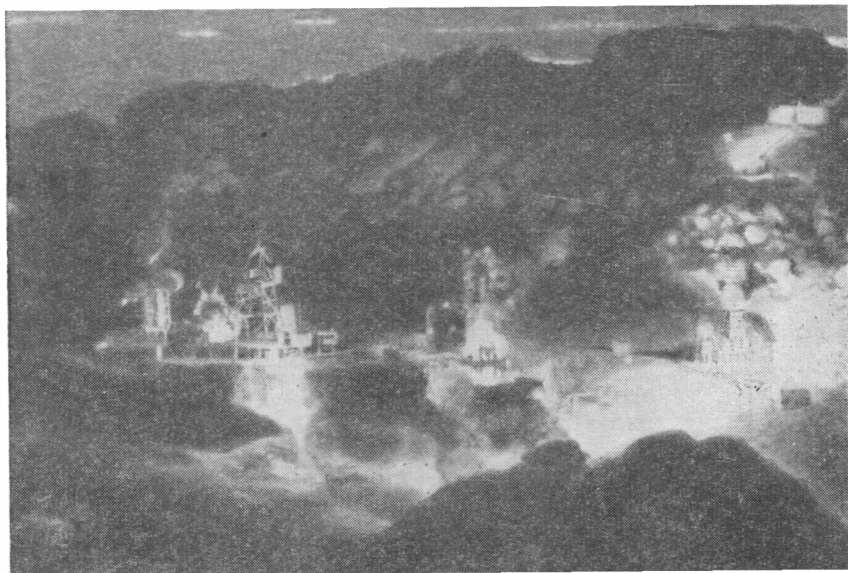
Летные испытания любой ракеты представляют собой конечную стадию ее проектирования и разработки. Цель этой стадии программы испытаний—удостовериться в работоспособности всей ракетной системы в целом. При этом необходимо также определить действие других факторов, не проявляющихся при статических испытаниях, таких, как аэродинамические силы, нагрузки в системе управления и большие ускорения. В то время как некоторые проблемы, связанные с летными испытаниями, аналогичны проблемам статических испытаний, существует множество других совершенно отличных проблем, причем одни из них разрешаются легче, а другие—труднее. Например, вопрос о радиоактивном загрязнении стартовой площадки при нормальных условиях работы не является столь сложной проблемой, как загрязнение испытательной площадки. На стартовой площадке ракета остается на стенде только на короткий период времени, в то время как в процессе статических испытаний весь эксперимент проводится на испытательной площадке. С другой стороны, передача данных во время статических испытаний может оказаться благодаря прямым кабельным линиям сравнительно простым делом. Но для летных испытаний единственными средствами передачи данных являются средства телеметрии. Это не всегда легко осуществить, особенно если необходимое разрешающее время крайне мало. Кроме того, телеметрические сигналы между ракетой с атомным двигателем и землей должны пройти через окружающий ракету ионизированный слой воздуха, созданный поглощением (ионизацией)  $\gamma$ -излучения реактора. Это обстоятельство, однако, не создает какой-либо неразрешимой проблемы, но требует принятия некоторых ограничений при выборе несущей частоты телеметрической системы и анализа ослабления сигнала, которое ожидается при прохождении через ионизированный слой.

Поскольку подробное описание различных методов, применяемых при оснащении всей ракеты измерительной аппаратурой, и летных испытаний не является темой данной книги<sup>1)</sup>, то обсуждение будет ограничено некоторыми проблемами сооружения пусковых устройств, которые возникают из-за ядерных свойств установки, подлежащей испытанию.

<sup>1)</sup> За подробным обзором имеющейся периодической литературы на эту тему читатель может обратиться к превосходной библиографии, данной в книге Sutton G. R., *Rocket Propulsion Elements*, 2nd ed., John Wiley and Sons, Inc., New York, 1956.

### Испытательные устройства

Устройства, требующиеся для статических и летных испытаний ракетных двигателей и управляемых снарядов на химическом топливе, являются большими и дорогостоящими. На фиг. 8.11 и



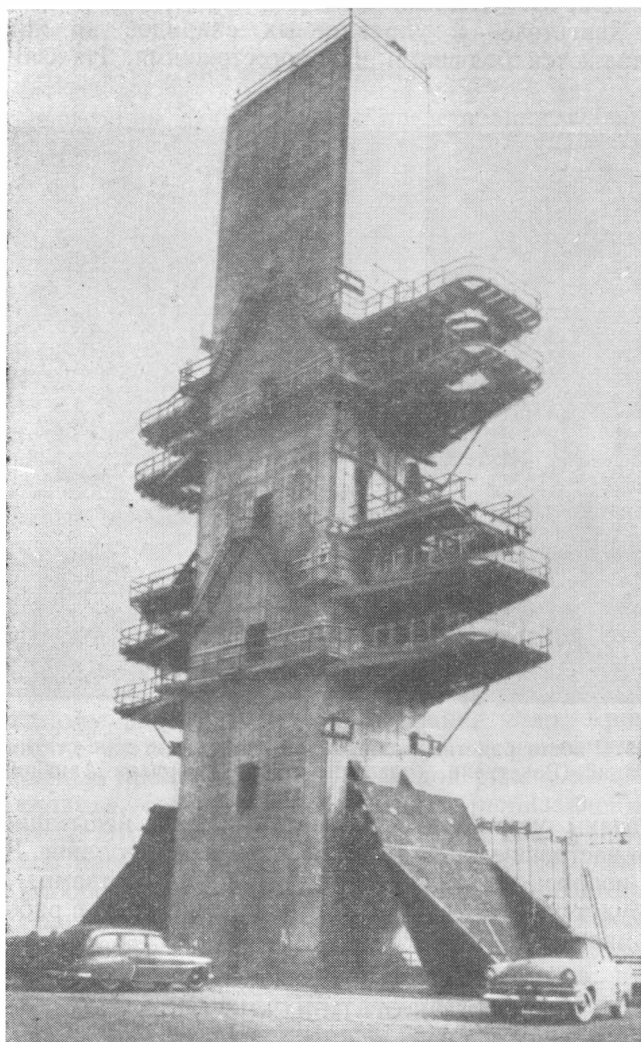
Ф и г. 8.11. Работа ракетных двигателей на стендах для статических испытаний (Рокетдайн, отделение «Норт Америкэн Авиэйшн»).

8.12 показаны устройства, необходимые для испытания сооружаемых в настоящее время ракет на химическом топливе. Возникает главный вопрос: что случится с этими устройствами, если они должны будут работать в поле излучений, связанном с работой мощного атомного двигателя?

### СТЕНДЫ ДЛЯ СТАТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Для того чтобы обеспечить безопасность при испытании атомных двигателей ракет, требуется значительно большая отдаленность различных устройств друг от друга и от окружающего населения, чем в случае аналогичных испытаний ракет на химическом топливе. Защита против химического взрыва или пожара является менее трудной задачей, нежели защита от  $\gamma$ - и нейтронного излучений, возникающих даже от нормально работающей ядерной установки.

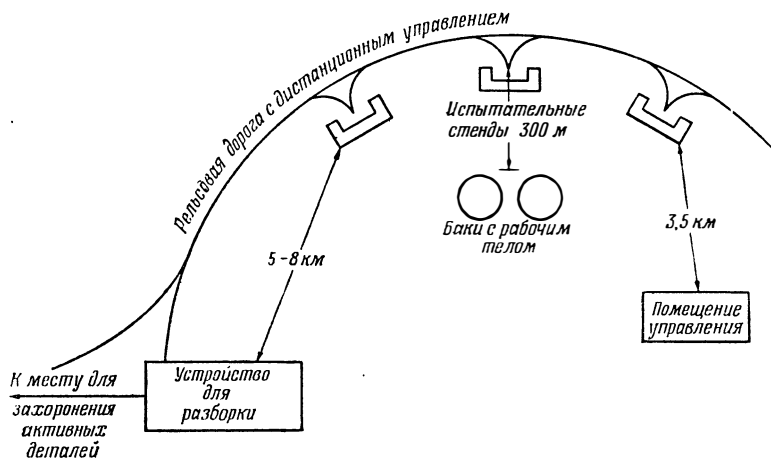




Ф и г. 8.12. Полный стенд для статических испытаний ракет в Редстоун Арсенал.

Проблема становится крайне трудной, если добавить еще требование сведения к минимуму последствий возможной ядерной аварии.

Простейший способ защиты персонала без массивных и дорогих защитных сооружений заключается в том, чтобы отделить испытательные стелды и помещения управления большими расстояниями (2—3 км). Это, конечно, создает дополнительные сложности для передачи сигналов с данными измерений, поскольку во многих



Ф и г. 8.13. Расположение возможных устройств для статических испытаний ракет с атомным двигателем.

случаях более длинные кабельные линии потребуют дорогостоящего усиления сигналов. На фиг. 8.13 схематически показано, что может потребоваться в случае дистанционного расположения возможного комплекса устройств для испытаний ядерных ракетных двигателей.

Другое соображение—это стоимость сооружения испытательного стелда. Испытательный стелд для химического двигателя может иметь весьма высокий коэффициент использования, а стелд для ядерного ракетного двигателя становится радиоактивным даже при нормальной работе. Поэтому необходим значительный период «остывания» для того, чтобы уровень активности снизился до значения, позволяющего вновь посещать стелд. Следовательно, не только затраты на сооружение должны быть сведены к минимуму, но и материалы, используемые для строительства стелда, должны быть тщательно подобраны так, чтобы уровень остаточной активности был минимальным. С этой точки зрения алюминий превосходит все обычные конструкционные материалы, поскольку он имеет относительно низкое сечение активации нейтронами, а его активный изотоп быстро распадается. Должен быть также принят во внимание эффект нагревания материалов испытательного стелда

нейтронами и  $\gamma$ -излучением, так как чрезмерный нагрев может вызвать нарушение конструкции стенда. Практически должно быть предусмотрено раздельное охлаждение стенда и всех окружающих его материалов, поглощающих излучение (например, бетонных построек и проводов измерительной аппаратуры). Как указывалось в гл. 6, величина радиационного нагрева, а следовательно, и требующееся охлаждение, прямо пропорциональна плотности поглощающего материала. С этой точки зрения алюминий также превосходит другие обычные конструкционные металлы, такие, как сталь или никель. Желательно, чтобы любое вспомогательное оборудование, которое, как правило, дорого стоит, было пригодным для повторного использования. Поэтому элементы оборудования, которые расположены на испытательной площадке или вблизи нее, также должны проектироваться с учетом тех же критериев активации нейтронами и поглощения  $\gamma$ -излучений, как и сам стенд. Это оборудование будет включать в себя такие составные элементы, как измерительная аппаратура, баки для хранения рабочего тела, насосы, вентили для регулирования потока и соединительные трубопроводы. В табл. 8.2 приведены величины активности, наведенной в некоторых металлах, которые присутствуют в конструкционных материалах.

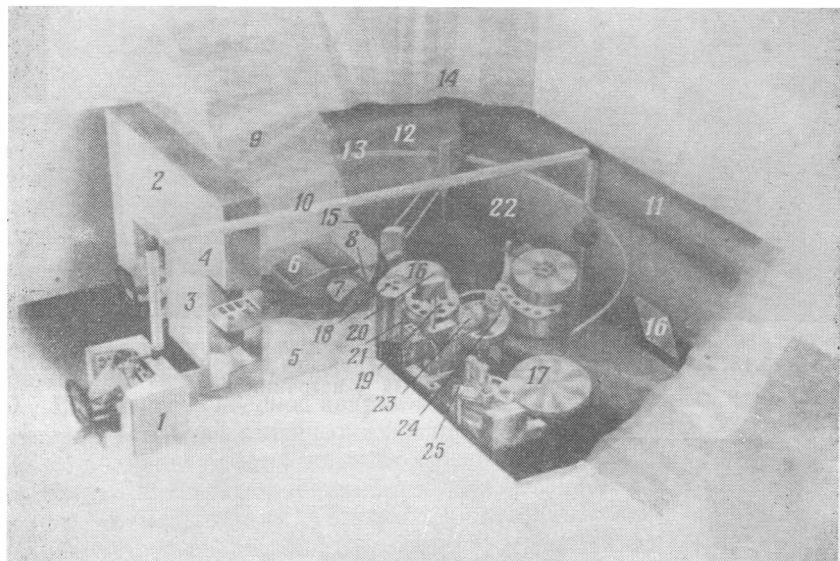
Таблица 8.2

Наведенные активности в металлах, присутствующих  
в конструкционных материалах [2]

Активируемый изотоп	Содержание в естественной смеси изотопов, %	$\sigma_a$ , барны	Активный изотоп	Период полураспада	Максимальная энергия $\gamma$ -излучения, Мэв
Al <sup>27</sup>	100	0,22	Al <sup>23</sup>	2,3 мин.	1,78
Ti <sup>50</sup>	53	0,04	Ti <sup>51</sup>	72 суток	1,00
Cr <sup>50</sup>	4,4	16	Cr <sup>51</sup>	27 »	0,32
Mn <sup>55</sup>	100	13,3	Mn <sup>56</sup>	2,6 часа	2,1
Fe <sup>58</sup>	0,33	0,8	Fe <sup>59</sup>	46 суток	1,3
Co <sup>59</sup>	100	37	Co <sup>60</sup>	5,3 года	1,3
Ni <sup>64</sup>	1,9	3,0	Ni <sup>65</sup>	2,5 часа	0,93
Cu <sup>63</sup>	69	4,3	Cu <sup>64</sup>	12,8 »	1,35
Zn <sup>64</sup>	48,9	0,5	Zn <sup>65</sup>	250 суток	1,12
Zn <sup>68</sup>	18,5	0,1	Zn <sup>69</sup>	13,8 часа	0,4
Zr <sup>94</sup>	17,4	0,1	Zr <sup>95</sup>	65 суток	0,92
Mo <sup>98</sup>	23,8	0,13	Mo <sup>99</sup>	67 час.	0,84
Ta <sup>151</sup>	100	21,3	Ta <sup>152</sup>	113 суток	1,2
W <sup>186</sup>	28,4	34	W <sup>187</sup>	24 часа	0,76

## УСТРОЙСТВА ДЛЯ РАЗБОРКИ

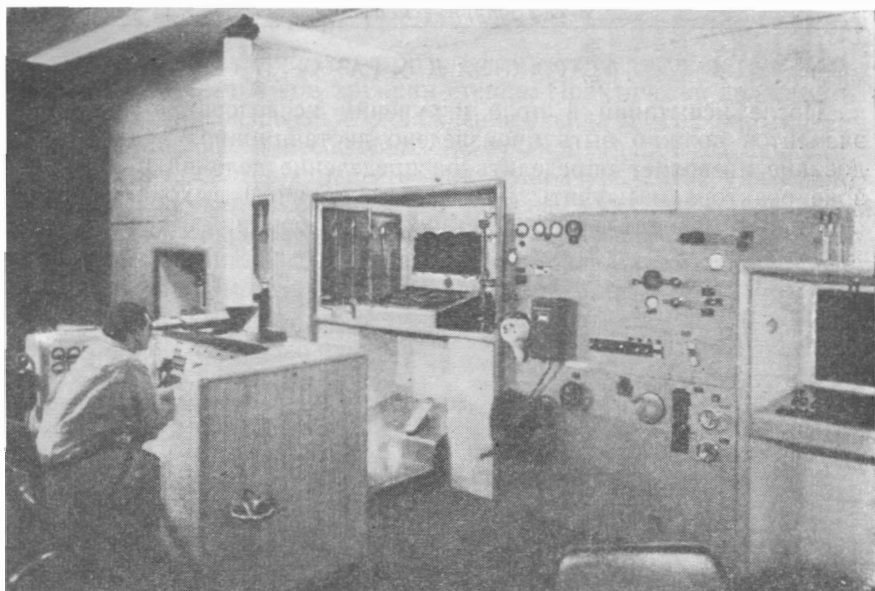
После испытаний в поле излучений исследование составных элементов должно быть произведено дистанционно. Такое исследование позволяет определить распределение делений в активной зоне реактора и изучить возможные причины выхода из строя отдельных элементов. Устройство для разборки, обеспечивающее



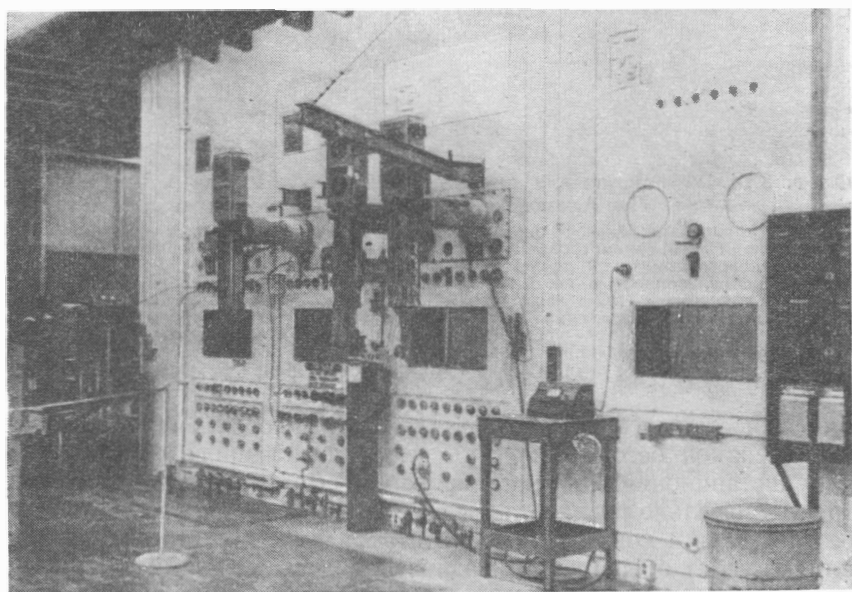
Ф и г. 8.14. Устройство для приготовления высокоактивных  $\gamma$ -источников, Лос-Аламосская научная лаборатория.

1—пульт управления; 2—пост оператора № 1; 3—химический пост; 4—смотровое стекло толщиной 50 мм; 5—смотровая щель; 6—свинцовая защита; 7—зеркало; 8—защита из порошкового люцита; 9—железобетонная защита толщиной 165 см; 10—перископ; 11—помещение, полностью покрытое нержавеющей сталью; 12—подвижное зеркало; 13—рельс для крана; 14—тележка крана; 15—кран; 16—гидравлический подъемник на 90 см; 17—гидравлический подъемник на 120 см; 18—холодильник; 19—центрифуга; 20—мешалка; 21—устройство для двукратного фильтрования; 22—пост очистки загрязнений; 23—приготовительный тигель с опрыскивателем; 24—промылочная тарелка и слив; 25—дробилка.

безопасность персонала, представляет собой сооружение, состоящее из массивной бетонной защиты и многочисленного оборудования для дистанционного манипулирования. Должны быть предусмотрены тщательно разработанные системы обеспечения радиационной безопасности и контроля для защиты оператора во время разборки или других операций с радиоактивными деталями. Этот тип устройств требует значительных капиталовложений, поэтому расположение испытательной площадки и график испытаний должны обеспечивать эффективное и непрерывное использование таких



Ф и г. 8.15. Пульт дистанционного управления при устройстве для приготовления высокоактивных  $\gamma$ -источников.



Ф и г. 8.16. Оборудование для дистанционного манипулирования в камере с высоким уровнем активности, Ноллская лаборатория атомной энергии.

устройств. На фиг. 8.14 показано устройство для приготовления высокоактивного  $\gamma$ -источника в Лос-Аламосской научной лаборатории, а на фиг. 8.15 показан пульт дистанционного управления этим устройством. Обратите внимание на массивность сооружения. На фиг. 8.16 показано оборудование для дистанционного манипулирования, используемое в камере высокой активности в Ноллской лаборатории атомной энергии.

### СТАРТОВЫЕ ПЛОЩАДКИ ДЛЯ ЛЕТНЫХ ИСПЫТАНИЙ

Требования к изоляции и удаленности летноиспытательных установок являются несколько более жесткими, чем обсуждавшиеся выше требования для стендов статических испытаний. Очевидная причина этого состоит в том, что изоляция должна быть достаточной для обеспечения безопасности персонала в случае аварии (разрушения) ракеты *вскоре* после запуска, во-первых, прежде чем реактор испарится в воздухе вследствие чрезмерного выделения тепла при отсутствии его отвода и, во-вторых, после того, как происшедшее количество делений станет достаточным для создания радиоактивности, потенциально биологически опасной даже при местном распылении.

Вероятность *ядерной* аварии меньше в случае летных испытаний, нежели в случае статических испытаний, вследствие более короткого времени работы ядерного реактора на стартовой площадке и вблизи нее по сравнению с продолжительностью работы при статических испытаниях. Однако вероятность разрушения реактора в результате аварии других составных элементов системы больше для летных испытаний, нежели для статических. Это происходит главным образом потому, что полное летное испытание ракеты является на порядок более сложным (считая по количеству кратковременно действующих или непроверенных составных элементов системы), чем наземное статическое испытание системы двигательной установки.

Таким образом, *полная* вероятность разрушения реактора при летных испытаниях может быть больше или меньше, чем та же вероятность при статических испытаниях, в зависимости от стадии разработки составных элементов всей системы. Однако последствия разрушения *реактора* всегда менее опасны при летных испытаниях, поскольку аварии при летных испытаниях, которые могут нанести вред (загрязнить) стартовой площадке, должны произойти при запуске ракеты или вскоре после него и, следовательно, перед тем, как реактор будет содержать большое количество продуктов деления. С другой стороны, ядерная авария, которая способна загрязнить наземный стенд, может случиться при или после остановки реактора, когда накопилось максимальное количество активных продуктов деления.

В этой связи предосторожности при летных испытаниях атомной ракеты не должны представлять большую проблему, чем предосторожности, соблюдаемые ныне при летных испытаниях химических ракет. Как указывалось выше (см. фиг. 8.10), атомный двигатель ракеты после работы на мощности в течение короткого периода времени выделяет значительное количество энергии радиоактивного распада. Таким образом, авария ракеты более чем через несколько секунд после запуска приведет к испарению ядерной силовой установки от тепла, выделяющегося в результате радиоактивного распада. Если произошла авария, то необходимо полностью вывести регулирующие стержни из активной зоны реактора или перекрыть подачу рабочего тела, что вызовет немедленное разрушение реактора путем испарения.

Проблема измерений, или получения необходимых данных, является более сложной для летных испытаний, чем для статических, поскольку передача данных по прямому проводу может быть применена только в течение первых нескольких секунд (или первых нескольких сотен метров) полета ракеты; после этого связь с ракетой должна осуществляться с помощью сигналов высокой частоты. Телеметрическая система передачи сигналов усложняется наличием ионизированного слоя, окружающего реакторный участок ракеты.

Вспомогательные устройства для стенда летных испытаний включают в себя: запасы рабочего тела, различное переносное оборудование, большое количество оптических и электронных следящих систем, а также оборудование связи. Сложность оборудования для обращения с рабочим телом в значительной степени зависит от выбора последнего. Криогенные рабочие тела, такие, как жидкий водород или метан, потребуют дорогостоящих дьюаров для хранения, а также оборудования для непрерывного охлаждения. Эти дорогостоящие устройства стимулируют разработку проектов с использованием некриогенных рабочих тел.

Подытоживая сказанное, отметим, что к устройствам для испытания ядерных ракет на полной мощности должны предъявляться следующие требования: географическая отдаленность испытательных площадок, соблюдение дистанции между отдельными устройствами, тщательный подбор материалов испытательного стенда, большие помещения и многочисленное оборудование для обращения с облученными и радиоактивными материалами.

### 8.3. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Требования, предъявляемые к измерительной аппаратуре для исследования ядерного ракетного двигателя в процессе статических и летных испытаний, являются крайне сложными и жесткими, поскольку все требования к ядерной измерительной аппаратуре действующего реактора должны дополнительно удовлетворять тре-

бованиям, предъявленным к приборам для обычных химических ракетных двигателей. Активность, возникающая даже после кратковременного испытания атомного двигателя ракеты, может оказаться достаточно высокой, чтобы закрыть доступ персоналу к испытываемой установке. Это в свою очередь затрудняет, а иногда делает невозможным обычный ремонт или замену неработающей аппаратуры. Таким образом, каждое измерение должно быть выполнено предельно надежно и должно быть подкреплено параллельным измерением для того, чтобы обеспечить желательную для всего испытания надежность. Проблема нагрева  $\gamma$ -излучением и проблема радиационных повреждений в процессе испытаний также усложняют и без того трудную задачу. Несмотря на все эти трудности, можно получить полезные и точные данные, если тщательно продумать необходимые измерения, надлежащий выбор, расположение и защиту чувствительных элементов.

Необходимые измерения делятся на две категории: первая относится главным образом к управлению системой, а вторая—к получению информации об общих рабочих характеристиках конкретной конструкции. В гл. 7 обсуждалась измерительная аппаратура, необходимая для целей управления; поэтому здесь мы ограничимся рассмотрением измерительной аппаратуры, применяемой при определении рабочих характеристик установки.

При испытаниях на рабочих режимах интересуются измерением нескольких параметров в критической области рабочих характеристик и сравнением результатов с проектными данными. Для атомного ракетного двигателя интересующие вопросы связаны с ядерными, конструкционными, гидродинамическими и тепловыми характеристиками установки. Описания измерительной аппаратуры для ядерных испытаний ракет на химическом топливе достаточно компетентно представлены в литературных источниках [3], так что данное обсуждение ограничивается кратким изложением некоторых проблем, присущих испытаниям систем на атомной энергии.

### **Аппаратура для исследования конструкций**

Аппаратура, используемая для измерений напряжений—деформаций, вибраций и ускорений в конструкционных узлах атомного ракетного двигателя, аналогична той, которая обычно используется при динамических испытаниях конструкций энергосилового оборудования. Однако при выборе типов приборов, используемых для испытаний ядерных реакторов, должно быть учтено влияние поля излучений на точность и стабильность работы самих приборов. Например, приборы, имеющие конденсаторы и фотоэлементы, не следует применять, поскольку эти элементы электрической цепи чрезвычайно восприимчивы к радиационным повреждениям. Подобным же образом приборы для измерения переменных емкостей



могут дать неправильные показания из-за ионизации газа и материалов, окружающих емкостные элементы. Главная проблема в анализе данных, полученных при исследовании конструкций на прочность, связана с вероятностью температурных ошибок. Необходимо не только компенсировать переменный температурный уровень в составных элементах конструкции, но также учитывать и температурные эффекты вследствие поглощения  $\gamma$ -излучения и ослабления нейтронов в самих измерительных приборах. Например, избыточный  $\gamma$ -нагрев проволоки тензометра может вызвать ложные сигналы о смещениях в конструкции, если этот нагрев не скомпенсирован в самом измерительном устройстве.

### Гидродинамические измерения

Хотя система регулирования требует измерения полного расхода потока, для подтверждения (или опровержения) проектных гидродинамических характеристик в первую очередь интересно внутреннее местное распределение потока. Используя трубки Пито, которые измеряют полный гидродинамический напор, и статические трубки Пито, можно получить достаточное количество данных для определения распределений давлений и скоростей в потоке. Одна из трудностей, встречающихся в такого рода измерениях, состоит в необходимости уверенно знать направление потока по отношению к оси забора пробы, поскольку ошибки в направлении потока могут внести значительные погрешности в эти измерения. Другая трудность состоит в большом времени срабатывания, что вызвано очень длинной капиллярной системой, типичной для установок по забору проб трубками Пито малого размера. Если используются электрические датчики давления с малым временем реакции, то проблема создания измерительного устройства крайне усложняется из-за относительно больших размеров этих датчиков. Правильность измерений ставится иногда под вопрос также и вследствие возмущений в потоке, вызванных самим измерительным прибором. В общем случае, однако, тщательная разработка и установка измерительной аппаратуры типа устройств для забора проб позволит получить приемлемо точные средние данные.

### Тепловые измерения

Измерение температур представляет собой наиболее трудную проблему при испытаниях составных элементов атомного ракетного двигателя, а также при статических и летных испытаниях. Как уже подчеркивалось (и, кажется, довольно часто), необходимым условием успешной работы ракеты с атомным двигателем являются высокая плотность энерговыделения в активной зоне теплообменного типа и высокий удельный импульс рабочего тела.

Удовлетворение обоих этих требований с помощью процессов теплообмена, рассмотренных в гл. 4, связано с очень высокими рабочими температурами в конструкциях активной зоны. Именно эти крайне высокие температуры трудно измерить.

### ТЕРМОПАРЫ

Для измерения температуры конструкционных узлов могут быть использованы оголенные металлические термопары. Однако их установка должна быть проделана очень тщательно, чтобы свести к минимуму местные ошибки, вызванные присутствием самих термопар. Точно так же нагрев от  $\gamma$ -излучения и нейтронов, который может быть различным для материала термопары и измеряемого материала, может представлять некоторые трудности. При высоких местных температурах также должны быть учтены погрешности, вносимые передачей тепла от термопары лучеиспусканием к более холодной окружающей среде.

Таблица 8.3

Характеристики некоторых высокотемпературных термопар [5]

Термопара	Верхний рабочий предел температур, °C	$dU/dT$ в указанном диапазоне температур, мкв/°C
Хромель—константан . . . . .	760	75,5 (0—760 °C)
Железо—константан . . . . .	760	57,5 (0—760 °C)
Хромель—алюмель . . . . .	1200	41,4 (0—1200 °C)
Платина—(90% платины + 10% родия)	1450 <sup>1)</sup>	11,3 (650—1450 °C)
Иридий—(50% иридия + 50% родия)	2040	5,22 (1100—2040 °C)

В табл. 8.3 указаны диапазоны температур надежной работы термопар из различных материалов. При определенных условиях металлические термопары [4] можно использовать для измерения температур, превышающих 1650° C<sup>2)</sup>. За исключением элементов платиновой группы, все металлы непригодны для работы в окислительной атмосфере, а в сильно восстановительной среде только вольфрам, молибден и рений проявляют необходимую химическую инертность. При наличии химически активной среды металлическая термопара нуждается в защите в виде герметичного тупоплав-

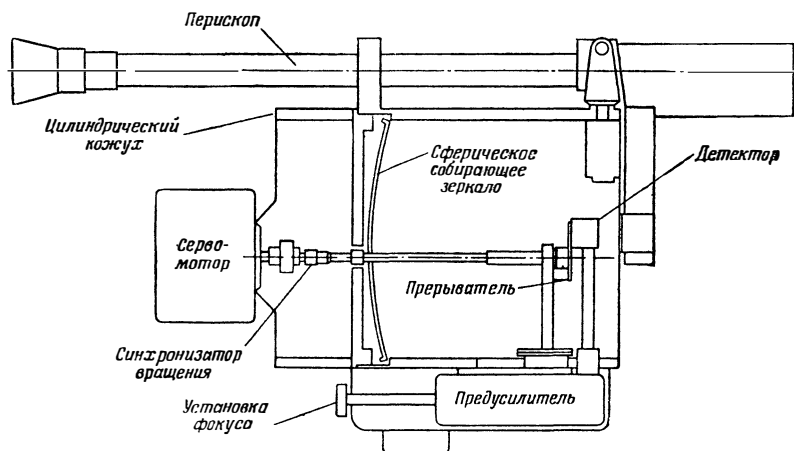
<sup>1)</sup> Кратковременно до 1600° C.—Прим. ред.

<sup>2)</sup> До температур порядка 2000—2500° C могут успешно применяться термопары из термоэлектродов, изготавливаемых на вольфрамовой, иридиевой и ренневой основах.—Прим. ред.

кого чехла, наполненного нейтральным газом. Это делает измерительное устройство более сложным и во многих случаях повышает тепловую инерцию термопары так, что трудно добиться ее быстрого действия.

### ОПТИЧЕСКАЯ И РАДИАЦИОННАЯ ПИРОМЕТРИЯ

Для измерения более высоких температур, которые уже нельзя измерить термопарами, обычно используют лучистую энергию горячего тела. В оптическом пирометре производится сравнение



Ф и г. 8.17. Схема радиационного пирометра.

яркости горячего тела с яркостью накала нити лампы. Наблюдатель регулирует ток через нить до тех пор, пока не будет достигнуто соответствие яркости нити и объекта. Значение тока через нить в момент совпадения яркостей является мерой температуры горячего тела. Этот метод предполагает использование точно калиброванного источника с нитью, для которого известна температура как функция разогревающего тока. Для этих целей имеются стандартные источники с нитью накаливания. Основной источник ошибок измерений этого типа состоит в отсутствии данных об излучательной способности измеряемой поверхности. На излучательную способность тела влияют его материал, состояние поверхности и конкретная конфигурация. Следовательно, должна быть проделана значительная работа по калибровке для обеспечения точности измерений в каждом отдельном случае. Поскольку оптический пирометр построен на основе частотных характеристик чувствительности человеческого глаза, в частности, на его замечательном свойстве обнаруживать небольшую разницу в яркостях освещен-

ных поверхностей, расположенных рядом, он не был приспособлен к автоматической регистрации результатов. Это объясняется главным образом тем, что еще не разработаны фотоэлектрические или другие способы установления одинаковой яркости двух смежных или перекрывающихся областей, как это может сделать глаз. Для этих целей, однако, подходящим является пирометр полного излучения. Слово «полный» следует применять с оговорками, поскольку на практике ни один пирометр не измеряет энергию всех длин волн, испускаемых горячим телом. На фиг. 8.17 показана схема распространенного пирометра полного излучения. Как и в случае оптического пирометра, необходимо учитывать ошибки, вносимые неопределенностью в излучательной способности поверхности исследуемого тела. Для более полного рассмотрения теории и характеристик как оптического, так и радиационного пирометров читателю следует обратиться к соответствующей литературе [4, 5]<sup>1)</sup>.

В дополнение к вышеуказанным трудностям «нормального» использования пирометров конструктор должен учитывать также проблемы, связанные с ядерными испытаниями (помутнение оптических элементов под действием излучений, нагрев  $\gamma$ -излучением и ионизация в термopарах и фотоэлектрических элементах).

### ТЕМПЕРАТУРА ГАЗА

При низких температурах и малых скоростях потока измерения температур газа при помощи термopар являются сравнительно обычным делом, но если скорость потока высока, то неопределенность в коэффициенте восстановления температуры (см. гл. 4) может внести значительную ошибку в измерения. Для измерения температур за пределами возможностей термopар могут использоваться описанные выше варианты радиационных приборов. Разработаны также методы, основанные на связи температуры и давления при течении сжимаемой жидкости через звуковое сопло. Тем не менее в настоящее время они не применяются для измерения температур в ракетных двигателях. Обзор современного состояния и пределов применимости аппаратуры для измерения температур газов дан в работе [5], знакомство с которой окажется особенно полезным для конструктора ракетного двигателя.

### Аппаратура для замеров тяги

Для измерения тяги ракетных двигателей используется множество различных устройств. Обычно используются тяговые рычаги гидравлического или пневматического типа для получения непо-

<sup>1)</sup> См. также сборники «Методы измерения температур», т. II, ИЛ, 1954; «Температура и ее измерение», ИЛ, 1960, а также В. П. Преображенский, Теплотехнические измерения, Госэнергоиздат, 1952.—Прим. ред.

средственных низкочастотных сигналов, позволяющих замерить тягу. Для измерения мгновенной тяги часто применяются высокочувствительные тензометры или манометры (измерение флуктуаций давления в гидравлически нагруженной оболочке ракеты). Большинство из этих методов требует слабого перемещения в направлении тяги, поэтому необходимо с осторожностью принимать в расчет ошибки, вносимые внешними препятствиями, такими, как трение в подшипниках, вводы к аппаратуре, трубопроводы для входа рабочего тела и трубопроводы вспомогательного охладителя. Чтобы устранить эти факторы, часто используют нуль-систему, которая основана на балансе сил около геометрически фиксированного положения.

Поскольку в общем случае конструктор располагает значительной свободой в расположении устройств для измерения тяги, то может быть предусмотрено надлежащее размещение и хорошая защита приборов, что облегчает проблемы радиационных повреждений, внутреннего нагрева и генерации ложных сигналов.

#### 8.4. ОПАСНОСТЬ ДЛЯ ЗДОРОВЬЯ И РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ

До сих пор обсуждение проблем, возникающих при испытаниях в поле ядерных излучений, ограничивалось проблемами конструирования и размещения установки и ее оборудования. Такой же степенью важности, если не большей, является проблема безопасности для здоровья персонала, принимающего участие в проведении программы испытаний. Поскольку общие проблемы защиты от излучений исследуются в физике биологической защиты, то в настоящем разделе представлены лишь те аспекты радиационной опасности, которых можно ожидать при испытаниях ракеты с атомным двигателем. Обсуждаются биологические эффекты излучений и предполагаемые дозы во время испытаний, а также методика и измерительная аппаратура дозиметрического контроля.

#### Биологические эффекты

Принято считать, что большинство радиационных эффектов относится к так называемому «пороговому типу», а это означает, что поражение наступает после того, как полученная общая доза превысила определенную величину. На природу и размер радиационного поражения могут влиять различные обстоятельства. Для внешних по отношению к телу источников, которые нас единственно интересуют в этом разделе, биологическое поражение зависит от того, является ли облучение *острым* или *хроническим*.

*Острое* облучение возникает от приема относительно большой дозы излучений в течение короткого интервала времени, в то время

как *хроническое* облучение происходит при частых повторных облучениях относительно низкими по интенсивности дозами излучений. При одних и тех же полных (проинтегрированных по времени) дозах облучений хроническое облучение будет, как правило, иметь менее серьезные последствия, чем острое.

Другим фактором, который влияет на степень поражения от внешнего облучения, является площадь или объем облучаемого тела. В связи с этим часто используется величина, называемая интегральной дозой, которая определяется как произведение дозы на массу тела, получившего эту дозу. Например, острое облучение небольшого участка тела может не затронуть общего состояния здоровья индивидуума, в то время как то же самое облучение, полученное всем телом и достигшее некоторых жизненно важных органов, может оказаться роковым. Это происходит вследствие того, что различные участки тела обнаруживают различную чувствительность к излучениям. Наиболее чувствительными являются костный мозг, половые органы, желудочно-кишечный тракт и лимфатические ткани. Кожа, легкие и печень обладают средней чувствительностью к излучениям, в то время как мышечные ткани и завершившие свое развитие костные ткани являются наименее чувствительными.

Биологические эффекты ядерных излучений в значительной мере связаны с ионизацией, которая вызывает разрушение различных молекул, играющих важную роль в функционировании живых клеток. В частности, именно удельная ионизация—количество пар ионов, созданных на 1 см пути,—играет наибольшую роль. В общем случае чем выше удельная ионизация, тем сильнее разрушение для данного количества поглощенной энергии.

Удельная ионизация, возникающая при взаимодействии заряженных частиц, таких, как  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы или протоны, с тканью, больше удельной ионизации, создаваемой при взаимодействии ткани с нейтронами или  $\gamma$ -квантами. Однако из-за небольшой проникающей способности  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц последние не представляют столь серьезной радиационной опасности в случае *внешних* источников, как нейтроны и  $\gamma$ -излучение, которые способны глубоко проникать в тело. Энергия  $\gamma$ -излучения поглощается в результате фотоэлектрического взаимодействия с атомами ткани; таким образом,  $\gamma$ -кванты производят ионизацию непосредственно. Нейтроны вообще не оказывают непосредственного ионизирующего действия, но могут вызвать значительные разрушения вследствие образования протонов или  $\gamma$ -квантов при захвате ядрами водорода и азота. С точки зрения испытаний атомного ракетного двигателя утечка нейтронного и  $\gamma$ -излучений представляет собой огромнейшую опасность для здоровья.

### Единицы измерения доз

Было бы желательно иметь единицу дозы, пропорциональную вызванному биологическому поражению, но измеряемую в единицах относительно простых физических величин. Поскольку нелинейный характер биологического влияния радиации делает почти невозможным удовлетворение этого двойного требования, то единицы, используемые в настоящее время, носят компромиссный характер. Рассмотрим некоторые из них.

#### РЕНТГЕН

Рентген (*рнг*) определяется как такое количество рентгеновского или  $\gamma$ -излучения, что возникающее от него корпускулярное излучение<sup>1)</sup> создает в  $0,001293 \text{ г}$  воздуха ионы, несущие заряд в 1 электростатическую единицу количества электричества любого знака. Масса воздуха, указанная в определении, соответствует  $1 \text{ см}^3$  сухого воздуха при нормальных температуре и давлении. Необходимо заметить, что рентген применяется только к рентгеновскому и  $\gamma$ -излучениям в воздухе и что радиационная доза, выраженная в рентгенах, не зависит от времени, в течение которого она получена. На практике мощность дозы выражается количеством рентгенов за 1 час (*рнг/час*) или миллирентгенов за 1 час (*мрнг/час*), причем интегральная доза в рентгенах есть произведение мощности дозы на период облучения. Часто мощность дозы используется как мера интенсивности излучения или потока в некотором месте. Биологически это оправдано только для  $\gamma$ -излучения определенной энергии. Интенсивность излучения—это скорость, с которой энергия проходит через единицу поверхности в данном месте, а мощность дозы в рентгенах в единицу времени есть мера быстроты, с которой энергия поглощается в воздухе в этом месте. Таким образом, мощность дозы определяется коэффициентом поглощения воздуха, который изменяется с энергией излучения.

#### РЕНТГЕН ЗА 1 ЧАС НА РАССТОЯНИИ 1 м (*рг.м*)

Эта единица определяется как величина источника  $\gamma$ -излучения, который создает мощность дозы  $1 \text{ рнг/час}$  в воздухе на расстоянии 1 м. Эта единица используется главным образом для калибровки дозиметрических приборов.

---

<sup>1)</sup> Подразумеваются быстрые фото- и комптоновские электроны, возникающие в результате взаимодействия излучения с исследуемой материей (воздухом), а также все вторичные электроны, высвобождаемые при замедлении этих быстрых частиц воздухом.—Прим. ред.

ФИЗИЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕНТ РЕНТГЕНА (*фэр*)

Эта единица первоначально определялась как доза любого ядерного или ионизиющего излучения, при которой в 1 г ткани высвобождается 87 эрг. В последние годы 1 *фэр* стал использоваться для обозначения 97 эрг, высвобожденных 1 г ткани.

ЕДИНИЦА ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ (*рад*)

Эта единица определяет поглощенную дозу любого ядерного излучения, которая сопровождается высвобождением 100 эрг энергии на 1 г поглощающего материала. Помимо отличия по величине, *рад* отличается от *фэр* тем, что не предопределяет поглощающий материал. Однако для мягких тканей *фэр* и *рад* отличаются всего на несколько процентов, так что их можно считать одинаковыми. Далее, наименование *рад* не содержит в себе связи с рентгеном, как в случае *фэр*.

## ОТНОСИТЕЛЬНАЯ БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ (ОБЭ)

По различным причинам удобно сравнивать биологическую эффективность ионизиющего излучения с биологической эффективностью рентгеновских лучей с энергией 200 кэв. На этой основе относительная биологическая эффективность (ОБЭ) определяется следующим образом:

$$\text{ОБЭ} = \frac{\text{Поглощенная доза рентгеновских лучей (200 кэв), создающая}}{\text{Поглощенная доза сравниваемого излучения, создающая тот же}} \cdot \frac{\text{интересующий эффект}}{\text{самый эффект}}$$

БИОЛОГИЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЕНТ РЕНТГЕНА (*бэр*)

Эта единица была введена в качестве попытки найти лучший критерий биологического поражения от различных излучений и определяется так:

$$\text{Доза в бэр} = \text{ОБЭ} \times \text{Доза в рад.}$$

МАКСИМАЛЬНО ДОПУСТИМАЯ ДОЗА (*мдд*)

Для персонала, который может подвергнуться облучению, например, в процессе осуществления программы испытаний ракеты с атомным двигателем, Международная комиссия по радиологической защите рекомендует, чтобы максимально допустимая доза была установлена в соответствии с уровнями доз, приведенными в табл. 8.4.



Таблица 8.4

Максимально допустимые дозы при облучении от внешних источников

Излучение	мрнг/неделя	мбэр/неделя	мфэр/неделя	мрад/неделя (в ткани)
Рентгеновское и $\gamma$ -излучения . . . . .	300	300	300	300
$\beta$ -Частицы . . . . .	—	500	500	500
Гепловые нейтроны . . . . .	—	300	100	100
Быстрые нейтроны . . . . .	—	300	30	30

## Ожидаемые дозы

Сложная природа радиационных повреждений не позволяет вывести уравнения для мощности дозы, которые были бы точными для любого случая. Однако из материалов, приведенных в разд. 6.4, можно получить общие уравнения, которые являются точными в пределах коэффициента 10 или менее. Хотя на первый взгляд такая точность оставляет желать лучшего, изучение графиков для мощностей доз в функции разделяющегося расстояния показывает, что для больших расстояний, желательных при испытаниях ракет с атомным двигателем, этот коэффициент значительно уменьшается при изменении разделяющего расстояния на несколько сот футов. Большая точность в предсказании мощности дозы требует тщательного анализа в каждом интересующем конкретном случае.

При использовании основных уравнений, выведенных в разд. 6.4, мощность дозы в воздухе на уровне моря на любом расстоянии от симметрично защищенного ядерного реактора приближенно выражается следующей формулой:

$$A_m \frac{D_\gamma}{P_r} = 3,36 \cdot 10^{10} (1 + 5,5 \cdot 10^{-5}r) \frac{\exp(-5,5 \cdot 10^{-5}r)}{r^2} \text{ фэр/Мвт-час или рад/Мвт-час,} \quad (8.7)$$

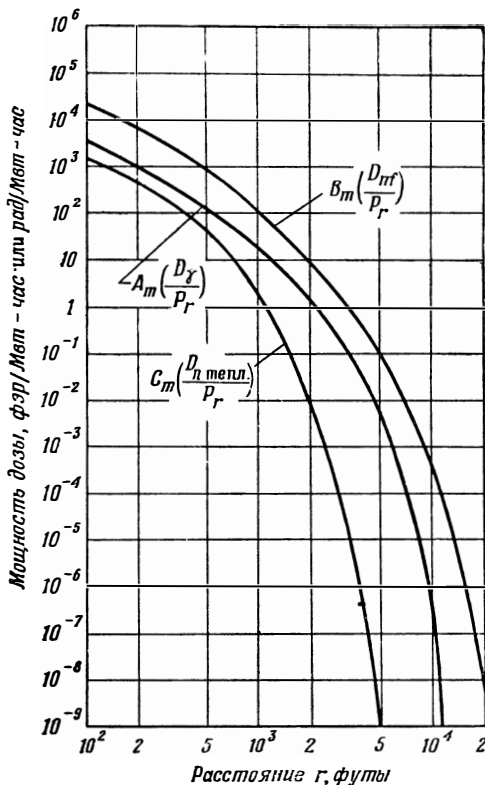
$$B_m \frac{D_{nf}}{P_r} = 2,2 \cdot 10^{11} \frac{\exp(-3 \cdot 10^{-5}r)}{r^2} \text{ фэр/Мвт-час или рад/Мвт-час,} \quad (8.8)$$

$$C_m \frac{D_{n \text{ тепл.}}}{P_r} = 4,05 \cdot 10^6 \frac{\exp[-1,6 \cdot 10^{-4}(r-3000)]}{r} \text{ фэр/Мвт-час или рад/Мвт-час,} \quad (8.9)$$

где  $r$  измеряется в сантиметрах,  $P_r$ —мощность реактора в мегаваттах, а  $D$  выражается в фэр/час или в рад/час. Члены  $A_m$ ,  $B_m$  и  $C_m$  суть факторы ослабления  $\gamma$ -излучения, быстрых нейтронов

и тепловых нейтронов соответственно и всегда больше единицы. Все эти факторы определяются более полно в разд. 6.4. Уравнение (8.9) для мощности дозы от тепловых нейтронов справедливо только для  $r > 3000$  см.

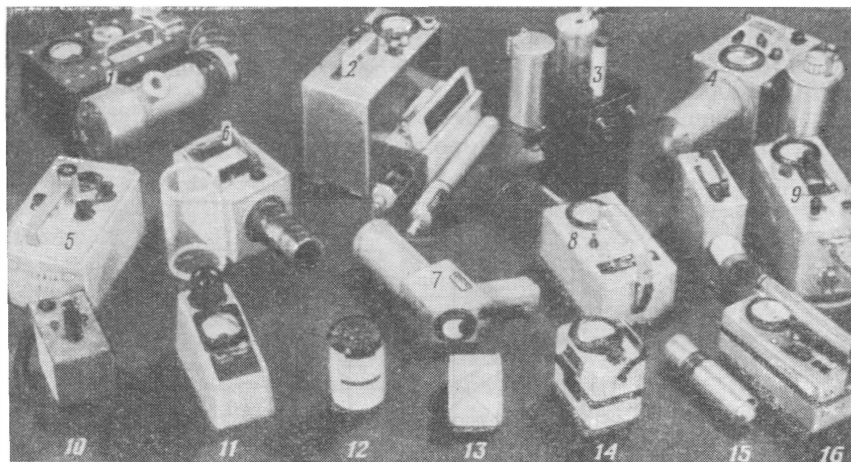
Эти уравнения изображены графически на фиг. 8.18 для различных расстояний между реактором и облучаемым объектом. Заметим,



Ф и г. 8.18. Мощность дозы как функция расстояния.

что мощности дозы очень быстро спадают за пределами 1,6 км, так что почти при любой мощности ракетный реактор может работать на расстоянии около 3,2 км без опасности для персонала.

Дозы в помещении контроля всегда будут меньше при летных испытаниях, чем при статических, поскольку реактор в последнем случае находится на испытательной площадке в течение длительного периода работы. Поэтому проектирование защиты, основанное на требованиях к защите для статических испытаний, всегда обеспечивает безопасность и при летных испытаниях.



Ф и г. 8.19. Приборы для измерения излучений, используемые в Лос-Аламосской научной лаборатории.

- 1—прибор для анализа воздуха на тритий «Тритиум Сниффер», модель LASL-101. анализируемый воздух прогоняется через ионизационную камеру; диапазоны измерения: 0—100 и 0—105  $\mu\text{кюри}/\text{м}^3$ ; имеется звуковая сигнализация, сбрасывающая при отсчетах на всю шкалу; вес—около 9,2 кг.
- 2—«Пи-Ви», пропорциональный  $\alpha$ -счетчик фирмы «Ньюклар ресёрч», модель 2111; диапазоны измерения: 0—2000, 0—20 000  $\text{имп}/\text{мин}$  от детектора  $\alpha$ -излучения, 0—60, 0—600  $\text{нейтрон}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$  от счетчика с борным покрытием; показан  $\alpha$ -источник для проверки градуировки, который помещается в верхнем правом углу крышки; вес—около 6,4 кг
- 3—«Чэнг и Инг», модель ВМ-17708 фирмы «Кэмбридж инструмент»; sdвоенная интегрирующая ионизационная камера для измерения потока нейтронов; прибор имеет струнный электрометр с кварцевой нитью; вес—около 4,8 кг.
- 4—«Неут», модель 2714 фирмы «Ньюклар ресёрч»; sdвоенная ионизационная камера для измерения мощности дозы от быстрых нейтронов; прибор снабжен сменными взаимозаменяемыми камерами со штыковым креплением; диапазоны измерения 100  $\text{нейтрон}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$  при  $\gamma$ -фоне 1,75  $\text{мрн}/\text{час}$  и 105  $\text{нейтрон}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$  при  $\gamma$ -фоне 1750  $\text{мрн}/\text{час}$ ; вес—около 3,8 кг.
- 5—Т1-В, модель лаборатории радиоактивных индикаторов SU-0;  $\gamma$ -дозиметр с ионизационной камерой; диапазоны измерения: 0—5 и 0—50  $\text{мрн}/\text{час}$ ; для контроля применяется внутренний  $\beta$ -источник; вес—около 4,4 кг.
- 6—модель LASL-100; ионизационная камера с толщиной стенки 0,5  $\text{мг}/\text{см}^2$ ; показан 6-миллиметровый поглотитель для  $\beta$ -излучения, изготовленный из люцита; диапазоны измерения: 0—500  $\text{рн}/\text{час}$ , 0—100  $\text{рн}/\text{час}$ ; вес—около 3,4 кг.
- 7—«Кути Пай», модель Рейхроникс D-1-A; торцевая ионизационная камера для регистрации  $\beta$ -излучения; диапазоны измерения: 0—50  $\text{мрн}/\text{час}$  и 0—5  $\text{рн}/\text{час}$ ; вес—около 1 кг.
- 8—«Юно», модель Технической ассоциации SRJ-1 или модель Эспи Н-4-602; ионизационная камера со сменными поглотителями  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения, которыми можно управлять рукояткой, находящейся сзади; диапазоны измерения: 0—50  $\text{мрн}/\text{час}$  и 0—5  $\text{рн}/\text{час}$ ; вес—около 1,8 кг.
- 9—«Рудольф», модель Рейхроникс E-1; пропорциональный счетчик быстрых нейтронов с приблизительно тканезквивалентной характеристикой; предназначен для измерения интегрального облучения в пределах 0—5  $\text{мрад}$  и мощности дозы в пределах 0—5, 0—50, 0—500  $\text{мрад}/\text{час}$ ; общий вес—около 4,2 кг.
- 10—электроскоп с кварцевой нитью, ранняя модель Чикагского университета, подобна модели Ландсверк-100 и модели 2 Хенсона; ионизационная камера с поглотителем  $\beta$ -излучения; чувствительность приблизительно 0,5  $\text{мрн}$  на всю шкалу; для измерения мощности дозы в приборе имеется внутренний отметчик времени со световой индикацией; вес—около 2 кг.
- 11—«Протексиметр», модель 300 фирмы «Викторин инструмент»; полупереносный прибор с ионизационной камерой для измерения интегральной дозы от  $\gamma$ -излучения в пределах 0—200  $\text{мрн}$ ; вес—около 2 кг.
- 12—прибор для контроля  $\gamma$ -излучения, модель фирмы «Дженерэл электрик» 4SN11A2, которая может быть заменена идентичной моделью 4S N11A3—прибором с ионизационной камерой для  $\gamma$ -излучения и электростатическим вольтметром; батареи и элект-

ронные лампы отсутствуют; диапазон измерения 0—20 *мрнг*; вес—около 0,2 *кг*  
 13—аварийный прибор фирмы «Бекмэн инструмент», модель МХ-7В; прибор с ионизационной камерой для  $\gamma$ -излучения, снабженный звуковой сигнализацией, срабатывающей при суммарном облучении приблизительно 100 *мрнг*; вес—менее 0,6 *кг*.  
 14—детектор излучения фирмы «Джорден электроник Сейлез», модель АГ-500 (подобна модели АГВ-500-SR, имеющей внутренний градуировочный  $\beta$ -счетчик); прибор с ионизационной камерой для  $\gamma$ -излучения, шкала логарифмическая на 0,5—500 *мрнг/час* и 0,5—500 *рнг/час*; вес—около 1,2 *кг*.

15—сцинтилляционный счетчик, модель SC-2А фирмы «Ньюклар ресёрч»; прибор, состоящий из кристалла и фотоумножителя с размерами, характерными для детектора  $\gamma$ -излучения.

16—«Тиак», модель 389А фирмы «Викторин инструмент», прибор с гейгеровским счетчиком с алюминиевыми стенками и сменным экраном; диапазоны измерения: 800 *имп/мин* и 0—0,2 *мрнг/час*, 30 000 *имп/мин* и 0—20 *мрнг/час*, прибор снабжен вибропреобразователем; вес—около 2,2 *кг*.

### Радиационная безопасность

Защита из подходящих материалов или большие разделяющие расстояния являются наиболее правильными мерами радиационной защиты во время нормальной работы ядерной установки. Однако, как правило, для испытания атомных ракет непрактично соорудить достаточно полную защиту. Даже если бы это было практично, то было бы все равно излишне так делать, поскольку не очень большие разделяющие расстояния даже при наличии полной защиты были бы недостаточными для полной безопасности в случае ядерной аварии. Поэтому наиболее полезным во всех случаях способом является применение больших разделяющих расстояний и местной защиты персонала с широким использованием средств дозиметрического контроля. Таким путем местный уровень излучений может быть сведен к минимуму, а доступ к незащищенным участкам будет закрыт до тех пор, пока активность не снизится до допустимых уровней. Характеристики материалов, используемых для изготовления защиты, и уравнения для расчетов защиты приведены в гл. 6. Следовательно, дальнейшее изложение будет касаться только методики и измерительной аппаратуры, используемых для контроля за излучением.

### КОНТРОЛЬ ЗА $\alpha$ -ИЗЛУЧЕНИЕМ

$\alpha$ -Частица имеет большую массу и заряд, равный двум, причем то и другое ограничивает ее движение в веществе. При испытаниях ядерного реактора  $\alpha$ -контроль состоит в предотвращении заглатывания, вдыхания и распространения  $\alpha$ -загрязнений. Небольшая проникающая способность  $\alpha$ -частиц, которая позволяет легко от них защититься, затрудняет создание детектирующих приборов для  $\alpha$ -частиц и способы их применения. После соответствующей настройки пропорциональный счетчик с отдельным тонкостенным заборником проб сможет детектировать  $\alpha$ -частицы в присутствии других видов излучений. Общепринятый  $\alpha$ -контроль требует утомительных и скрупулезных наблюдений, но вместе с тем обычно приводит только к качественному определению  $\alpha$ -загрязненности.

КОНТРОЛЬ ЗА  $\beta$ - И  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯМИ

Здесь задача состоит главным образом в обнаружении проникающего излучения. Большая часть наблюдений производится приборами типа счетчика Гейгера—Мюллера. Эти приборы калибруются с помощью радиевого источника и указывают на наличие  $\beta$ -излучения только тогда, когда счетчик не защищен. Ионизационные камеры с тонкими стенками, которые позволяют  $\beta$ -частицам проникать внутрь камеры, как правило, более чувствительны к  $\beta$ -излучению. При контроле  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучений можно производить быстрые обмеры пространства на расстояниях от 5 до 15 см от интересующего объекта. Рентгеновские лучи с энергией ниже 100 кэв не столь сильно проникают и могут быть обнаружены с помощью незащищенного счетчика Гейгера—Мюллера или с помощью тонкостенной ионизационной камеры. Для индивидуального контроля при облучении обычно используются кассеты с пленкой.

## НЕЙТРОННЫЙ КОНТРОЛЬ

Пропорциональные счетчики, аналогичные тем, которые используются для  $\alpha$ -частиц, и наполненные обогащенным изотопом В<sup>10</sup>, газообразным трехфтористым бором, могут использоваться для обнаружения медленных нейтронов по  $\alpha$ -частицам, возникающим при реакции «деления» В<sup>10</sup> ( $n, \alpha$ ) Li<sup>7</sup>. Если стенки счетчика достаточно толстые, чтобы поглотить внешние  $\alpha$ -частицы, а счетная электронная схема настроена так, что отбирает и считает импульсы только определенной величины, то прибор будет чувствителен только к тепловым нейтронам.

Быстрые нейтроны обнаруживаются пропорциональными счетчиками, которые реагируют на большие импульсы от протонов отдачи, возникающих при прохождении быстрых нейтронов через тонкий слой парафина. Прибор такого типа может использоваться как для обнаружения, так и для измерений и детектирует нейтроны в области энергий 0,1—10 Мэв. Приборами индивидуального пользования могут служить карманная камера с борным покрытием или кассета с пленкой и с кадмиевым фильтром, по чрезмерному потемнению которой обнаруживается  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучение.

На фиг. 8.19 показаны приборы для обнаружения излучений, используемые в Лос-Аламосской научной лаборатории.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Way K., Wigner E., The Rate Decay of Fission Products, *Phys. Rev.*, 73 (11), 1318 (June 1948).  
Glasstone S., Principles of Nuclear Reactor Engineering, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1955.

3. Sutton G., Rocket Propulsion Elements, 2nd ed., John Wiley New York, 1956.
4. Техника высоких температур, под ред. И. Э. Кэмпбелла, ИЛ, 1959.
5. Flock E. F., Dahl A. I., The Measurement of Gas Temperature by Immersion Type Instruments, *J. Am. Rocket Society*, 23 (3), 156 (May-June 1953).
6. Barker R. F. (ed), General Handbook for Radiation Monitoring LA-1835, Los Alamos Scientific Laboratory, September 1954.
7. Sisman O., Wilson I. C., *Nucleonics*, 14 (9), 58 (1956).
8. Хайн Г., Браунелл Г., Радиационная дозиметрия, ИЛ, 1957.

**ДРУГИЕ ОРИГИНАЛЬНЫЕ РАКЕТНЫЕ СИСТЕМЫ**

В предыдущих главах настоящей книги сравнительно подробно рассматривались технические детали и представляющие интерес вопросы, связанные с использованием для ракетных двигателей делящегося материала в качестве известной замены обычных «сгорающих» источников тепла—химических топлив. Однако энергия, которую можно получить из 1 кг делящегося материала, приблизительно в  $10^7$  раз больше энергии, получаемой с помощью химической реакции из 1 кг сильно взрывчатой или любой другой горючей смеси.

Реакторная технология<sup>1)</sup>, развивающаяся с 1945 г., была целиком ориентирована на использование делящегося топлива как источника тепловой энергии, т. е. как заменителя угля или углеводородных топлив. В основном это следствие того факта, что практическое применение обычных тепловых двигателей хорошо разработано (такие двигатели используются в технике около 100 лет), а главное внимание при разработке ядерных реакторов было направлено скорее на отдельные усовершенствования обычной теплоэнергетики, нежели на изыскание совершенно новых методов использования этого источника энергии. Приспособить атом к паровому котлу оказалось легче, чем к какому-либо другому способу преобразования энергии. Тем не менее даже при использовании атомной энергии в тепловых двигателях кажется возможным разработать способы кратковременного (т. е. импульсного) получения высокоэнергетичных порций рабочего тела для использования его в ракетном двигателе.

Рабочие характеристики как химических, так и ядерных тепловых ракетных двигателей таких типов, которые рассматриваются в настоящей книге, принципиально ограничены энергией молекулярных связей. Для химических ракет это ограничение проявляется главным образом как ограничение максимальных температур газа, которых можно достичь в процессах сгорания. Для ядерных ракетных двигателей ограничение накладывается условиями, при которых нарушается молекулярная структура различных интересующих нас материалов. К сожалению, лучшие конструкционные мате-

---

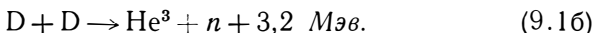
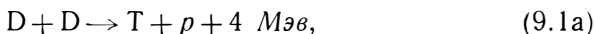
<sup>1)</sup> Ее энергетическое направление.-- *Прим ред.*

риалы ограничены температурами от 2500 до 3000° С (см. гл. 5), что соответствует энергиям около 0,25 эв. Процессы получения энергии с помощью реакции деления не ограничены этими значениями, поскольку энергия процесса деления выделяется непосредственно в виде кинетической энергии осколков деления, каждый из которых имеет энергию от 60 до 100 Мэв, или кинетическую температуру порядка  $10^{12}$  °К. В результате других ядерных процессов, таких, как синтез легких частиц,  $\beta$ -распад и испускание  $\alpha$ -частиц, также можно создать частицы очень высокой энергии (несколько миллионов электронвольт). Ядерная энергия имеет огромное потенциальное преимущество по сравнению с химической энергией, порядок величины которой никогда не превышает нескольких вольт на частицу.

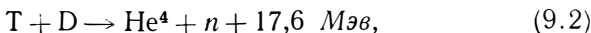
В настоящей главе обсуждаются некоторые пути, с помощью которых можно осуществить «прямое» использование ядерной энергии для реактивного движения и, таким образом, реализовать часть потенциальных преимуществ ядерных процессов ( $10^7$  раз по энергии) над химическими. Представлены также некоторые соображения об использовании «обычного» оборудования тепловых двигателей на ядерной энергии для создания частиц высокой энергии в импульсном или стационарном режиме<sup>1)</sup>

### 9.1. ЭНЕРГИЯ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА

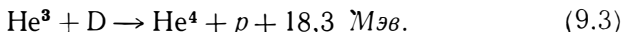
Хотя хорошо известно, что процесс синтеза может быть осуществлен между несколькими различными атомами, здесь будет уделено внимание реакции между высшими изотопами водорода: дейтерием D и тритием T. Известны две основные реакции



Образующийся по уравнению (9.1a) тритий будет реагировать с другим атомом дейтерия



в то время как гелий, создаваемый в нейтронной цепочке реакции [уравнение (9.1b)], будет реагировать с избыточным дейтерием



Сечения этих реакций синтеза как функции энергии дейтерия показаны на фиг. 9.1a. На фиг. 9.1b показана зависимость параметра скорости реакции для максвелловского распределения частиц от кинетической температуры.

<sup>1)</sup> Оригинальные методы использования атомной энергии в ракетной технике описываются в *Astronautics*, 4 (10), (1959). — *Прим. ред.*

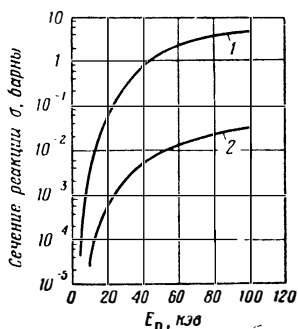


D+D реакции приводят к выходу протонов или нейтронов с отношением ветвей реакций, приблизительно равным

$$\frac{N_p}{N_n} = 1,04. \quad (9.4)$$

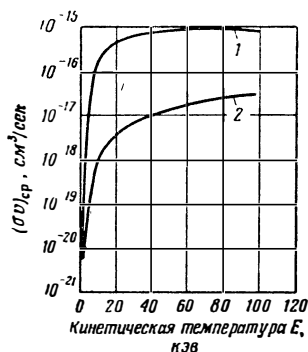
Таким образом, вероятность реакции с образованием нейтронов почти равна вероятности реакции с образованием протонов.

Энергии, или «температуры», частиц, возникающих в этих реакциях синтеза, огромны по сравнению с энергиями, которые получаются даже в наиболее энергетических химических реакциях. Если



Ф и г. 9.1а. Сечения реакций синтеза как функции энергии дейтерия [2].

1 — реакция по уравнению (9.2); 2 — реакции по уравнениям (9.1).



Ф и г. 9.1б. Параметр скорости реакции для максвелловского распределения частиц в зависимости от кинетической температуры [2].

1 — реакция по уравнению (9.2); 2 — реакции по уравнениям (9.1).

бы было возможно продукты реакций, описываемых уравнениями (9.1)—(9.3), выбрасывать из ракеты в направлении, обратном ее движению, то эффективный удельный импульс такого «рабочего тела» составлял бы около  $3 \cdot 10^6 \text{ кг} \cdot \text{сек}/\text{кг}$ , т. е. почти в  $10^4$  раз больше эффективного удельного импульса обычной современной химической ракеты. Основная трудность состоит в том, что необходимо заставить идти реакцию контролируемым образом при минимуме необходимого для этого оборудования.

Из рассмотрения сечений процессов синтеза (см. фиг. 9.1а) ясно, что эти реакции не будут развиваться до тех пор, пока не будут достигнуты энергии порядка  $10 \text{ кэВ}$  для реагирующих частиц. Эта энергия соответствует кинетической температуре около  $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ . Ясно, что такую реакцию синтеза невозможно осуществить в объеме, ограниченном твердыми стенками. Поскольку газы полностью ионизированы при этих температурах, то теоретически возможно удержать их с помощью электрических или магнитных полей с соответствующими градиентами. Однако удовлетворительного решения

проблемы удержания реагентов все еще не найдено. Другая громадная трудность связана с иницированием реакции синтеза в массе газа, находящегося первоначально при комнатной температуре, который должен быть нагрет до температур порядка  $10^8$  °К. Решение этой проблемы в области вооружений, как это явствует из успешной разработки термоядерных бомб, не обеспечивает ее решения для случая контролируемого освобождения энергии синтеза. Обширные программы создания устройств для контролируемого освобождения энергии синтеза в настоящее время осуществляются в СССР, США, Великобритании, Франции и других странах [2, 3]<sup>1)</sup>.

Очевидно, что термоядерные процессы дают достаточный выход энергии на единицу реагирующей массы, чтобы обеспечить такие рабочие характеристики ракеты, которые в настоящее время трудно даже представить. Ясно, что для плодотворного рассмотрения возможностей реактивного движения на термоядерной энергии необходимо дождаться успешного осуществления управляемой термоядерной реакции.

## 9.2. ЭНЕРГИЯ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

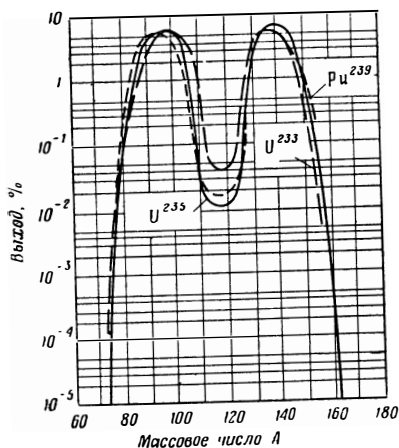
После открытия радия было найдено много других ядер, которые спонтанно распадаются, или делятся, высвобождая при этом частицы с высокой энергией. Тщательное изучение ядерных явлений, которое стимулировало развитие прикладного применения ядерной энергии, открыло сотни естественных и искусственно созданных радиоизотопов, многие из которых в настоящее время используются в промышленности, медицине и в ряде других отраслей науки.

Радиоизотопы создаются при делении ядра урана (или другого делящегося изотопа) или могут быть получены путем облучения стабильных элементов в ядерных реакторах. Выход первичных продуктов деления при делении  $U^{235}$ ,  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$  тепловыми нейтронами показан на фиг. 9.2. Можно видеть, что в результате процесса деления образуется множество разнообразных радиоизотопов. Большинство из этих изотопов являются  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучателями, дающими электроны и фотоны относительно высоких энергий. Первая трудность при рассмотрении способов использования таких продуктов деления состоит в том, что они образуются согласно распределению, показанному на фиг. 9.2, как часть большой группы «смешавшихся» продуктов деления. Для того чтобы выделить из смеси любой требующийся продукт деления, необходимы процессы химического разделения. С другой стороны, при производстве радиоизотопа путем облучения стабильного элемента желательный изотоп

<sup>1)</sup> В последнее время опубликовано значительное количество новых материалов по работам в области управляемых термоядерных реакций. Наиболее полно эти материалы представлены в докладах на 2-й Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии.—Прим. ред

получается в смеси только с материнскими ядрами. При этом не требуются заводы химического разделения, однако необходимо использовать реакторы, специально спроектированные для целей облучения. Этим методом можно получить  $\alpha$ -активные изотопы, как же как  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучатели.

Фотоны большой энергии являются сильно проникающими и должны пройти через большую массу материала, чтобы потерять



Фиг. 9.2. Выходы осколков деления при делении тепловыми нейтронами различных материалов [32]. Поскольку при делении образуются два осколка, площадь под кривой равна 200%.

активных ядра. Предположив (оптимистически), что образуются два  $\beta$ -излучателя (продукты деления) и один  $\alpha$ -излучатель (облученный элемент), получим, что на каждый акт деления можно получить энергию распада около 6 Мэв. Поскольку начальная кинетическая энергия осколков деления составляет около 160 Мэв, то только около 4% общей энергии процесса деления теоретически можно использовать в виде энергии радиоактивного распада. Практические соображения в большинстве случаев снижают эту величину до 0,2% и менее.

### Радиоизотопы как источники тепла

Выбор изотопов с подходящими периодами полураспада позволяет рассмотреть радиоизотопы как источники тепла в широком диапазоне удельных тепловыделений (мегаватт на 1 кг). Табл. 9. 1 показывает возможности некоторых потенциально пригодных изотопов.

являются сильно проникающими свою энергию.  $\alpha$ -Частицы и электроны высокой энергии (1 Мэв) имеют массу, заряжены и быстро теряют свою энергию благодаря процессам ионизации, возникающим при их прохождении через вещество. Вследствие этого  $\gamma$ -излучатели не в такой мере пригодны в качестве радиоизотопов—источников тепла, как  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучатели. Энергия распада  $\beta$ -излучателей составляет в среднем около 1 Мэв, в то время как  $\alpha$ -излучатели дают выход около 4 Мэв на распад. В каждом акте деления образуется два радиоизотопа и приблизительно один избыточный нейтрон. Если избыточный нейтрон используется для того, чтобы создать другой радиоизотоп, тогда от каждого акта деления потенциально возможно получить три радиоак-

Таблица 9.1

## Характеристики радиоизотопов — источников тепла

Искусственные радиоизотопы						
Материнское ядро		Дочернее ядро		Создаваемый при распаде источник тепла		
элемент	содержание в естественной смеси, %	изотоп	период полураспада, годы	вес материала <sup>1)</sup> , требующийся для облучения <sup>2)</sup> , кг/10 <sup>3</sup> × Мвт-лет	тепловая мощность, получаемая в начале использования <sup>3)</sup>	
					квт/кг	квт/10 <sup>3</sup> × Мвт-лет
Tm <sup>169</sup>	100	Tm <sup>170</sup>	0,36	63,6	22	1400
Cs <sup>133</sup>	100	Cs <sup>134</sup>	2,31	36,2	15,2	550
Tl <sup>203</sup>	29,5	Tl <sup>204</sup>	2,69	372	0,375	140
Ca <sup>44</sup>	2,1	Ca <sup>45</sup>	0,42	134 000	2,2 · 10 <sup>-3</sup>	295

## Химически выделенные продукты деления

продукт деления	весовой фактор <sup>4)</sup>	скорость накопления <sup>5)</sup> , кг/10 <sup>3</sup> × Мвт-лет	Получаемая тепловая мощность			
			в начале использования <sup>6)</sup>		после 1 года использования	
			квт/кг	квт/10 <sup>3</sup> × Мвт-лет	квт/кг	квт/10 <sup>3</sup> × Мвт-лет
Смесь		400	1,28	510	0,308	120
Sr <sup>90</sup> — Y <sup>90</sup>	1,5	11,3	0,705	8	0,75	8
Ru <sup>106</sup> — Rh <sup>106</sup>	2	2,06	9,25	19	3,97	7
Cs <sup>137</sup> — Ba <sup>137</sup>	3	42,1	0,332	14	0,33	14
Ce <sup>144</sup> — Pr <sup>144</sup>	3	38	5,3	200	2,09	80

1) Вес материала включает в себя вес природного материнского изотопа и вес искусственно полученных дочерних радиоизотопов.

2) Предполагается, что радиоизотопы создаются в больших реакторах на тепловых нейтронах типа Хэнфордского реактора и требуют облучения в течение двух периодов полураспада, чтобы достичь почти насыщенной активности.

3) Началом использования считается конец периода облучения в реакторах, где производятся радиоизотопы (см. сноску 2).

4) Определяется как отношение полного массового выхода химически одинаковых изотопов (полученных непосредственно при делениях и в процессе радиоактивных превращений осколков деления) к первичному выходу интересующего продукта на акт деления при условиях, указанных в сноске 6.

5) Включает в себя все химически одинаковые изотопы (см. сноску 4).

6) Предполагается, что продукты деления производятся в больших реакторах с периодом перегрузки ядерного топлива в реакторе 180 суток. Предполагается, что выделение продуктов деления производится химически. Началом использования считается время, спустя 90 суток после удаления осколков деления из реактора.

Энергия распада в такой форме может быть использована для замены реакторного источника тепла, нагревающего рабочее тело до больших температур с целью создания тяги (см. гл. 2). Главный недостаток радиоизотопов, используемых в качестве источников

тепла, состоит в невозможности контролировать скорость энерговыделения; таким образом, необходимо предусматривать вспомогательную систему охлаждения с целью предотвращения разрушения (плавление или испарение) источника тепла в то время, когда он не используется.

Другой недостаток связан с ограниченными возможностями производства радиоизотопов любого типа [4]. Это является следствием низкого значения коэффициента преобразования энергии, когда для производства радиоизотопов используется процесс деления. Для типичного ракетного реактора теплообменного типа необходима мощность на выходе около  $10\,000\text{ Мвт}$ , а возможно и больше. При таком высоком значении к.п.д. преобразования, как 1%, потребуется реактор с установленной мощностью  $10^6\text{ Мвт}$ , для того чтобы полученные изотопные источники тепла для одного ракетного двигателя непрерывно действовали в течение необходимого времени. Такая мощность почти в 20 раз превышает мощность всех силовых установок США, действующих в настоящее время. Поэтому радиоизотопы как источники тепла по сравнению с рассмотренными выше управляемыми ядерными реакторами представляют весьма малый интерес с точки зрения использования в ракетных двигателях.

### Непосредственное использование импульса частиц

Довольно часто выдвигалась идея непосредственного использования импульса частиц высокой энергии для создания тяги и, следовательно, приведения в движение ракеты [5, 6]. К сожалению, эти частицы испускаются изотропно, что, исключая возможность изобретения какого-либо маловесомого устройства для их коллимации, приводит к поглощению по меньшей мере половины энергии радиоактивного распада *внутри* ракеты (если сделать предположение о выходе половины энергии в сторону, противоположную движению ракеты). Последнее предположение подразумевает создание тонкого слоя (для снижения самопоглощения) радиоизотопа на плоском торце задней части движущейся ракеты. Для такого устройства расчеты обмена энергией и импульсом [7] показывают, что около  $200\text{ Мвт}$  мощности должны рассеиваться ракетой на каждый килограмм тяги, созданной при использовании  $\alpha$ -излучателей. Для  $\beta$ -излучателей рассеяние тепла должно составлять почти  $7700\text{ Мвт}$  на  $1\text{ кг}$  тяги. Предполагая, что потеря тепла происходит только посредством излучения (ракета движется в мировом пространстве) и что максимально допустимая температура космического корабля составляет  $2800^\circ\text{C}$ , получим требующуюся поверхность излучения около  $0,1\text{ м}^2$  на  $1\text{ Мвт}$  рассеиваемой мощности. Ясно, что эта схема непрактична и из дальнейшего рассмотрения исключается.

В заключение отметим, что радиоизотопы могут рассматриваться для применения в реактивном движении только в качестве источни-

ков тепла, но их двойной недостаток—ограниченные возможности производства и неконтролируемость—делает их непригодными для такого применения.

### 9.3. ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ

Наиболее прозаическое использование энергии деления было рассмотрено выше. Такое использование энергии деления, как освобождение ее в обычных реакторах теплообменного типа, в настоящей главе не рассматривается. Здесь скорее обсуждаются различные пути использования энергии деления или непосредственно, или для создания частиц высокой энергии. Представлен также анализ идей ядерного реактора деления, способного работать при температурах газа, значительно более высоких, чем можно получить в реакторе теплообменного типа.

#### Непосредственное создание импульса

Кинетическая энергия большинства осколков деления лежит в пределах 60—100 *Мэв*. Аналогично тому, как рассматривалось выше для случая использования  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучателей, активный делящийся материал должен быть распределен в виде тонкого слоя на задней части ракеты. Допуская возможность создания делений в этом тонком слое, находим, как и прежде, что одна половина энергии будет с осколками деления выбрасываться из ракеты, а другая будет поглощаться в ракете. Отдача осколков деления и будет приводить в движение ракету. Отношение энергии к импульсу почти одинаково для осколков деления и  $\alpha$ -частиц, причем почти 180 *Мвт* тепла должно рассеиваться ракетой на каждый килограмм созданной тяги. Очевидно, что возражения, выдвинутые против непосредственного использования радиоизотопов, применимы также и здесь и приводят к выводу, что нет смысла рассматривать данную схему.

#### Нагрев непосредственно осколками деления

Осколки разделившегося ядра появляются первоначально в виде многозарядных ионов (например, с них может быть сорвано около 20 электронов), теряющих свою кинетическую энергию посредством ионизации материала, в котором они замедляются. Поэтому представляется желательным осуществить процесс деления таким образом, чтобы замедление осколков происходило скорее непосредственно в рабочем теле, нежели в конструкции, которая нагревается, а затем сама нагревает рабочее тело посредством молекулярных соударений на поверхности конструкции. В пределе такой процесс может быть создан в газовых реакторах, или «физзлерах», обсуждаемых в следующем разделе. Тем не менее даже в реакторах тепло-

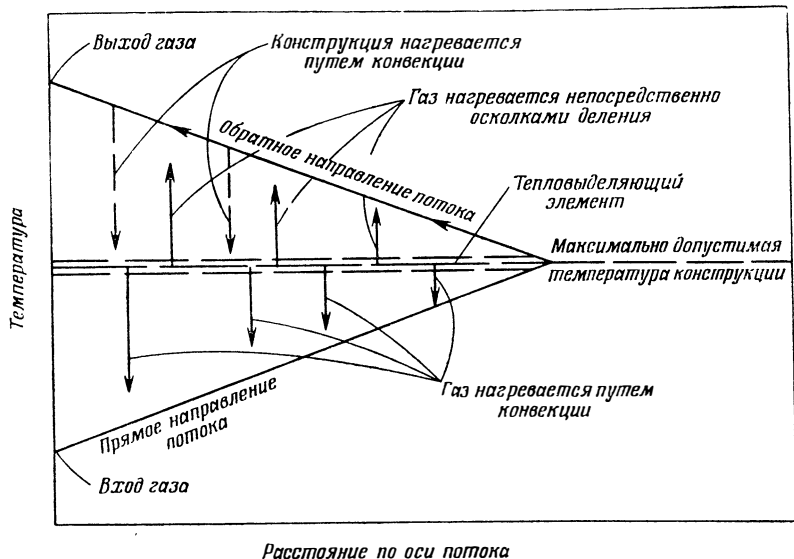
обменного типа можно частично осуществить выгоды непосредственного нагрева осколками деления путем нанесения тонких слоев делящегося топлива на поверхности конструкций [8]. В такой системе теоретически почти 47% всей энергии процесса деления (исключая энергию нейтронов) может быть выделено непосредственно в рабочем теле, благодаря чему будет получен почти на 40% более высокий удельный импульс рабочего тела при той же самой предельно допустимой температуре конструкционного материала. Около 7% энергии процесса деления уносится мгновенными  $\gamma$ -квантами и нейтронами, которые будут терять большую часть своей энергии в твердых стенках, а не в газообразном рабочем теле.

Один из методов создания описанных условий работы при постоянной предельно допустимой температуре материалов конструкции состоит в организации двойного прохождения потока рабочего тела через тепловыделяющие элементы активной зоны. При таком течении тепло передается к рабочему телу посредством конвекции при первом его прохождении и путем непосредственного нагрева осколками деления—при втором прохождении<sup>1)</sup>. В этом случае предполагается, что делящееся топливо наносится в виде тонкого слоя на внутреннюю поверхность тепловыделяющего элемента для второго прохождения потока. Типичный профиль температур такого устройства показан на фиг. 9.3. Практические трудности конструирования активной зоны, работающей таким образом, выясняются при рассмотрении длин свободного пробега осколков деления. Для того чтобы энергия, непосредственно выделяющаяся в газе, была максимальной, слой делящегося материала должен быть достаточно тонким, чтобы дать возможность большинству осколков выйти из слоя, а путь осколков в газе должен быть достаточно большим, чтобы обеспечить поглощение в нем большей части энергии осколков деления. Таким образом, в активной зоне необходимо создать большие поверхности тонкого слоя из ядерного топлива, для того чтобы удовлетворить требованиям минимально необходимой критической массы; причем различные поверхности должны быть отделены друг от друга расстояниями, эквивалентными одной или двум средним длинам свободного пробега осколков до замедления при тех условиях, которые имеют место в газообразном теплоносителе. Очевидно, что этим двум условиям удовлетворяет активная зона большого объема, поскольку большая удельная площадь поверхности слоя может быть создана при дроблении конструкции на небольшие части, а это в свою очередь приводит к большим объемам, если тепловыделяющие элементы располагаются на больших гидравлических диаметрах. Количественная оценка потенциальных возможностей такой системы требует знания длин пробега осколков

---

<sup>1)</sup> Согласно предложению W. C. Cooley, частное сообщение, 1955 г.

деления в различных газах и в тонких слоях ядерного топлива, а также значений критических масс интересующих реакторов. Доля теряемой энергии как функция длины пробега для осколков деления при прохождении через любой материал показана кривой на фиг. 9.4, которая построена на основе экспериментальных данных, показывающих, что скорость потери энергии снижается, грубо говоря, линейно с уменьшением остаточного пробега [9]. Здесь



Ф и г 9.3 Профиль температур при нагреве рабочего тела, дважды проходящего через активную зону.

следует отметить, что 85% полной энергии теряется только на 60% полного пробега. Длина пробега в воздухе при нормальных условиях<sup>1)</sup>  $R_a^0$  лежит в пределах 1,9—2,5 см. Приблизительная длина пробега в других газах при различных условиях может быть получена из следующих уравнений [10]:

$$\frac{R_m}{R_a} = \frac{Q_a}{Q_m} \sqrt{\frac{A_m}{A_a}} \quad (9.5)$$

и

$$\frac{R_a}{R_a^0} = \frac{TP^0}{T^0P} \quad (9.6)$$

где индекс  $a$  относится к воздуху, а  $m$ —к интересующему материалу.

<sup>1)</sup> Давление  $P^0 = 1 \text{ атм}$ , температура  $T^0 \approx 278^\circ \text{К}$ . — Прим. ред.

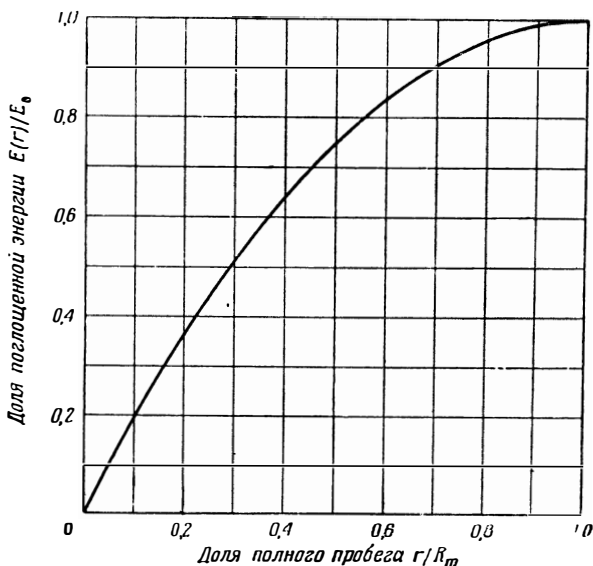


лу;  $\rho$ —плотность;  $A$ —атомный вес <sup>1)</sup> ( $A_a=14,5$ );  $T$ —интересующая температура. °К;  $P$ —давление в системе, *атм.*

К примеру, длина пробега в водороде ( $A_m=1$ ) при 2780° К и 100 *атм* составляет около

$$R_m \approx 2 \frac{29}{2} \sqrt{\frac{1}{14,5} \frac{2780}{278} \frac{1}{100}} = 0,76 \text{ см.}$$

Аналогичное вычисление показывает, что пробег в материалах большой плотности, таких, как U, UC<sub>2</sub> или UO<sub>2</sub>, составляет, грубо, 10<sup>-3</sup> см или меньше. Предположив, что активная зона собрана из



Ф и г. 9.4. Потеря энергии осколками деления при прохождении через вещество.

параллельных пластин с зазором 0,76 см, найдем, что удельная площадь поверхности, которая может быть покрыта делящимся топливом (только с одной стороны) внутри активной зоны, составляет около 1,3 см<sup>2</sup> на 1 см<sup>3</sup> объема активной зоны. Поскольку толщина слоя делящегося материала должна быть меньше 0,1 длины пробега осколков в этом материале для того, чтобы избежать чрезмерного нагрева слоя (см. фиг. 9.4), удельный объем ядерного топлива должен быть меньше 1,3 · 10<sup>-4</sup> см<sup>3</sup> на 1 см<sup>3</sup> активной зоны при рассматриваемых условиях. Это соответствует средней концентрации ядерного топлива, равной лишь 1,3 · 10<sup>-3</sup> г U<sup>235</sup> на 1 см<sup>3</sup> активной зоны. Поскольку это

<sup>1)</sup> Используемый здесь термин «атомный вес» означает среднее число нуклонов на 1 атом поглощающей среды.

составляет лишь около половины наименьшей критической концентрации топлива для реактора с хорошим замедлителем ( $D_2O$ ) [11] и сравнимо с величинами концентраций делящегося вещества, рассчитанными для очень чистой газообразной активной зоны с замедляющим отражателем [12], то крайне сомнительно, чтобы такая система могла быть сделана критической. Уменьшение вдвое расстояния между пластинами удваивает объем топлива, как и увеличение вдвое толщины слоя делящегося материала; однако оба этих изменения увеличивают нагрев конструкций и снижают предназначенную для прямого нагрева газа энергию почти до 20—25% от полной энергии деления. Если допустить, что изменения в геометрии и (или) толщине делящегося материала увеличат концентрацию делящегося вещества до  $2,4 \cdot 10^{-3} \text{ } ^2\text{U}^{235}$  на  $1 \text{ см}^3$  активной зоны и доведут критическую массу до 34 кг или около этого (что, грубо говоря, типично для больших реакторов с замедлителем), то требующийся объем активной зоны будет порядка 14,15  $\text{м}^3$ . Для пластин толщиной 1,27 мм такая активная зона будет иметь общую плотность порядка 0,4—0,96  $\text{г/см}^3$  и окажется, таким образом, очень тяжелой, а следовательно, малоинтересной для использования в ракетном двигателе, особенно в свете относительно малого (максимум 40%) выигрыша в удельном импульсе по сравнению с обычным реактором теплообменного типа с конвективной теплоотдачей. Возможные изменения при детальном конструировании такого реактора не смогут опровергнуть этот вывод, если также принять во внимание усложнения, которые связаны с введением внутрь реактора замедлителя нейтронов.

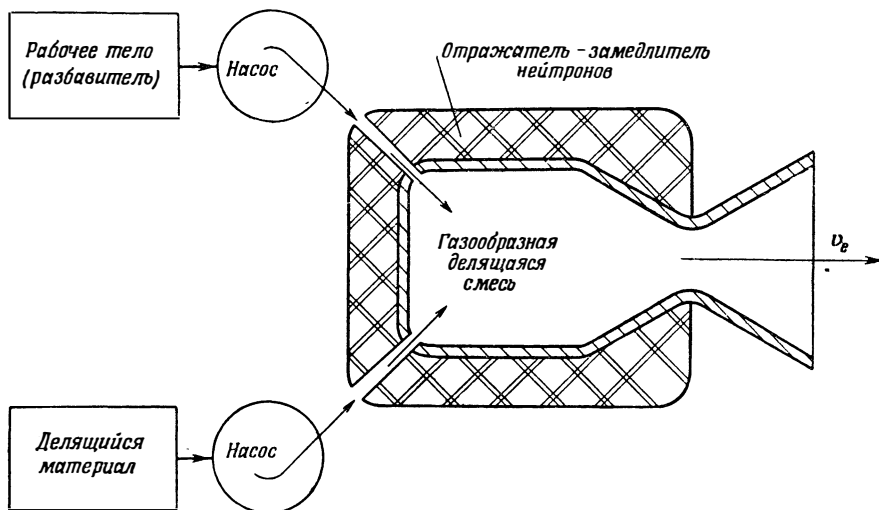
### Газовые реакторы, или «физзлеры»

Возможность нагрева рабочего тела до весьма высоких температур путем использования в ядерном реакторе гомогенной смеси делящегося вещества и разбавителя была упомянута в предыдущем разделе. Такие реакторы будут, очевидно, газовыми в зоне теплообмена (активная зона) и могут быть условно названы «физзлерами», поскольку они имеют некоторое сходство с неконтролируемым реактором, издающим шипящий звук<sup>1)</sup>. Эта идея не нова, она была предложена еще в 1949 г. [13]. Схематический чертеж возможного реактора такого типа показан на фиг. 9.5.

Поскольку интересующими температурами являются те, которые приводят к более совершенным летным характеристикам ракеты по сравнению с характеристиками обычных ракет, и поскольку обычные ракеты работают при температурах газообразного рабочего тела, соизмеримых с точками кипения многих обычных конструк-

<sup>1)</sup> От английского глагола to fizzle—издавать шипящий звук.—Прим. перев.

ционных материалов, то очевидно, что физзлеры в стационарном состоянии должны работать при температурах, превышающих температуры испарения интересующих материалов. По этим причинам все стационарные реакторы, работающие на вышеупомянутом принципе, могут рассматриваться как газовые реакторы как в том случае, когда разбавитель и ядерное топливо первоначально смешиваются в твердом или жидком состоянии в камере реактора (по аналогии с ракетами на твердом химическом топливе), так и в том случае, когда разбавитель<sup>1)</sup> и топливо (в твердой, жидкой или газовой



Ф и г. 9.5. Схема газового реактора.

фазе) впрыскиваются в камеру реактора (по аналогии с обычными жидкостно-реактивными ракетными двигателями).

Летные характеристики любой реактивной силовой установки можно полностью охарактеризовать удельным импульсом используемого рабочего тела. Высокий удельный импульс означает высокую тягу на единицу весового расхода рабочего тела, т. е. высокий полный импульс при низкой затрате рабочего тела. Это вдвойне важно для физзлеров вследствие того, что при истечении нагретого осколками деления разбавителя неизбежно будет также уноситься часть ядерного топлива.

Удельный импульс смеси ядерного топлива и разбавителя (любого) дается формулой

$$I_{sp} = \frac{v_e}{g} = \frac{N}{\omega}, \quad (9.7)$$

<sup>1)</sup> Часто те же вещества, что и рабочие тела в ракетных ядерных двигателях теплообменного типа.—Прим. ред.

где  $v_e$ —скорость истечения смеси на выходе из сопла;  $N$ —тяга;  $w$ —весовой расход смеси.

В случае адиабатического расширения до нулевого давления (бесконечное отношение сечений сопла) максимальная скорость истечения равна

$$v_e = \sqrt{\frac{2g\gamma}{\gamma-1} \frac{P_c}{\varrho}}, \quad (9.8)$$

где  $P_c$ —давление в смесительной камере;  $\varrho$ —концентрация смеси в активной зоне реактора;  $\gamma$ —отношение удельных теплоемкостей газовой смеси.

Комбинируя уравнение (9.7) и (9.8), получим следующее выражение, связывающее удельный импульс и давление в системе:

$$P_c = \varrho \frac{g(\gamma-1)}{2\gamma} (I_{sp})^2. \quad (9.9)$$

Заменяя один член  $I_{sp}$  его выражением из уравнения (9.7), преобразуем уравнение (9.9) к виду

$$P_c = \frac{g(\gamma-1)}{2\gamma} \cdot \varrho I_{sp} \frac{N}{w}. \quad (9.10)$$

Умножая числитель и знаменатель последнего выражения на время работы системы  $t_b$ , получим следующее соотношение между полным импульсом, давлением, удельным импульсом и общей затратой ядерного топлива и разбавителя:

$$P_c = \frac{g(\gamma-1)}{2\gamma} I_{sp} I \frac{\varrho}{W}, \quad (9.11)$$

где полный импульс  $I = Nt_b$ , а  $W$ —есть полный вес всего вещества, израсходованного за время  $t_b$ . Член  $W/\varrho$  есть, очевидно, полный объем смеси, если бы она вся находилась при температуре и давлении смесительной камеры.

Для систем, у которых не происходит разделения делящегося топлива и разбавителя в реакторе, топливо будет выходить из реактора вместе с разбавителем и полный объем (произвольный в условиях активной зоны) каждого компонента будет равен полному объему всей смеси, т. е.

$$\frac{\varrho}{W} = \frac{\varrho_{разб.}}{W_{разб.}} = \frac{\varrho_{топл.}}{W_{топл.}}. \quad (9.12)$$

Однако, если может быть достигнуто разделение топлива и разбавителя, например с помощью центробежных сил при вращении активной зоны или другими средствами, то объем расходуемой смеси (при давлении и температуре активной зоны) будет связан с объе-

мами расходуемых компонент по формуле

$$\frac{Q}{W} = \frac{Q_{\text{ра.б.}}}{W_{\text{разб.}}} = S \frac{Q_{\text{топл.}}}{W_{\text{топл.}}}, \quad (9.13)$$

где  $S$ —весовой коэффициент разделения, определяемый как отношение массы топлива, в действительности выбрасываемой из системы, к массе топлива, выбрасываемой из системы при отсутствии разделения. С учетом этого из уравнения (9.11) получим

$$P_c = \frac{g(\gamma-1)}{2\gamma} I_{sp} I S \frac{Q_{\text{топл.}}}{W_{\text{топл.}}}. \quad (9.14)$$

Единственное «ядерное» требование к уравнению (9.14) состоит в том, что  $Q_{\text{топл.}}$  должно быть достаточным для обеспечения критичности реактора.

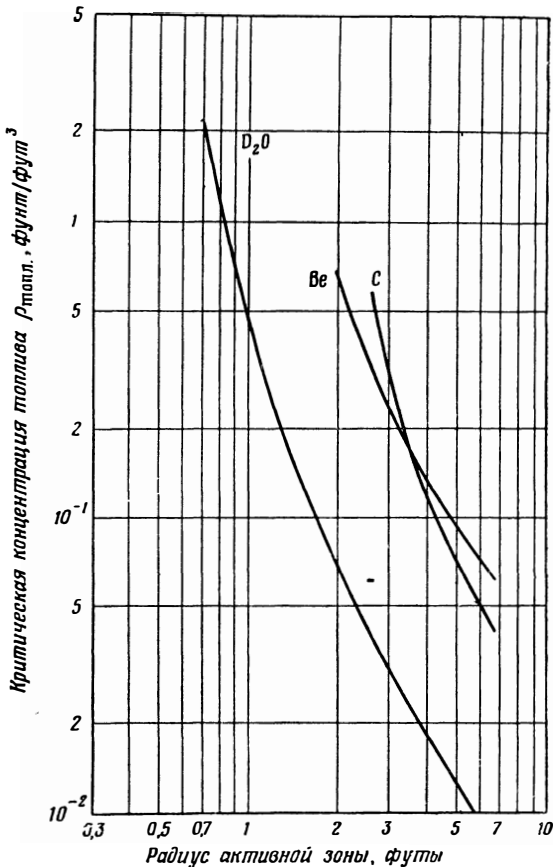
Как указывалось выше, все интересующие нас вещества будут газообразными при рабочих условиях активной зоны; поэтому для дальнейшего анализа необходимы сведения о критических концентрациях делящегося материала в газовых реакторах. Последнее исследование условий критичности в таких системах [12] показывает, что для  $U^{235}$ ,  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$  могут быть достигнуты концентрации менее  $0,8 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>. Кривые необходимой критической концентрации ядерного топлива в функции радиуса активной зоны для чистой (без поглотителей) системы, использующей  $U^{235}$ , показаны на фиг. 9.6 для трех различных материалов отражателя (см. также фиг. 6.9). Поскольку температура нейтронов в реакторе такого типа определяется главным образом температурами замедлителя в отражателе, которые должны поддерживаться сравнительно низкими во избежание плавления или испарения, то оценки критических масс в цитированном отчете (основанные на величинах сечений при комнатной температуре), вероятно, в первом приближении правильны для широкого диапазона температур газовой активной зоны. Однако чувствительность критичности реактора к материалам, поглощающим нейтроны в отражателе (таким, как конструкционные металлы), вероятно, довольно высока. Допуская использование некоторых конструкционных материалов вокруг активной зоны, получим, что концентрация ядерного топлива  $1,6 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> является, по-видимому, разумным нижним пределом для газового реактора средних размеров.

Поскольку предполагается, что температуры газов значительно выше, чем в двигателях обычных химических ракет, то газы в активной зоне можно, опять-таки в первом приближении, считать одноатомными с характеристическим отношением удельных теплоносителей  $\gamma=5/3$ . Используя это отношение и  $g=32,2$  фут/сек<sup>2</sup> (9,8 м.сек<sup>2</sup>) и выражая давление в фунтах на дюйм<sup>2</sup>, получим следующее соотношение между давлением,

импульсом и весом топлива в виде

$$P_c = 4,5 \cdot 10^{-3} I_{sp} I \frac{S}{W_{\text{топл.}}} \text{ фунт/дюйм}^2. \quad (9.15)$$

Рассмотрим несколько примеров, которые ясно покажут практические трудности, присущие стационарным физзлерам с удовлетворительными рабочими характеристиками.



Ф и г. 9.6. Критическая концентрация делящегося материала в реакторах с полостью [12] для различных отражателей.

Топливо —  $U^{235}$ ; толщину отражателя можно считать бесконечной

1. Предположим, что в реакторе не происходит разделения топлива и разбавителя, т. е.  $S=1$ . Допустим, что желательно получить удельный импульс, сравнимый, но не превышающий удельного

импульса обычных двигателей современных химических ракет, т. е.  $I_{sp} = 300$  фунт·сек/фунт. Тогда для ракеты, развивающей тягу 100 000 фунтов (45,4 т) в течение 150 сек. (что вообще типично для очень больших ракет), давление в системе связано с полным расходом делящегося вещества соотношением

$$P_c = \frac{2 \cdot 10^7}{W_{\text{топл.}}} \text{ фунт/дюйм}^2. \quad (9.16)$$

При этих условиях давление в системе 1000 фунт/дюйм<sup>2</sup> (70,3 атм) (высокому по принятым стандартам) будет соответствовать расходу 20 000 фунтов (9200 кг) делящегося материала. Ясно, что это нереальная величина. С другой стороны, если принять максимально допустимый расход ядерного топлива равным  $W_{\text{топл.}} = 300$  фунтов (136 кг), то давление в системе должно составлять 67 000 фунт/дюйм<sup>2</sup> (4700 атм), что также нереально.

2. Подходя к вопросу с другой точки зрения, предположим, что максимально допустимый расход ядерного топлива  $W_{\text{топл.}} = 300$  фунтов (136 кг) и что удельный импульс составляет 3000 фунт·сек/фунт, т. е. в 10 раз выше, чем у обычных химических ракет. Тогда для принятого выше полного импульса ракеты ( $1,5 \cdot 10^7$  фунт·сек/фунт) давление в системе будет связано с коэффициентом разделения соотношением

$$P_c = 6,7 \cdot 10^5 \text{ S}. \quad (9.17)$$

При давлении в системе 1000 фунт/дюйм<sup>2</sup> (70,3 атм) коэффициент разделения ядерного топлива должен составлять  $1,5 \cdot 10^{-3}$ , т. е. разделение масс равно 670 : 1. Предполагается, что это может быть достигнуто путем быстрого вращения газов в активной зоне или посредством использования электрических или магнитных полей, хотя нет ясности в том, что каким-либо из этих методов можно будет практически получить коэффициенты разделения требуемой величины.

В заключение можно сказать, что стационарные физзлеры можно будет использовать для реактивных двигателей в том случае, если будут достигнуты коэффициенты разделения порядка  $10^{-10}$

#### 9.4. СИСТЕМЫ С ЯДЕРНЫМИ РЕАКТОРАМИ

Если предположить, что для удовлетворения требованиям, предъявляемым к ракете с хорошими летными характеристиками, достаточно достичь высоких температур, не принимая в расчет способность ракеты развивать ускорение (т. е. полный расход рабочего тела или полную выработку энергии системой), то тогда окажется возможным рассмотреть системы, которые могут вырабатывать небольшие порции рабочего тела, обладающие высокой энергией, часто даже ценой использования более тяжелого оборудования.

Такие системы с высокими летными характеристиками предназначены для использования, очевидно, в условиях невесомости в мировом пространстве, когда не ставятся какие-либо требования по созданию искусственного ускорения (как, например, при преодолении ускорения силы тяжести Земли).

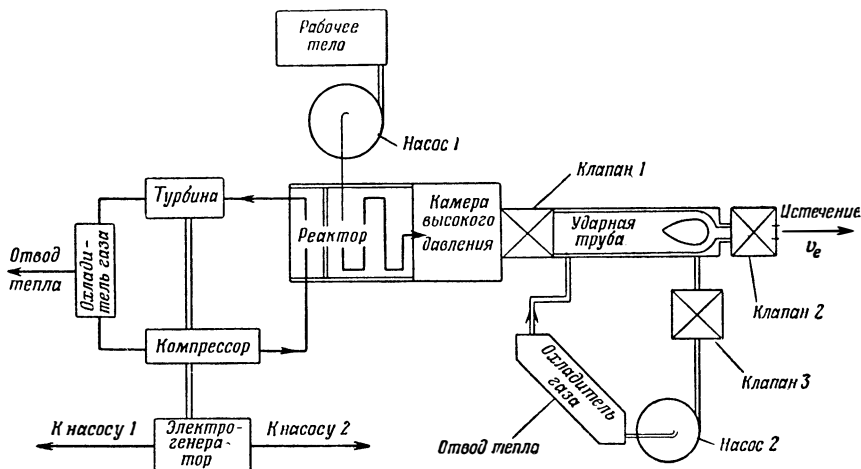
### Термомеханические циклы

Один общий класс подобного рода устройств работает по своеобразным термомеханическим циклам. Типичные системы этого класса используют обычные термодинамические циклы с ядерной энергией для последовательного нагрева небольших порций газа до все более высоких температур, в результате чего рассеивающаяся начальная потенциальная энергия газа (например, газ при высокой температуре и (или) высоком давлении), создаваемая за счет ядерных процессов, концентрируется в небольшой порции рабочего тела, которое затем выбрасывается из ракеты, создавая обмен импульсами и тягу ракеты. Конечно, каждая ступень такого цикла требует удаления тепла отработанного газа с вытекающим отсюда снижением общего к.п.д. С точки зрения производства энергии, получаемой из ядерных реакторов, величина к.п.д. не имеет сколько-нибудь существенного значения, поскольку энергия, производимая в ядерном реакторе, с точки зрения ракетной техники безгранична. Что на самом деле важно, так это требование по мощности (т. е. скорость расходования энергии во времени), поскольку веса составных элементов энергосиловой установки, таких, как турбины и теплообменники, как правило, непосредственно связаны с их мощностями. С этой точки зрения, для того чтобы свести к минимуму вес составных элементов, необходимо стремиться к возможно более высокому к.п.д.

Один из примеров установки, работающей по возможному термомеханическому циклу, схематически показан на фиг. 9.7. Эта схема представлена с целью иллюстрации интересующего нас типа установки и не должна неправильно истолковываться как оптимальный по замыслу проект. Реактор вырабатывает энергию для привода насоса (насос 1), который в свою очередь подает жидкое рабочее тело в реактор для испарения и нагревания при высоком давлении. Горячий газ под высоким давлением нагнетается затем в камеру высокого давления. Один из концов ударной трубы—одного из основных элементов установки—питается через клапан 1 от этой камеры, в то время как другой конец снабжен изнутри диффузором Кантровица [14] и соединяется с выходным аксиальным соплом ракеты через клапан 2. В одном рабочем цикле насос 1 забирает рабочее тело из баков, повышает его давление, прокачивает через реактор, где оно нагревается до высокой температуры (2800° К), и нагнетает в камеру высокого давления. В этот момент цикла удар-



ная труба все еще заполнена газом низкого давления, оставшимся от предыдущего цикла. В следующий момент клапан 1 быстро открывается, что вызывает движение сильной ударной волны по ударной трубе, которая сжимает и нагревает газ внутри ударной трубы. Наибольшее сжатие происходит в самой низкой по течению части диффузора, который пронзает ударную волну и превращает ее в сходящуюся цилиндрическую волну [14] на выходном конце ударной трубы. Затем клапан 1 закрывается, а клапан 2 открывается, давая возможность газу, составляющему как бы стержень



Ф и г. 9.7. Схема установки, работающей по термомеханическому циклу с ударной трубой.

цилиндрической волны, выйти наружу с большой скоростью. Когда температура выходящего газа уменьшается, скажем, в 3 или 4 раза по отношению к достигнутой в ударной трубе максимальной температуре, клапан 2 опять закрывается, а клапан 3 открывается; оставшийся в ударной трубе газ при помощи насоса 2 поступает в охладитель, где он охлаждается посредством лучеиспускания, что позволяет снизить остаточное давление без чрезмерных потерь рабочего газа.

Этот цикл непрерывно повторяется, создаются сгустки высокотемпературного газа, извергаемого из системы с большими скоростями и удельным импульсом; таким образом, получается ракетная система, сохраняющая рабочее тело и обладающая высокими летными характеристиками.

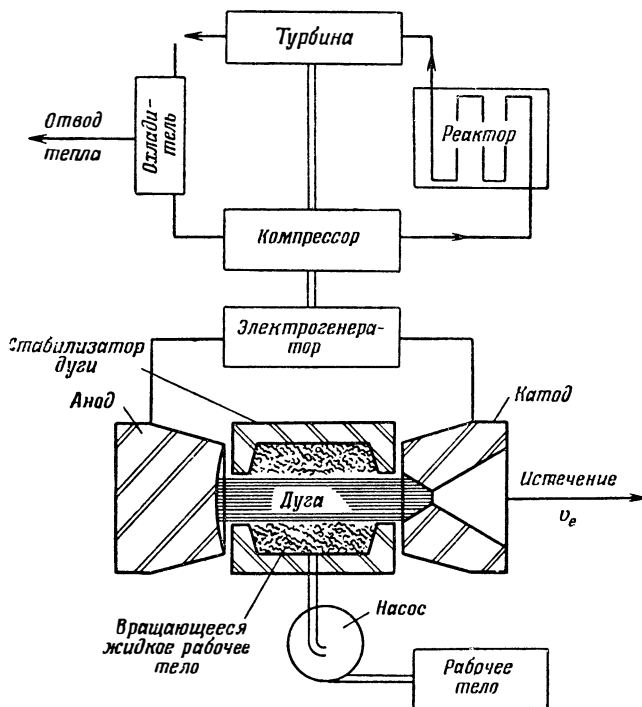
Типичные максимальные температуры, которые можно получить в подобных импульсных системах термомеханическим нагревом, могут достигать  $5 \cdot 10^4$  °К.

### Электрический нагрев

Другой общий класс систем с высокими летными характеристиками основан на непосредственном нагреве газообразного рабочего тела электрическими способами, что вызывает ионизацию и рекомбинацию в потоке газа. Требуемая электрическая мощность может создаваться с помощью более или менее обычных систем, использующих установку из турбогенератора и реактора в качестве источника энергии, или с помощью других более непосредственных методов преобразования ядерной энергии в электрическую, если таковые будут разработаны. Наиболее прямое использование электроэнергии осуществляется омическим нагреванием с происходящим при этом сжатием газа при некоторых условиях. В принципе верхний температурный предел при таком процессе лежит значительно выше  $10^6$  °К; этот метод нагрева может иметь немаловажное значение при попытке получить управляемую термоядерную реакцию [2, 3]. Практическое ограничение омического разогрева относительно больших масс газа возникает вследствие потерь тепла за счет излучения на стенки контейнера, в котором нагревается газ. Учитывая этот фактор, получим, что «практическая» рабочая температура плазмы, в которой не происходит реакция (в термоядерном смысле), может составлять около  $5 \cdot 10^4$  °К. Экспериментальные работы по достижению высокотемпературной стабилизированной электрической дуги недавно были проведены в СССР [15] и Германии [16]. В этих работах были достигнуты температуры дуговой плазмы 52 000° К. Использование этих работ для создания новых типов реактивных двигателей совершенно очевидно.

Одна из возможных схем ядерно-электрической системы с дуговым разогревом показана на фиг. 9.8. Здесь электрическая энергия дуги, которая поддерживается в протекающем в цилиндре жидком рабочем теле, стабилизируется центробежными силами. Рабочее тело превращается в дуге в плазму, которая затем выбрасывается через охлаждаемое сопло в катод. Отработанное тепло обычного энергетического цикла системы реактор—турбина—генератор излучается в пространство.

В отличие от описанного выше термомеханического цикла, метод непосредственного электрического нагрева является непрерывным и может создавать постоянную тягу с удельным импульсом рабочего тела по меньшей мере в 15 раз более высоким, чем максимальные удельные импульсы, достижимые сегодня в обычных химических ракетах. Однако представляется сомнительным, чтобы любая система непосредственного электрического нагрева, использующая обычное электрогенерирующее устройство, была бы способна создавать тягу, превышающую ее собственный вес; следовательно, такие системы кажутся наиболее подходящими для использования в состоянии невесомости, т. е. при отсутствии каких-либо гравитационных полей.



Ф и г. 9.8. Схема непосредственного нагрева с помощью электрической дуги.

### Ускорители

Другим типом системы, способной создавать направленные частицы высокой энергии, является система, основанная на использовании электрических или магнитных полей, которые ускоряют ионы или заряженные частицы до очень больших скоростей. Использование ускорителя частиц как потенциальный метод создания тяги для движения ракет в условиях отсутствия гравитационных полей уже неоднократно рассматривалось [17—20]. Поэтому имеет смысл несколько подробнее рассмотреть потенциальные возможности использования ускорителей частиц для создания тяги и связать их рабочие параметры с другими характеристиками полной ракетной системы на ядерной энергии, которая в соответствии с требованиями работы в свободном <sup>1)</sup> космическом пространстве должна быть автономной. При рассмотрении такой схемы основное внимание уделяется возможности сделать систему оптимальной путем надле-

<sup>1)</sup> Отсутствуют гравитационные поля.—Прим. ред.

жащего выбора массы частиц, заряда и ускоряющего напряжения. Дальнейшее изложение близко следует описаниям, недавно опубликованным в открытой литературе [21].

Представим себе произвольную частицу с массой, равной  $M$  масс протона, и зарядом, равным  $Q$  зарядов электрона. Легко показать [22], что ограничиваемая пространственным зарядом плотность тока в пределах инвариантного по времени ускоряющего поля  $E_b$  (в плоско-параллельной геометрии) дается выражением

$$j = \frac{\epsilon_0}{2,25} \sqrt{2 \frac{e}{m_p} \frac{Q}{M} E_b \frac{E_b}{d^2}}, \quad (9.18)$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная свободного пространства;  $e$  — заряд электрона;  $m_p$  — масса протона;  $d$  — длина пути в однородном ускоряющем поле. Тяга, создаваемая при работе ускорителя, пропорциональна изменению момента количества движения, сообщенному потоку заряженных частиц, и выражается (как и ранее) формулой

$$T = \frac{\omega v_e}{g}, \quad (9.19)$$

если начальная скорость частицы мала по сравнению с конечной скоростью. Здесь  $\omega$  — весовой расход частиц,  $v_e$  — скорость на выходе из ускорителя и  $g$  — коэффициент пропорциональности между силой и массой. Скорость частицы на выходе из ускоряющего поля дается выражением

$$v_e = \sqrt{2 \frac{e}{m_p} \frac{Q}{M} E_b}. \quad (9.20)$$

Электрический ток есть просто поток электрических зарядов в единицу времени, и, поскольку каждый заряд связан с массой, ток непосредственно связан с весовым расходом частиц. Один ампер определяется как поток  $6,28 \cdot 10^{18}$  зарядов электрона в 1 сек.; следовательно, весовой расход связан с током соотношением

$$\omega = 6,28 \cdot 10^{18} \frac{M m_p}{Q} i, \quad (9.21)$$

где  $i$  — полный ток, равный

$$i = j S^2, \quad (9.22)$$

а  $S^2$  — площадь поперечного сечения ускоряющего поля.

Комбинируя выражения (9.18) — (9.22), можно показать, что тяга на единицу поперечного сечения ускоряющей трубки (или ускоряющего поля) равна

$$\frac{T}{S^2} = 5,58 \cdot 10^{18} \frac{e \epsilon_0}{g} \left( \frac{E_b}{d} \right)^2. \quad (9.23)$$

Отсюда видно, что развиваемая ускорителем тяга на единицу площади ограничена пространственным зарядом и совершенно не зависит от массы частицы, заряда или отношения заряда к массе и зависит только от градиента ускоряющего поля. Таким образом, с этой точки зрения (если пренебречь релятивистскими эффектами) электроны столь же подходящи в качестве рабочего тела, как и ионы ртути или заряженные опилки железа. Хотя ток, ограниченный пространственным зарядом, непосредственно зависит от отношения массы к заряду [уравнение (9.18)], более тяжелые заряженные частицы имеют меньшую подвижность и, следовательно, большее время находятся в зоне эффективного пространственного заряда, чем сводят на нет эффект более высокого массового потока частиц на единицу тока.

Однако отношение заряда частицы к ее массе важно для определения мощности, которую потребляет ускорительная система, создающая тягу. Полная электрическая мощность равна  $iE_b$  и находится с помощью уравнений (9.18) и (9.22) по формуле

$$P_e = \frac{\epsilon_0}{2,25} \left( \frac{E_b}{d} \right)^2 S \sqrt{2 \frac{e}{m_p} \frac{Q}{M} E_b}. \quad (9.24)$$

Более интересной величиной является расход мощности на единицу тяги. Эта величина находится с помощью уравнений (9.23) и (9.24)

$$\frac{P_e}{T} = 1,13 \cdot 10^{-19} g \sqrt{\frac{Q}{M} \frac{E_b}{em_p}}. \quad (9.25)$$

Обычные технические единицы, как правило, не применяются в практике проектирования и расчета ускорителей. В этой области по традиции используется система MKS (метр—килограмм—секунда). Физические константы в этой системе единиц, необходимые для расчетов по вышеприведенным соотношениям, равны

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \frac{10^{-9}}{36\pi}; & g &= 9,80 \text{ (кг/кг) (м/сек}^2\text{)}; \\ e &= 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ кулон}; & m_p &= 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}. \end{aligned}$$

Подставляя эти значения в соотношения (9.23) и (9.25), получаем

$$\frac{T}{S^2} = 8,06 \cdot 10^{-13} \left( \frac{E_b}{d} \right)^2 \text{ кг/м}^2 \quad (9.26)$$

и

$$\frac{P_e}{T} = 6,79 \cdot 10^{-2} \left( \frac{Q}{M} \right)^{1/2} E_b^2 \text{ Мвт/кг}. \quad (9.27)$$

Из уравнения (9.26) видно, что градиенты напряжения порядка  $10^6 - 10^7$  в/м необходимы в том случае, если требуется создать заметную величину тяги с помощью ускорителя приемлемых размеров.

Для оценки летных характеристик системы желательно знать эффективную скорость истечения частиц, которая после подстановки в соотношение (9.20) вышеупомянутых физических констант выражается формулой

$$v_e = 1,39 \cdot 10^4 \left( \frac{Q}{M} \right)^{1/2} E_b^{1/2} \text{ м/сек.} \quad (9.28)$$

На фиг. 9.9 показано изменение  $P_e/T$  и  $v_e$  в зависимости от произведения  $(Q/M)E_b$ .

Для того чтобы выявить влияние изменения мощности системы и характеристик ускорителя на общие летные характеристики ракеты, необходимо установить соотношения между весом ракеты, тягой и общим удельным импульсом и массой частиц, зарядом и ускоряющим напряжением.

Представим себе ракету и ее двигательную систему в соответствии со схемой, изображенной на фиг. 9.10. Здесь вес двигательной системы есть сумма весов рабочего тела  $m_p$ , баков  $m_t$ , ускорителя  $m_a$ , источника тепловой энергии  $m_s$ , оборудования, производящего электроэнергию,  $m_e$  и устройства для отвода тепла отработанного газа (охладителя)  $m_r$ . Полный вес ракеты  $m_0$  есть сумма весов двигательной установки и веса пассивного груза  $m_d$ . Вес пассивного груза включает в себя: вес кабины для экипажа, полезный груз, навигационное или другое оборудование, а также любые элементы конструкции ракеты, не вошедшие в вес двигательной системы.

Предполагается, что вес ускорителя, источника тепловой энергии, электрогенерирующего оборудования и охладителя пропорциональны требующейся электрической мощности, т. е.

$$m_a + m_s + m_e + m_r = K_1 P_e, \quad (9.29)$$

где полный удельный вес на единицу мощности  $K_1$  есть сумма отдельных удельных весов каждого составного элемента силовой установки.

Будем считать, что вес баков составляет  $K_2$  от веса, содержащегося в них рабочего тела, т. е.

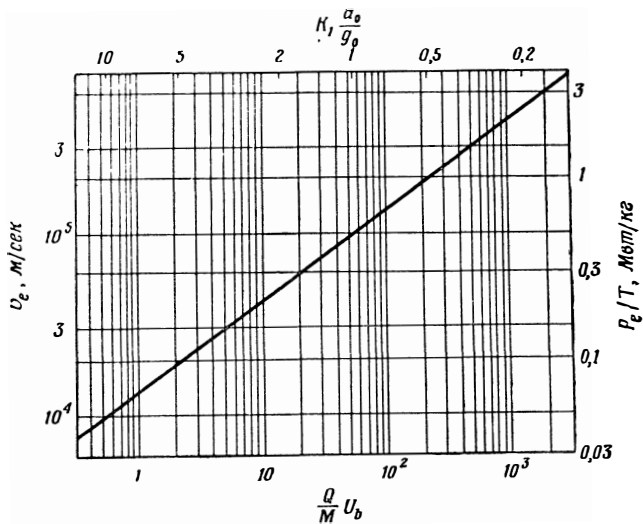
$$m_t = K_2 m_p. \quad (9.30)$$

С учетом уравнений (9.29) и (9.30) выражение для полного веса ракеты примет вид

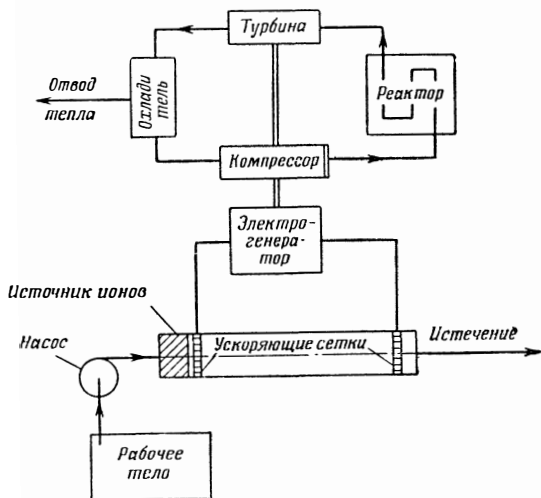
$$m_0 = m_t + m_p (1 + K_2) + K_1 P_e. \quad (9.31)$$

Поскольку полный импульс, сообщаемый ракете, есть произведение тяги  $T$  и времени работы  $t_b$  (в предположении о постоянстве тяги), то полный удельный импульс всей ракеты определяется выражением

$$I_{01} = \frac{T t_b}{m_0}. \quad (9.32)$$



Ф и г. 9.9. Характеристики ускорителя частиц.



Ф и г. 9.10. Схемы ракеты и двигателя с ускорителем частиц

Используя уравнения (9.19) и (9.32), выразим полный удельный импульс ракеты в виде

$$I_{oa} = \frac{\frac{m_p v_e}{g}}{m_d + m_p(1 + K_2) + K_1 P_e}. \quad (9.33)$$

Вырабатываемая электрическая мощность может быть найдена через скорость, с которой происходит увеличение кинетической энергии рабочего тела, т. е.

$$P_e = 4,9 \cdot 10^{-6} \frac{m_p v_e^2}{t_b g} \text{ Мвт}. \quad (9.34)$$

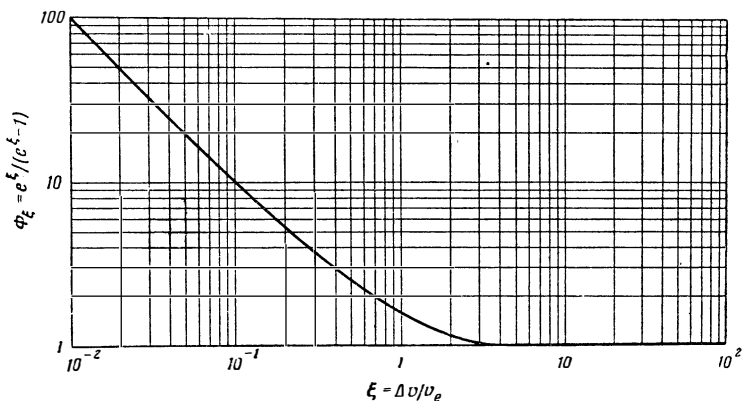
Используя соотношение  $m_d/m_p = (m_d/m_0)(m_0/m_p)$  и уравнение для отношения масс

$$\frac{m_0}{m_0 - m_p} = e^{\xi},$$

где  $\xi = \Delta v/v_e$ , выразим пассивный вес в виде

$$m_d = m_p \frac{m_d}{m_0} \Phi_{\xi}, \quad (9.35)$$

где  $\Phi_{\xi} = e^{\xi}/(e^{\xi} - 1)$ . Функция  $\Phi_{\xi}$  изображена графически на фиг. 9.11 в зависимости от  $\xi = \Delta v/v_e$ .



Ф и г. 9.11. Функция  $\Phi_{\xi}$  в зависимости от  $\xi$ .

Подставляя уравнения (9.34) и (9.35) в уравнение (9.33), выразим полный удельный импульс ракеты через летные характеристики ракеты, скорость истечения частиц и время работы ускорителя

$$I_{oa} = \left( \frac{\lambda g}{v_e} + 4,9 \cdot 10^{-6} \frac{K_1 v_e}{t_b} \right)^{-1}, \quad (9.36)$$



где  $\lambda = 1 + K_2 + \frac{m_d}{m_0} \Phi_{\xi}$ . Легко показать, что полный удельный импульс ракеты достигает максимума при значении  $v_e$ , которое определяется соотношением

$$v_e^2 = 2,03 \cdot 10^5 \frac{\lambda g}{K_1} t_b \text{ (м/сек)}^2. \quad (9.37)$$

Тогда максимальный полный удельный импульс ракеты равен

$$I_{oa \text{ макс.}} = 225 \sqrt{\frac{t_b}{\lambda g K_1}} \text{ кг} \cdot \text{сек/кг}. \quad (9.38)$$

Заметим, что этот оптимальный удельный импульс зависит только от времени работы системы при любых требуемых летных характеристиках и удельном весе всей конструкции. Для справки отметим, что обычный удельный импульс рабочего тела выражается формулой

$$I_{sp} = 2\lambda I_{oa \text{ макс.}} \quad (9.39)$$

Сопоставив выражения (9.37) и (9.28), получим связь между отношением заряда частицы к ее массе, ускоряющим напряжением и временем работы системы

$$\begin{aligned} \frac{Q}{M} E_b &= 1,05 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda g}{K_1} t_b = \\ &= 2,07 \cdot 10^{-3} = (\lambda g I_{oa \text{ макс.}})^2 \\ &= 5,17 \cdot 10^{-9} (g I_{sp})^2. \end{aligned} \quad (9.40)$$

Представляет интерес отношение тяги к весу, поскольку оно будет служить критерием пригодности системы, создающей тягу с помощью ускорителя частиц, для применения в поле гравитационных сил. Это отношение равно ускорению ракеты в свободном пространстве и выражается соотношением

$$\frac{T}{m_0} = \frac{a_0}{g_0} = \frac{I_{oa \text{ макс.}}}{t_b} = \frac{225}{1 \lambda g K_1 t_b} = \frac{5,07 \cdot 10^4}{\lambda g K_1 I_{oa \text{ макс.}}} = \frac{1,014 \cdot 10^5}{g K_1 I_{sp}}, \quad (9.41)$$

где  $g_0 = 9,80 \text{ м/сек}^2$  — ускорение силы тяжести на уровне моря. Отношение тяги к весу будет большим только при непродолжительной работе или для малых значений максимума удельного импульса. При фиксированных параметрах ракеты высокий удельный импульс требует длительного времени работы и небольшого ускорения; поэтому ясно, что подобные реактивные системы наиболее пригодны для использования в условиях свободного пространства.

Используя выражение (9.41), можно привести соотношения (9.27), (9.28) и (9.40) к более простой форме, включающей только

параметр  $K_1$  и начальное ускорение ракеты,

$$\frac{Q}{M} E_b = \frac{53,3}{\left(K_1 \frac{a_0}{g_0}\right)^2}, \quad (9.42)$$

$$\frac{P_e}{T} = \frac{0,494}{K_1 \frac{a_0}{g_0}} \text{ Мвт/кг}, \quad (9.43)$$

$$v_e = \frac{1,01 \cdot 10^5}{K_1 \frac{a_0}{g_0}} \text{ м/сек.} \quad (9.44)$$

С точки зрения конструктора ракеты, желательно, очевидно, поднять как можно выше удельную мощность электрогенерирующей установки. В соответствии с этим уместно вкратце проанализировать весовые характеристики каждого из упоминавшихся элементов установки.

Поскольку удаление тепла в мировое пространство практически может быть выполнено только с помощью теплового излучения, то становится существенным вес такого охладителя. Работа при  $600^\circ \text{C}$  и излучательной способности 1,0 требует, грубо говоря,  $300 \text{ фут}^2$  ( $28 \text{ м}^2$ ) излучающей поверхности на каждый мегаватт излучаемого тепла. Предполагая вес охладителя вместе с рабочим телом равным  $2 \text{ кг/фут}^2$  ( $21,5 \text{ кг/м}^2$ ), найдем вес охладителя на единицу мощности по формуле

$$\frac{m_r}{P_e} = \frac{600(1-\eta_{oa})}{\eta_{oa}} \text{ кг/Мвт (электрич.)}, \quad (9.45)$$

где  $\eta_{oa}$ —полный к.п.д. превращения тепловой энергии в электрическую в электрогенерирующей установке. Конечно, отвод тепла при более высокой температуре снизит требуемую площадь, а следовательно, и вес на единицу мощности; однако полный к.п.д. цикла при использовании источника тепла, ограниченного в температурном отношении, будет снижаться при увеличении температуры охладителя. Определение оптимальной температуры охладителя показывает, что минимальный вес системы будет иметь место при работе с температурой охладителя, составляющей  $0,75\text{—}0,8$  температуры источника тепла. Тщательный анализ всей проблемы отвода тепла излучением был изложен в открытой литературе [23] и должен использоваться для более глубокого рассмотрения данного вопроса.

Размеры, а следовательно, и вес ядерного реактора, являющегося источником тепловой энергии, ограничены только теплопередающей способностью объема делящегося материала (активная зона). Плотности тепловых потоков вплоть до  $1 \text{ Мвт/фут}^3$  ( $35 \text{ Мвт/м}^3$ ) легко достижимы при использовании жидкометаллических теплоносителей и при умеренных температурных потенциалах [24].

В реакторе MTR (Арко, шт. Айдахо) были получены более высокие величины [25] тепловыделения и теплоотвода [25]. Предположив среднюю плотность объема активной зоны равной  $100 \text{ кг/фут}^3$  ( $3500 \text{ кг/м}^3$ )—типичное значение для реакторов большой мощности, например для уран-графитового реактора X—10 [26], — грубо оценим вес реактора по формуле

$$\frac{m_{s1}}{P_e} = \frac{100}{\eta_{ca}} \text{ кг/Мвт (электрич.).} \quad (9.46)$$

Здесь мы пренебрегаем тем, что для критичности реактора необходимо, чтобы его размер был не меньше определенного минимального размера независимо от уровня мощности; однако при нахождении указанного выше удельного веса на единицу мощности это соображение становится второстепенным при тепловой мощности большей  $20—40 \text{ Мвт}$ .

По различным причинам, связанным с работой теплового двигателя, может оказаться желательным изолировать ядерный реактор от остальной части энергосилового контура. Для этого требуется предусмотреть вторичный теплообменник для передачи тепла от теплоносителя реактора к независимому рабочему телу теплового двигателя. Разработаны теплообменники газ—газ, способные передавать до  $2 \text{ кВт/кг}$  [27]. Очевидно, что эта цифра может быть удвоена в теплообменнике жидкость—газ, в котором тепловое сопротивление жидкости значительно меньше теплового сопротивления газа. Более высокие, чем в этом случае, характеристики теплопередачи были достигнуты в теплообменниках жидкий металл—воздух [28]. Поэтому для случая передачи тепла к газу, служащему рабочим телом теплового двигателя, вес вторичного теплообменника берется равным

$$\frac{m_{s2}}{P_e} = \frac{250}{\eta_{oa}} \text{ кг/Мвт (электрич.).} \quad (9.47)$$

Существующие обычные электрические генераторы с хорошими характеристиками [29] имеют удельный вес на единицу мощности около

$$\frac{m_e}{P_e} = 1000 \text{ кг/Мвт (электрич.).} \quad (9.48)$$

В соответствии с недавно появившимся предложением [30], может быть, окажется возможным производить электроэнергию более дешевым с точки зрения веса способом, чем вышеуказанный путь, а именно путем использования электростатических генераторов. К сожалению, еще не получены технически приемлемые характеристики таких устройств.

Для системы теплового двигателя с замкнутым газовым циклом под давлением и при использовании в качестве теплоносителей таких

инертных газов, как He или N<sub>2</sub>, окажется возможным создать турбокомпрессорный агрегат с высокими техническими характеристиками, имеющий вес на единицу мощности порядка

$$\frac{m_{e_2}}{P_e} = 500 \text{ кг/Мвт (электрич.).} \quad (9.49)$$

Такие системы должны быть аналогичны регенеративным установкам Акерет-Келлера [31], которые применяются уже в течение ряда лет. Целесообразность регенерации может быть определена только путем весового анализа, в котором производится баланс весов охладителя и регенератора. На первый взгляд регенератор, представляющий собой теплообменник газ—газ, кажется неэффективным устройством (с точки зрения веса). Кажется сомнительным, чтобы повышение к.п.д. цикла оказалось достаточным для компенсации стоимости транспортировки регенератора в мировом пространстве.

Наиболее легким элементом реактивной системы должен быть ускоритель частиц, в основном состоящий из источника заряженных частиц и ускоряющих сеток, укрепленных на каркасе, размеры которого не должны изменяться в рабочих условиях.

Хотя, по общему мнению, это лишь догадка, но вес ускорителя может быть снижен до величины

$$\frac{m_a}{P_e} = 100 \text{ кг/Мвт (электрич.).} \quad (9.50)$$

Приняв это значение и полный к.п.д., равный 25%, найдем, что вес на единицу мощности полной двигательной системы (без рабочего тела и баков) оценивается равным

$$K_1 = 4800 \text{ кг/Мвт (электрич.).} \quad (9.51)$$

при использовании существующих конструкций и стандартного или почти стандартного оборудования. В лучшем случае в результате усовершенствований, достигнутых путем тщательной разработки отдельных элементов установки, можно эту величину уменьшить в 10 раз.

В качестве примера возможностей рассмотренной двигательной системы, даже при таком довольно консервативном подходе к ней, как вышеизложенный, рассмотрим ракету, в которой желательно иметь удельный импульс рабочего тела 10 000 кг·сек/кг, что в 30 раз превышает максимальный удельный импульс сегодняшних химических ракет. При  $K_1 = 4800 \text{ кг/Мвт}$  (электрич.) можно показать с помощью соотношения (9.41), что  $a_0 = 2,17 \cdot 10^{-4} g_0$ . Хотя это ускорение мало, но им нельзя пренебрегать. Ускорение гравитационного поля Солнца на орбите Земли составляет лишь  $6,04 \cdot 10^{-4} g_0$ ! Принимая удельный импульс ракеты равным 3000 кг·сек/кг, найдем, что время активного участка полета составляет  $1,38 \cdot 10^7$  сек., или около 5,3 месяца. Величина  $\lambda$  определяется из соотношения (9.39)

и равна  $\lambda = 1,667$ .<sup>4</sup> Предполагая  $m_0 = 10^5$  кг, найдем  $T = 21,7$  кг. По соотношению (9.40) или (9.42)  $(Q/M) E_b = 50$ , а из формулы (9.27) или (9.43) получим, что  $(P_e/T) = 0,48$  Мвт/кг, так что  $P_e = 10,4$  Мвт (электрич.). Так как  $K_1 = 4800$  кг/Мвт (электрич.), то вес оборудования, требующегося для выработки электрической мощности, равен  $5 \cdot 10^4$  кг. При градиенте напряжения в ускорителе  $E_b/d = 10^7$  в/м уравнение (9.26) дает  $T/S^2 = 80,6$  кг/м<sup>2</sup>, так что  $S^2 = 0,25$  м<sup>2</sup>. Это соответствует ускорительной сетке круглой формы диаметром около 0,56 м. Весовой расход рабочего тела подсчитывается по формуле (9.19) и оказывается равным  $\omega = 2,17 \cdot 10^{-3}$  кг/сек. Таким образом, полный вес рабочего тела равен  $3 \cdot 10^4$  кг. Если вес баков составляет 10% веса содержащегося в них рабочего тела. то  $K_2 = 0,1$ ; таким образом,

$$\frac{m_d}{m_0} \Phi_\xi = 0,567.$$

При  $K_2 = 0,1$  вес баков составляет  $m_i = 3 \cdot 10^3$  кг. Суммируя все веса, находим, что  $m_a = 1,7 \cdot 10^4$  кг. Таким образом,  $m_a/m_0 = 0,170$  и  $\Phi_\xi$  должно равняться 3,33. Поэтому  $e^{\xi} = 1,43$  и

$$\xi = \frac{\Delta v}{v_b} = 0,358.$$

Поскольку  $v_b = 9,8 \cdot 10^4$  м/сек (при  $I_{sp} = 10\,000$  кг·сек/кг), то  $\Delta v = 3,5 \cdot 10^4$  м/сек. Полный импульс за время активного участка полета равен огромной величине  $3 \cdot 10^8$  кг·сек. Это более чем в 200 раз превышает полный импульс, создаваемый ракетой «Фау-2».

Заметим, что для тех же значений удельного импульса уменьшение величины  $K_1$  приводит к соответственному линейному уменьшению времени работы системы и увеличению ускорения. При весе энергетической установки на единицу электрической мощности, равном 1 кг/Мвт, теоретически достижимо ускорение  $g_0$ .

## 9.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Читатель, несомненно, заметил, что последняя глава, касающаяся возможного будущего, в большой степени опирается на потенциальное использование плазмы и ионизированных газов, а также на взаимодействие электрических и магнитных полей с заряженной материей. Концентрацию внимания на этих вопросах не следует рассматривать как результат рассуждений о желательном, она скорее отражает возрастающее значение той области физической науки, которая называется *магнитной гидродинамикой* или *магнитной газодинамикой*. Большие успехи в развитии техники всегда были результатом успешного объединения ранее не соприкасавшихся областей науки и техники. Сегодня мы стоим на пороге единения теории электромагнитного поля с газодинамикой и ядер-

ной физикой. Непосредственное получение электрической энергии за счет ядерных процессов вовсе не находится за пределами возможного и станет со временем плодом синтеза этих отраслей науки. И, как мы видим, весьма легкие источники электроэнергии могут явиться для человечества ключом к исследованию ближайших областей вселенной—солнечной системы и, быть может, более далеких пространств космоса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. S ä n g e r E., Stationäre Kernverbrennung in Raketen, *Astronautica Acta*, 1, fasc. 2, sec. VI, 85 (1955).
2. P o s t R., An Application of the Physics of High Temperature Plasmas, *Rev. Mod. Phys.*, 28 (3), 338 (1956).
3. К у р ч а т о в И. В., О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде, *Атомная энергия*, № 3, 1956.
4. Vitro engineering Division: Review of Fission Product Heat Sources for Power Generation in the 1—5 kw Range, Vitro Corporation of America. Опубликовано 5 ноября 1954 г. как документ Комиссии по атомной энергии США, KLX-1735, Бюро технической службы, Департамент торговли США.
5. S h e p h e r d L. R., C l e a v e r A. V., The Atomic Rocket-1, *J. Brit. Interplanetary Soc.*, 7 (5), 190 (1948).
6. S e i f e r t H. S., M i l l s M. M., Problems of Application of Nuclear Energy to Rocket Propulsion, p. 2, Jet Propulsion Laboratory Memo, 3—4, January 23, 1947, приведена в виде аннотации в *Phys. Rev.*, 71, 279 (1947).
7. S e r b e r R., The Use of Atomic Power for Rockets, pp. 1—3, Project RAND RAD-2 (July 5, 1946).
8. S h e p h e r d L. R., C l e a v e r A. V., The Atomic Rocket—2 and—3, *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 7 (6), 237, 240 (1948); 8 (1), 30 (1949).
9. Научные и технические основы ядерной энергетики, под редакцией К. Гудмена, т. 1, стр. 59, фиг. 32, ИЛ, 1948.
10. Там же, стр. 54.
11. Ядерные реакторы, Физика ядерных реакторов, гл. 5, стр. 211, ИЛ, 1956.
12. S a f o n o v G., The Criticality and Some Potentialities of Cavity Reactors (abridged) RM—1835, RAND Corporation Santa Monica, Calif, July 17, 1955.
13. S h e p h e r d L. R., C l e a v e r A. V., The Atomic Rocket—3, *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 8 (1), 23, 30 (1949).
14. P e r r y R. W., K a n t r o w i t z A., The Production and Stability of Converging Shock Waves, *J. Appl. Phys.*, 22 (7), 878 (1951).
15. П р а й н и н г О., Получение высоких температур (до 55 000° К) в лабораторных условиях, *УФН*, 55 (4), 595 (1955).
16. Новые двигательные установки, описанные в разделе технического обзора в *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 15 (4), 214 (1956).
17. O b e r t h H., Wege zur Raumschiffahrt, R. Oldenbourg-Verlag, München, 1929.
18. S h e p h e r d L. R., C l e a v e r A. V., The Atomic Rocket—4, *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 8 (2), 59 (1949).
19. S p i t z e r L., Jr., Interplanetary Travel between Satellite Orbits, *J. Brit. Interplanet. Soc.*, 10 (6), 249 (1951).

20. Bussard R. W., A Nuclear-Electric Propulsion System, *J. Brit. Interplanetary Soc.*, **15** (6), 297 (1956).
21. *J. Brit. Interplanet. Soc.*, **15** (6), 297 (1956).
22. Ryder J. D., Electronic Engineering Principles, 5th printing, chap. 5, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1950.
23. Cross C. A., The Fundamental Basis of Power Generation in a Satellite Vehicle, *J. Brit. Interplanet. Soc.*, **11** (3), 117 (1952).
24. Жидкометаллические теплоносители (натрий и натриево-калиевый сплав), ИЛ, 1957.
25. Ядерные реакторы для исследовательских целей, стр. 384, табл. XIV, ИЛ, 1956.
26. Ядерные реакторы для исследовательских целей, стр. 379, табл. XII, ИЛ, 1956.
27. Научные и технические основы ядерной энергетики, под редакцией К. Гудмена, т. 2, ИЛ, 1950.
28. Жидкометаллические теплоносители (натрий и натриево-калиевый сплав), гл. 6, ИЛ, 1957.
29. Kalikow I., Nothing Is Really Ever Finally Solved, *Gen. Electr. Rev.*, **57** (6), 48 (1954).
30. Grosan G. S., An Electrical Machine for Use in Extra-terrestrial Environment, *J. Brit. Interplanet. Soc.*, **14** (5), 270 (1955).
31. Keller C., Closed Cycle Gas Turbine, Escher-Wyss—AK Development, 1945—1950, *Trans. ASME*, **72**, 835 (1950).
32. Way K., Dismurke N., Fission Product Yields, *ORNL—280 and AECD—2817*, 1949.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 1

### Переводные коэффициенты

Исходная единица	Переводной коэффициент	Получаемая единица
Длина		
<i>фут</i>	30,48	<i>см</i>
<i>дюйм</i>	2,540	<i>см</i>
<i>мкм</i>	$10^{-4}$	<i>см</i>
$\text{Å}$	$10^{-8}$	<i>см</i>
Объем		
<i>фут<sup>3</sup></i>	$2,832 \cdot 10^4$	<i>см<sup>3</sup></i>
	7,481	<i>галлон</i>
	28,32	<i>л</i>
<i>дюйм<sup>3</sup></i>	16,39	<i>см<sup>3</sup></i>
<i>галлон</i>	3,785	<i>л</i>
Масса		
<i>фунт</i>	453,5	<i>г</i>
	0,4535	<i>кг</i>
Плотность		
<i>фунт/дюйм<sup>3</sup></i>	27,68	<i>г/см<sup>3</sup></i>
<i>фунт/фут<sup>3</sup></i>	$1,602 \cdot 10^{-2}$	<i>г/см<sup>3</sup></i>
Давление		
<i>атм</i>	$1,0132 \cdot 10^6$	<i>дина/см<sup>2</sup></i>
	760,0	<i>мм рт. ст.</i>
<i>дина/см<sup>2</sup></i>	$7,501 \cdot 10^{-4}$	<i>мм рт. ст.</i>
<i>фунт/дюйм<sup>2</sup></i>	51,715	<i>мм рт. ст.</i>
Сила		
<i>дина</i>	$1,020 \cdot 10^{-6}$	<i>кГ</i>
<i>фунт</i>	$4,448 \cdot 10^5$	<i>дин</i>



Исходная единица	Переводной коэффициент	Получаемая единица
Тепло и энергия		
<i>Бте</i>	251,8	<i>кал</i>
	$3,930 \cdot 10^{-4}$	<i>л. с.-час</i>
	0,2931	<i>вт-час</i>
	$2,931 \cdot 10^{-4}$	<i>квт-час</i>
	$2,931 \cdot 10^{-7}$	<i>Мвт-час</i>
<i>эв</i>	$1,603 \cdot 10^{-12}$	<i>эрг</i>
	$1,603 \cdot 10^{-19}$	<i>вт-сек</i>
<i>Мэв</i>	$1,603 \cdot 10^{-6}$	<i>эрг</i>
	$1,603 \cdot 10^{-13}$	<i>вт-сек</i>
Мощность		
<i>Бте/сек</i>	$1,055 \cdot 10^{-3}$	<i>Мвт</i>
<i>Бте/час</i>	$2,931 \cdot 10^{-7}$	<i>Мвт</i>
	$2,931 \cdot 10^{-4}$	<i>квт</i>
	0,2931	<i>вт</i>
	$3,930 \cdot 10^{-4}$	<i>л. с.</i>
<i>л. с.</i>	0,7457	<i>квт</i>
<i>квт</i>	1,341	<i>л. с.</i>
Теплоемкость		
<i>Бте/фунт. °F</i>	1,000	<i>кал/г. °C</i>
Теплопроводность		
<i>Бте/час · фут. °F</i>	$4,134 \cdot 10^{-3}$	<i>кал/сек · см. °C</i>
	$1,731 \cdot 10^{-2}$	<i>вт/см. °C</i>
Вязкость		
<i>сантипуаза</i>	$1,0 \cdot 10^{-2}$	<i>пуаза</i>
<i>пуаза</i>	1,0	<i>г · сек/см</i>
К коэффициент теплоотдачи		
<i>Бте/час · фут<sup>2</sup> · °F</i>	$1,355 \cdot 10^{-4}$	<i>кал/сек · см<sup>2</sup> · °C</i>
	$5,678 \cdot 10^{-4}$	<i>вт/см<sup>2</sup> · °C</i>
<i>кал/сек · см<sup>2</sup> · °C</i>	4,187	<i>вт/см<sup>2</sup> · °C</i>

Связь между температурными шкалами

$$n^{\circ K} = (n - 273,2)^{\circ C},$$

$$n^{\circ F} = \frac{5}{9} (n - 32)^{\circ C},$$

$$n^{\circ R} = \frac{5}{9} (n - 491,76)^{\circ C}.$$

Таблица 11

**Физические константы***Универсальная газовая постоянная*

$$\begin{aligned}
 R &= 8,314 \text{ дж/моль} \cdot \text{°K} = \\
 &= 1,987 \text{ кал/моль} \cdot \text{°K} = \\
 &= 1545 \frac{(\text{фунт/фут}^2)/\text{фут}^3}{(\text{фунт/моль})\text{°K}}.
 \end{aligned}$$

*Ускорение силы тяжести*

$$\begin{aligned}
 g &= 32,2 \text{ фут/сек}^2 = \\
 &= 980,7 \text{ см/сек}^2.
 \end{aligned}$$

*Механический эквивалент тепла*

$$\begin{aligned}
 J &= 778,2 \text{ фут} \cdot \text{фунт/Бте} = \\
 &= 426,99 \text{ кгм/ккал}.
 \end{aligned}$$

*Постоянная Больцмана*

$$\begin{aligned}
 k &= 1,3804 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/°K} = \\
 &= 8,61 \cdot 10^{-5} \text{ эв/°K}.
 \end{aligned}$$

*Скорость света*

$$\begin{aligned}
 c &= 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек} = \\
 &= 9,835 \cdot 10^8 \text{ фут/сек}.
 \end{aligned}$$

*Число Авогадро*

$$N_0 = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ ядер/г-атом.}$$

*Постоянная Стефана — Больцмана*

$$\begin{aligned}
 \sigma &= 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{°K}^4 = \\
 &= 0,171 \cdot 10^{-8} \text{ Бте/час} \cdot \text{фут}^2 \cdot \text{°K}^4.
 \end{aligned}$$

*Постоянная Планка*

$$h = 6,625 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек.}$$

П Р Е Д М Е Т Н Ы Й У К А З А Т Е Л Ь

- Адиабатическая температура стенки 67, 113  
 Аммиак 40, 43, 44, 47, 48, 49, 50, 54, 56, 91  
 Аппаратура для исследования конструкций 359  
 Атмосфера, влияние на движение летательных аппаратов 20  
 — плотность в функции высоты 23
- Баллистическая дальность полета ракеты 26  
 Баллистический полет 26  
 Бериллий 221  
 Бета-излучение 230  
 Биологический эквивалент рентгена 367  
 Биологические эффекты радиации 364  
 Блок-схема автоматического регулирования с замкнутым контуром 306  
 — простейшего имитатора кинетики реактора 317  
 — разомкнутой системы автоматического регулирования 295  
 — системы управления ракетой с атомным двигателем 295  
 — с простой обратной связью 307  
 — управления пуском и работой реактора 327  
 Борьба с радиационной опасностью 268
- Влияние облучения быстрыми нейтронами на графит 222, 223  
 Возраст теплых нейтронов 240  
 Вода 41, 43, 47, 66  
 Водород 40, 43, 45, 51, 103  
 Водородная хрупкость 49, 216  
 Вольфрам 178, 191, 217  
 Вторая космическая скорость 29  
 Вязкость газообразных рабочих тел 48
- Газы 46, 48, 49, 50, 51  
 Гамма-излучение 280, 327  
 Гафний 225  
 Гелий 40  
 Геометрия реакторов 263  
 Гидравлическое сопротивление пористых стенок 125  
 Гидразин 43, 44, 50  
 Гидрид лития 39  
 — церия 185  
 — циркония 184, 185  
 Гидродинамические измерения 360  
 Грасгофа число 129  
 Графит 175, 176, 177, 178, 194
- Движение ракетного летательного аппарата 16  
 — с постоянным ускорением 19  
 Двухфазное течение 167  
 Диаграмма Найквиста 310  
 — «удлинение—время» 210, 211  
 Динамика системы 294  
 Динамическая устойчивость системы 294  
 Диссоциации рабочего тела 35, 36, 47, 52, 54  
 Длина диффузии тепловых нейтронов 240  
 — миграции 243  
 Доза интегральная 222  
 — максимально допустимая 279, 367  
 Дозы излучения 279
- Единицы измерения излучений 366  
 — поглощенной дозы 367
- Жидкие углеводороды (коррозия) 44, 49  
 Жидкий водород (коррозия) 46  
 Жидкости 40, 43
- Замедлители 172, 183, 184, 191, 194  
 Защита от излучений 13

- Защита персонала 353  
 Защитные покрытия 216, 217
- Измерительная аппаратура 358**  
 Изображения некоторых функций 302  
 Изоэнтропическое расширение 31  
 Интенсивность потока излучения поверхности источника 272  
 Искусственные спутники 26  
 Испытания ракетной ядерной установки 331  
 Испытательные устройства 351  
 Истечение рабочих тел 59
- Кадмий 225**  
 Карбид вольфрама 182  
 — ниобия 176, 182, 216  
 — тантала 176, 182, 216  
 — циркония 176, 182, 216  
 Касательные напряжения в трубах 205  
 Кинетика диссоциации водяного газа 57  
 — —  $H_2$  57  
 — реактора 255, 257  
 Кинетическое уравнение Больцмана 235, 238, 245  
 Компенсированные ионизационные камеры 329  
 Комптоновское рассеяние 269  
 Конвекция вынужденная 117  
 — естественная 117  
 Константа равновесия 52, 54  
 Контроль за  $\alpha$ -излучением 370  
 — за  $\beta$  и  $\gamma$ -излучением 370  
 Коррозия и эрозия 41, 215, 217, 257  
 Коэффициент быстроходности 71  
 — восстановления температуры 114  
 — — — местный 114  
 — — — общий 114  
 — лобового сопротивления 20  
 — поглощения энергии материалами 273  
 — подъемной силы 20  
 — полезной нагрузки 25  
 — Пуассона 187  
 — размножения 240, 321  
 — расхода 37  
 — расширения 204  
 — реактивности 261  
 — скорости сопла 38  
 — теплопроводности 43, 49, 112, 134, 188  
 — усиления 307
- Коэффициенты утечки тепловых и быстрых нейтронов 290  
 Кризис течения 166  
 Критерии подобия 112  
 Критерий расчета систем автоматического регулирования с обратной связью 309  
 Критическая масса 266  
 Критические размеры реактора 244  
 — сборки реактора 339  
 — смеси  $U^{235}$ , Be и C 254  
 — —  $U^{235}$  и  $D_2O$  251  
 — —  $U^{235}$  и C 253  
 — —  $U^{235}$  и Be 253  
 — —  $U^{235}$  и BeO 253  
 — —  $U^{235}$  и  $H_2O$  251  
 Критическое сечение сопла 34
- Ламинарное течение 114, 118, 158, 164  
 Лапласа преобразование 299  
 Лапласиан 240  
 Линейные дифференциальные уравнения 266  
 — электронные решающие элементы 312
- Магнитная и гидравлическая аналогии 146  
 Максимальная теоретическая скорость истечения 33  
 Массовый коэффициент ослабления 274  
 Математическое описание процесса деления 233  
 Маха число 112, 114, 157  
 Машинные переменные 311  
 Мгновенная критичность 323  
 Межкристаллитная коррозия 49  
 Метод Монте-Карло 233, 235, 237, 245, 249, 256, 257, 269  
 — Найквиста 309  
 — преобразования Лапласа 299, 304  
 — Рауса 309  
 — релаксации для теплопроводности при стационарном режиме 139, 142  
 Методы аналогий 144  
 Механизм диссоциации гидразина 51  
 Моделирование 310  
 Моделирующая схема простейшего имитатора кинетики реактора 318  
 Модель непрерывного замедления нейтронов (по Ферми) 239  
 Модуль Юнга 187

- Молибден 176, 179, 181, 190, 216  
 Мощность дозы 279, 284  
 — — быстрых нейтронов 287  
 — — тепловых нейтронов 290  
 — объемного источника  $\gamma$ -излучения 272  
 — необходимая для привода насоса 73  
 — ядерного реактора 77
- Наведение активности в металлах**  
 конструкционных материалов 354  
 Навье-Стокса уравнение 115  
 Нагрев непосредственно осколками деления 381  
 Напряжения в сплошных стержнях 204  
 — — — сферах 204  
 Насосная система подачи 70  
 Натурные испытания реактора 343  
 Начальный пуск реакторов 320  
 Нейтронные характеристики реактора 339  
 Нейтронный контроль 371  
 — поток 173, 266  
 Нейтроны 172, 231  
 — быстрые 285  
 — запаздывающие 229, 333  
 — тепловые 230  
 Нелинейные дифференциальные уравнения 299  
 — электронные или электромеханические решающие элементы 313  
 Необходимый запас рабочего тела 63  
 Непосредственное использование импульса частиц 380  
 Нестационарный процесс деления 256  
 Неядерные испытания установки 332  
 Ниобий 180, 191  
 Нитросоединения 44  
 Нуссельта число 112
- Образование пар** 269  
 Обратная связь и устойчивость системы 303  
 Объемная скорость тепловыделения 204  
 Окись бериллия 221  
 Опасность для здоровья и радиационная безопасность 364  
 Операционный усилитель 316  
 Оптическая и радиационная пирометрия 362  
 Орбитальные характеристики 29  
 Осевые напряжения в трубах 206  
 Ослабление быстрых нейтронов 285
- Основное уравнение движения ракеты 18  
 Основные уравнения динамики системы 296  
 — элементы ракетной системы 62  
 — — ядерной ракетной установки 293  
 Остановка реактора 324  
 Острое облучение 364  
 Отражатели 172, 183, 191
- Параметр конструкции, определяющий допустимую весовую долю топлива** 25  
 Параметры атомных ракет, работающих на водороде и аммиаке 91  
 — двигателя 344  
 Пассивный вес 80  
 Передаточные функции 306, 312  
 Перенос нейтронов 236  
 Период реактора 322  
 Пластичность материала 209, 213  
 Плотность нейтронов в реакторе 231  
 Площадь миграции 243  
 Поглощение и утечка  $\gamma$ -излучения и нейтронов 267  
 Пограничный слой 115, 130, 131  
 Поле земного тяготения 18  
 Полезный груз 13  
 Полиномы Лежандра 236  
 Полное время работы ракетного двигателя 22  
 Полные нейтронные сечения различных материалов 277  
 Потеря давления от трения в трубах 153  
 Прандтля число 112, 114, 119, 120, 121, 128  
 Предельно допустимая доза 279  
 Приближенные методы расчета реакторов 239  
 Приборы управления двигателем атомной ракеты 325  
 Проблема нагрева  $\gamma$ -излучением 359  
 Продольные напряжения в пластинах 206  
 Пропорциональный счетчик 328  
 Пуазейля закон 153
- Работоспособность конструкций реактора** 345  
 Рабочее тело 13, 293  
 Рабочий диапазон уровня мощности реактора 324  
 Радиальные напряжения в трубах 205  
 Радиационная опасность 370  
 Радиационные повреждения 219, 268

- Радиационные эффекты 219  
 Радиация 173  
 Радиоизотопы как источники тепла 378  
 Радиологическое разложение жидкостей 225  
 Равновесное состояние 52  
 Равновесный молекулярный вес 56  
 Ракета, летные испытания 350  
 — максимально достижимая скорость 25  
 — общая схема 12  
 — основные характеристики 16  
 — условия выхода из сферы земного притяжения 26  
 — «Фау-2» 65, 93  
 Ракеты многоступенчатые 24  
 Распределение температуры в пористой стенке 123  
 Распространение тепла через плоскую стенку без внутренних источников тепла 135  
 — — — сферическую стенку без внутренних источников тепла 136  
 — — — цилиндрическую стенку без внутренних источников тепла 136  
 Рауса критерий 309  
 Реактор, физический расчет 228  
 Реакторы газовые 385  
 — гетерогенные 263, 265  
 — гомогенные 263  
 Реальные сопла 35  
 Рейнольдса число 112, 114, 117, 119, 120, 130, 154, 162  
 — — критическое значение 119  
 Рекомбинация рабочего тела 36, 36, 47  
 Рений 176, 180, 190  
 Рентген 366  
 Решающие элементы моделирующих устройств 311  
 Роль различных факторов при радиационных повреждениях 337  
 Самоподдерживающаяся реакция деления 229  
 Сверхзвуковое сопло 31  
 Свободное движение 16  
 Свободный поток 114  
 Сечение резонансного поглощения 245  
 Сечения реакции синтеза 376  
 — поглощения и рассеяния 231  
 Силовая рама двигательной установки 76  
 Силовое поле, вызванное массой самого тела 16  
 Система координат 16  
 — регулирования 345  
 — управления 292  
 Системы автоматического регулирования 310  
 Скорость ползучести 211  
 — тепловыделения 211  
 Спирты 41, 48  
 Средний температурный напор 132  
 Средняя теплоемкость чистых газов и смесей в равновесных условиях 51  
 — энергоплотность активной зоны 77  
 Стартовые площадки для летных испытаний 357  
 Статика реактора 228  
 Стационарная теплопроводность 135  
 Стенды для статических испытаний 351  
 Стенка с внутренним источником тепла и равным теплоотводом с обеих поверхностей 136  
 Схема газового реактора 387  
 — непосредственного нагрева с помощью электрической дуги 394  
 — ракеты с ускорителем частиц 394  
 Счетно-решающие схемы, использующие операционные усилители 313  
 Счетчик деления на  $U^{235}$  328  
 Тантал 180, 191  
 Телеметрическая система передачи сигналов 358  
 Температура газа 363  
 Температурные деформации и напряжения 200—202  
 «Теневая» защита 281  
 — — от тепловых нейтронов 289  
 Теорема Коши 309  
 Теоретическая тяга 34  
 Теория возраста Ферми 240, 241, 258  
 Тепловыделяющие элементы реакторов 170, 175, 201, 215, 218, 220  
 Тепловые измерения 360  
 — нейтроны 287  
 — эффекты от нейтронного и  $\gamma$ -излучений 269  
 Теплоемкость чистых газов при постоянном давлении 50  
 Теплоотдача к воде при кипении в условиях естественной конвекции 66  
 — при вынужденной конвекции к жидким  $H_2$ ,  $N_2$  и  $O_2$  66  
 Теплопроводность при нестационарном режиме 134, 137

- Термический к.п.д. идеального цикла Карно 33  
 Термомеханические циклы 391  
 Термопары 361  
 Течение с ламинарным пограничным слоем 130  
 — с турбулентным пограничным слоем 131  
 — через пористую среду 123, 164  
 Типовая система ядерного реактивного двигателя 292  
 Трение при движении жидкости 152  
 Турбулентное ядро потока 120  
 Турбулентные потоки 119, 127, 158  
 Тяга, аппаратура для замеров 363  
 — идеальная 34  
 — реактивная 13
- Углеводороды 39, 41, 43, 45, 49  
 Удельный расход мощности 59  
 Упругие деформации и напряжения 209  
 Уравнение Гагена—Пуазейля 118  
 — диффузии 258  
 — отношения масс 22  
 — — — для условий свободного движения 18  
 — — — для  $i$ -й ступени  $n$ -ступенчатой ракеты 25  
 — состояния газа 117  
 — сплошности 116, 156  
 — энергии 116, 156  
 Уровень нейтронного потока 322  
 Ускорители 395  
 Условие критичности 231  
 Условия критичности для полостных реакторов 255  
 Устойчивость 307  
 — теплообменника 158  
 Устройства для разборки 355
- Фактор накопления при поглощении  $\gamma$ -излучения 271  
 Физический эквивалент рентгена 367  
 Фотоэлектрический эффект 269  
 Функциональный преобразователь 312  
 Функция Грина 276  
 Фурье закон 118  
 — уравнение 134
- Характеристики типичных ракет, работающих на смесях фтора с водородом и кислорода с гидразином 96
- Характеристики возможных рабочих тел 39  
 — сопла 30  
 — термопар 361  
 Химически реагирующая смесь 40  
 Хроническое облучение 364
- Цепная реакция деления 231, 233  
 Цилиндр с внутренними источниками тепла 137  
 Цирконий 182, 191
- Частотная характеристика системы 308  
 Численные методы решения уравнения теплопроводности 138
- Эксперименты внутри реактора 336  
 Эксплуатационные характеристики 319  
 Электрическая аналогия 145  
 Электронные моделирующие устройства 311  
 Элементы конструкции 173, 187, 197  
 — системы управления 173, 186, 193  
 Энергия деления 381  
 — радиоактивного распада 377  
 — реакций синтеза 375  
 Энергоплотность 149  
 «Эффект Вигнера» 219  
 Эффект резонансного поглощения 258  
 Эффективная скорость истечения 31, 38  
 — теплоемкость 59  
 Эффективное сечение выведения быстрых нейтронов 286  
 — — — утечки быстрых нейтронов 285  
 — — — тепловых нейтронов 288  
 Эффективный коэффициент размножения 240, 321  
 — удельный импульс 344  
 Эффективные макроскопические сечения 241
- Ядерная авария 357  
 Ядерные аспекты натуральных испытаний 347  
 — испытания установки 335  
 — свойства некоторых важнейших замедлителей 243  
 — характеристики тепловыделяющих элементов 182

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редакторов перевода . . . . .	5
Предисловие авторов . . . . .	8
<b>Глава 1. Введение</b>	
1.1. Введение. Назначение книги . . . . .	11
1.2. Общая схема ракеты . . . . .	12
1.3. Круг вопросов, освещаемых в книге . . . . .	14
<b>Глава 2. Основные характеристики ракеты</b>	
2.1. Движение ракетного летательного аппарата . . . . .	16
2.2. Характеристики сопла . . . . .	30
2.3. Характеристики возможных рабочих тел атомных ракет . . . . .	39
<b>Глава 3. Весовой анализ ракетных систем</b>	
3.1. Основные элементы ракетной системы . . . . .	62
3.2. Сравнительный анализ . . . . .	80
3.3. Недостатки весового анализа . . . . .	108
<b>Глава 4. Теплообмен и гидро- и газодинамика</b>	
4.1. Конвективный теплообмен . . . . .	111
4.2. Теплопроводность . . . . .	134
4.3. Геометрические соображения . . . . .	146
4.4. Энергоплотность . . . . .	149
4.5. Трение при движении жидкости и потеря давления . . . . .	152
4.6. Устойчивость системы . . . . .	158
<b>Глава 5. Материалы</b>	
5.1. Основные требования . . . . .	170
5.2. Свойства материалов . . . . .	175
5.3. Специальные проблемы . . . . .	200
<b>Глава 6. Физический расчет реактора</b>	
6.1. Статика реактора . . . . .	228
6.2. Кинетика реактора . . . . .	255
6.3. Геометрия реактора . . . . .	263
6.4. Поглощение и утечка $\gamma$ -излучения и нейтронов . . . . .	267
<b>Глава 7. Системы управления</b>	
7.1. Типовая система ядерного ракетного двигателя . . . . .	292
7.2. Математические методы . . . . .	298
7.3. Моделирование . . . . .	310
7.4. Эксплуатационные характеристики . . . . .	319
7.5. Приборы управления . . . . .	325



<b>Глава 8. Испытания ракетной ядерной установки</b>	
8.1. Испытания, проводимые при разработке составных элементов установки . . . . .	332
8.2. Натурные испытания . . . . .	343
8.3. Измерительная аппаратура . . . . .	358
8.4. Опасность для здоровья и радиационная безопасность . .	364
<b>Глава 9. Другие оригинальные ракетные системы</b>	
9.1. Энергия реакций синтеза . . . . .	375
9.2. Энергия радиоактивного распада . . . . .	377
9.3. Энергия деления . . . . .	381
9.4. Системы с ядерными реакторами . . . . .	390
9.5. Заключение . . . . .	404
Приложение . . . . .	407
Предметный указатель . . . . .	410

*Р. Бассард и Р. Де-Лауэр*

**Ракета с атомным двигателем**

Редактор *М. В. Вискова*

Художник *К. П. Сиротов*

Художественный редактор *В. И. Шаповалов*. Технический редактор *В. А. Доценко*

Сдано в производство 19/XI 1959 г. Подписано к печати 8/II 1960 г.  
 Бумага 60×921/16=13,0 бум. л. 26 печ. л. Уч.-изд. л. 24,7. Изд. № 20/4973  
 Цена 19 р. 30 к. Зак. 1379

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Москва, Ново-Алексеевская, 52

Московская типография № 5 Мосгоссовнархоза  
 Москва, Трехпрудный пер., 9

